

新 制
工
573
京大附図

# メタルハライドランプの 始動に関する研究

昭和57年12月

井 上 昭 浩





# メタルハライドランプの 始動に関する研究

昭和57年12月

井 上 昭 浩





# 目 次

第1章 序 論 .....	1
1-1 メタルハライドランプの概要 .....	1
1-2 本研究の背景 .....	4
1-3 メタルハライドランプの始動に関する研究経過 .....	6
1-4 関連研究の体系化と問題点 .....	9
1-5 本研究の目的と意義 .....	10
1-6 本論文の内容概説 .....	11
第2章 放電開始の時間的遅れ .....	12
2-1 序 論 .....	12
2-2 放電開始のばらつき .....	12
2-3 放電開始電圧の分布 .....	14
2-4 交流電圧波形と放電開始のばらつき .....	23
2-5 始動確率測定装置の応用 .....	28
2-6 結 論 .....	29
第3章 グロー・アーク転移現象 .....	31
3-1 序 論 .....	31
3-2 グロー・アーク転移の機構 .....	31
3-3 グロー・アーク転移エネルギー評価法 .....	35
3-4 実用ランプにおける転移エネルギーの測定 .....	40
3-5 チョーク安定器による転移電力の投入 .....	45
3-6 結 論 .....	52
第4章 放電灯の始動に及ぼす不純ガスの影響 .....	54
4-1 序 論 .....	54
4-2 不純ガス種 .....	55
4-3 電子エネルギー損失過程とエネルギー平衡式 .....	58
4-3-1 電子移動度が電界強度に比例する場合 .....	58
4-3-2 電子移動度が電界強度の平方根に比例する場合 .....	64
4-4 直流放電開始電圧に対する電子エネルギー損失増加率 .....	65
4-5 理論と実験との対応 .....	69

4-5-1	実験方法	69
4-5-2	放電開始の場合の電子エネルギー損失増加率	72
4-5-3	陽光柱に於ける電子エネルギー損失増加率	77
4-6	電子移動度による電子エネルギー損失増加率の補正	84
4-7	電子エネルギー損失増加率の圧力依存性	88
4-8	本理論の応用	90
4-8-1	発光管ゲッター	91
4-8-2	発光管透過水素量の評価と寿命中の放出水素量の推定	92
4-9	発光管不純ガスの除去……ゲッター排気	95
4-10	結 論	96
<b>第5章</b>	<b>再点弧電圧に及ぼす不純ガスの影響</b>	<b>97</b>
5-1	序 論	97
5-2	再点弧現象の観察法	99
5-3	再点弧現象の観察結果	100
5-4	再点弧電圧の理論的取扱い	102
5-5	再点弧電圧の抑制	111
5-6	結 論	114
<b>第6章</b>	<b>結 論</b>	<b>115</b>
	謝 辞	119
	参考文献	120



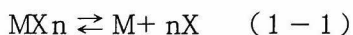
# 第 1 章 序 論

## 1-1 メタルハライドランプの概要

メタルハライドランプは高圧水銀ランプから派生した放電灯であるが、5000 K前後且数気圧の水銀蒸気内で金属ハロゲン化物を熱解離し励起発光させる新しい型の放電灯である。その構造は高圧水銀ランプに類似しており、第1-1図に示す。石英製発光管に1対の主電極と起動補助電極が気密封着され、アルゴンなどの始動ガスと水銀及び金属ハロゲン化物が封入されている。金属ハロゲン化物の蒸気圧を高くするため、発光管最冷部となる電極近傍の発光管壁に保温剤が塗布されている。このような発光管が硬質ガラス製外管に収容されている。この外管は有害な紫外線を遮断すると共に窒素などの不活性ガスを封入し発光管及びその支持材料などの高温下での酸化を防止する役目を果たす。

放電中の発光管中心部では、金属ハロゲン化物  $MX_n$  が金属原子  $M$  とハロゲン原子  $X$  とに熱解離し、更に金属原子  $M$  が励起され金属原子  $M$  の個有スペクトルを放射する。管壁方向へ移動した金属原子  $M$  はハロゲン原子  $X$  と反応し  $MX_n$  となり再び陽光柱内へ戻される。

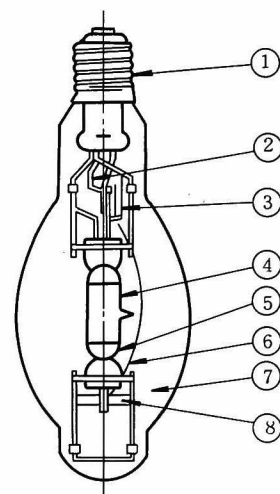
即ち



のハロゲンサイクルが成立しており、実質的にアーク中心部に於ける金属原子  $M$  の蒸気圧を高くしている。この様子を第1-2図に示す。<sup>1)</sup> これは  $Th, Tl, Na, Hg, I$

の全圧を4気圧とし、 $I : Hg$  を0.4としたときの計算値である。このように金属単体で蒸気圧の低い金属もハロゲン化物にすることにより蒸気圧が大巾に高くなる。更にナトリウムなどのアルカリ金属は単体では石英と反応し失透現象を起こすが、ハロゲン化物とすることによってそのような反応を防止できる。<sup>6)</sup>

- ① 口金  
長時間の点灯に耐えるネジ  
モールド方式
- ② 抵抗
- ③ バイメタル及び抵抗  
封止部を電解クラックから  
保護するバイメタル
- ④ 発光管  
寿命中安定した特性をもつ  
よう石英を採用
- ⑤ 保温剤  
発光管温度を均一にするよう  
耐熱保温剤を塗布
- ⑥ リードワイヤー  
寿命中の特性を安定させる  
リードワイヤー方式
- ⑦ 外管  
耐熱性のよい硬質ガラスを  
使用外管内は真空、または  
窒素ガス封入
- ⑧ ゲッター  
窒素中で効率よく不純ガスを  
吸着する高性能ゲッター



第1-1図 メタルハライドランプの構造

メタルハライドランプのアー  
クプラズマは局所熱平衡状態に  
あり且光学的に粗であるとして  
扱われる。<sup>2)</sup> 即ち各種の励起状  
態粒子密度は Boltzmann の法  
則に従い、これらの励起粒子の  
遷移によって発光スペクトル強  
度分布が決定する。従ってメタ  
ルハライドランプの発光スペク  
トル分布は封入する金属ハロゲ  
ン化合物の種類とアーク温度によ  
り定まる。

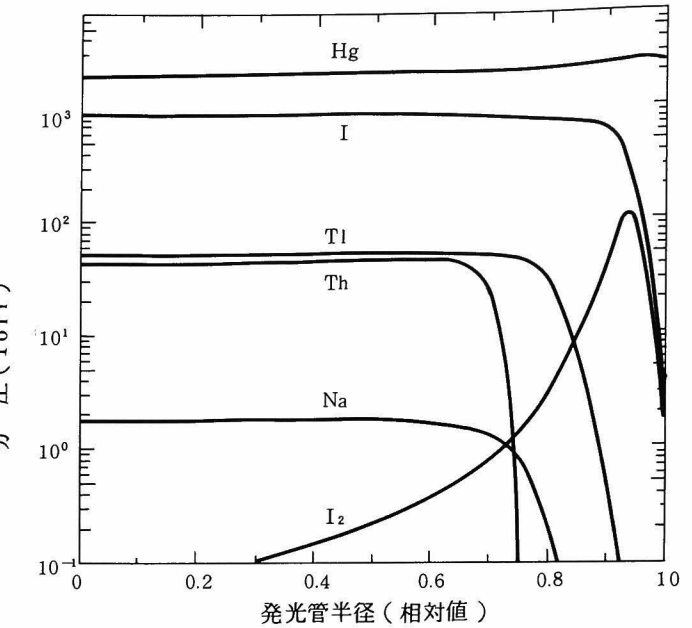
現在、実用に供されている封  
入ハロゲン化合物の組合せとして

は、(a) NaI-TlI-InI, (b) ScI<sub>3</sub>-NaI (-ThI<sub>4</sub>), (c) DyI<sub>3</sub>-TlI-InI, (d) SnI<sub>2</sub>-SnBr<sub>2</sub> が  
ある。第1-1表に400 Wクラスの特性をまとめたが、現在の所、効率の点では(b) ScI<sub>3</sub>-NaI  
系が、演色性の点では(d) Sn系が優れている。

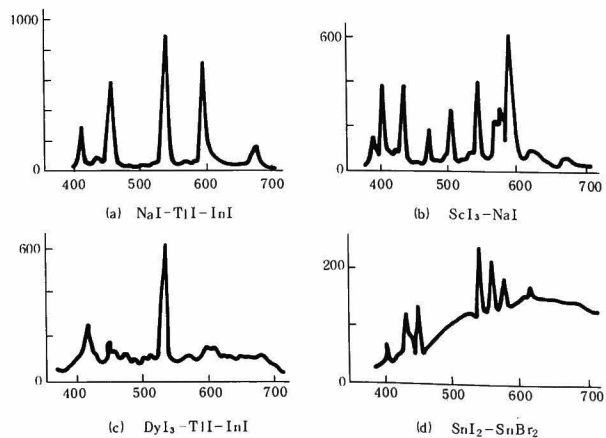
第1-1表 メタルハライドランプの特性(400 Wの場合)

封入物	ランプ効率 [lm/W]	平均演色評価数 <i>R<sub>a</sub></i>	色温度 [K]
(a) Na-Tl-In系	75 ~ 85	60 ~ 70	5,000
(b) Sc-Na系	80 ~ 100	60 ~ 70	4,000 ~ 5,000
(c) Dy-Tl-In系	80 ~ 83	85 ~ 90	5,000 ~ 6,000
(d) Sn系	50	92	5,000

メタルハライドランプの分光分布  
縦軸：分光放射束  
[μW/10nm/1m]  
横軸：波長 [nm]



第1-2図 発光管内封入物の分布<sup>1)</sup>





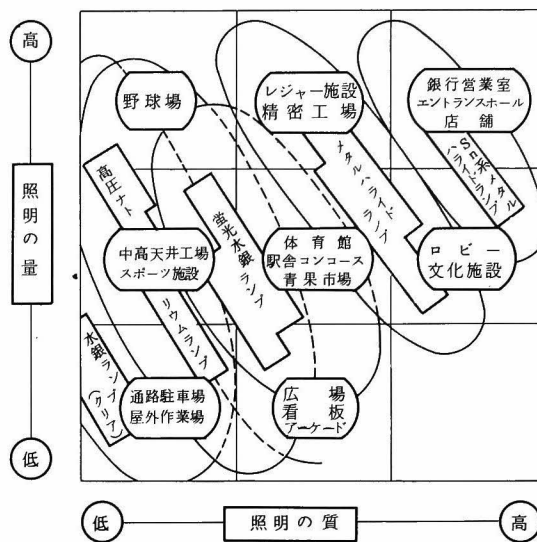
メタルハライドランプの用途としては、メタルハライドランプの特徴である効率の高いこと、演色性が優れていること、1灯当りの光束が大きいこと、発光面積が小さく輝度が高く、配光制御が容易なこと、を生かして屋外や工場などの広範囲な照明を始め、ビルや店舗などの屋内照明にも使用されつゝある。第1-3図にメタルハライドランプの用途の目安を示す。同図には他の高圧放電灯である高圧水銀ランプ、高圧ナトリウムランプの用途も併記した。

このようにメタルハライドランプは、高圧水銀ランプから独立した放電灯としての大きな一分野を形成しつつある。このメタルハライドランプに関する研究は比較的新しいが、この背景にある放電灯の研究は古くからなされている。

放電灯の源は1750年 Francis Hawksbee のグロー放電の発見にある。<sup>3)</sup> 1850年代になると Heinrich Geissler によって、低圧放電に於いてガス個有のスペクトルを放射させ得ることが発見された。<sup>3)</sup> 1901年に Peter Cooper - Hewitt によって低圧水銀放電灯が、<sup>4)</sup> 1906年には Küch と Retschinsky によって石英製放電管で作られた高圧水銀ランプが発明された。<sup>5)</sup>

1911年 Steinmetz は水銀電極表面に各種金属ハロゲン化物粉末をのせ、その蒸発分解により種々の発光を得ると共に容器の腐蝕を防止できることを見出したが、<sup>6,7)</sup> 関連分野の技術水準が低く実用に到らなかった。1930年代になると水銀電極の替りに活性化された電極を用い、封入水銀量を制御し任意のランプ電圧とすることができるようになり、高圧水銀ランプが実用化された。<sup>8)</sup>

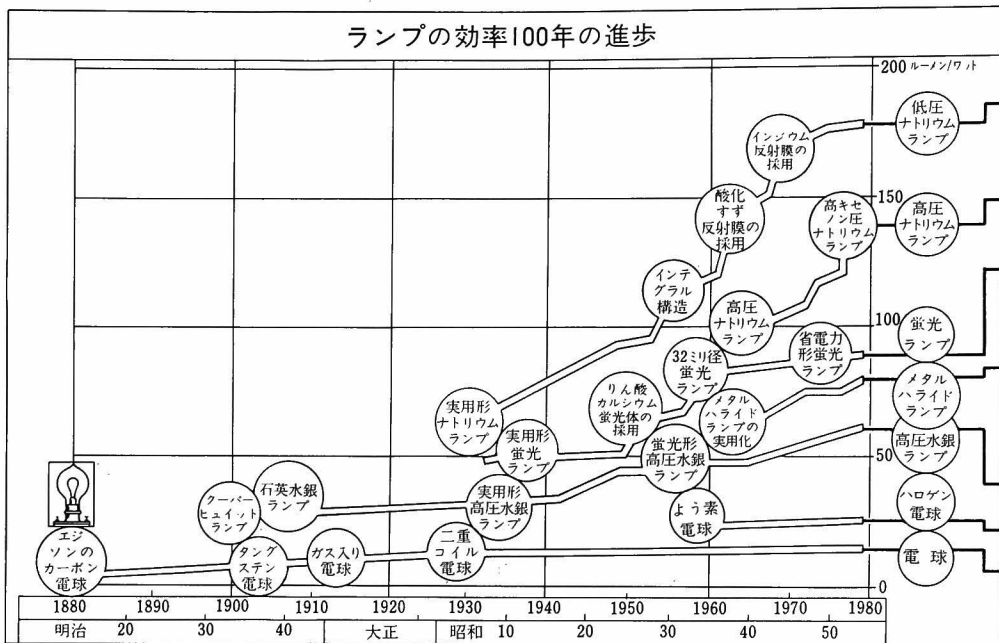
高圧水銀ランプとしての技術確立がなされ、発光管最冷部温度を充分高く取ることができるようになってくると、金属ハロゲン化物を封入しランプの放射特性を制御する実用化研究が1950年頃から開始された。<sup>9)</sup> 1956年 N. C. Beese 等は高圧水銀ランプに金属ハロゲン化物を封入し、任意波長の紫外線を得るランプを作った。<sup>10)</sup> 1961年には G. H. Reiling によって現在のメタルハライドランプの基本特許が出されている。<sup>11)</sup> これによってメタルハライドランプの本格的な幕開けとなった。1962年 Larson 等は沃化タリウム封入メタルハライドランプについて報告し、<sup>12)</sup> 1963年 E. C. Martt 等は沃化ナトリウム封入メタルハライドランプ



第1-3図 HIDランプの用途

について報告している。<sup>13)</sup>そして種々の金属ハロゲン化物の組み合わせによる効率と分光エネルギー分布が検討されるに到った。<sup>14)</sup>

我国でも、これらの論文に刺激されて、1964年頃よりメタルハライドランプに関する研究が開始され、<sup>15~17)</sup>1967年には太陽光に極めて近いハロゲン化スズ入りメタルハライドランプが発表され、<sup>18,19)</sup>メタルハライドランプが市販されるようになった。<sup>20)</sup>メタルハライドランプ出現の背景となった光源の効率の変遷を第1-4図に示す。<sup>21)</sup>効率は年代と共に急速に、そして光源が新しく発明される度に急激に改善されている。



第1-4図 光源の効率の変遷

## 1-2 本研究の背景

本節ではメタルハライドランプに内在する問題点を明らかにし、本研究の立脚点を明確にする。まずメタルハライドランプと他の放電灯との相違点を列挙すると次の通りである。

- (1) 発光原理、動作原理は他の高圧放電灯と同じ熱励起であるが、ハロゲンサイクルによって発光金属の蒸気圧を高くし効率向上を図っている。
- (2) 封入金属ハロゲン化物を適当に選択することにより、任意の光色を出すことができる。
- (3) 金属ハロゲン化物は化学反応性が高く、他の放電灯で使用している仕事関数の低い活性化電極エミッターを使用することができない。従ってハロゲンに対して比較的安定ではあるが仕事関数の高い希土類金属酸化物が主として使用される。



このように金属ハロゲン化物の封入は利点と共に不利な点をももたらす。またメタルハライドランプの歴史が浅いこともあり、多くの解決すべき問題点が存在している。それらを挙げると次の通りである。

1. 寿命，光束維持率………ランプの大きさにより異なるが，大約 9000 時間の寿命であり，他の高圧放電灯である高圧水銀ランプ，高圧ナトリウムランプと比較して短い。これは封入されているハロゲンの化学作用により電極等が腐蝕され，電極損耗，発光管壁の黒化等が起きるためであり光束維持率も劣る。
2. 始動特性………ハロゲンの存在，耐ハロゲン性の強い仕事関数の高い電極材料の採用により，一般に始動電圧が高く高圧水銀ランプよりも 100 V 以上高い。最近ではネオン・アルゴンペニング混合ガスなどの封入により，高圧水銀ランプ用安定器で点灯できるものが開発されている。しかしながら Ne は石英を透過するため外管内にも Ne を封入する必要がありコストが高くなること，軽い Ne を使用しているため光束維持率が悪いこと，ScI<sub>3</sub>などは強潮解性を示し多量の水分を発光管内に持込むため，単に Ne - Ar ペニング混合ガスを使用するだけでは始動しないこと等の欠点を有する。
3. 効率，演色性………メタルハライドランプは高圧水銀ランプに較べて効率高く演色も優れているが，効率と演色性とはある程度背反するものであり，効率を落とすことなく演色性を更に向上させることは大きな課題である。
4. 始動後の立上がり時間，再始動時間………高圧放電灯は共通して始動後から定常点灯状態に至るまでに数分間を要し，また消灯後直ちに電源を投入しても再始動するまでに十数分が必要である。
5. 光色のばらつき………金属ハロゲン化物の組み合わせによって光色を制御しているため，その蒸気圧が変動すると光色がばらつく。このばらつきは，同一ランプでは点灯角度の違い，電源電圧変動あるいは寿命中における金属ハロゲン化物のバランス変化などにより現われ，個々のランプ間では製造工程上のわずかな変動によって現われる。
6. 価格………高度な技術と高価な材料を使用しており，いかにして価格低減を図るかという問題も永続的な課題である。

特に上記問題点の内，1.寿命光束維持率，2.始動特性は主として発光管に持込まれる不純ガス及び電極構成に支配され，これらの除去或いは改良によって改善されるものであるとされている<sup>22)</sup>。また始動特性はランプに電力を供給する安定器との組み合わせで大きく左右される。即ちどのような電圧波形をランプに印加すべきかという問題は，ランプ設計者のみならず安定器設計者にとっても重要である。

### 1-3 メタルハライドランプの始動に関する研究経過

メタルハライドランプの始動に関して、1963年には早くも多くの言及がみられる。E.C. Martt らは沃化ナトリウム添加高圧水銀灯の始動に関して、周囲温度と始動電圧の関係を測定しているが、高圧水銀ランプ、技術課製作メタルハライドランプ、工場製作メタルハライドランプの順に各100 V程度ずつ始動電圧が高いことを述べている<sup>13)</sup>。J. M. Harris らは沃素の存在のために低い仕事関数のエミッターが使用できず、Th-W 電極を使用し、パルス電圧で起動する方式を採っている<sup>23)</sup>。更に J. F. Waymouth らは、電極材料とその沃化物の蒸気圧から理論的に考察し、Th 及び W はハロゲンサイクル効果によって管壁に付着しないで、電極先端に回帰すると結論している<sup>24)</sup>。T. Holmes らは、G. H. Reiling の指摘に基づき、光色、効率のよい、Na, Tl, In 沃化物封入メタルハライドランプを製作し、その問題点として(1)沃化物の含有水分、(2)電極及びエミッター材料、(3)始動電圧が高いことを指摘し、始動電圧は(1)及び(2)に大きく影響されると述べている。そして ThO<sub>2</sub> がエミッターとして最良であると述べている<sup>25)</sup>。

1965年には、小西らが、起動補助電極を有しないメタルハライドランプの始動方法として、高周波電圧を商用正弦波電圧に重畳してランプに印加し始動する方式を採用している<sup>17)</sup>。S. Cohen は種々のメタルハライドランプ用安定器について記述し、ランプ起動後安定に到るまでのウォームアップ中に再点孤電圧が高くなることを観察しており、供給電圧をこれよりも高くしなければならないことを述べている<sup>26)</sup>。

1966年になると、竹田らは Na, Tl, In 封入メタルハライドランプの寿命中のランプ電圧、始動電圧の上昇原因を、発光管からの Na 抜けによる過剰沃素の生成にあるとし、Tl の過剰封入により遊離沃素の生成を防止する方法を採用している<sup>27)</sup>。久保らは、水銀灯安定器で点灯するため、安定器二次電流をバイメタル開放により急激遮断し、それによって発生するサージ電圧により始動させる方式を採用しまた始動直後の再点孤電圧も観察している<sup>28)</sup>。谷林らは Tl, Na, In, Li などの沃化物を添加したメタルハライドランプで、電極材料として Th-W, ThO<sub>2</sub>-W, BaO·Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-W, LaB<sub>6</sub>, ZrC などの仕事関数の比較的低い耐熱物質を選んで実験し、Th-W が一番使用可能であることを見出している。またランプ製造上不純物、特に水分が問題であると述べている<sup>29)</sup>。J. F. Waymouth らは、メタルハライドランプ中の Na 損失機構を解明し、過剰沃素とランプ電圧上昇、アークの収縮などの関係について報告し<sup>30)</sup>、A. Franke らは再点孤電圧と安定器設計法について言及している<sup>31)</sup>。

1967年(昭和42年)には、F. Rokosz らが Dy, Tl, In 沃化物封入メタルハライドランプについて、Dy 金属を過剰封入し、HgI<sub>2</sub>/Dy 比と始動性、動作性について論じている<sup>32)</sup>。また W. H. Lake らは再点孤電圧と沃化物及び電極の関係について報告し、沃化物封入量に大雑

把に比例してウォームアップ中の再点孤電圧が増大することを述べ、放電灯を再点孤するのに必要な電圧（Sustain 電圧または Recovery strength）と電流変化率との関係を述べている。<sup>33)</sup>

1968 年（昭和43年）には、L. B. Beijer らが、放電開始については沃素による負イオン生成により開始電圧が上昇するとし、酸素との反応あるいは石英への拡散などによる Na の消失に起因すると言及している。そして、不純ガスとしての水素は、石英を真空処理することにより減少できると述べている。<sup>34)</sup>

これらこれまでに現われた論文は、メタルハライドランプの始動に関しては単に補足事項的な扱いとして簡単に言及されているだけのものが多く、メタルハライドランプの始動現象を組織的に解明し改善しようとする気運には到っていない。何よりも封入ハロゲン化物の探索、効率と演色性の向上に主力が注がれていたことによるものである。しかしながら、この頃までにランプメーカー各社ともメタルハライドランプが出揃ったこと、封入ハロゲン化物に対する探索が一段落したことにより、始動特性或いは寿命特性の研究と改善がこの頃から活発化してきた。

山下らは高圧ナトリウムランプとメタルハライドランプの始動特性を比較し、高圧ナトリウムランプはエネルギーの小さな 2000 V 程度の波高電圧で始動するのに対して、メタルハライドランプは充分なエネルギーを必要とすることを述べており、メタルハライドランプの始動に対してエネルギー的な考え方が必要であることを示唆している。<sup>35)</sup> 小川らは放電灯の始動特性を、直線上昇電圧を印加しその電流電圧（I-V）特性から評価する方法を提案しており、封入ガス中の不純物は陽光柱電位降下により、また電極の良否は陰極降下電圧により、共に I-V 特性に現われることを示している。またアークの消弧している時間と再点孤電圧の関係から不純ガスを評価し得ることを示唆している。<sup>36)</sup> また神谷はコンデンサー電圧を放電灯に印加し、コンデンサーの放電エネルギーと電極のグローアーク転移のしきい値との関係から、放電灯の始動エネルギーを求めることを試みている。<sup>37)</sup>

1969 年（昭和44年）には、砂田・小川は放電開始電圧のばらつきを累積蓄積し 1 つの図面上にプロットし、その様子から放電灯の特性を評価することを試みている。<sup>38)</sup>

1970 年（昭和45年）には、伊藤らが Ar と Hg 及び H<sub>2</sub>O を封入したランプを作り、H<sub>2</sub>O 分圧とウォームアップ中の再点孤電圧の関係を測定し、その挙動を観察している。<sup>39)</sup> C. W. Jowett らは、タングステン表面に沃素、臭素などのハロゲンを吸着させ、その仕事関数の変化を接触電位差法で測定しており、メタルハライドランプの電極のハロゲン化物による仕事関数の変化に関する研究の端緒を切っている。<sup>40)</sup> 花田らは、封入水銀量を一定とし沃素量を変えて、ランプ電圧上昇変化分、立消電圧、再点孤電圧等を測定している。<sup>41)</sup>

1971 年（昭和46年）になると、花田らによって、ハロゲン化錫入りメタルハライドラン

プの電極を主体とした寿命特性改善が行われ、その中で放電開始電圧の高い発光管の不純ガスとして、 $H_2$ ,  $CO$ ,  $CO_2$ 等が存在していることが報告されている。<sup>42)</sup> G. A. Kappenhagen らは、高圧水銀ランプ、メタルハライドランプ、高圧ナトリウムランプを同一の安定器で点灯するべく、位相制御方式安定器を開発している。そしてメタルハライドランプについては、ウォームアップ中にスパイク状の再点孤電圧を発生するが、低インピーダンスレゾナンス回路により、十分な電圧を印加して立消えを防止できることを示している。<sup>43)</sup>

1972年(昭和47年)には W. C. Gungler らが、寿命進行と共に、始動電圧、再点孤電圧の上昇する現象を、スペクトル解析によって、 $H_2$ 量の寿命中の増加によるものであることを明らかにし、外管ガラスが  $H_2$  の源であることを究明し、外管内に封入した窒素中で水素を選択的に吸着するゲッターを開発し、寿命中の始動電圧の上昇を防止した。<sup>44)</sup> これは S. C. Kim らの高温中石英が水素を容易に通過させる現象の研究に基づく所があり、<sup>45)</sup> また、J. E. Shelly は Ne も石英中を容易に移動することを明らかにしている。<sup>46)</sup>

井上らはメタルハライドランプの始動特性の一部を、グローアーク最少転移エネルギーの概念で記述できることを明らかにした。<sup>47, 48, 49)</sup>

1973年(昭和48年) 鷲見は封入物質の仕事関数に対する影響を調べ、Na, I, Hg などの不純物気体をタングステンチップに吸着させ、仕事関数を測定した結果、複雑に仕事関数が変化することを示した。<sup>50)</sup> また彼は不純ガスによる電離係数の変化を測定し、不純ガスによる放電開始電圧への影響を実験的理論的に求めている。<sup>51)</sup>

1975年(昭和50年) 井上らは、放電開始電圧のばらつきが放電開始に寄与する初期電子出現の時間遅れに主として起因していることを明らかにし、その初期電子数の評価法を提案した。<sup>52~56)</sup>

1976年(昭和51年) G. Bergman は高周波放電破壊電圧と不純ガス量との関係から、アルゴン・水銀の放電破壊電圧の上昇は準安定アルゴン原子の不純ガスによる脱励起であり、 $10^{-3}$ %程度から悪影響することを示している。<sup>57, 58)</sup> G. Kuus はこのような発光管内不純ガスとしての水素を選択的に吸着するゲッターを開発している。

1977年(昭和52年)には鷲見はメタルハライドランプの放電形成過程を研究し、場合によっては  $10mS$  のオーダーの形式遅れであることを示している。<sup>61)</sup>

小川・森脇らは石英の水素透過現象を観察し、 $800^{\circ}C$ 以上では石英中の水素拡散係数が再び低下することを示している。<sup>62)</sup> 数井らは Ar-Hg 放電に於ける水素の影響を調べ、Hg H が形成され励起水銀の脱励起が支配的であることを明らかにしている。<sup>63, 64)</sup> 上田・井上らは近接導体が放電灯放電開始電圧分布に及ぼす影響を調べ、近接導体と電極との間で先駆放電が発生し、これが主電極間放電開始電圧を一定値に保つ場合があることを示した。<sup>65)</sup>

1978年(昭和53年)には寺島らが、高周波放電開始電圧が励起アルゴンの不純ガスによる脱励起により上昇するものであり、脱励起反応係数で規格化すれば不純ガスの影響はすべて同一となることを示した。<sup>66)</sup>

井上らは、不純ガスの影響を放電空間内電子エネルギーの観点から考察し、電子エネルギー損失増加率が不純ガス相対濃度に比例することを明らかにした。<sup>67~71)</sup>

1979年(昭和54年)W. D. Partlowはウォームアップ中の再点弧が電極加熱に起因するとの立場から、ランプシミュレート回路により再点弧電圧と安定器との関係を明らかにすることを試みている。<sup>72)</sup>

1980年(昭和55年)井上らはウォームアップ中の再点弧現象が空間におけるハロゲン化水銀の影響によるものであることを示し、その程度を評価した。<sup>73~75)</sup>

#### 1-4 関連研究の体系化と問題点

前節で述べたようにメタルハライドランプの始動に関して多くの研究がなされてきたが、本節ではこれらを項目別に整理し問題点を明らかにする。

メタルハライドランプの始動電圧は高圧水銀ランプのそれよりも高く、それ故十分な高さのパルス電圧を印加し始動させる方式が採用された。<sup>13,23,28)</sup> その理由として発光管内封入ハロゲン化物の持込む水分<sup>25)</sup>、過剰ハロゲン、酸化炭素<sup>42)</sup>、水素<sup>34)</sup>などの不純ガスと仕事関数の高い電極材料の使用<sup>23)</sup>が指摘された。これら不純ガスの影響を評価し、不純ガスを減少させる努力がなされてきた。まず不純ガスによる放電開始電圧の上昇を空間寄与分と電極寄与分とに分離評価する試みがなされ、<sup>51)</sup>空間寄与分については高周波放電開始法により不純ガスによる励起原子の脱励起が主要因であることが示された。<sup>57,58,66)</sup>電極寄与分についてはハロゲン或いは不純ガスによる仕事関数の変化が調べられた。<sup>40,50)</sup>しかしながらメタルハライドランプの放電開始電圧が高いという現象が放電開始遅れ時間が長く結果的に印加電圧が高くなることによるものであるのか、単に不純ガスにより最小放電開始電圧が高くなることによるものであるのか判然としていない。放電開始の時間遅れに関しては多くの研究がなされているが、<sup>76~85)</sup>メタルハライドランプの材料については稍かに直線上昇電圧を印加し放電開始電圧分布が求められた程度であり、<sup>38)</sup>十分な研究がなされていない。この放電開始の困難な要因を放電開始時間遅れに基づくものと最小放電開始電圧の上昇に基づくものとに分離評価し、放電開始の困難な要因を除去し放電開始を容易ならしめることが必要である。

一方メタルハライドランプの始動に関して、単に充分高いパルス電圧のみならずエネルギーも必要であることが示唆された。<sup>35)</sup>そして直線上昇電圧を印加し、その放電々圧電流リサーチ図形からランプの始動特性の評価を行うことが試みられ、或いはコンデンサー充電エネ

ルギーを電極に投入し始動エネルギーを求める試みがなされた。<sup>36, 37)</sup> しかしながらこれらの試みはグロー放電からアーク放電への転移エネルギーとして電極に蓄積されるエネルギーと電極から失われるエネルギーを一括評価しているため、転移エネルギーとして定まった値を与えることができなかった。筆者はグローアーク転移に関し、電極蓄積エネルギーと電極からの損失エネルギーを分離評価し、電極設計基準を明確に与えた。

メタルハライドランプがアーク放電へ移行し発光管が昇温して規定ランプ電圧に達すると、その始動は完結するが、発光管の昇温途中で高い再点弧電圧を発生し立消えてしまう場合がある。<sup>26)</sup> この原因は過剰沃素と反応した  $\text{HgI}_2$  によるものであり、電流休止期間の存在する安定器では特に発生しやすいことが明らかにされ立消え防止のための必要条件が安定器に与えられた。<sup>32)</sup> しかしながら  $\text{HgI}_2$  によって発生する再点弧電圧の発生機構及び防止法について充分吟味した研究は見当らない。したがって再点弧電圧の発生する機構を明らかにし、再点弧電圧を抑制して立消えを防止する方法を見出すことが必要である。

## 1-5 本研究の目的と意義

メタルハライドランプは、当初高い電圧を発生する始動装置を備えた専用安定器により点灯使用されてきた。この効率が高く演色性の良いメタルハライドランプを、他の高圧放電灯特に高圧水銀ランプの安定器で点灯可能とすることにより、安定器のコストダウンと既設設備の照度改善を図ることができる。或いは灯数を減じて省電力効果をもたらすことができる。それ故、低い電圧の水銀灯安定器でメタルハライドランプを点灯することが要望されてきたが、我国は欧米諸国に較べて10乃至20%電源電圧が低いという事情があり、高圧放電灯の始動に関する研究の重要性が叫ばれていた。

本研究は、そのような要求に基づき開始されたものであり、その目的は一般の高圧水銀灯安定器で確実にメタルハライドランプを始動すること、即ち水銀灯安定器で点灯可能なメタルハライドランプを提供することである。

メタルハライドランプの始動は放電開始現象と、それに続くグローアーク転移現象、そして定常点灯に到るまでのウォームアップ中の現象の3段階を経て完遂する。

本研究では、まず放電開始に際して阻害している要因、すなわち放電開始時間遅れの原因を明らかにし、確実に放電開始させるための条件を見出して行くと共に、放電開始時間遅れに起因する始動確率を根拠にして始動性の良否判定を行うことができることを示し、始動確率向上策を与える。次いでグロー放電からアーク放電へ移行するために必要な電極の条件を、グローアーク転移エネルギー的観点から求め、電極の新しい評価法と設計基準を確立する。また始動ガスと不純ガスの種々の組み合わせに対して、それらの影響を統一的に記述する理論

を与え、実用ランプに於ける不純ガス濃度を推定すると共に、不純ガス除去法を提案する。最後にウォームアップ中の再点弧現象の発生機構を説明し、この抑制法を与える。

これらの研究成果によって、400 Wクラスで100  $lm/W$  の高効率水銀灯安定器適合形メタルハライドランプを実現した。また本研究による始動現象の理論的実験的説明は、メタルハライドランプのみならず他の放電ランプ或いは放電管などの放電を応用したデバイスの現象説明に役立つものである。

これらの成果は効率高く演色性のよいメタルハライドランプの普及を通じて生活環境の質的向上に資することとなる。

## 1-6 本論文の内容概説

本研究は、昭和45年以来、筆者が行ってきた放電灯に関する研究のうち、メタルハライドランプの始動に関する研究をまとめたものである。

第1章では、本研究の文化的工学的立脚点並びに本研究の必要性を明らかにすると共に、メタルハライドランプの始動に関する過去の研究について展望し、本研究の方向づけを行った。

第2章では、メタルハライドランプの始動、特に放電破壊現象を統計現象としてとらえ、ばらつきの始動に於ける意味を説明し、始動を確実ならしめる方法について、理論的実験的に明らかにし、この観点からの放電灯評価法を確立する。

第3章では、放電開始しグロー放電を行っている放電灯が、アーク放電に転移する現象を説明し、グローアーク転移の条件を安定器との関連に於いて明確に与える。

第4章では、メタルハライドランプに於ける不純ガスが、各放電形式の段階、即ち放電破壊及びグロー陽光柱に対して及ぼす影響を統一的に説明し、実用ランプに於ける不純ガス濃度を推定する方法を示し、あわせて不純ガスを除去する方法について述べる。

第5章では、メタルハライドランプに於ける起動直後から安定放電への過程に於ける不純ガスの影響を、実験的理論的に明らかにし、再点弧電圧によるメタルハライドランプ評価手段を開発すると共に、再点弧電圧を抑制する方法について述べる。

最後に第6章では、本研究で得られた成果を総括し、本研究の意義を確認すると共に、今後に残された解決されるべき問題点について述べる。



## 第 2 章 放電開始の時間的遅れ<sup>52～56)</sup>

### 2-1 序 論

電源電圧を印加した後放電灯が動作し始めるまでに、ある場合には瞬時に、或る場合には数十秒を要する。蛍光ランプの場合には点灯管によってその起動を行なうが、7秒乃至10秒で蛍光ランプが始動しなければならないことを JIS で規定している。<sup>86)</sup> 高圧放電灯の場合には、ウォームアップ時間が数分必要であるので明確な規定はない。しかしながら、心理上放電開始の時間的遅れには自から限界があり、その意味で大きく変動することは望ましくない。

本章ではメタルハライドランプが電源投入後放電開始に到るまでの機構を明らかにし、その時間を短縮する方策について論じる。

### 2-2 放電開始のばらつき

放電灯の放電開始のばらつきには大別して2種類ある。1つは、多くの放電灯の放電開始電圧を測定すると個々にまちまちの値を取りばらつく場合、いま1つは、同一放電灯において現われるばらつきで、測定する度毎に異なる放電開始電圧を示す場合である。前者の放電灯相互間のばらつきは、放電灯の材料や製造工程上の種々の要因、例えば不純ガスの多少、放電灯の形状、電極材質のばらつきなどに起因するものであり、製造技術の向上と材料の品質管理によって少なくできる。後者の同一放電灯における放電開始のばらつきは、その放電灯の履歴、周囲条件などの相違によって起きる外的要因に基づくものと、放電現象自体の確率的要因に基づくものがある。<sup>76)</sup> 前者の履歴、周囲条件などの原因によるばらつきはこれら周囲条件などを同一に保つことにより減少させることができる。しかし後者の放電現象のばらつきは、放電の切掛を作る初期電子がいつ陰極から放出されるかという時間的ばらつきと、陰極から放出された初期電子が果して放電開始に結びつくかどうかという確率的なばらつきの二つに起因する。この放電現象自体の確率的なばらつきによって、放電開始の時間的遅れ (Statistical time lag) や放電開始電圧のばらつきが発生する。したがって本章で扱う「放電開始のばらつき」とは、同一放電灯における「放電開始電圧のばらつき」及び「放電開始の統計的遅れ」を意味する。

放電開始の統計的遅れについては K. Zuber<sup>77)</sup> によって実験的研究が、M. von Laue によって理論的考察が行われた。<sup>78)</sup> Laue は、ばらつきが初期電子の偶発的発生によるものであることを示し、G. Hertz は放電開始火花の2次機構を確率論的に取扱い、1個の初期電子による

放電確率を求めている。<sup>79)</sup> R. A. Wijsman<sup>80)</sup> 宮副<sup>81)</sup> は電子雪崩の電離増倍の確率分布を求めている。W. Legler<sup>82, 83)</sup>, および宮副は 1 個あるいは多数個の初期電子による電子雪崩の時間遅れを計算している。田頭<sup>84)</sup> は電子付着性ガスの場合の火花時間遅れを求めている。

放電破壊の火花理論は大別すると Townsend 理論<sup>87, 88)</sup> と Streamer 理論<sup>89~91)</sup> に分けられ、前者は低気圧、或いは短間隙の火花に、後者は高気圧、或いは長間隙の火花に適用される。

第 1 章で述べた如く本論文で扱うメタルハライドランプは、その始動時数千 Pa (数十 Torr) 以下の低圧領域であるから、次のように考えることができよう。<sup>76)</sup>

- (1) Townsend 放電機構が支配的であるものとし、陰極に於ける 2 次電子放出機構は正イオンによる  $r$  作用のみとする。
- (2) 空間電荷効果は無視できるものとする。

このような場合には Townsend の第 1 電離係数  $\alpha$  を次式で近似できる。<sup>92)</sup>

$$\alpha = AP \exp(-BP/E) \quad (2-1)$$

ここで P 及び E はそれぞれガス圧力と電界強度であり、A と B は定数である。

- (3) 初期電子が放出されてから放電開始に到るまでの時間、いわゆる放電形成時間は充分短く、その間に於ける電圧変動は微少で無視できるものとする。

メタルハライドランプに対して仮説(1)については鷺見が検討しており、<sup>93)</sup> トリガー放電のない場合のメタルハライドランプの放電破壊は、イオンによる 2 次電子放出 ( $r_i$ ) に基づく Townsend 放電が支配的であることを明らかにしている。しかしながら田頭は励起原子からの放射光による 2 次電子放出機構  $r_p$  を考慮した場合について理論的に  $r_i$  と同様の取扱いができることを示している。<sup>84)</sup> 仮説(2)については空間電荷が形成されても放電開始電圧はそれほど大きく変化するものではなく、<sup>94)</sup> また土手等もこの仮説に基づき理論と実験のよい対応を得ている。仮説(3)は次の事柄によって裏付けられる。即ち放電形成遅れ時間は最小放電開始電圧からの過電圧  $\Delta V$  が極く小さい場合には比較的長い、過電圧  $\Delta V$  が大きい場合には非常に短い。メタルハライドランプなどでは過電圧は比較的高く、鷺見はメタルハライドランプの放電形成遅れ時間を高々 10 mS 程度であると測定している。<sup>93)</sup>

このような仮定のもとで玉河、<sup>85)</sup> 土手<sup>76)</sup> らは時間的に増大する電圧を放電管に印加し放電開始電圧のばらつきを求めた。砂田・小川らは実際の高圧放電ランプの放電開始電圧分布を測定したが、その理論的解釈及び応用性について検討の余地が残されている。<sup>38)</sup> その他にメタルハライドランプの放電開始のばらつきについて深く言及したものは見当たらない。

本章では砂田・小川の流れをくみ、メタルハライドランプと安定器との組み合わせの観点から「放電開始のばらつき」について理論的解明を加え、ばらつきを減少させるために必要なメタルハライドランプ及び安定器に要求される特性を明らかにすると共に、メタルハライド

ランプの放電開始に於ける良否判定法を提供する。

### 2-3 放電開始電圧分布

陰極から放出される毎秒当りの平均初期電子数を  $Q$ ，陰極から放出された 1 つの初期電子が放電開始に到る確率を  $P$ ，時刻 0 から  $t$  までの間に放電を開始しないでいる確率を  $W(t)$ ，時刻 0 から  $t$  までの間に放電を開始する確率を  $T(t)$ ，時刻  $t$  において放電を開始する確率を  $E(t)$ ，直線上昇電圧  $V = Kt$  を印加したとき電圧  $V$  において放電を開始する確率を  $D(V)$  とすると，単位時間当り放電を開始する確率は  $PQ$  であるから

$$E(t)dt = PQW(t)dt \quad (2-2)$$

一方

$$E(t) = \frac{dT(t)}{dt} = -\frac{dW(t)}{dt} \quad (2-3)$$

であるから，この両式より次式を得る。<sup>76)</sup>

$$W(t) = \exp \left[ -\int_0^t PQ dt \right] \quad (2-4)$$

よって， $T(t)$ ， $E(t)$  は次のように表わされる。

$$T(t) = 1 - \exp \left[ -\int_0^t PQ dt \right] \quad (2-5)$$

$$E(t) = PQ \cdot \exp \left[ -\int_0^t PQ dt \right] \quad (2-6)$$

したがって  $D(V)$  は次のようにして得られる。

$$E(t)dt = E \left( \frac{V}{K} \right) \frac{dV}{K} = D(V)dV \quad (2-7)$$

すなわち

$$D(V) = \frac{PQ}{K} \exp \left[ -\int_0^V \frac{PQ}{K} dV \right] \quad (2-8)$$

となる。P については Wijsman の理論によって与えられており<sup>80)</sup>

$$P = \begin{cases} 0, & q < 1 \\ 1 - \frac{1}{q}, & q > 1 \end{cases} \quad (2-9, a)$$

$$q = r \left[ \exp \left( \int_0^d \alpha dx \right) - 1 \right] \quad (2-9, b)$$

ここで  $r$  はイオンによる 2 次電子放出確率,  $\alpha$  は (2-1) 式で与えられる Townsend の第 1 電離係数,  $d$  は電極間距離であり,  $q$  はイオンにより放出された平均 2 次電子数を表わしている。

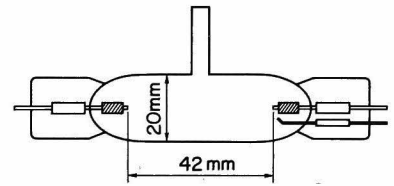
静的最小な放電開始電圧  $V_s$  は Townsend の放電開始条件により与えられるが, これは (2-9) 式に於いて

$$q = 1 \quad (2-10, a)$$

$$V_s = \int_0^d E dx \quad (2-10, b)$$

の場合に相当する。

第 2-1 図に示す発光管の放電開始前の電極間の電界強度は, 実際には一様でないが, 驚見はメタルハライドランプの電極間電位分布を計算し, 電極間全体の電離作用が放電開始に関与していることを示し, ほぼ均一な電界とみなし得ることを指摘している。即ち  $V_s = Ed$  を用いて (2-10, a) 式は次式となる。



第 2-1 図  
400 W メタルハライドランプ発光管

$$r \{ \exp [A p d \cdot \exp (-B p d / V_s)] - 1 \} - 1 = 0 \quad (2-10, c)$$

(2-9) ~ (2-10) 式を用いて次式を得る

$$P = \begin{cases} 0 & , V < V_s \\ 1 - \frac{1}{r \left\{ \left(1 + \frac{1}{r}\right) \exp \left[ \frac{B p d}{V_s} \left(1 - \frac{V_s}{V}\right) \right] - 1 \right\}} & , V_s < V \end{cases} \quad (2-11)$$

従ってこの (2-11) 式を (2-8) 式に代入すれば直線上昇電圧に対する放電開始電圧分布を与える。一般の電圧波形の場合には  $V = V(t)$  なる時間の関数である電圧を (2-11) 式に代入し更にそれを (2-6) 式に代入することにより放電開始電圧分布を与えることができる。

過電圧 ( $V - V_s$ ) が  $V_s$  に較べて小さい場合には, 土手がこれらの関係をより簡素化された形で与えているが,<sup>76)</sup>ここでは高い電圧についても成立する一般式を与えた。実際のメタルハライドランプにおいては, その封入物は希ガスと水銀の他にハロゲン化金属蒸気を含んでおり, さらに室温状態でガス状の不純ガスである水素, ハロゲン等の不純ガスを含んでいる。ハロゲンは親電子性であり,<sup>95~97)</sup>このようなガスが存在する場合の  $P$  については田頭によって与えられている。<sup>84)</sup>

$$P = \begin{cases} 0 & q < 1 \\ \zeta \left(1 - \frac{1}{q}\right) & q > 1 \end{cases} \quad (2-12, a)$$

$$q = \frac{r}{\zeta} [\exp(\alpha \zeta d) - 1] \quad (2-12, b)$$

$$\zeta = 1 - \frac{\eta}{\alpha} \quad (2-12, c)$$

ここで  $\eta$  は attachment 係数である。この電子付着係数が電子エネルギーに依存しない定数であると仮定して、電子付着の影響を調べる。この場合にも  $q = 1$  が静的放電開始電圧  $V_s$  を与える。

$$q = \frac{r}{\zeta} [\exp(\alpha \zeta d) - 1] = 1 \quad (2-13)$$

上式を満足する  $\alpha$  の値を  $\alpha_s$  とし

$$r = \frac{\eta}{\alpha_s} \quad (2-14)$$

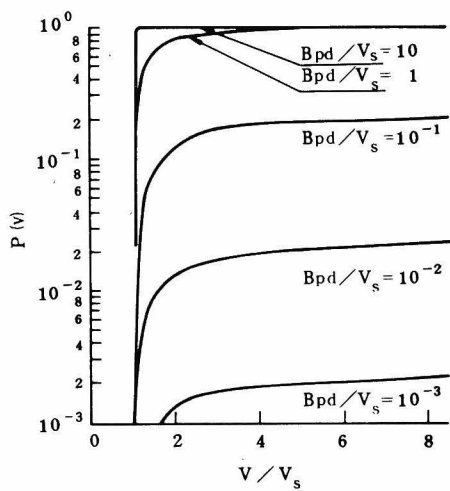
なるパラメータを導入すると (2-11) 式に相当する式として次式を得る。

$$P = \begin{cases} 0 & , V < V_s \\ \left(1 - r \frac{\alpha_s}{\alpha}\right) \left\{ 1 - \frac{1}{\frac{r}{1 - r \frac{\alpha_s}{\alpha}} \left[ \left(1 + \frac{1-r}{r}\right)^{\frac{\alpha}{\alpha_s} r} - 1 \right]} \right\} & , V_s < V \end{cases} \quad (2-15)$$

式 (2-11) を第 2-2 図に、(2-15) 式を第 2-3 図に示す。両図共横軸は  $V_s$  で規格化した電圧  $V/V_s$  を表わし、縦軸は  $P$  を表わす。パラメータとして、第 2-2 図は  $Bpd/V_s$  を、第 2-3 図は  $r$  を用いている。 $Bpd/V_s$  が小さい所では、 $Bpd/V_s$  の値が 1 桁変化すると  $P$  の値もほぼ 1 桁変化する。第 2-3 図は、 $Bpd/V_s = 1$ 、 $r = 0.1$  の場合であるが、 $r \rightarrow 1$  の極限では

$$P = \left(1 - \frac{\alpha_s}{\alpha}\right) \left\{ 1 - \frac{1}{\frac{r}{1 - \frac{\alpha_s}{\alpha}} \left[ e^{\frac{1}{r} \left(\frac{\alpha}{\alpha_s} - 1\right)} - 1 \right]} \right\} \quad (2-16)$$

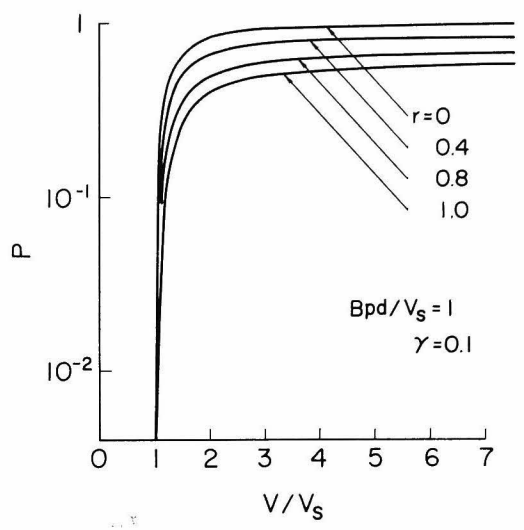
に収斂して行く。しかしながら  $V_s$  の値は第 2-4 図に示すように、 $r$  が 1 に漸近するにつ



V - P (V) 曲線  $r = 0.1$  の場合

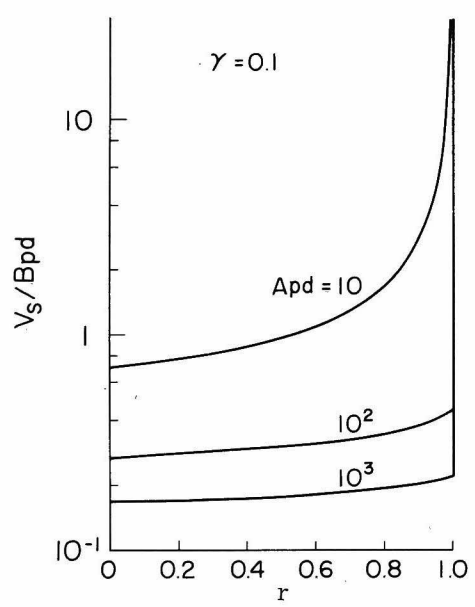
第 2 - 2 図

電子付着の存在しない場合の放電開始確率



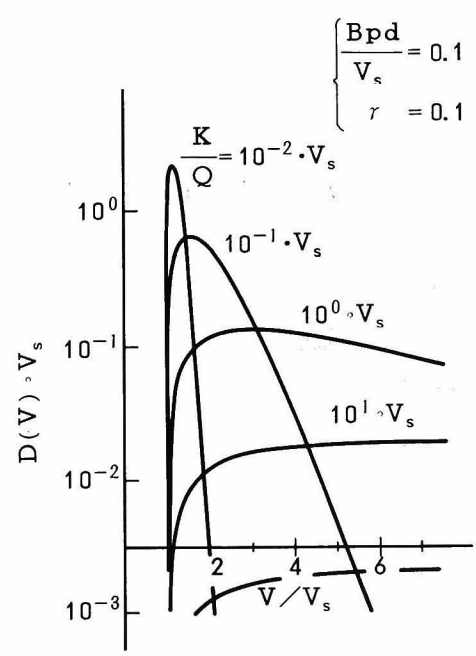
第 2 - 3 図

電子付着の存在する場合の放電開始確率



第 2 - 4 図

電子付着係数 (相対値  $r$ ) と規格化放電開始電圧  $V_s/Bpd$



第 2 - 5 図

直線上昇電圧を印加した場合の放電開始電圧分布 (不純ガスの存在しない場合の理論値)

れて急速に発散する。

次に直線上昇電圧を印加したときの放電開始電圧分布 (2-8) 式を, 第 2-5 図, 第 2-6 図に示す。第 2-5 図は  $r = 0$  の場合の  $V/V_s$  に対する  $D$  の変化を,  $K/QV_s$  をパラメータとして描いたものであり, 第 2-6 図は  $r$  をパラメータとして描いたものである。

第 4 章に詳しく述べるが, メタルハライドランプにおいてはハロゲンによる電子付着効果よりも, これら原子あるいは分子による準安定原子の脱励起による放電開始電圧の障害が主過程である。そのような場合には, 不純ガスのない場合 Townsend の第 1 電離係数を  $\alpha_0$ , 不純ガスの存在する場合のそれを  $\alpha$  とすると

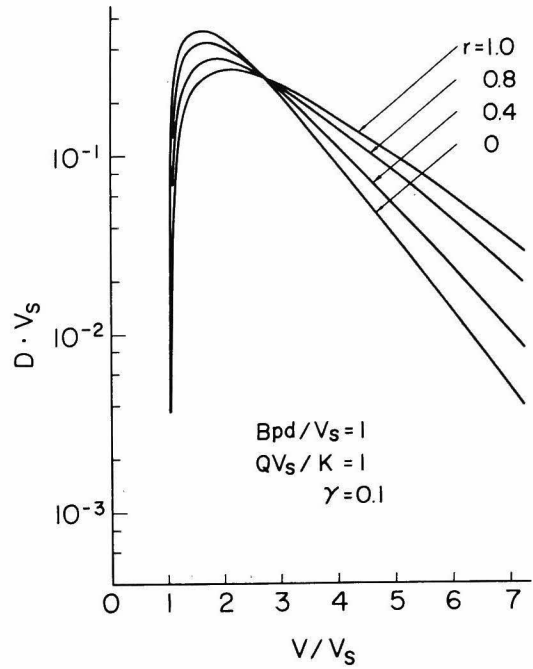
$$\alpha = \alpha_0 - \Delta\alpha = \left(1 - \frac{\vartheta}{1 + \iota + \vartheta}\right) \alpha_0 = \frac{1 + \iota}{1 + \iota + \vartheta} \alpha_0 \quad (2-17)$$

で与えられ, その放電開始のばらつきに与える影響は, 今までの式における  $\alpha$  に係数  $\left\{\frac{1 + \iota}{1 + \iota + \vartheta}\right\}$  を掛けるだけであり, 現象的にはまったく同様な扱いとなる。ここで  $\iota, \vartheta$  はそれぞれ, 電離周波数で規格化された準安定励起原子の電離以外の損失, および不純ガスにより脱励起される損失を表わす。

$\iota, \vartheta$  は電子エネルギーに対して間接的に依存しており, 厳密には複雑な関数となるが, 電子エネルギーに依存しないと仮定できる場合には,  $\alpha$  と  $\alpha_0$  の関係は, 対数図表上で平行移動しただけのものとなる。その傾向は驚きの測定結果とほぼ合致している<sup>93)</sup>。従って  $V/V_s$  と  $P$  の関係は, (2-1) 式及び (2-10) 式の係数  $A$  を,  $A' = \frac{1 + \iota}{1 + \iota + \vartheta} A$  とすることによって, 第 2-2 図とまったく同一の図となる。但し,  $V_s$  は  $A'$ , すなわち  $\vartheta$  に含まれている不純ガス濃度によって変化する。これについては第 4 章で更に詳細に検討する。

これらの図から次のことが結論できる。

- (イ) 放電開始電圧分布の最小値, すなわち  $V_s$  値の高低によるランプ品質の判定が可能である。

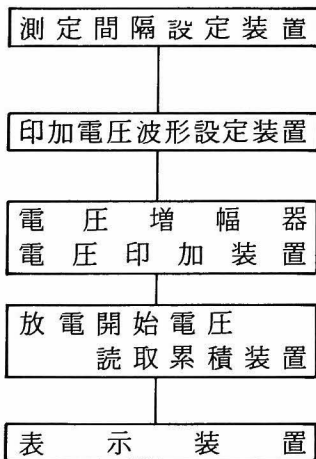


第 2-6 図  
直線上昇電圧を印加した場合の放電開始電圧分布  
(電子付着の存在する場合の理論値)

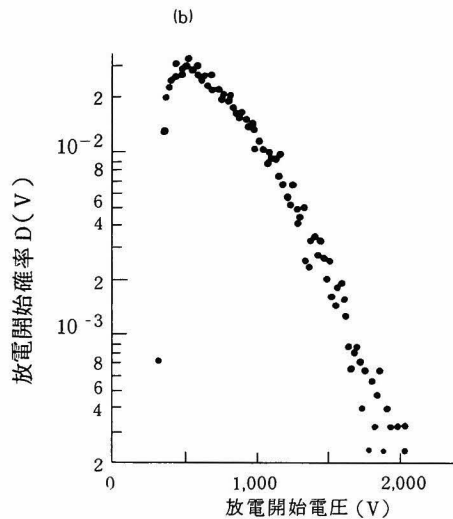
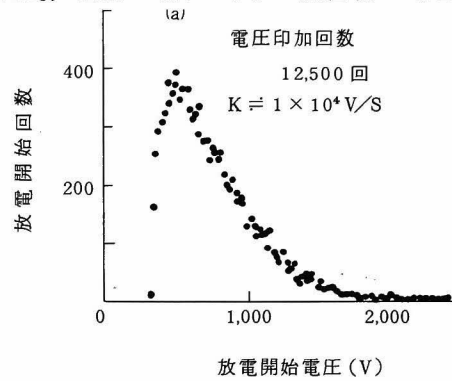


- (ロ) 放電開始電圧分布の形，すなわち第2 - 5図における電圧の高い部分における勾配は， $\propto PQ$  に等しく，これによって初期電子数 $Q$ あるいは $P$ の評価を行うことができる。
- (ハ) 印加電圧が  $V_s$  の2倍以上の場合には， $P$ はほとんど一定値とみなし得る。したがって放電灯の  $\alpha$ ， $\gamma$  が同一とみなし得る場合には，放電開始電圧分布は， $V_s$  が同一で分布の勾配のみが $Q$ の違いによって異なることになる。

このような予測のもとに，第2 - 7図に示す如き直線上昇電圧印加，放電開始読取，累積，表示装置<sup>38)</sup>を用いて，第2 - 1図に示す  $\text{ThO}_2$  塗布タングステン電極を用いた発光管に於いて，アルゴン  $2.66 \times 10^3 \text{ Pa}$  (20 Torr),  $\text{Hg}$  70mg,  $\text{NaI} - \text{InI} - \text{TlI}$  混合物30mgを封入した場合の，主電極間放電開始電圧分布測定例を第2 - 8図に示す。放電開始の判定は，電流値が約1mAとなったときに行ない，以後は放電々流をサイラトロンへ転流させている。この実測例は理論的に求めた曲線，第2 - 5図，第2 - 6図によく類似している。



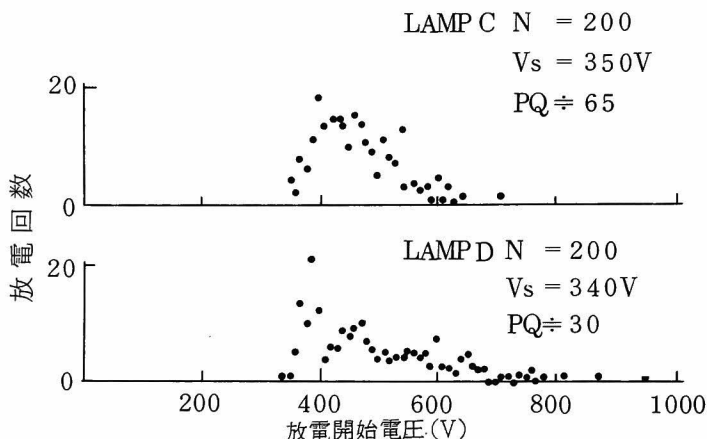
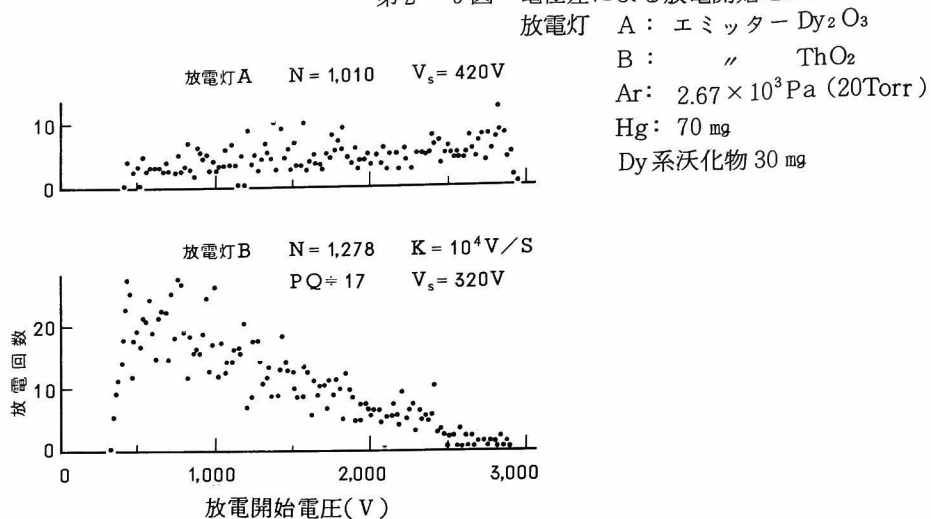
第2 - 7 放電開始電圧分布測定表示装置構成図



第2 - 8図 放電開始電圧分布の実測例  
400Wメタルハライドランプ  $\text{ThO}_2$  塗布電極，主電極間放電，測定間隔10秒

封入ガスは同一で電極のみが異なる場合の400Wメタルハライドランプの放電開始電圧分布を第2 - 9図に示す。電子放射物質として放電灯Aは  $\text{Dy}_2\text{O}_3$  を，Bは  $\text{ThO}_2$  を，それぞれタングステン電極に塗布したものである。第2 - 10図には，封入ガスによる違いを示す。

第2-9図 電極差による放電開始電圧分布の違い



第2-10図 封入物差による放電開始電圧分布の違い

放電灯 C : 沃化物のない場合  
 D : Na-Tl-In 沃化物 30 mg  
 Ar :  $2.67 \times 10^3 Pa$  (20 Torr)  
 Hg : 70 mg  
 エミッター  $ThO_2$

放電灯 C は、アルゴン  $2.66 \times 10^3 Pa$  (20 Torr) と水銀のみを、放電灯 D は更に沃化金属を封入したもので、電極は共に同じ、 $ThO_2$  塗布タングステン電極である。

第2-9図では  $V_s$  値が異なっており、電極  $r$  の差を意味する。また、電圧の高い部分では、P値はほぼ一定であり、第2-2図のパラメータ  $Bpd/V_s$  の比は

$$\frac{(Bpd/V_s)_B}{(Bpd/V_s)_A} = \frac{V_{SA}}{V_{SB}} = \frac{420}{320} = 1.3$$

であるから、Aに対してBのP値は高々1.3倍であるのに対し、PQ値はAで1以下、Bで17であり、主としてQ値の差、すなわちDy<sub>2</sub>O<sub>3</sub>に較べてThO<sub>2</sub>のQ値が高いことを意味している。

第2-10図では、同種電極を使用しており、Q値はほぼ同一とみられ、またV<sub>s</sub>値がほぼ同一の350Vであることから、Pの違い、すなわち、タウンゼント電離係数の違いを意味している。沃化物のない場合とある場合のPQ/K値は、それぞれ $1.3 \times 10^{-2}$ 、 $6.1 \times 10^{-3}$ であり、沃化物の存在により約0.47倍に低下している。

かくして放電灯の放電開始電圧の分布の傾き、PQ値を、放電灯の始動難易の評価量に加えることは妥当である。このPQ値は、ステップ状電圧を印加した場合のLaue Plotの傾きと同等のものである。

このPQ値が評価関数として定まるためには、他のパラメータ、すなわち周囲条件、測定条件などによって変動しないことが望ましい。PQ値の変動する要因としては、

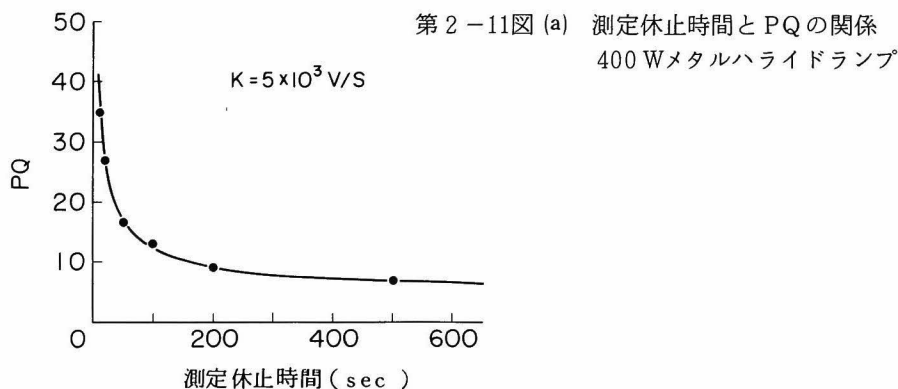
1. 照度、湿度、温度などの周囲条件によるもの。
2. 測定間隔、放電々流値などの放電の履歴によるもの。
3. 電圧上昇率、大地に対する電位、極性など測定条件によるもの。

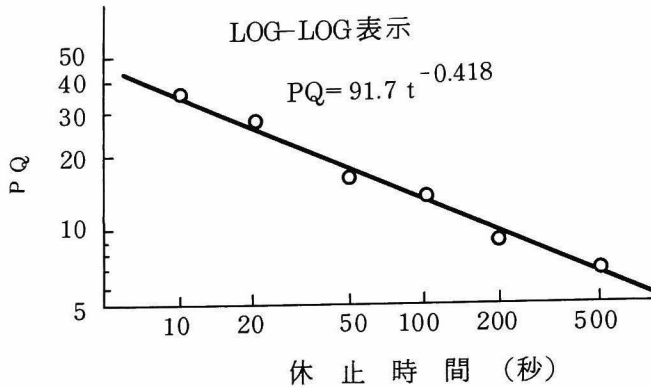
が考えられる。これらの条件を常に一定に保つことによって、PQ値への影響を考慮しなくても放電灯の評価を行うことができるが、ここでは、測定間隔、電圧上昇率によってPQ値がどのように変化するかを吟味する。

400Wのメタルハライドランプについて、測定間隔（測定休止期間）とPQとの関係を第2-11(a)図に示す。これをlog-log表示すると(b)図のように、

$$PQ = 91.7 \times t^{-0.418}$$

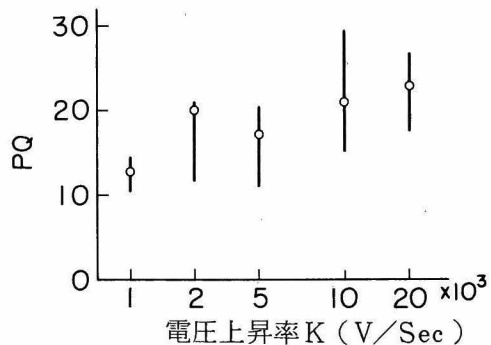
で与えられる直線となる。このように測定間隔でQ値が変化することについては種々の原因が載げられているが、深く研究したものは見当たらない。第2-12図には、印加電圧上昇率K<sup>98~101)</sup>





第2-11図(b) 測定休止時間とPQ Log-Log 表示

とPQ値との関係を示す。電圧上昇率Kが1,000 V/sec から20000 V/sec 程度まで大巾な変化はなく、やゝ増加傾向にある。電圧上昇率Kが非常に大きくなり高周波パルスの性質を有してくると、電圧印加時、電極近傍で電界が強くなり、<sup>102)</sup> PQ値が大きく変化してくる可能性がある。これについては実験装置の限界外であり測定できなかった。



第2-12図 電圧上昇とPQの関係  
400Wメタルハライドランプ

このように放電開始電圧分布は測定間隔、

電圧上昇率によって変動する。とくに測定間隔が数秒のオーダーである場合はPQ値が非常に大きく評価された誤差も大きくなる。従って測定間隔を充分長くし、PQ値がほぼ一定に落付いた条件で測定することが望ましいが、測定精度を向上させるためには測定回数を相当数必要とする。それ故多くのランプを評価する必要から、大部分の測定に対して測定間隔を10秒、電圧上昇率Kを5,000 V/sec とした。

これらの条件を同一に保つことによって、放電灯相互の良否の比較を、Vs値と同様PQ値でも判定できるものである。

## 2-4 交流電圧波形と放電開始のばらつき

前節で述べた如く、放電灯の Townsend の第1電離係数  $\alpha$ 、イオンによる2次電子放出係数  $\gamma$ 、および初期電子放出数  $Q$ を知ることができれば、任意の電圧波形を印加した場合の放電開始確率  $T(t)$ を、(2-5)式によって決定することができる筈である。そこで電圧波形として放電灯始動器を含めた安定器の出力電圧波形を採れば、その始動器と安定器による放電灯の始動確率を計算することが可能となり、始動器・安定器への設計条件を与えることが原理的に可能となる。

周期的電圧波形の場合には、単一波形に対する  $T(t)$ を  $T_1$ とし、単一波形の時間巾を  $t_1$ とすれば(2-5)式から、次式が得られる。

$$T_1 = 1 - \exp \left[ - \int_0^{t_1} P Q dt \right] \quad (2-17)$$

今、これが1秒間に  $f$ 回・ $t_p$ 秒間印加された場合には、そのときまでの放電開始確率  $T(t_p)$ は次式で与えられる。

$$T(t_p) = 1 - (1 - T_1)^{ft_p} \quad (2-18)$$

$T_1$ が1に比較して十分小さい場合には次式で近似できる。

$$T(t_p) = 1 - \exp(-T_1 f t_p) \quad (2-19)$$

従って放電しないで残る確率  $W(t_p)$ は

$$W(t_p) = \exp(-T_1 f t_p) \quad (2-20)$$

となり、このとき平均放電開始時間、すなわち電圧を印加してから放電を開始するまでの平均時間を  $\tau_d$ とすると、

$$\tau_d = \int_0^{\infty} t_p \frac{dT(t_p)}{dt_p} dt_p = \frac{1}{T_1 f} \quad (2-21)$$

を得る。

式(2-18)から正確に計算を行うと

$$\tau_d = \sum_{ft_p=1}^{\infty} t_p \left\{ [1 - (1 - T_1)^{ft_p}] - [1 - (1 - T_1)^{ft_p-1}] \right\} = \frac{1}{T_1 f} \quad (2-22)$$

となり、(2-21)式と同一となる。即ち  $T_1$ が1に近い場合でも(2-21)式は成立するものである。(2-17)式の右辺括弧内の積分値が小さい場合には、 $T_1$ を

$$T_1 = \int_0^{t_1} PQ dt = \langle PQ \rangle t_1 = \frac{\langle PQ \rangle}{f} \quad (2-23)$$

と近似できる。ここで $\langle PQ \rangle$ は、PQの1周期に渡る平均値である。この $T_1$ の値を(2-21)式に代入すると

$$\tau_d = \frac{1}{T_1 f} = \frac{1}{\langle PQ \rangle} \quad (2-24)$$

となって、放電灯の平均放電開始時間 $\tau_d$ がPQ値の平均値で示されるという極めて簡単な結果を得る。あるいは1周期の放電開始確率 $T_1$ と、周波数 $f$ でのみ示されることになる。例えば、ある放電灯について50Hzで平均1秒以内で放電開始させたい場合には、 $T_1 \geq 0.02$ となるべきである。言い換えれば、 $\langle PQ \rangle \geq 1$ が要求される。また別の見方をして、10秒以内に99%の確率で放電を開始させたい場合には、 $W(10)$ が1%以下であることから(2-20)式によって、 $T_1$ は0.0092以上となるべきである。すなわち、 $\langle PQ \rangle \geq 0.46$ となる。

一般に $n$ を整数として

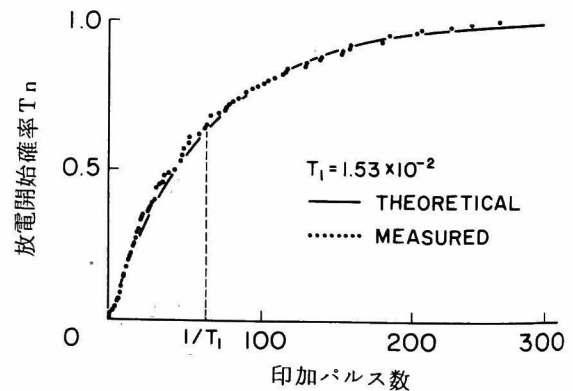
$$T_1 f t_p \geq 2.303 \cdot n \quad (2-25)$$

であれば、(2-20)式から

$$W(t_p) \leq (0.1)^n \quad (2-26)$$

が成立する。上の例は $n = 2$ 、 $t_p = 10$ 、 $f = 50$ の場合である。第2-13図は、電極間距離50mm、ハロゲン化物 $\text{SnI}_2$ を封入したメタルハライドランプ(400W陽光ランプ)の主電極間に、最大値(ピーク値)424Vの半波正弦波(50Hz)を印加し、放電後直ちに10秒間休止し、再び電圧を印加し、印加してから放電するまでの半波数を計数して、累積して求めた $T(t_p)$ を点で示す。100回放電させるのに合計6,538回の単一半波正弦波を印加する必要があった。したがって

$$T_1 = \frac{100}{6,538} = 1.53 \times 10^{-2} \quad (2-27)$$



第2-13図 始動確率  
400Wメタルハライドランプ

となる。この値を用いて、(2-19)式を同図中に実線で示すがよく理論に従っている。

時刻  $t_p$  で放電を開始する確率  $E(t_p)$  は

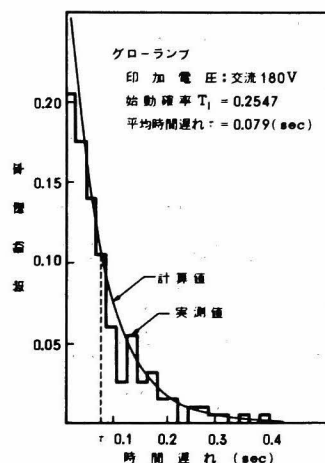
$$E(t_p) = \frac{T_1}{t_1} (1 - T_1)^{ft_p - 1} \simeq T_1 f \exp(-T_1 (ft_p - 1))$$

$$= T_1 f e^{T_1} \exp(-T_1 f t_p) \quad (2-28)$$

となる。メタルハライドランプ以外への応用として第2-14図に180V 50Hz 正弦波で始動させた蛍光灯用グロー点灯管についての  $E(t_p)$  の実測値と  $T_1$  から求めた理論値を示すが、よく一致している。

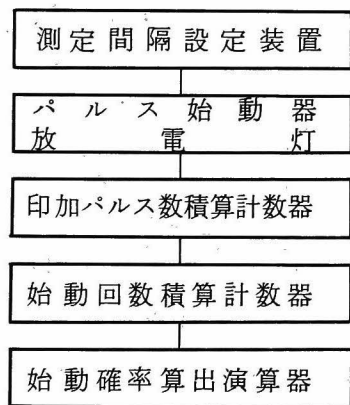
そこで、放電灯の放電開始の難易を、この平均放電開始時間  $\tau_d$  で表わすことも可能である。

2-3節で述べたPQの近似値として  $\langle PQ \rangle$  を用いれば(2-24)式によって  $\tau_d$  の逆数としてPQ値を表わすことになり、2-3節の放電開始電圧分布の測定装置によるPQ測定法よりも、 $\tau_d$  の測定法は簡便で装置も小型かつ安価なものとなる。その始動確率測定装置構成図を第2-



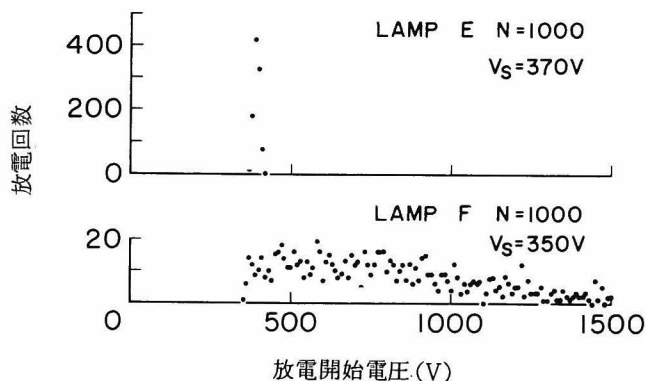
第2-14図 グロー点灯管の放電開始確率と遅れ時間

15図に示す。第2-16図は、400ワット水銀灯（電極間距離70mm，発光管内径20mm，アルゴン  $2.66 \times 10^3$  Pa (20 Torr)，Hg 70mg，電極としてタングステンコイルに  $BaCaWO_4$  を塗布したもの…… Lamp E）と400ワットメタルハライドランプ（電極間距離42mm，発光管内径20mm，アルゴン  $2.66 \times 10^3$  Pa (20 Torr)，Hg 70mg，Na-Tl-In 沃他物30mg，電極とし



$T_1$  測定装置構成図

第2-15図 始動確率 ( $T_1$ ) 測定装置構成図



第2-16図 水銀ランプとメタルハライドランプの放電開始電圧分布



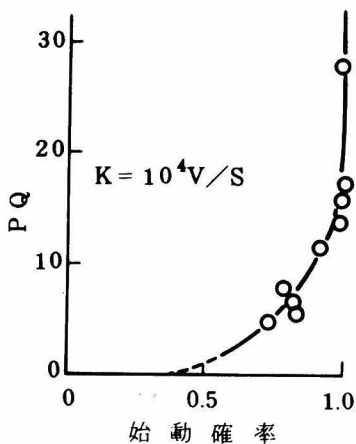
第2-1表 水銀ランプとメタルハライドランプの始動確率  
 $V_s$ とPQは第2-16図から求めた。 $T_1$ は交流50 Hzを印加した場合の1周期の値

PQと $T_1$ 実測値

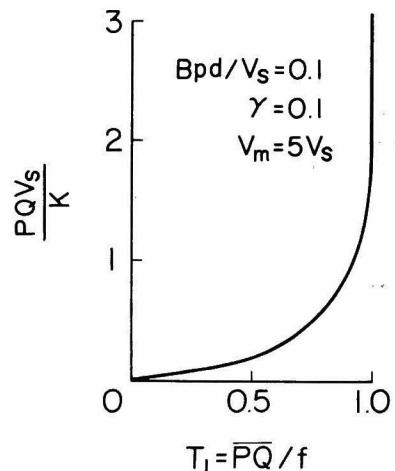
	$V_s$	PQ	$T_1$					
			240V	260V	280V	300V	320V	340V
LAMP E	370V	1200	0	0.00101	0.769	1.0	1.0	1.0
LAMP F	350V	30	0	0	0	0	0.0368	0.0699

てタングステンコイルに  $\text{ThO}_2$  を塗布したもの…… Lamp F) の放電開始電圧分布を、第2-1表には、始動確率測定装置によって測定した始動確率 $T_1$ を示す。第2-16図の特性は、極性を変えてもほとんど変わらない。この表で示されているように、放電開始電圧最小値 $V_s$ は低くてもPQ値が小さい場合には、時間的感覚として、放電灯は非常に始動しにくいものとなる。従って放電灯の放電開始の難易は、放電開始電圧最小値(静的放電開始電圧) $V_s$ よりも、 $\langle PQ \rangle$ 値が重要になる場合があることが理解される。

第2-17図に補助極のない主電極間距離42mmの400Wメタルハライドランプ9灯の例における、最大電圧3000Vの直線上昇電圧を印加した場合の始動確率 $T_1$ と、そのときの放電開始電圧分布から求めたPQ値の関係を図示する。この場合静的放電開始電圧 $V_s$ は必ずしも同一でなく、大体 $V_s < 600\text{V}$ の範囲である。この図は、即ち $T_1 = \langle PQ \rangle / f$ とPQの関係を示したものである。



第2-17図 3,000 V以下で始動する確率とPQの関係  
 400Wメタルハライドランプ

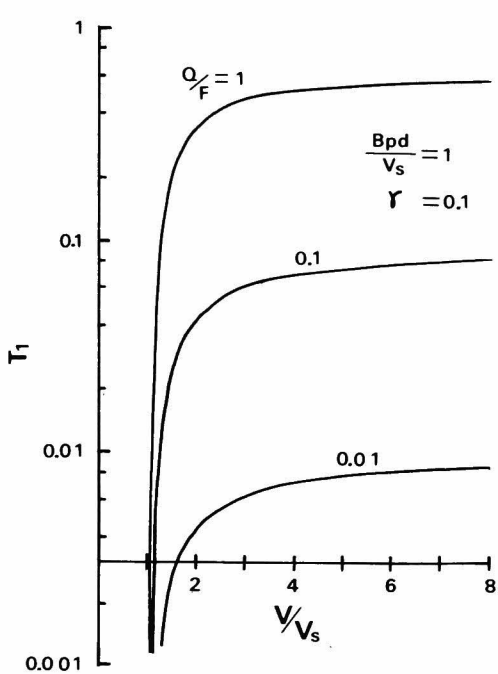


第2-18図  $T_1$ とPQの関係

第2-18図には、印加電圧最大値 $V_m$ が $5V_s$ に等しい直線上昇電圧を印加した場合の、 $Bpd/V_s = 0.1$ 、 $\gamma = 0.1$ のランプについて、理論的に求めた $\langle PQ \rangle$ とPQの関係を示すが、第2-17図とよく対応している。 $T_1$ の小さな範囲では $\langle PQ \rangle$ はPQに比例的であるが、

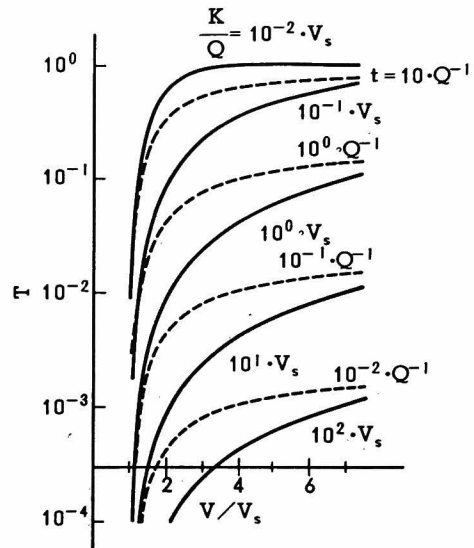
PQ が大きな範囲では $T_1$ が1に漸近し $\langle PQ \rangle$ も飽和値となってくる。従って $\langle PQ \rangle$ によるPQの比較、推定は $T_1$ が小さい場合に正確である。

本節の冒頭で述べたように、放電灯の $\alpha$ ,  $r$ ,  $Q$ を与えれば放電開始確率 $T_1$ を(2-17)式によって求めることができる。交流正弦波に対する結果を第2-19図に、直線上昇電圧(鋸歯状波)に対する結果を第2-20図に示す。第2-19図は横軸に印加電圧実効値を静的



第 2 - 19 図

正弦波印加電圧と始動確率 $T_1$ の関係(理論値)



第 2 - 20 図

印加鋸歯状電圧と始動確率の関係(理論値)  
 実線……電圧上昇率一定で時間巾を変えた場合  
 破線……時間巾一定で電圧上昇率を変えた場合

放電開始電圧  $V_s$  実効値で規格化したものを用い、パラメータとして $Q/f$ を用い $Bpd/V_s = 1$ ,  $r = 0.1$ とした。第2-20図は、鋸歯状波最大電圧  $V_m$ を $V_s$ で規格化したものを横軸に、パラメータとしては、電圧上昇率一定で最大電圧  $V_m$ を変えた場合を実線で、電圧印加時間巾 $V_m/K$ が一定となるように $V_m$ と $K$ とを変化させた場合を破線で示した。この場合は $Bpd/V_s = 0.1$ ,  $r = 0.1$ とした。これらの図から、印加電圧波形について、電圧を高くするよりも時間巾を広くした方が $T_1$ を大きくできて有利であり、放電灯始動パルス電圧波形への設計への基本的条件が得られた。

実用の放電灯において、これら $\alpha$ ,  $r$ ,  $Q$ を知ることとはほとんど不可能であり、実用上は始動確率 $T_1$ によってランプと安定器との組み合わせ適合性を論じる方がよい。

## 2-5 始動確率測定装置の応用

始動確率測定装置の特徴は、印加電圧波形1サイクルに対する始動確率 $T_1$ を自動的に計測し得る点であるが、この $T_1$ から平均始動時間遅れ $\tau_d$ ：始動容易さ $PQ$ ：更に初期電子放出数 $Q$ の推定等、放電灯の品質評価に有効である点にある。

メタルハライドランプの技術的目標はより明るくより長寿命をとということである。最近のメタルハライドランプはSc-Na沃化物を主体とした100lm/W前後のものが開発されてきている。<sup>103)</sup>このSc-Naタイプのメタルハライドランプは、電極の電子放射材料として $\text{ThO}_2$ を用いるとこのThが沃素と反応し、発光して光束を低下させるという問題が生ずる。そこでThの量を少なくするか、まったく使用しないもの、あるいはThの替りに発光成分であるScの酸化物等を用いることを試みた。これら各種陰極を用いた1KWメタルハライドランプの始動確率 $T_1$ を、本始動確率測定装置を用いて測定した結果を第2-2表に示す。 $\text{ThO}_2$ を用いたもの以外は平均始動時間が長く、初期電子数 $Q$ が不充分であり実用的でない。特にこのようなランプを時間 $t'$ の狭いパルス電圧で始動する場合には $P$ は1に近い値であると考えられるが、パルス電圧が印加されている間に初期電子が放出されなければ放電開始をしないので、有効に用いられる初期電子数は $Qt'/t_1$ となる。一般に、半サイクルに1発のパルスが発生し、パルス巾は $10\mu\text{S}$ 程度であるとすれば、 $t' \approx 10\mu\text{S} \times 2$ 、周波数50Hzでは $t_1$ は20msであるから $\langle PQ \rangle \approx 10^{-3} PQ$ となり、第2-2表A, B, Cのランプは、始動時間が非常に長く実用上始動不可能である。第2-2表の最終列には、パルス巾 $10\mu\text{S}$ 、 $P \approx 1$ であるパルス電圧を印加した場合の平均始動時間計算値を示した。

第2-2表 各種電極による初期電子数比較  
1KWメタルハライドランプ (Sc-Na沃化物)

ランプ	電極RI封入物	200V 正弦波		
		始動確率 $T_1$	平均始動時間 $t$	パルスによる平均始動時間
A	Pure W	$1.9 \times 10^{-4}$	105 秒	$1.05 \times 10^5$ 秒
B	Pure W $\text{ThI}_4$ 封入	$6.6 \times 10^{-4}$	30.3	$3.03 \times 10^4$
C	Th-W	0.0183	1.09	$1.09 \times 10^3$
D	$\text{ThO}_2$	0.258	0.0775	77.5
E	Pure W $^{147}\text{Pm}$ (0.3 $\mu\text{C}$ )	1	0.02 秒	20 秒以下

これらを改善して始動しやすいランプを得るためには、 $PQ$ 値、ことに $Q$ 値の大きな材料を使用する必要がある。そこで大きな $Q$ 値を有するものとして半減期が数年乃至10数年の放射性物質を用いることにすれば、この放射性物質の総量としてng程度でよく、かつ $Q$ の値が万の桁となる。そこで放射性元素 $^{147}\text{Pm}$ を封入したランプを試作した。これを同表の最下段Eに示す。このランプの $^{147}\text{Pm}$ 封入量は0.3 $\mu\text{Ci}$ 、すなわち毎秒11,100個の $\beta$ 崩壊(0.223 MeV)

を起こし、 $^{147}\text{Pm}$  の封入原子総数は  $1.36 \times 10^{12}$  個すなわち  $3.3 \times 10^{-10} \text{ g}$  であり、たとえ沃素と反応して発光したとしても、極く微量であるため光束を低下せしめるものではない。 $^{147}\text{Pm}$  の半減期は 2.7 年であり、放電灯の寿命を 1 万時間とし、1 日 5 時間点灯するものと仮定すると約 5.5 年の寿命であるが、その間に崩壊数は 0.243 倍に、すなわち毎秒 2,700 個に減衰している。これはパルス始動方式でも寿命末まで充分瞬時にランプを始動できる量である。実用的にはこの  $\frac{1}{3}$  の放射線量でよく、また  $^{147}\text{Pm}$  は、セラミックの小球中に密封されており、ランプを廃棄しても放射性物質が飛散することのないよう安全対策を施している。

## 2-6 結 論

本章では放電開始のばらつきの原因である統計的時間遅れ (Statistical time lag) に基づく、メタルハライドランプの放電開始の時間的遅れおよび放電開始電圧のばらつきについて論じた。本章で得られた結論をまとめると次のようになる。

- (1) 放電灯に直線上昇電圧を印加して、放電開始したときの累積記録した分布によって、放電灯の特性である初期電子放出数  $Q$  と、放電のしやすさを示す確率  $P$  の積  $PQ$  を分布の拡がり程度から評価することができる。またこの分布の最小値は静的放電開始電圧  $V_s$  を与え、これからも放電灯の良否を判定できる。従って放電灯の良否判定には  $V_s$  と  $PQ$  の両者を用いることが必要である。
- (2) 放電灯の平均放電開始 (遅れ) 時間  $\tau_d$  は

$$\tau_d = \frac{1}{\langle PQ \rangle} = \frac{1}{T_1 f}$$

で与えられ、従って  $T_1$  を測定すれば  $\tau_d$  あるいは  $\langle PQ \rangle$  を知ることができる。逆に放電灯を始動しやすくするためには  $P$  及び  $Q$  を大きくすることが必要である。

- (3) 放電灯に印加するパルス電圧波形は、高さよりも時間巾の広いもの程  $T_1$  を大きくしやすい。特に印加電圧が最小放電開始電圧の 2 倍以上である場合には確率  $P$  はほとんど増加しない。
- (4) エミッターとして  $\text{ThO}_2$  を用いた場合は  $\text{Dy}_2\text{O}_3$  を用いた場合に比較して初期電子数  $Q$  が 17 倍以上である。これは  $\text{ThO}_2$  の  $\alpha$  崩壊に基づく荷電粒子の生成によるものである。
- (5) 沃化物を封入した 400 W 発光管の場合は沃化物を封入しない水銀のみのランプに比較して  $P$  値が 0.47 倍に低下する。
- (6) この理論の応用として放電灯に電圧を印加し自動的に  $T_1$  を計測する始動確率測定装置を開発した。これによって平均遅れ時間  $\tau_d$  あるいは  $\langle PQ \rangle$  を求めることができる。逆に所定時間内の始動確率を与えて  $T_1$  を決定することも可能である。

- (7) これらの技術を応用し効率の高い Sc-Na 沃化物封入メタルハライドランプに微量の放射性物質を封入し初期電子源とすることによって、エミッターとして  $\text{ThO}_2$  を使用しない場合でもパルス起動により早く始動するランプを開発した。

## 第3章 グロー・アーク転移現象<sup>47～49)</sup>

### 3-1 序 論

第1章で述べた如く、メタルハライドランプは仕事関数の高い電子放射材料を使用している。グロー放電により電力が電極に投入され、電極温度が上昇し、イオンによる2次電子放出より熱電子放出が多くなると、グローアーク転移が起きる。従って仕事関数が高い場合には、熱電子放出による所要電流を得るために陰極輝点温度が高くなり、グローアーク転移が高圧水銀灯などに較べて起きにくくなる。更に不純ガスの混入或いは軽い希ガス例えば Ne を主体としたペニングガスを使用した時などは、陽光柱損失が大きく電極部へのエネルギー投入が減少し、ますますグローアーク転移が起きにくくなる。それ故2次電圧の低い水銀灯安定器でメタルハライドランプを点灯する場合には、グローアーク転移は重要な問題である。

メタルハライドランプのグローアーク転移に関して、直線上昇電圧を印加した場合の端子電圧と放電々流のリサージュ図形から、放電灯の電極及びガスを評価することが試みられ<sup>36)</sup> コンデンサー充放電エネルギーから始動エネルギーを求める試みもなされた<sup>37)</sup> しかしながら純粋に電極に消費されるエネルギーの評価ではなく他の損失エネルギーをも含めて評価している。

したがって電極に蓄積されるエネルギーと電極から失われて行くエネルギーを分離評価し、その各々のエネルギーが電極設計によってどう変動するかを求めることが必要である。

本章ではグロー・アーク転移機構に簡単なモデルを導入し、この解析を通じて確実に始動するために電極並びに安定器に要求される条件を明らかにする。

### 3-2 グロー・アーク転移の機構

放電破壊には Townsend 型放電を行う場合と Streamer 型放電を行う場合がある。Townsend 型放電の場合はグロー放電を経てアーク放電に移行し、低ガス圧領域で起きやすい。Streamer 型放電はグロー放電を経過しないで直ちにアーク放電を開始し、中高ガス圧領域で起きやすい。<sup>104)</sup>

メタルハライドランプは始動時は低ガス圧であり、放電開始後グロー放電を経てアーク放電へ転移して行く。

Engel と Steenbeck はグロー放電に於けるイオンによる2次電子放出電流  $i_p$  と、イオン衝撃で陰極が加熱され熱放出される熱電子電流  $i_t$  の値を種々の電極温度について計算しあわせ

て陰極降下電圧を求め、グロー放電からアーク放電への変遷を説明している。<sup>105)</sup>

本章ではこの Engel, Steenbeck の考え方に立脚しグローアークの転移機構を次のように考える。

- (1) 放電灯発光管内部の電位配分は、グロー放電のときは陰極降下部分が大部分を占めている。<sup>106)</sup>したがってグロー放電中のランプ電圧は、陽光柱損失が無視し得て陰極降下だけによるものと仮定する。この仮定は不純ガスがなく陽光柱損失が少ない場合には妥当である。
- (2) 電極部分に於いて陰極輝点を作り熱電子放出を行う部分を実効電極として考える。この実効電極に於いては温度  $T$  は一様であるものとし、この他の部分の温度は  $T_0$  で一定であるものとする。

異常グロー放電に於ける陰極でのイオン電流密度  $j_i$  と陰極降下電圧  $V_c$  との関係は

$$j_i = 2 \epsilon_0 \left( \frac{4e\lambda}{Md} \right)^{1/2} \frac{V_c^{3/2}}{d^2} \quad (3-1)$$

で与えられる。<sup>92)</sup>ここで  $\epsilon_0$  は誘電率、 $d$  は陰極降下部分の厚み、 $M$  はイオンの質量、 $e$  は電子の電荷、 $\lambda$  はイオンの電荷交換平均自由行程である。陰極面上の全電流密度を  $j$ 、電子電流密度を  $j_e$ 、イオン電流密度を  $j_i$ 、熱電子電流密度を  $j_t$ 、光電子電流密度を  $j_p$  とすると、次式が成立する。

$$j = j_e + j_i \quad (3-2, a)$$

$$j_e = r j_i + j_t + j_p \quad (3-2, b)$$

$$j_i = \nu \cdot j_e \quad (3-2, c)$$

ここで  $\nu$  は 1 電子による空間での電離回数であり、(2-9, b) 式の  $q$ 、 $r$  を用いて

$$\nu = \frac{q}{r} = \exp \left( \int_0^d \alpha dx \right) - 1 \quad (3-3)$$

となる。(3-2) 式を計算の都合上、次の様に変形する。

$$j = \left( 1 + \frac{1}{\nu} \right) j_i \quad (3-4, a)$$

$$\nu = \frac{j_i}{r j_i + j_t + j_p} \quad (3-4, b)$$

グロー放電における陰極降下部分の電界は、陰極を  $x = 0$  として

$$E(x) = \frac{2V_c}{d} \left( 1 - \frac{x}{d} \right) \quad (3-5)$$



であるから,<sup>107, 108)</sup> (2-1) 式

$$\alpha = AP \exp\left(-\frac{Bp}{E(x)}\right) \quad (3-6)$$

を用いて, (3-3) 式は

$$\nu = \exp\left\{ Apd \left[ \exp(-b) + b \left[ C + \ln b + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k b^k}{k \cdot k} \right] \right] \right\} - 1 \quad (3-7)$$

となる。ここで  $b = Bpd/2Vc$ ,  $C = 0.5772157$  (Eular の定数) である。熱電子電流密度  $j_t$  は実効電極温度を  $T$ , 仕事関数を  $\phi$ , ボルツマン定数を  $k$  として

$$j_t = A_R T^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{kT}\right) \quad (3-8)$$

で与えられている。ここで  $A_R$  は Richardson の係数である。

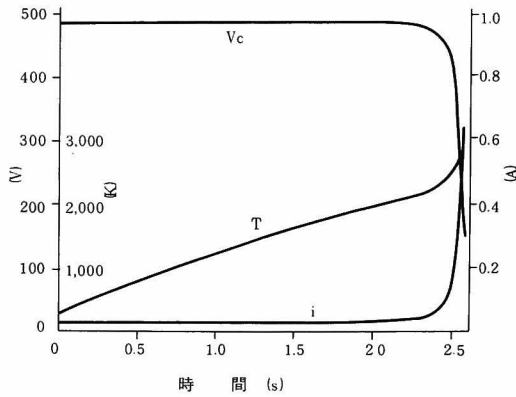
放電々流では外部回路により定まるものであり, 今は陽光柱と陽極における電圧降下を無視しているから, 抵抗  $R$  を用いた安定回路では電源電圧を  $V_b$  陰極面積を  $S$  として次式で与えられる。

$$i = j \cdot S = \frac{V_b - V_c}{R} \quad (3-9)$$

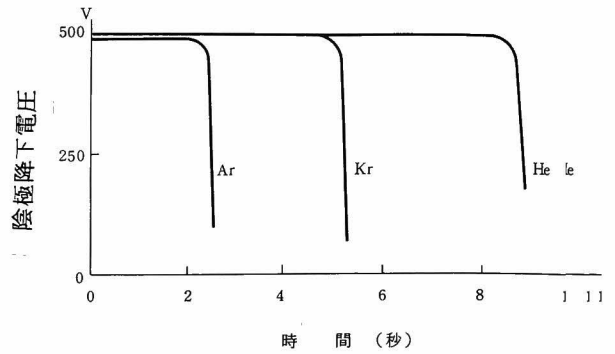
ここで先に仮定した実効電極についてその体積を  $v$ , 密度を  $\rho$ , 比熱を  $C$  とすると, 熱エネルギー平衡から陰極に投入される電力  $P_g$  について次式が成立する。

$$\rho Cv \frac{dT}{dt} + Ks(T - T_0) + \sigma \vartheta S(T^4 - T_0^4) = jSVc = P_g \quad (3-10)$$

ここで  $\sigma$  は輻射に関するステファン定数,  $\vartheta$  は輻射率,  $K$  は実効電極と陰極と他の部分との接触面  $s$  を介して, 伝導により失われる熱エネルギーの損失係数である。以上 (3-1) ~ (3-10) 式によって, 実効電極におけるグローからアークへの転移を記述することができる。実際には陰極のジュール熱など, 電流密度の変化がアーク転移を助長する方向にあるが, (3-10) 式では考慮していない。光電子電流密度  $j_p$  を無視して半径 1 mm のタングステン球電極について, アルゴンガス  $1.33 \times 10^3$  Pa (10 Torr),  $T_0 = 300$  K,  $V_b = 500$  V,  $R = 500 \Omega$  とし  $A_R = 70$ ,  $A = 12$ ,  $B = 180$ ,  $\vartheta = 0.5$ ,  $\gamma = 0.095$ ,  $C = 0.15$  joule/gK,  $\rho = 19.3\%$ ,  $\phi = 4.5$  eV として計算機を用いて解いた 1 例を第 3-1 図に示す。第 3-1 図と同一条件で封入ガスの種類のみを変えた場合の陰極降下電圧の時間変化をみたものが第 3-2 図である。陰極降下電圧が急激に下降する部分で電極温度も急激に上昇しアークへ転移する。この転移時間は第 3-2 図にみられるように陰極降下電圧のわずかな差が転移時間として拡大されて出てくる。したがって電極評価法として陰極降下電圧よりも転移時間の方が差が大きく評価



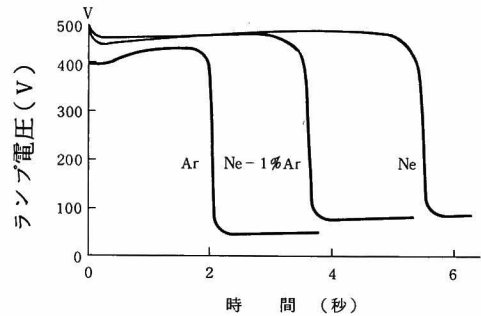
第3-1図 グロー・アーク転移における陰極降下電圧  $V_c$ 、電流  $i$ 、陰極温度  $T$  の理論的変化



第3-2図 封入ガスを変えたときのグロー・アーク転移の陰極降下電圧の変化(理論値)

が容易であると言える。

直径 0.6 mm、長さ40mmのモリブデン電極を用いて、アルゴン、ネオン、ネオン-アルゴン Penning ガスについて、ガス圧  $1.33 \times 10^3 \text{ Pa}$  (10 Torr) に於いて、グロー・アーク転移の放電管電圧を電磁オシログラフで見たものが第3-3図である。この場合電源電圧  $V_b = 500 \text{ V}$ 、安定抵抗  $R = 500 \Omega$  である。



第3-3図 ガスの種類を変えたときのグロー・アーク転移実測例  
陰極直径 0.6 mm  
長さ 40 mm  
 $M_0$  電極  
ガス圧  $1.3 \times 10^3 \text{ Pa}$  (10 Torr)

このように一定電圧を印加しランプ電圧あるいはランプ電流の時間的変化をみることによって、陰極降下電圧  $V_c$  と転移時間  $\tau_t$  の値を知り、これから電極材料、実効電極の熱容量、大きさ、また放電空間のガスの状態を評価することができる。

そこで(3-10)式において、熱伝導損失及び放射損失の項を無視することができれば、電極へ投入されるエネルギーは電極温度をアーク放電維持に必要な温度即ち転移温度  $T_c$  まで上昇させるに必要なエネルギーそのものであり、その意味に於いてグロー・アーク転移エネルギー及び転移電極温度、転移電力等の考え方を導入することができる。これに基づいて電

極構造並びに材料のみならず始動装置の特性を評価することができる。この観点から次節でグローアーク転移エネルギー評価法を確立する。

### 3-3 グローアーク転移エネルギー評価法

グロー放電開始後から $\tau_t$ 秒後に実効電極温度が周囲温度 $T_0$ から $T_c$ となって、グローからアークへの転移が起きるものとし、この $\tau_t$ を転移時間と呼ぶことにすれば、グロー放電々力の平均値 $\bar{P}_g$ を

$$\bar{P}_g = \frac{1}{\tau_t} \int_0^{\tau_t} V_c i dt = \frac{1}{\tau_t} \int_0^{\tau_t} P_g dt \quad (3-11)$$

と表わして(3-10)式を積分する。ここで $\rho v = m$ として次式を得る。

$$\tau_t = \int_{T_0}^{T_c} \frac{mC}{\bar{P}_g - Ks(T - T_0) - \sigma \vartheta S(T^4 - T_0^4)} dT \quad (3-12)$$

ここで簡単のために $Ks(T - T_0) \gg \sigma \vartheta S(T^4 - T_0^4)$ であると仮定すれば、<sup>109)</sup>上式は簡単に積分できて次式となる。

$$\tau_t = -\frac{mC}{Ks} \ln \left[ 1 + \frac{Ks}{\bar{P}_g} (T_0 - T_c) \right] \quad (3-13)$$

すなわち

$$T_c - T_0 = \frac{\bar{P}_g}{K \cdot s} \left[ 1 - \exp \left( -\frac{K \cdot s}{mC} \tau_t \right) \right] \quad (3-14)$$

となる。さらに

$$K \cdot s \cdot \tau_t / mC \ll 1 \quad (3-15)$$

が成立する場合には、すなわち、電極に蓄積するエネルギーに対して熱伝導で流出するエネルギーが小さく実効電極からの熱伝導損失が無視できる場合には(3-14)式は次式で近似できる。

$$T_c - T_0 = \frac{\bar{P}_g}{mC} \tau_t \quad (3-16)$$

すなわち

$$\frac{1}{\tau_t} = \frac{\bar{P}_g}{mC(T_c - T_0)} \quad (3-17)$$

となってランプに投入される平均グロー放電々力 $\bar{P}_g$ と転移時間 $\tau_t$ の逆数とは直線関係になることが予想される。(3-14)式と(3-17)式とを図示したものが、第3-4図であり、

横軸は換算された電力  $\bar{P}_g / Ks (T_c - T_0)$  を縦軸には  $mC / K \cdot s \cdot \tau_t$  を用いている。(3-15) 式が成立しなくなると  $1/\tau_t$  と  $\bar{P}_g$  の関係は (3-17) 式で示される直線からずれてくるが、これはグロー放電電力が実効電極加熱以外に損失として失われて行く割合が大きくなることを示している。

$\bar{P}_g / Ks (T_c - T_0) < 1$  の場合には (3-13) 式で解  $\tau_t$  が存在せず、放電灯はアーク放電へ移行せず Hung up<sup>3)</sup> 状態であることを示している。したがって  $Ks (T_c - T_0)$  を最小転移電力と呼ぶことにする。

アーク放電への転移に必要なエネルギー、すなわちグローアーク転移エネルギー  $E_g$  は

$$E_g = \int_0^{\tau_t} P_g dt = \bar{P}_g \cdot \tau_t = \frac{Ks (T_c - T_0)}{1 - \exp\left(-\frac{Ks}{mC} \tau_t\right)} \cdot \tau_t \quad (3-18)$$

であり、変形すると

$$\frac{E_g}{mC (T_c - T_0)} = \frac{\frac{Ks}{mC} \tau_t}{1 - \exp\left(-\frac{Ks}{mC} \tau_t\right)} \quad (3-19)$$

となる。これを第3-5図に示す。

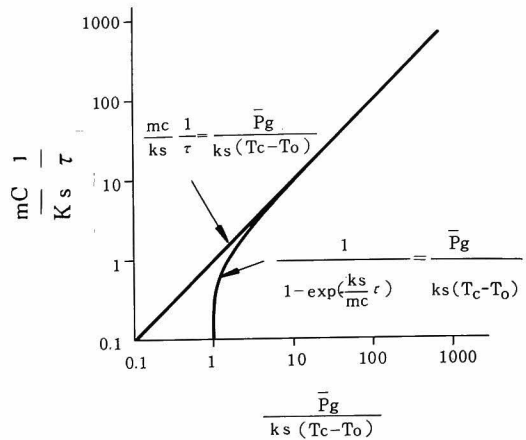
この図からわかるように必要最小限のエネルギーは

$$E_g = mC (T_c - T_0) \quad (3-20)$$

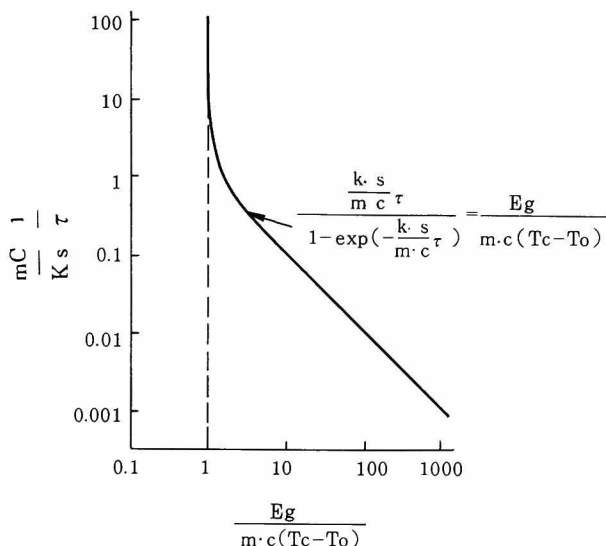
で与えられ、実効電極に蓄積されるエネルギーを示す。これを最小転移エネルギーと呼ぶことにする。実線で示した (3-19) 式と破線で示した (3-20) 式に挟まれた領域が実効電極からの伝導損失エネルギーを示している。

第3-6図に本研究で用いた転移電力、転移エネルギー測定装置構成図を示す。電力測定には、アイコー電気社製、非線型アナログ乗除算器 MD-303 を用いた。本素子帯域は 1.5 MHz であり、十分な応答能力を有している。転移エネルギー測定にはこの乗算器出力を東芝製演算増幅用 IC, TA 7502 M を用いた積分回路で積分して求めた。

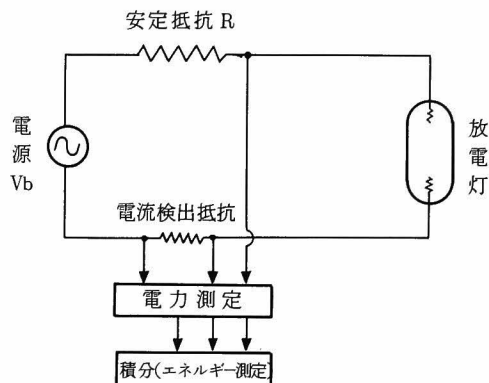
交流電源を用いたグローアーク転移実験の場合にはこれら出力を電磁オシログラフまたは



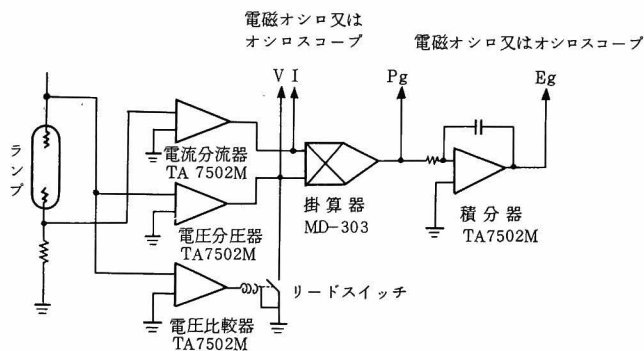
第3-4図 換算電力  $\bar{P}_g / K \cdot s \cdot (T_c - T_0)$  と換算時間の逆数  $mC / K \cdot s \cdot \tau$  の関係



第3-5図 換算エネルギー  $E_g/m \cdot C (T_C - T_0)$  と換算時間の逆数  $m \cdot C / K \cdot S \cdot \tau$  の関係



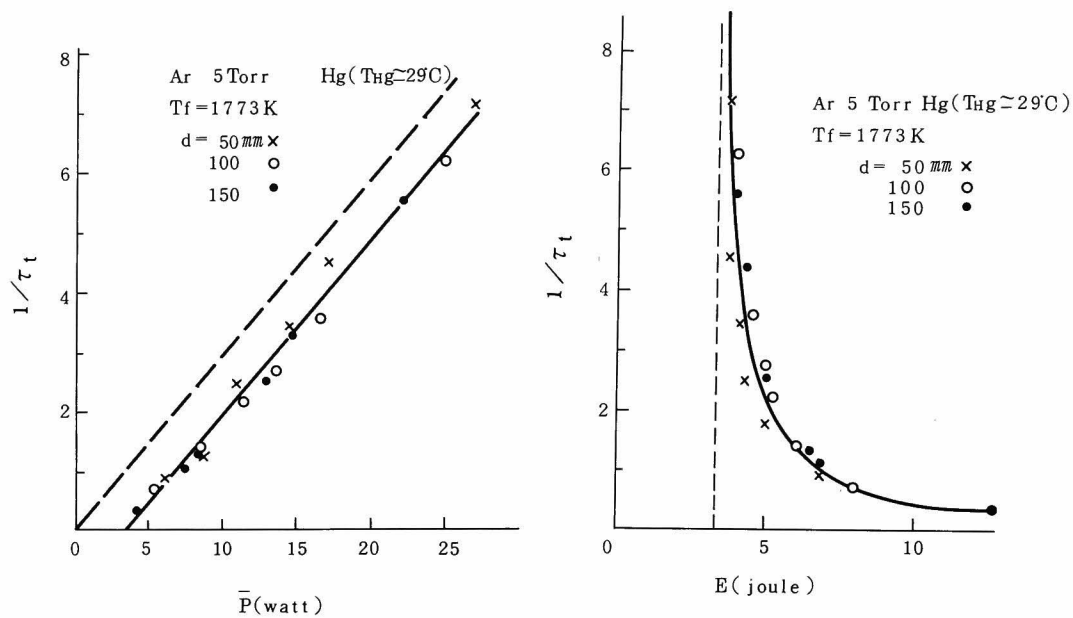
第3-6図 転移電力、転移エネルギー測定装置構成図  
抵抗バラストを用いた測定回路



第3-7図 グローアーク転移電力、エネルギー測定回路構成図

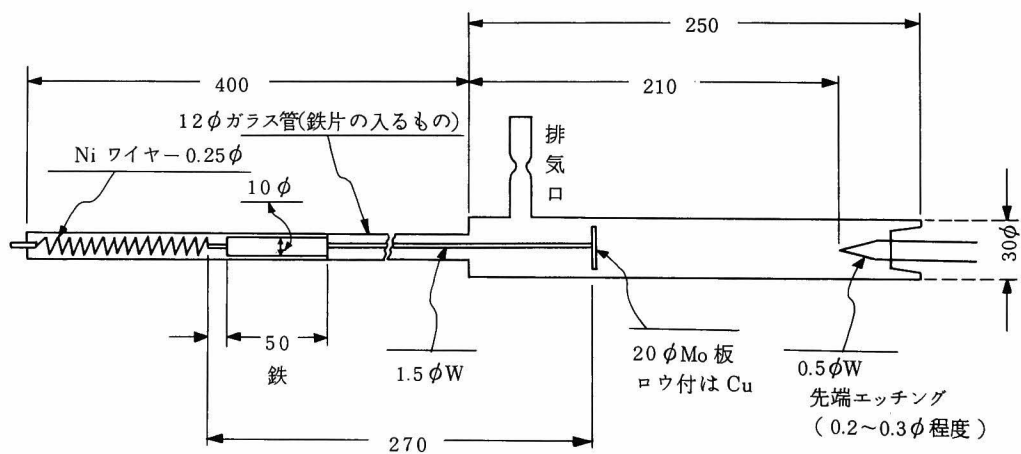
オシロスコープにより観察し、 $\tau_t$ の決定はランプ電圧の降下点で決定した。直流電源を用いたグローアーク転移実験の場合にはTA7502Mを用いた電圧比較器を用い、ランプ電圧がグロー電圧とアーク電圧のはず中間点でリードスイッチにより乗算器の入力を遮断し、電圧電流波形は電磁オシログラフ及びオシロスコープで、エネルギーは積分回路出力をデジタルボルトメータでそれぞれ読み取った。TA7502Mの応答周波数は150 KHz以上である。これら回路構成図を第3-7図に示す。測定装置の較正は抵抗負荷に一定電力を投入して行った。

第3-8図 a), b) には第3-9図に示す放電管で電極間距離を変えて第3-7図に示す装置で測定した結果を示す。電源電圧は直流200Vから500V可変、安定抵抗として約1 K $\Omega$ の可変しゅう動抵抗器を用いている。第3-9図の放電管の陰極は直径0.5 mmのタングステン線の中央部分をエッチングしたものをを用いており、陽極として直径20mmのM<sub>0</sub>板を用いて



第 3 - 8 図

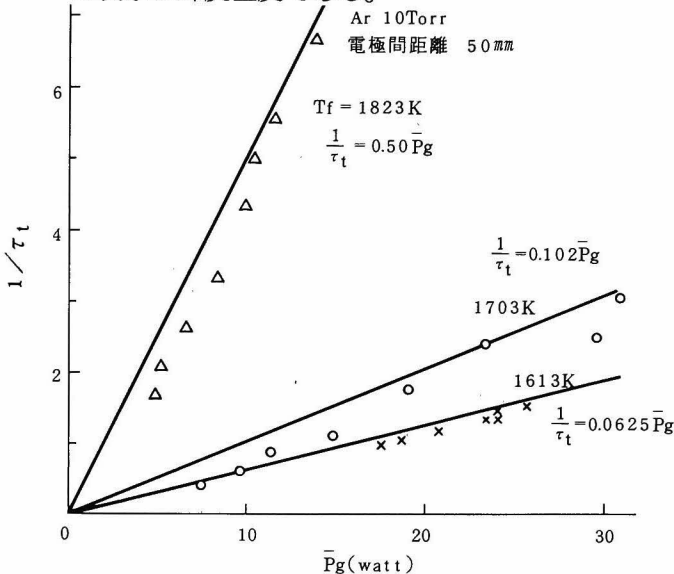
a グローアーク転移電力と転移時間の逆数の関係      b グローアーク転移エネルギーと転移時間の逆数の関係  
 d : 電極間距離      d : 電極間距離



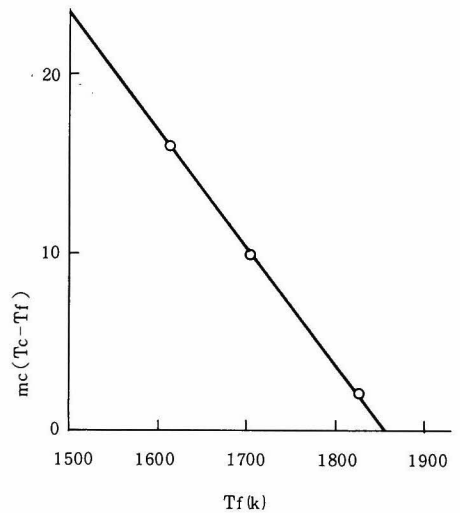
第 3 - 9 図 グローアーク転移エネルギー測定用放電管

いる。陰極は交流で予熱しフィラメント温度  $T_f = 1773 \text{ K}$  としている。封入ガスはアルゴン  $6.66 \times 10^2 \text{ Pa}$  (5 Torr) で水銀滴を封入している。第3-8図でみる通りグロー放電陽光柱の損失はほとんど無視できることが明らかであり、3-2節で用いた仮定が正しいことを証明している。この放電管の最小転移電力は3.3ワットであり最小転移エネルギーは第3-8図a)の傾きから約3.36 jouleと見積もることができる。

次に第3-9図に示す放電管において、フィラメント温度  $T_f$  を変えた場合の転移電力と転移時間の逆数の関係を第3-10図に示す。この場合はアルゴン  $1.33 \times 10^3 \text{ Pa}$  (10 Torr)のみでHgは封入されていない。(3-17)式に相当するものとして原点を通る直線を引くと、傾きすなわち  $mC (T_c - T_f)$  の逆数として、 $T_f = 1823 \text{ K}$  で0.50,  $1703 \text{ K}$  で0.102,  $1613 \text{ K}$  で0.0625を得る。この値から  $T_f$  と  $mC (T_c - T_f)$  の関係を求めると第3-11図となり  $T_c$  として約1850 Kを得る。更に  $mC = 6.7 \times 10^{-2} \text{ J/K}$ を得る。尚、これらフィラメント温度の表示は輝度温度である。



第3-10図 フィラメント温度を変えた場合の転移電力と転移時間の逆数の関係

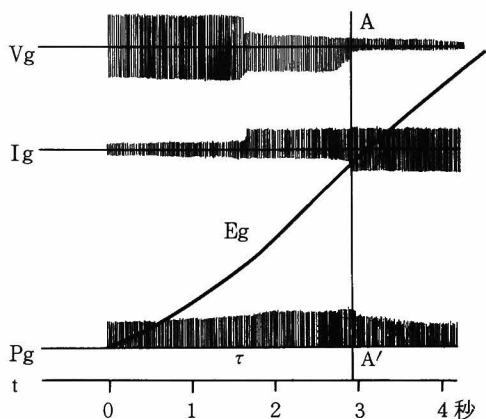


第3-11図 グロー・アーク転移温度の決定

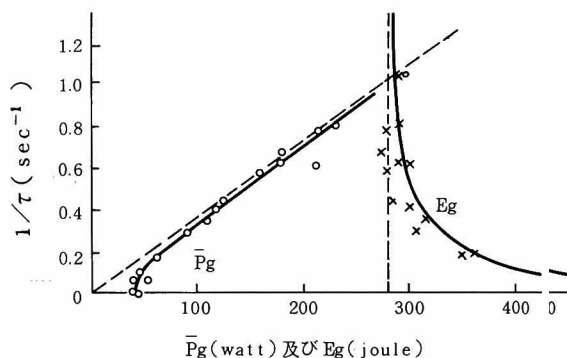
このように、本理論に従えば、電極のグローアーク転移に関する評価量としての転移エネルギー、転移電力、等価電極の大きさ等を評価することができ、電極開発の上で重要な役割を果すことが期待できる。小原はこのような転移エネルギーの概念に従って各種エミッターの転移エネルギーを測定しエミッター評価を試みている。<sup>110)</sup> 次節に実用ランプの転移電力転移エネルギーの値を評価する。

### 3-4 実用ランプにおける転移エネルギーの測定

第3-6図に示した転移エネルギー測定装置を用いて、主電極間距離50mmの400Wメタルハライドランプ（SnI<sub>2</sub>封入ランプ）の実測した例を第3-12図に示す。電極の非対称性による半波放電の部分があるが、両電極ともアーク放電へ転移した時点を考えることにしグローアーク転移点を第3-12図AA'とする。このときのエネルギーをE<sub>g</sub>とし、時間τ<sub>t</sub>を用い平均電力  $\bar{P}_g = E_g / \tau_t$  とする。電源電圧 V<sub>b</sub> と安定抵抗Rの種々の組み合わせに対し、E<sub>g</sub>、τ<sub>t</sub>、 $\bar{P}_g$  が得られる。これらの関係を図示したものが第3-13図である。この測定に際しては、封入され



第3-12図 400ワットメタルハライドランプ 始動時のランプ電圧、電流、電力、エネルギーの各波形



第3-13図 グロー放電々力P<sub>g</sub>、グロー放電エネルギーE<sub>g</sub>と始動時間τの逆数の関係 (400Wメタルハライドランプ)

ているSnI<sub>2</sub>の影響をできるだけ避けるため、沃化物が電極に付着していないと考えられる状態……(グロー放電によるスパッタ効果、および電極加熱作用によって電極に付着している沃化物を管壁に蒸散させた状態で冷却したもの)……で始動試験を行っており、(3-17)、(3-14)、(3-19)式に対応する式としてそれぞれ

$$\frac{1}{\tau_t} = \frac{\bar{P}_g}{280} \quad (3-21 a)$$

$$\frac{P_g}{42} = \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{\tau_t}{6.67}\right)} \quad (3-21 b)$$

$$\frac{E_g}{280} = \frac{\frac{\tau_t}{6.67}}{1 - \exp\left(-\frac{\tau_t}{6.67}\right)} \quad (3-21 c)$$

となる。すなわち



$$m \cdot C (T_c - T_0) = 280 \text{ joule}$$

$$K \cdot s (T_c - T_0) = 42 \text{ watt}$$

となり、このランプにおいてはグローからアークへ転移するまでに必要な最小転移エネルギーは 280 joule であり、また 42 watt 以上の電力を投入しなければランプはアークへ移行しないことを示している。

この放電ランプの電極はタングステン粉末とトリア粉末を混合焼成したペレットをタングステンコイルの中に包み込んだ形のものであり、この全電極を実効電極とみなして  $T_c$  を概算してみると、両電極で  $m = 1.2 \text{ g}$ 、タングステンにおける比熱  $C$  は約  $0.15 \text{ joule/gK}$ 、 $T_0$  を室温  $300 \text{ K}$  として

$$T_c = 1860 \text{ K}$$

$$K \cdot s = 0.027 \text{ watt/K}$$

となる。

ここで電極からの放射損失を評価してみると、転移時間  $\tau_t$  が短い場合には実効電極の温度上昇は (3-16) 式より

$$T = T_0 + (T_c - T_0) \frac{t}{\tau_t} \quad (3-22)$$

となるから放射損失エネルギー  $E_r$  は、(3-10) 式、左辺第 3 項であり  $T_0^4$  は  $T^4$  に較べ小さいので無視し得て次式となる。

$$E_r = \sigma \vartheta S \int_0^{\tau_t} T^4 dt \quad (3-23)$$

放射面積  $S$  を求めることは困難であるが、仮想的に直径  $3 \text{ mm}$ 、長さ  $8 \text{ mm}$  のタングステン棒とすると、両電極で、 $S = 1.65 \text{ (cm}^2\text{)}$  であり、 $\vartheta = 0.5$  として、 $T_c = 1860 \text{ K}$  であるから、

$$E_r = 13.3 \tau_t$$

となる。したがって

$$\frac{E_r}{E_g} = \frac{\sigma \vartheta S \int_0^{\tau_t} T^4 dt}{m C (T_c - T_0)} = \frac{13.3 \tau_t}{280} = 4.75 \times 10^{-2} \tau_t \quad (3-24)$$

となる。転移時間  $\tau_t$  が 1 秒以内であれば最小転移エネルギーに対する放射損失は 5% 以内となり、これを無視しても大きな影響はない。転移時間が長い場合でも電極温度上昇は第 3-1 図の理論的変化でみられるように (3-22) 式の直線で近似して大差ないものと考えられる。

そこで転移エネルギー  $E_g$  の他に、伝導損失エネルギー  $E_c$ 、放射損失エネルギー  $E_r$  を、(3-10)式の各項を積分して求めると、

$$E_g = \int_0^{\tau_t} mC \frac{dT}{dt} dt = mC (T_c - T_0) \quad (3-25, a)$$

$$E_c = \int_0^{\tau_t} K \cdot s (T - T_0) dt = \frac{\tau_t}{2} Ks (T_c - T_0) \quad (3-25, b)$$

$$E_r = \int_0^{\tau_t} \sigma \vartheta S (T^4 - T_0^4) dt \\ = \sigma \vartheta S \left[ 2T_0^3 + 2T_0^2(T_c - T_0) + T_0(T_c - T_0)^2 + \frac{1}{5}(T_c - T_0)^3 \right] (T_c - T_0) \tau_t \quad (3-25, c)$$

である。従って、 $E_g = mC (T_c - T_0) = 280$ 、 $Ks (T_c - T_0) = 42$ 、 $T_c = 1860$ 、 $T_0 = 300$ 、 $\sigma = 5.77 \times 10^{-12} \text{ watt/cm}^2 \text{K}^4$ 、 $\vartheta = 0.5$ 、 $S = 1.65 \text{ cm}^2$  を用いて、伝導損失  $E_c$  に対する放射損失  $E_r$  の比を求めると

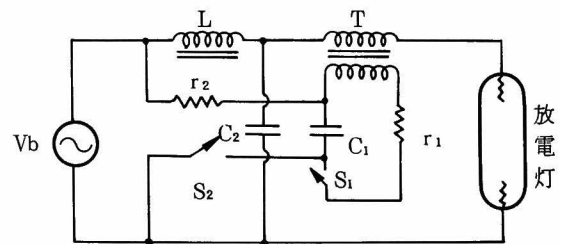
$$E_r / E_c = 0.645$$

となりグローアーク転移時間が長くなるともはや放射損失を無視し得なくなる。したがって最小転移電力は(3-12)式で  $\tau_t \rightarrow \infty$  となるときの右辺分母が零の条件より次式となる。

$$P_g = Ks (T_c - T_0) + \sigma \vartheta S (T_c^4 - T_0^4) \quad (3-26)$$

次により実際的な点灯回路でのグローアーク転移エネルギー測定結果を示す。安定器としてチョークコイルを用い、電源電圧の他にパルス電圧を重畳した場合の測定を行った。第3-14図に実験回路を示す。Lは安定器としてのチョーク、Tはパルストランス、 $C_1$ はパルス発生用コンデンサー、 $C_2$ はパルスエネルギーを効果的にランプに投入するためのパルスバイパス用コンデンサーであり、Lと共にパルスが電源  $V_b$  側に逆流するのを防ぐフィルターの作用を有する。 $S_1$   $S_2$ は電子回路スイッチで電源周波数に同期して開閉が行なわれる。

簡単のためにパルス発生用コンデンサー  $C_1$  の充電電圧を  $V_a$  とし、蓄積されたエネ



第3-14図 チョークバラストを用いた転移エネルギー測定回路

- L : 安定器
- T : パルストランス
- $C_1$  : パルス発生用コンデンサー
- $C_2$  : パルス濾波用
- $r_1, r_2$  : 抵抗
- $S_1, S_2$  : 電子的スイッチ

ルギー  $C_1 V_{c1} / 2$  が全てランプに伝送投入されるものとする。電源周波数を  $f$  Hz として、各半サイクルで1回パルスが発生するものとするれば、毎秒当りのパルス発生回数は  $2f$  でありパルスによる毎秒当りの投入エネルギーすなわち平均電力は次式となる。

$$P_p = \frac{1}{2} C_1 V_{c1}^2 \cdot 2f \quad (3-27)$$

安定器Lを介して、電源からランプに投入されるグロー放電電力を  $P_b$  とすると、(3-11) 式の  $\bar{P}_g$  に相当するグロー放電電力は

$$P_g = P_p + P_b \quad (3-28)$$

となる。第3-15図に第3-13図と同一のランプについての測定結果を示す。パルス電圧発生位相角は  $60^\circ$  としている。第3-15図の横軸には(3-27)式による算出平均パルス電力  $P_p$  を用い、縦軸には転移時間の逆数を用いている。図中A群は、沃化物  $\text{SnI}_2$  が電極に付着していない場合(第3-13図と同様の条件)であり、B群は、沃化物が電極に付着している場合(測定サイクルは、始動試験後の10分間定格点灯後50分間消灯の1時間サイクル)である。図中のパラメータは電源電圧を示す。(3-28)式を(3-17)式に代入すると、

$$\frac{1}{\tau_t} = \frac{P_p + P_b}{mC(T_c - T_0)} \quad (3-29)$$

となる。第3-15図に於いてA群の漸近線の傾きを  $a$ 、切片を  $b$  とすると、

$$mC(T_c - T_0) = \frac{1}{a} \quad (3-30, a)$$

$$P_p = \frac{b}{a} \quad (3-30, b)$$

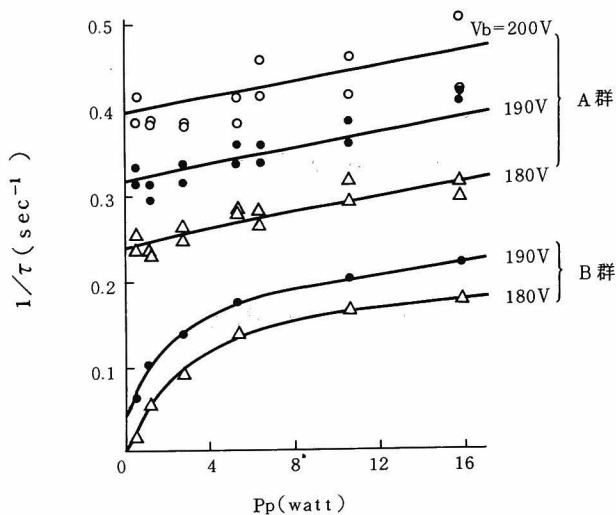
であり、これらによって図から  $mC(T_c - T_0)$  及び  $P_b$  を求めることができる。

$a = 0.0046$  であるから

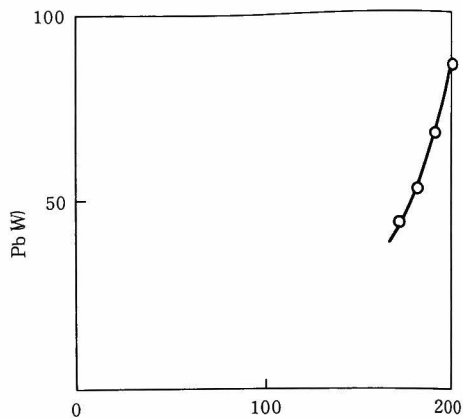
$$mC(T_c - T_0) \simeq 220 \text{ joule}$$

となって第3-13図から求めた値に近い。両者の値の差はパルス発生用コンデンサーの蓄積エネルギーが100%伝送されたとしたこと、および試験中におけるランプの劣化等に基づくものと考えられる。 $P_b$  は電源電圧200Vで86W、190Vで68W、180Vで53W、170Vで44Wであった。これを第3-16図に示す。

第3-15図B群について漸近線を求めることはデータの不足から困難であるが、沃化物の電極からの蒸散に必要なエネルギーを  $E_p$  joule とするとB群の漸近線は次式で表わされる。



第3-15図 400Wメタルハライドランプのパルス始動特性 (SnI<sub>2</sub>封入) 横軸はパルス電力P<sub>p</sub>, 縦軸は始動時間τの逆数を示す。  
A群はよう化物が電極に付着していない場合  
B群はよう化物が電極に付着している場合を示す。

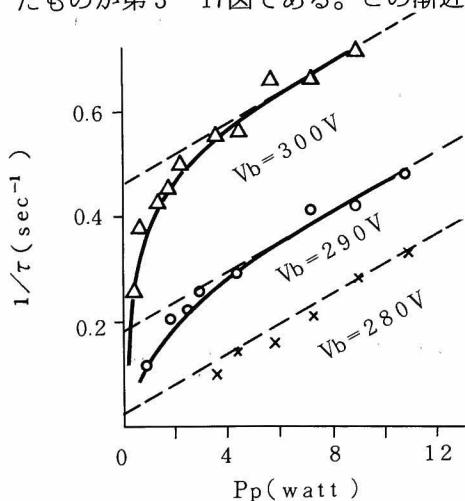


第3-16図 電源電圧V<sub>b</sub>とグロー投入電力P<sub>b</sub>の関係

$$\frac{1}{\tau_t} = \frac{P_p + P_b}{mC(T_c - T_0) + E_v} \quad (3-31)$$

したがって、傾き、切片共にA群とは異なったものとなりA群との比較により E<sub>v</sub> を求めることができる。驚見はこの思想に基づき沃化物の蒸発エネルギーを求めた。<sup>111)</sup>

放電灯のグローアーク転移エネルギーの測定は、メタルハライドランプだけでなく、他のランプにも適用できるものである。1例として低圧ナトリウムランプNX90について測定したものが第3-17図である。この漸近線の傾きからこのランプについては



第3-17図 低圧ナトリウムランプ(NX90)のパルス始動特性

第3-1表 低圧ナトリウムランプ(NX90)の最小始動エネルギー

ランプ番号	mc(T <sub>c</sub> -T <sub>0</sub> )
1	35.7 joule
2	27.0
3	35.7
4	29.5
5	33.3
平均値	32.2

$$mC(T_c - T_0) = 35.7$$

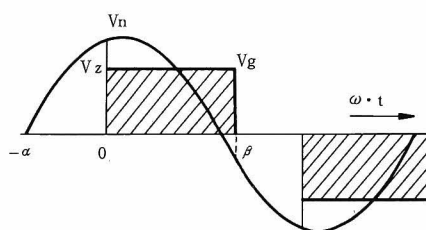
となる。この方法で求めた5本のランプの最小転移エネルギーを第3-1表に示す。この低圧ナトリウムランプNX90の電極はバリウムカルシウム酸化物を用いた冷陰極であるが、このように電極の形状、構造、材料を転移エネルギーによって評価することができる。

十分な転移エネルギーをランプに投入すべく、安定器に要求される特性について、次節で検討する。

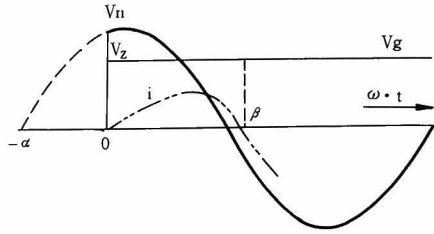
### 3-5 チョーク安定器による転移電力投入

グロー放電中のランプに安定器を介して注入されているグロー放電電力を理論的に求めることは、グロー放電々圧が放電電流によって(3-1)式で示されるように、複雑に変化するので困難である。しかしながらランプ電圧が電流値によらず一定であると看なされる場合には、その解析は容易となる。H. StrauchあるいはV. J. Francisらは定常点灯状態における放電々力、電流等の関係を、ランプ電圧波形を矩形波と仮定することによって理論的に求めている。<sup>112~114)</sup>

そこで本論文もグロー放電々圧を放電々流によらず一定値と仮定し、安定器からランプに投入される電力を理論的に求め、ランプを確実にアーク放電へ移行させるために安定器に要求される特性を求める。その場合グロー放電々圧は第3-18図に示すように、電源電圧が $V_z$ のときにグロー放電を開始し、グロー放電々圧 $V_g$ であるとする。電流が零となる時間 $t = \beta/\omega$ でランプはグロー放電を維持し得なくなり放電が休止し、逆の半サイクルで再びグロー放電を起こすものとする。このような場合の解析法は厳密に言えば、過渡現象周期解を解くことになるが、立消え点でダンピング早く次の点弧に影響を与えないものとみなし得る。その場合には、H. Strauchの手法に従って、第3-19図に示すように $t = 0$ 以後、正弦波と長いステップ状の電圧が互いに逆方向にチョーク安定器に印加されたと考えることによって、この2つの電圧差によるチョーク電流 $i$ がすなわちランプ電流 $i$ になり、同図の破線のように流れる。電源電圧を $V_n \sin(\omega t + \alpha)$ とすると $i = 0$ となる $\omega t = \beta$ までの電流を求め、これを毎半サイクルずつくりかえすことによってスイッチ投入後のランプとチョーク安全器を含めた系の現象を把握することができる。



第3-18図 電源電圧とグロー放電状態のランプ電圧の関係



第3-19図 ランプ電圧を半無限長矩形波と考えた場合の電源電圧と電流の関係を示す。  
 $t = 0$  から  $i = 0$  となる時刻 ( $t = \frac{\beta}{\omega}$ ) までの間の電流がランプ電圧を矩形波とみなした場合の求めるべき電流となる。

チョーク安定器にかかる電圧  $v$  は、電源電圧最大値を  $V_n = \sqrt{2} V_b$ 、電流  $i$  に対する電源電圧の位相進み角を  $\alpha$  とすると、

$$v = V_n \sin(\omega t + \alpha) - V_g \quad (3-32)$$

これによる電流  $i$  は安定器の抵抗分を  $R$ 、チョークインダクタンス  $L$  とし、

$$L \frac{di}{dt} + Ri = v \quad (3-33)$$

これを演算子法で解くと次式を得る。

$$i = \frac{V_n}{\omega L} \left\{ \frac{\sin(\alpha + \vartheta)}{\sqrt{1 + K_L^2}} \exp(-K_L x) + \frac{\sin(x + \alpha + \vartheta)}{\sqrt{1 + K_L^2}} - \frac{V_g}{V_n} \frac{1}{K_L} [1 - \exp(-K_L x)] \right\} \quad (3-34)$$

ここで  $K_L = R/\omega L$ 、 $\tan \vartheta = -1/K_L$ 、 $x = \omega t$  である。実際上は  $K_L = 0.1$  前後であるが、ここでは簡単のために安定器の抵抗分はないものと考え  $K_L = 0$  として扱うことにすると (3-34) 式は次式となる。

$$i = \frac{V_n}{\omega L} \left\{ \cos \alpha - \cos(x + \alpha) - \frac{V_g}{V_n} x \right\} \quad (3-35)$$

ここで所要の電流は  $t = 0$  の後再び  $i = 0$  となるまでの間の  $i$  であり、その後は不要である。 $x = \omega t = \beta$  が  $i = 0$  を満たすものであるとすると次式を得る。

$$\cos \alpha - \cos(\alpha + \beta) - \frac{V_g}{V_n} \beta = 0 \quad (3-36)$$

ランプに投入される瞬時電力Pは

$$P = V_g \cdot i = \frac{V_n^2}{\omega L} \left\{ \cos \alpha - \cos (x + \alpha) - \frac{V_g}{V_n} x \right\} \frac{V_g}{V_n} \quad (3-37)$$

となる。従ってグロー電力実効値は次式となる。

$$\begin{aligned} P_g &= \frac{1}{\pi} \int_0^\beta p dx \\ &= \frac{V_n^2}{\pi \omega L} \left\{ \beta \cos \alpha + \sin \alpha - \sin (\alpha + \beta) - \frac{\beta^2}{2} \frac{V_g}{V_n} \right\} \frac{V_g}{V_n} \end{aligned} \quad (3-38)$$

ところで $\alpha$ は第3-19図からわかるように次式から定まる。

$$\sin \alpha = \frac{V_z}{V_n} \quad (3-39)$$

以上、(3-36)、(3-38)、(3-39)の3式によってチョーク安定器を用いた放電灯始動状態の解析を行うことができる。アーク転移直後及び定格点灯における定常放電状態については、電源電圧最大値 $V_n$ に対するランプ電圧 $V_l$ の比、 $V_l/V_n$ を与えれば電源電圧と電流の位相角 $\alpha$ は一義的に定まる。このとき電流導通角 $\beta = \pi$ であるから(3-36)式から次式となる。

$$\alpha = \cos^{-1} \left( \frac{\pi}{2} \frac{V_l}{V_n} \right) \quad (3-40)$$

更にランプが立消えないためには、 $V_z = V_l$ とすれば、

$$\alpha \geq \tan^{-1} \left( \frac{2}{\pi} \right) \quad (3-41, a)$$

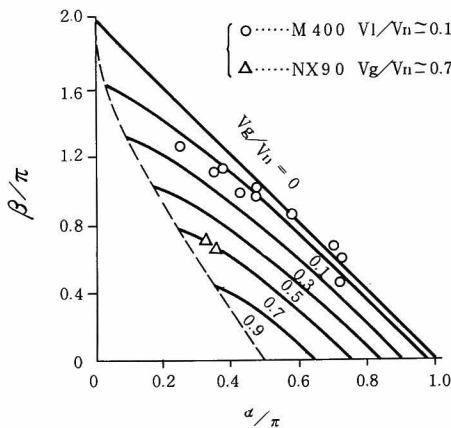
あるいは

$$V_l/V_n \leq 0.538 \quad (3-41, b)$$

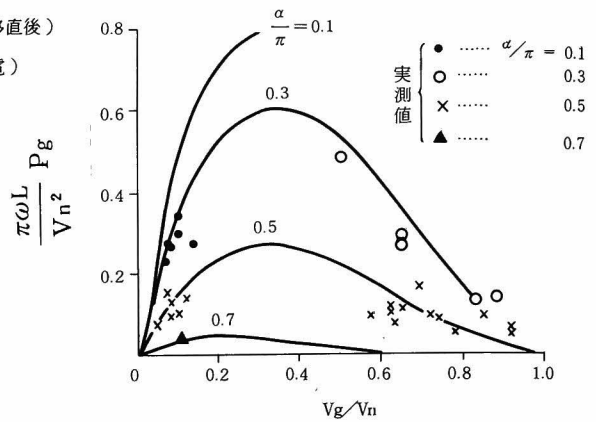
が必要である。<sup>112)</sup> 定常点灯におけるランプ電力 $P_0$ は(3-38)式に $\beta = \pi$ 及び(3-40)式を代入して次式となる。

$$P_0 = \frac{2 V_n^2}{\pi \omega L} \frac{V_l}{V_n} \sqrt{1 - \left( \frac{\pi}{2} \frac{V_l}{V_n} \right)^2} \quad (3-42)$$

以上で求めた理論式を図式化してグロー放電状態の特性を観る。まず、グロー放電再開始電圧 $V_z$ 、あるいはグロー放電再開始位相角 $\alpha$ と、電流導通角 $\beta$ の関係をみる。これは(3-36)式と(3-39)式から得られその結果を第3-20図に示す。図中実線は理論値を、点は実測値を示す。破線は $V_z = V_g$ の限界を示す。チョークのインダクタンス分により、ラン



第3-20図 始動位相角 $\alpha$ と電流導通角 $\beta$ の関係  
縦軸、横軸共に換算角度で示した。  
パラメータは電源電圧最大値  $V_n$  に対するグロー放電々圧  $V_g$  の比  $V_g/V_n$  である。実線は理論値を、点は実測値を示す。破線より下の領域は放電が起き得ない。



第3-21図 グロー放電々圧  $V_g$  とグロー放電々力  $P_g$  の関係  
横軸は換算電圧  $V_g/V_n$  を縦軸は換算電力  $\pi\omega L/V_n^2 P_g$  を、パラメータはグロー放電再開始位相角  $\alpha$  を示す。実線は理論値を、点はM400の実測値を示す。

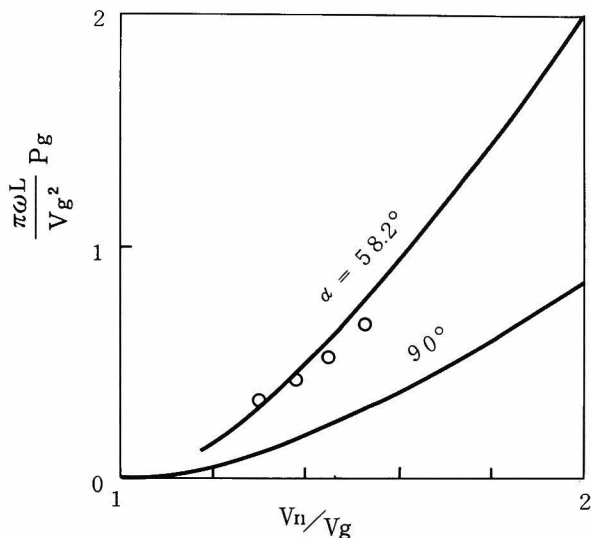
プ放電々圧  $V_g$  が低くまた  $V_2$  が低い程 (すなわち  $\alpha$  が小さい程)  $\beta$  は長くなる。

第3-21図にグロー放電々圧  $V_g$  とグロー放電々力  $P_g$  の関係を示す。パラメータとしてグロー放電再開始位相角  $\alpha$  を用いた。第3-20図、第3-21図共に実測値は、ランプ電圧として実際のグロー放電々圧、アーク放電々圧の両方について求めた。第3-21図で  $\alpha$  が小さくかつ  $V_g/V_n$  が小さい場合に、理論値と実測値とのずれが大きいが、これは電流値が相当大きくこの電流による安定器の抵抗損失が大きく、その結果安定器出力が低下しているためと考えられる。

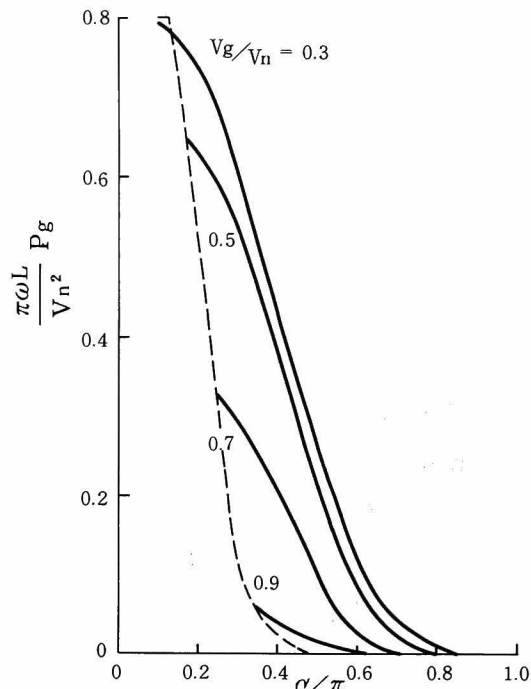
第3-22図には電源電圧を変えた場合のグロー放電々力の変化を示す。グロー放電再開始位相角  $\alpha$  をそれぞれ  $58.2^\circ$  ( $\sin \alpha = 0.85$ ) と  $90^\circ$  の場合について示したものであり、これは第3-16図に対応するものである。第3-16図の場合、 $V_g \approx 185 \text{ V}$ 、 $L = 0.27 \text{ H}$  であり第3-22図に○印で示した。この測定点はパルス発生位相角すなわち  $\alpha$  が  $60^\circ$  であり、理論と実験がよく対応していることを示している。曲線の傾斜がやゝ一致しないのは、グロー放電々圧  $V_g$  を  $185 \text{ V}$  一定としたが実際は(3-1)式でみられるように電流値に依存することに原因するものとみられる。

第3-21図を書き直して、横軸にグロー放電再開始位相角  $\alpha$  を、縦軸にグロー電力  $P_g$  を、パラメータとしてグロー放電々圧  $V_g$  と電源電圧最大値  $V_n$  の比を用いたものを第3-23図に示す。破線は電源電圧瞬時値がグロー電圧  $V_g$  に等しい限界領域を示している。





第3-22図 電源電圧とグロー放電々圧の関係  
 ○……実測値,  $L = 0.27\text{ H}$ ,  
 $V_g \approx 185\text{ V}$ の場合



第3-23図 グロー再開始位相角 $\alpha$ に対する  
 グロー電力 $P_g$ の理論的变化

これらの図からチョーク安定器を介して放電灯に投入されるグロー放電々力を増加させるためには、

- (1) 再点弧位相角 $\alpha$ を小さくする。このためにはグロー放電の再点弧電圧を低くすることである。これは(2-10)式から、電極のイオンによる2次電子放出係数 $\gamma$ 及びガスのTownsendの電離係数を改善することであり、共に不純ガスを少なくすることに連なる。
- (2) グロー放電々圧 $V_g$ をできるだけ低くするか電源電圧最大値 $V_n$ を高くすることであるが、 $V_n$ を高くすることは電圧トランスを必要とすることになり大型化となって不利である。従って $V_g$ を下げる必要があるがこれもやはり(3-1), (3-4)式より(1)と同一の方策となる。特に $V_g/V_n \approx 0.8$ 前後に於いて $V_g$ を10%低下させることによって $P_g$ を約2倍にできる。

このように、グロー放電々圧 $V_g$ をできるだけ下げるとは、グローアーク転移にとって有利である。このグロー放電々圧は不純ガスの影響を強く受けやすいので不純ガスを除去することは重要な問題である。この問題については次章で扱う。

第3-22図で400ワットメタルハライドランプ( $\text{SnI}_2$ 封入ランプ)について、安定器の供給するグロー放電々力 $P_g$ が理論値とよく合うことを示したが、ここでは他の例として低圧

ナトリウムランプ NX 90について吟味する。第 3-24図(a)にはグロー放電状態のランプ電圧電力波形と電源電圧波形を、(b)には定格点灯時のランプ電圧、電力波形を示す。このとき

電源電圧 (安定器 2 次電圧)	$V_n = \sqrt{2} \cdot 460 \text{ V}$
安定器インダクタンス	$L = 1.66 \text{ H}$
グロー放電電圧	$V_g = 504 \text{ V}$
定格点灯ランプ電圧	$V_l = 134 \text{ V}$
グロー放電再開位相角	$\alpha = 1.13 \text{ rad}$

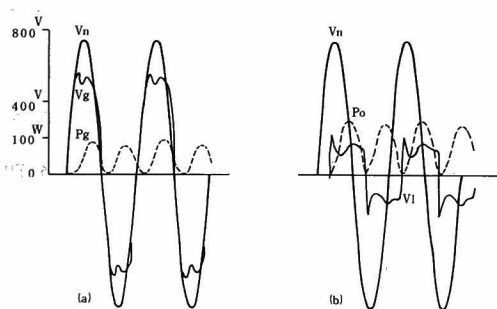
であった。これらの測定データを用いて (3-38) 式, (3-42) 式から計算し, 実測値と比較すると次のようになる。

グロー放電電力計算値	$P_g = 41.7 \text{ W}$
"    実測値	$P_g = 40 \text{ W}$
定格点灯ランプ電力計算値	$P_c = 100 \text{ W}$
"    実測値	$P_c = 90 \text{ W}$

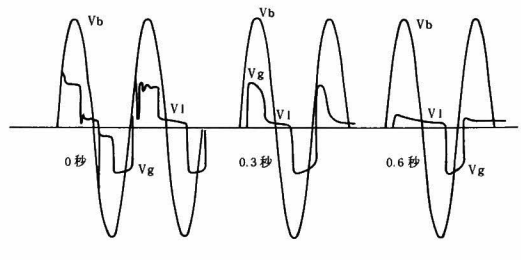
このランプの最小転移エネルギー  $mC(T_c - T_0)$  を第 3-1 表の平均値 32.2 joule とすると計算転移時間  $\tau_t$  は,

$$\tau_t = \frac{E_g + E_r + E_c}{P_g} > \frac{32.2}{41.7} = 0.76 \text{ 秒}$$

となる。実測値は 1.0 秒でありよい値であると言える。将来このランプに対して  $E_r$ ,  $E_c$  を評価することができれば, 転移時間  $\tau_t$  を正確に定めることができる。



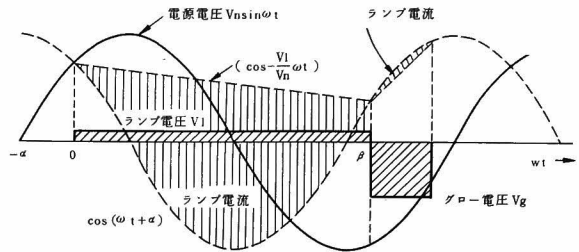
第 3-24図 低圧ナトリウムランプ NX 90 のグロー放電状態及び定格点灯状態の電圧電力の各波形



第 3-25図 400 Wメタルハライドランプの始動特性  
電源電圧とランプ電圧

次に, メタルハライドランプの他の例をみる。一般にメタルハライドランプは抵抗安定器あるいはパルス始動器内蔵チョーク安定器によりアークへ転移させるような場合は比較的円滑に転移が起きるが, チョークバラストのみの場合には第 3-25図にみるように, グロー放

電とアーク放電が混存しながらグロー放電からアーク放電へ転移してゆく。特にアーク転移直後のランプ電圧が約20V乃至30V ( $V_l/V_n \approx 0.1$ )と低く $\alpha$ が $90^\circ$ より小さい場合には、第3-20図でみた通り $\beta$ が $180^\circ$ よりも大きくなる。その場合には第3-26図に示すように、次の半サイクルでは $\alpha$ が $90^\circ$ より大きくなる。そして電流導通区間が著るしく短くなり、アークへ転移するに十分なエネルギーが投入されず、第3-25図のように半波放電が助長され転移時間が長くなる。特に第3-25図のような傾向は電源電圧 $V_n$  (あるいは $V_b$ )が高い程強い。そこで第3-2表に示すように、各平均値をとって計算する。グロー放電再点弧位相角 $\alpha$ の各平均値による算出電力およびそれに実時間をかけたエネルギーも同時に示す。すなわち335 joule と計算される。実測結果では、 $\tau_t = 1.45$  秒で  $E_g = 326$  joule,  $\bar{P}_g = 225$  Wであった。



第3-26図 始動時のランプ電圧と電源電圧の関係 (3-35)式で $\alpha = 0.25\pi$ の場合の図式化、最初の半波がアーク放電 ( $V_l/V_n = 0.1$ ) で、次の半波がグロー放電 ( $V_g/V_n = 0.5$ ) の場合を示す。

第3-2表 400 Wメタルハライドランプ転移エネルギー計算例

	$\alpha$ の平均値	$V_g$ 又は $V_i$	継 続 時 間	$V_g/V_n$	$\frac{\pi \omega L}{V_n^2} P_g$	$P_g$ 又は $P_l$	エネルギー	総エネルギー
両サイクルともグロー放電	$\alpha_{g1} = 0.2\pi$	230 V	0.35秒	0.37	0.73	784 W	185 joule	335 joule
	$\alpha_{g2} = 0.5\pi$	230		0.37	0.255	274		
半サイクルはアーク放電	$\alpha_a = 0.16\pi$	23	1.1	0.037	0.18	193	150	
他の半サイクルグロー放電	$\alpha_g = 0.64\pi$	230		0.37	0.075	80		

第3-3表に各種電極の最小転移エネルギーを400 Wメタルハライドランプの場合について示す。この測定には第3-7図で示した直流放電による転移エネルギー測定法を採用している。この表からみる通り電極コイルを多層に巻く程転移エネルギーが小さく、また純タンガス電極よりはTh-Wが、さらに $Sc_2O_3$ エミッターが転移エネルギーを小さくし、 $ThO_2$ エミッターが最小の転移エネルギーを与えており、 $ThO_2$ の優秀性を証明している。

最近では200 V電源で水銀灯安定器を用いてメタルハライドランプあるいは高圧ナトリウムランプを点灯する傾向が広がっている。これらのメタルハライドランプは始動ガスとしてNeを主体としたペニングガスを用いている場合が多く、従来のAr-Hg形メタルハライドランプに較べて、Neによる陽光柱損失の増大とグローの拡散性そして安定器2次電圧の低下したことによってグロー放電時間が長く、かなりゆるやかかつ円滑にグローアーク転移が起こり

第3-3表 各種電極の最小転移エネルギー

形状略図	電極 軸コイル	エミッター	封入物	封入ガス	最小転移 エネルギー
	W W	ThO <sub>2</sub>	Na-Tl-In	Ne-1%Ar 50Torr	70 joule
	" "	"	"	"	1.8
	" "	"	"	"	0.12
	" "	"	Sc-Na	Ar 25Torr	0.09
同 上	Th Th -W -W	"	"	"	0.07
同 上	W W	なし	Na-Tl-In	"	115
同 上	Th Th -W -W	なし	"	"	90
同 上	Th Th -W -W	Sc <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Na-Th	"	0.2

今まで述べてきた理論を適用しやすい。<sup>111, 115)</sup>

かくしてチョーク安定器とランプの間には

$$\frac{V_n^2}{\pi\omega L} \left\{ \beta \cos \alpha + \sin \alpha - \sin(\alpha + \beta) - \frac{\beta^2 V_g}{2 V_n} \right\} \frac{V_g}{V_n} > Ks (T_c - T_0) \quad (3-43)$$

が満足されることがグローアーク転移を起こす上で必要であることが明らかとなった。

### 3-6 結 論

放電灯の電極にグロー放電からアーク放電への転移を起こす仮想的な実効電極部分の存在を仮定し、この仮想的電極が臨界温度  $T_c$  で、グローからアークへ転移するとの考えを導入することによって、電極のグローアーク転移特性を評価することができた。本章で得られた重要な事柄を列挙すると次のようになる。

- (1) グローアーク転移時間  $\tau_t$  が充分短く、電極からの伝導及び輻射損失が無視できる場合には、転移時間の逆数と転移電力とは比例する。このときのエネルギーが最小転移エネルギーを与え、 $mC(T_c - T_0)$  で評価される。これはアーク転移までに電極に蓄積されるエネルギーを意味する。
- (2) グローアーク転移に際し、安定器からランプへ供給されなければならない最小限の電力は、電極温度が転移温度  $T_c$  になったときの電極からの伝導及び輻射損失分に相当し、これ以上の電力が必要である。すなわち

$$P_g > Ks (T_c - T_0) + \sigma \vartheta S (T_c^4 - T_0^4)$$

- (3) 上記の考え方にに基づき電圧、電流掛算器、積分器を備えた転移エネルギー測定装置を開発した。
- (4) 電極を予熱し  $T_0$  を変え最小転移エネルギーを測定することによって転移温度  $T_c$  を決定することができる。直径 0.5 mm のタングステンフィラメント電極の例では輝度温度で 1850 K であった。
- (5) 実際の 400 ワットメタルハライドランプ (SnI<sub>2</sub> 封入ランプ) の例では、最小転移エネルギーは両電極で 280 joule 程度、最小転移電力は 42 watt であり、またメタルハライドランプの沃化物の蒸発に必要なエネルギーも、沃化物の有無による転移エネルギーの差から求め得ることを示唆した。
- (6) グロー放電々圧を一定と看なしてランプと安定器の間に要求される特性を解析した結果、グローアーク転移を確実にこなうためにはグロー放電再開始電圧及びグロー放電電圧を下げ、電源電圧とグロー電圧との差を大きくし、グロー放電々力を増すことである。とくにグロー放電々圧が電源電圧最大値の 0.8 倍前後では、グロー放電々圧を 10% 低下させるとグロー放電々力は 2 倍となる。

このことは電極の陰極降下電圧を下げること、すなわち転移温度  $T_c$  の低い材料を用いること、及び不純ガス等による陽光柱損失を少なくすることが必要であることを示唆している。

- (7) グローアーク転移エネルギー測定装置を用いて種々のメタルハライドランプ用電極を評価した結果、電極コイルが多層である程、また、Th-W、Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 塗布、ThO<sub>2</sub> 塗布の順に転移エネルギーが小さく良い電極であることが明らかとなった。

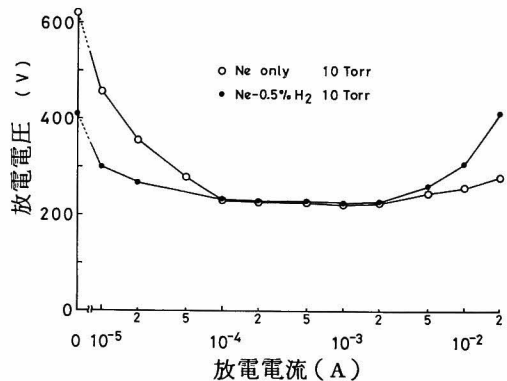
## 第4章 放電灯の始動に及ぼす不純ガスの影響<sup>67~71, 74, 116, 117)</sup>

### 4-1 序 論

放電灯発光管に不純ガスが混入すると放電開始電圧が上昇すると共に、グロー放電中の陽光柱損失が増加しグローからアークへの転移が困難となってくる。更に光束維持率の低下などの悪影響を及ぼす。発光管内の不純ガスは主としてその構成材料である石英、ガラス、電極及び電子放出材料、封入ガス、水銀などあらゆる材料によって持込まれる。更にメタルハライドランプに於いては水分が吸湿性の強い金属ハロゲン化物によって持込まれる。また石英を介して外管内の水素が発光管内に入り込む<sup>44, 45</sup>

メタルハライドランプ発光管の不純ガスとして、質量分析によって  $H_2O$ 、 $H_2$ 、 $CO$ 、 $CO_2$ <sup>42)</sup> などが見出されている。これらが放電に及ぼす作用に関して、放電電圧、放電電流特性からの評価<sup>36)</sup>、電離係数の測定<sup>51)</sup> あるいは高周波放電破壊電圧法による評価<sup>57, 58)</sup> がなされ、Ar 準安定励起原子が不純ガスにより脱励起され、放電開始電圧が上昇することが明らかにされた。また Hg H 形成による陽光柱損失増加も報告されている。<sup>63, 64)</sup> このような不純ガスを除去する方法として、発光管内ゲッターの開発<sup>59, 60)</sup>、外管内ゲッターの開発<sup>44)</sup> がなされ、またハロゲンの電極へ与える影響、放電空間へ及ぼす作用が調べられた。<sup>40, 50)</sup>

このようにメタルハライドランプの不純ガスに関して数多くの研究がなされているが、ハロゲンについては電子付着が支配的であることを指適したに留まり、ハロゲンの挙動に関して詳しく調べたものは少ない。また第4-1図に示すように、第2-1図に示す発光管にネオンのみ及びネオンと0.5%の水素とを封入した場合の主電極間の直流による放電開始から放電電流20 mAに到るまでのランプ電圧をみると、放電開始領域では不純ガスと



第4-1図 放電開始から20 mAまでの直流放電電圧の変化  
400 Wメタルハライド用発光管使用

して  $H_2$  を混入した場合のランプ電圧が低いのに対して、電流値が大きくなると逆に  $H_2$  を混入した場合が高い。このように不純ガスの影響は放電灯の始動過程である放電開始現象と、グローアーク転移現象とはまったく異なる作用であることが予想される。しかしながらこのような各過程にわたって不純ガスの作用を吟味したものは見当たらない。

本章では不純ガスの作用がどのような機構でメタルハライドランプの各始動過程を妨げるかを明らかにすると共に、不純ガス除去の新しい方性について述べる。

尚、本章では一般に言われている「始動電圧」を放電開始電圧とグローアーク転移電圧とに区別して用い、両者を総称する場合にのみ始動電圧と呼ぶことにする。

#### 4-2 不純ガス種

メタルハライドランプ発光管に持込まれる不純ガスの種類は、4-1節で述べた、水素、水、酸素、炭酸ガスなどの他に、排気系のリークに起因する窒素が代表的なものである。これに加えて封入ハロゲン化物から遊離するハロゲンおよびハロゲンと水素が反応したハロゲン化水素が考えられる。<sup>3)</sup>

本節では室温状態にあるメタルハライドランプ発光管に存在する不純ガス種 (Species) について検討する。

発光管を製作排気するとき持込まれる最初の不純ガスを、水素と水であると考えことは前節に述べた結果から妥当である。簡単のために、本節では水銀と、ハロゲン化水銀、水素、水蒸気のみで構成されたメタルハライドランプ発光管を考える。十分な量の水銀とハロゲン化水銀が発光管内に封入されている場合を考えると、次の反応式によって生成される不純ガス種及びその蒸気圧を決定できる。



もしも、水蒸気が存在すれば更に次の反応が起きる。



ここでXはハロゲン原子を意味する。

これらの反応式から、各式の平衡定数を  $K_n$  ( $n = a, b, \dots, g$ ) として

$$K_a = \frac{P\{H_2\}^{\frac{1}{2}} \cdot P\{X_2\}^{\frac{1}{2}}}{P\{HX\}} \quad (4-2, a)$$

$$K_b = \frac{P\{Hg\} \cdot P\{H_2\}^{\frac{1}{2}}}{P\{HgH\}} \quad (4-2, b)$$

$$K_c = \frac{P\{Hg\} \cdot P\{X_2\}^{\frac{1}{2}}}{P\{HgX\}} \quad (4-2, c)$$

$$K_d = \frac{P\{HgX\} \cdot P\{X_2\}^{\frac{1}{2}}}{P\{HgX_2\}} \quad (4-2, d)$$

$$K_e = \frac{P\{H_2\}^{\frac{1}{2}} \cdot P\{O_2\}^{\frac{1}{2}}}{P\{OH\}} \quad (4-2, e)$$

$$K_f = \frac{P\{H_2\}^{\frac{1}{2}} \cdot P\{OH\}}{P\{H_2O\}} \quad (4-2, f)$$

$$K_g = \frac{P\{Hg\} \cdot P\{O_2\}^{\frac{1}{2}}}{P\{HgO\}} \quad (4-2, g)$$

を得る。ここで  $P\{M\}$  は物質Mの蒸気圧を示す。

平衡定数  $K_n$  は

$$K_n = \exp\left[-\frac{\Delta G_{300}^0(n)}{RT}\right] \quad (n = a, b, \dots, g) \quad (4-3)$$

$$\Delta G_{300}^0(a) = \frac{1}{2} \Delta G_{300}^0(H_2) + \frac{1}{2} \Delta G_{300}^0(X_2) - \Delta G_{300}^0(HX) \quad (4-4, a)$$

$$\Delta G_{300}^0(b) = \Delta G_{300}^0(Hg) + \frac{1}{2} \Delta G_{300}^0(H_2) - \Delta G_{300}^0(HgH) \quad (4-4, b)$$

$$\Delta G_{300}^0(c) = \Delta G_{300}^0(Hg) + \frac{1}{2} \Delta G_{300}^0(X_2) - \Delta G_{300}^0(HgX) \quad (4-4, c)$$

$$\Delta G_{300}^0(d) = \Delta G_{300}^0(HgX) + \frac{1}{2} \Delta G_{300}^0(X_2) - \Delta G_{300}^0(HgX_2) \quad (4-4, d)$$



$$\Delta G_{300}^0 (e) = \frac{1}{2} \Delta G_{300}^0 (H_2) + \frac{1}{2} \Delta G_{300}^0 (O_2) - \Delta G_{300}^0 (OH) \quad (4-4, e)$$

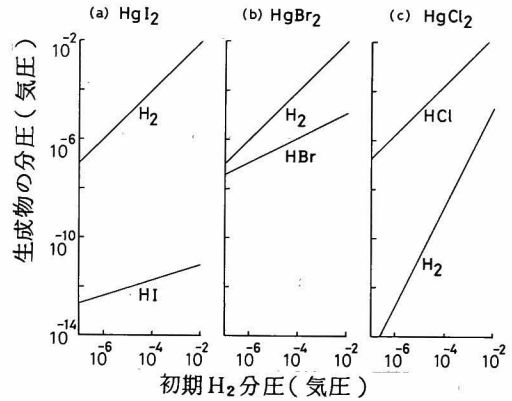
$$\Delta G_{300}^0 (f) = \frac{1}{2} \Delta G_{300}^0 (H_2) + \frac{1}{2} \Delta G_{300}^0 (OH) - \Delta G_{300}^0 (H_2O) \quad (4-4, f)$$

$$\Delta G_{300}^0 (g) = \Delta G_{300}^0 (Hg) + \frac{1}{2} \Delta G_{300}^0 (O_2) - \Delta G_{300}^0 (HgO) \quad (4-4, g)$$

によって決定される。ここで  $\Delta G_{300}^0 (M)$  は 300 K における物質 M の自由エネルギーを、R は気体定数を、T は絶対温度を示す。 $\Delta G_{300}^0 (M)$  は JANAF の Thermo-chemical Tables から、<sup>118)</sup> また各種原子の蒸気圧は Gmelins Hand Book のデータを用いればよい。<sup>119)</sup> これらの計算結果を第 4-2 図及び第 4-1 表に示す。

この結果によると、ハロゲンとして塩素を用いた場合には HCl が形成され H<sub>2</sub> はほとんど存在しない。臭素を用いた場合には HBr と H<sub>2</sub> とは同程度存在し、ヨ素を用いた場合には HI は形成されず H<sub>2</sub> としてほとんど残る。また水素の他に酸素が存在する場合には、すべての酸素原子は H<sub>2</sub>O を形成し単体では残らない。H<sub>2</sub>O が混入した場合にはそのまま H<sub>2</sub>O として残る。

ハロゲン化水銀の他に封入物として他の金属ハライドが存在する場合には、本節で述べた手



第 4-2 図 メタルハライドランプの不純ガス種計算値

第 4-1 表 メタルハライドランプの不純ガス種

Lamp	Impurities	
	Original Impurity H <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O , H <sub>2</sub>
Hg + HgCl <sub>2</sub>	HCl , HgCl <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O , HCl , HgCl <sub>2</sub>
Hg + HgBr <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> , HBr , HgBr <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O , H <sub>2</sub> , HBr , HgBr <sub>2</sub>
Hg + HgI <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> , HgI <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O , H <sub>2</sub> , HgI <sub>2</sub>

順によってすべてのガス種を考慮した式を解かなければならないが、遊離ハロゲンあるいはハロゲン化水銀の存在する場合には、上述の簡単なモデルで得た結果と類似の結果となるものと推定される。

したがって、メタルハライドランプ発光管に存在する不純ガス種は使用するハロゲンによって異なり、ハロゲン化水素となったり、水素そのものとなったりすることが判明した。

#### 4-3 電子エネルギー損失過程とエネルギー平衡式

放電灯発光管に不純ガスが混入すると放電開始電圧或いは陽光柱電位傾度が上昇する。本節ではこれらが上昇する割合とその上昇機構を電子エネルギー授受の観点から理論的に明らかにする。

電子移動速度  $v_d$  は電界強度  $E$  とガス圧力  $P$  の比  $E/P$  の値が大きい場合には  $E$  に比例し  $E/P$  の値が小さい場合には  $\sqrt{E}$  に比例する。従ってこの両者の場合を区別して考察を進める。

##### 4-3-1 電子移動度が電界強度に比例する場合

放電空間内の1電子に着目すると、この電子が単位時間に電界から得るエネルギー  $\epsilon_0$  はその電子の単位時間当りの全損失エネルギー  $\epsilon_{loss}$  に等しく、これは励起或いは電離したガスの拡散による損失  $\epsilon_d$ 、熱伝導損失  $\epsilon_c$ 、放射損失  $\epsilon_r$ 、の和に等しい。<sup>106, 114)</sup>

$$\begin{aligned}
 \epsilon_0 &= e v_d E_0 \\
 &= e \mu_0 E_0^2 \\
 &= \frac{e^2 \lambda_A E_0^2}{m_e C_0} \\
 &= \epsilon_{loss}
 \end{aligned}
 \tag{4-5}$$

ここで  $e$  は電子の電荷量、 $v_d$  は電子移動速度、 $\mu_0$  は電子移動度、 $E_0$  は不純ガスの存在しない場合の陽光柱電界強度、 $\lambda_A$  は主ガス A 中に於ける電子の平均自由行程、 $m_e$  は電子の質量、 $C_0$  は電子最頻速度である。

1 電子の単位時間当りのエネルギー損失  $\epsilon$  は、主ガスによる損失分  $\epsilon_A$  及び不純ガスによる損失分  $\epsilon_B$  の和であり、微量不純ガス B の混入によって電界強度が  $E$  に上昇すると仮定すれば、

$$\begin{aligned}
 \epsilon &= \epsilon_A + \epsilon_B \\
 &= e \mu E^2
 \end{aligned}$$

$$= \frac{e^2 \lambda_A E^2}{m_e C_0} \quad (4-6)$$

となる。ここで電子移動度  $\mu$  が不純ガス混入前後で変化しないものと仮定すれば

$$\begin{aligned} \frac{\epsilon_B}{\epsilon_A} &= \frac{\epsilon - \epsilon_A}{\epsilon_A} \\ &= \frac{E^2 - E_0^2}{E_0^2} \end{aligned} \quad (4-7)$$

となる。この式は電子が電界から得るエネルギーの内、不純ガスによって消費される部分の主ガスによって消費される部分に対する比率を表わし、言わば電子エネルギー損失増加率とも言うべきものであり、これが測定の容易な不純ガスの混入した場合と混入しない場合の電界強度の簡単な式で示されることになる。

低圧放電に於ける不純ガスの作用は

- (A) 電子と不純ガスの直接衝突によるエネルギー損失
  - (B) 電子が不純ガスに付着することによるエネルギー損失
  - (C) ペニング電離に於ける準安定励起原子が不純ガスにより脱励起されることによるエネルギー損失
  - (D) 累積電離に於ける励起原子が不純ガスにより脱励起されることによるエネルギー損失
- の4通りが考えられる。この(4-7)式の  $\epsilon_B/\epsilon_A$  の値がこれらの電子エネルギー損失過程の違いによりどのように表わされるかを以下に述べる。

A. 電子衝突モデル (電子と不純ガスとの直接衝突が支配的な場合)

電子及び励起原子の生成消滅に関して次式が成立する。

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \nu_i n_e - D_a \nabla^2 n_e \quad (4-8, a)$$

$$\frac{\partial n_{A^*}}{\partial t} = \nu_{A^*} n_e - D_{A^*} \nabla^2 n_{A^*} - S_A n_{A^*} \quad (4-8, b)$$

ここで  $n_e$ ,  $n_{A^*}$ ,  $\nu_i$ ,  $\nu_{A^*}$ ,  $D_a$ ,  $D_{A^*}$ ,  $S_A$  はそれぞれ電子密度, 励起原子密度, 電離周波数, 励起周波数, 電子拡散係数 (両極性拡散), 励起原子拡散係数, 主ガス A の放射損失に関する係数である。

放電に関して準定常状態を考えると,  $\partial/\partial t = 0$  としてよく, また  $\nabla^2 n/n = 1/L^2$  ( $L$  は拡散特性長) を用いると<sup>96, 97)</sup>

$$\nu_i = \frac{D_a}{L^2} \quad (4-9, a)$$

$$\nu_{A^*} = \frac{D_{A^*} \cdot n_{A^*}}{A^2 n_e} + S_A \frac{n_{A^*}}{n_e} \quad (4-9, b)$$

となる。電子の有する運動エネルギー  $m_e C_0^2 / 2$  のうち  $f_A$  が主ガス原子との衝突により失われるものとする、 $\langle \quad \rangle$  を平均値を表わすものとして、 $\epsilon_A$  は次式で表わされる。

$$\epsilon_A = \nu_{A^*} \langle f_A \cdot \frac{1}{2} m_e C_0^2 \rangle \quad (4-10)$$

上式の右辺は実際には次式で与えられている。<sup>106)</sup>

$$\epsilon_A = \frac{2 m_e f_A C_0^3}{\sqrt{\pi} \lambda_A} \quad (4-11)$$

不純ガスに対する電子エネルギー損失  $\epsilon_B$  は (4-11) 式で A を B に置換することにより得られる。

$$\epsilon_B = \frac{2 m_e f_B C_0^3}{\sqrt{\pi} \lambda_B} \quad (4-12)$$

式 (4-11), (4-12) を (4-6) 式に代入し次式を得る。

$$\frac{e^2 \lambda_A E^2}{m_e C_0} = \frac{2 m_e f_A C_0^3}{\sqrt{\pi} \lambda_A} \left( 1 + \frac{f_B \lambda_A}{f_A \lambda_B} \right) \quad (4-13)$$

ここで

$$\lambda_A = \frac{1}{n_A \sigma_A} \quad (4-14, a)$$

$$\lambda_B = \frac{1}{n_B \sigma_B} \quad (4-14, b)$$

$$C_0^2 = \frac{2 k T_e}{m_e} \quad (4-15)$$

を (4-13) 式に代入して次式を得る。

$$\left( \frac{E}{P} \right)^2 = \frac{2 (2 k T_e)^2}{\sqrt{\pi} e^2 (\lambda_A P)^2} f_A \left( 1 + \frac{f_B \sigma_B n_B}{f_A \sigma_A n_A} \right) \quad (4-16)$$

ここで  $\sigma_A$ ,  $\sigma_B$  はそれぞれ主ガス A, 不純ガス B の電子衝突断面積を,  $k$ ,  $T_e$  はそれぞれボルツマン定数, 電子温度を表わす。

不純ガスのない場合について (4-16) 式で  $n_B \rightarrow 0$  とすることによって得られる。<sup>105,114,120)</sup>

$$\left( \frac{E}{P} \right)^2 = \frac{2 (2 k T_e)^2}{\sqrt{\pi} e^2 (\lambda_A P)^2} f_A \quad (4-17)$$

従って微量不純ガス混入の場合には主ガスの  $f_A$  の替りに, 次式で与えられる等価的電子衝突

損失係数  $f_{eg}$  を用いればよい。

$$f_{eg} = f_A \left( 1 + \frac{f_B \sigma_B n_B}{f_A \sigma_A n_A} \right) \quad (4-18)$$

式 (4-11), (4-12), (4-14) を (4-7) 式に代入すると次式となる。

$$\frac{E^2 - E_0^2}{E_0^2} = \frac{f_B \sigma_B n_B}{f_A \sigma_A n_A} \quad (4-19)$$

これは電子エネルギー損失増加率が不純ガス相対濃度に比例し、且電子衝突損失係数  $f$  と衝突断面積  $\sigma$  との積の主ガスの値と不純ガスの値との比に比例するものであることを示している。

#### B. 電子付着モデル (不純ガスによる電子付着が支配的な場合)

電子付着が支配的な場合には、電子付着確率を  $h$ 、電子の不純ガスとの衝突頻度に関する係数を  $k_0$  とすると  $hk_0$  がいわゆる電子付着反応速度係数になり、(4-9) 式と類似な式として次式が成立する。<sup>96,97)</sup>

$$\nu_i = \frac{D_a}{A^2} + hk_0 n_B \quad (4-20)$$

さきと同様に電子エネルギー損失  $\epsilon$  を主ガス A による部分  $\epsilon_A$  と不純ガス B による部分  $\epsilon_B$  とに分ける。 $\epsilon'_A$  を主ガス A の電離以外の電子エネルギー損失、 $V_i$  を主ガス電離電圧とすると次式を得る。

$$\begin{aligned} \epsilon &= \epsilon'_A + \nu_i e V_i \\ &= \epsilon'_A + \frac{D_a}{A^2} e V_i + hk_0 n_B e V_i \\ &= \epsilon_A + \epsilon_B \end{aligned} \quad (4-21, a)$$

$$\epsilon_A = \epsilon'_A + \frac{D_a}{A^2} e V_i \quad (4-21, b)$$

$$\epsilon_B = hk_0 n_B e V_i \quad (4-21, c)$$

従って上式を (4-7) 式に代入して、(4-11), (4-15) 式を用いると

$$\begin{aligned} \frac{E^2 - E_0^2}{E_0^2} &= \frac{hk_0 n_B e V_i}{\epsilon_A} \\ &= \frac{\lambda_A P \sqrt{\pi} \sqrt{m_e} e V_i}{4 \sqrt{2} f_A (k T_e)^{\frac{3}{2}}} \frac{hk_0}{k T_A} \frac{n_B}{n_A} \end{aligned} \quad (4-22)$$

となり、電子付着モデルも電子エネルギー損失増加率はやはり不純ガス相対濃度と比例し電子付着反応速度係数  $h k_0$  に比例する。

C. Penning 電離脱励起モデル (不純ガスによる主ガス励起原子の脱励起が支配的な場合)

Ar - Hg Penning ガスの放電破壊に対する不純ガス効果は Penning 電離脱励起が支配的である。<sup>57, 58, 66)</sup> Penning 電離脱励起が支配的な場合には次式が成立する。

$$\nu_{A^*} = (k_1 n_I + k_2 n_B + k_3 n_A + k_3' n_A^2 + k_4 n_I + \frac{D_{A^*}}{A^2}) \frac{n_{A^*}}{n_e} \quad (4-23, a)$$

$$k_1 n_I n_{A^*} = \frac{D_A}{A^2} n_e \quad (4-23, b)$$

ここで  $k_1, k_2, k_3, k_3', k_4$  及び  $n_I$  は準安定励起主ガス原子  $A^*$  がそれぞれ電離ガス I を電離する反応速度係数, 不純ガス原子または分子によって脱励起される反応速度係数, 主ガス原子との 2 体衝突で脱励起される反応速度係数, 2 個の主ガス原子との 3 体衝突によって脱励起される反応速度係数, 電離ガス原子 I によって I を電離することなく脱励起される反応速度係数, 及び電離ガス I の密度である。

式 (4-21) の場合と同様に主ガス A の準安定励起レベル以外への電子エネルギー損失  $\epsilon_A$  を用いて電子エネルギー損失  $\epsilon$  を主ガス分  $\epsilon_A$  と不純ガス分  $\epsilon_B$  とに別ける。

$$\begin{aligned} \epsilon &= \epsilon_A' + \nu_{A^*} e V^* \\ &= \epsilon_A' + \frac{k_1 n_I + k_3 n_A + k_3' n_A^2 + k_4 n_I + \frac{D_{A^*}}{A^2}}{k_1 n_I} \frac{D_a}{A^2} e V^* + \frac{k_2 n_B}{k_1 n_I} \frac{D_a}{A^2} e V^* \\ &= \epsilon_A + \epsilon_B \end{aligned} \quad (4-24, a)$$

$$\epsilon_A = \epsilon_A' + \frac{k_1 n_I + k_3 n_A + k_3' n_A^2 + k_4 n_I + \frac{D_{A^*}}{A^2}}{k_1 n_I} \frac{D_a}{A^2} e V^* \quad (4-24, b)$$

$$\epsilon_B = \frac{k_2 n_B}{k_1 n_I} \frac{D_a}{A^2} e V^* \quad (4-24, c)$$

ここで主ガス原子 A の準安定励起電位を  $V^*$  とした。先と同様にして次式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{E^2 - E_0^2}{E_0^2} &= \frac{k_2 n_B}{k_1 n_I} \frac{D_a}{A^2} \frac{e V^*}{\epsilon_A} \\ &= \frac{\lambda_A p \sqrt{\pi} \sqrt{m_e} e V^*}{4 \sqrt{2} f_A (k T_e)^{\frac{3}{2}}} \frac{k_2 n_B}{k_1 n_A} \frac{n_A}{n_I} \frac{D_a p}{(p A)^2} \end{aligned} \quad (4-25)$$

従ってこの場合にも電子エネルギー損失増加率は不純ガス相対濃度に比例し、Penning 混合比 ( $n_I/n_A$ ) に反比例する。また脱励起反応速度係数  $k_2$  に比例する。

D. 累積電離脱励起モデル (不純ガスによる主ガス励起原子の脱励起が支配的な場合)

累積電離脱励起が支配的な場合には<sup>63, 64, 123~128)</sup> 主ガス A の単一電子衝突電離周波数  $\nu_i$  を考慮して次式を得る。

$$\nu_{A^*} = \left( k_1 n_e + k_2 n_B + k_3 n_A + k_3' n_A^2 + k_4 n_e + \frac{D_{A^*}}{A^2} \right) \frac{n_{A^*}}{n_e} \quad (4-26, a)$$

$$\nu_i + k_1 n_{A^*} = \frac{D_a}{A^2} \quad (4-26, b)$$

ここで  $k_1$  及び  $k_4$  は励起主ガス原子  $A^*$  が電子によって衝突電離される累積電離反応速度係数及び脱励起される反応速度係数を表わし、他の係数は C の Penning 電離脱励起の場合と同様である。

微量不純ガスの混入によって電子の平均自由行程及び最頻速度更に電子密度も変化しないものと仮定すれば、 $\epsilon_A'$  を主ガス A の励起及び単一電子衝突電離以外への電子エネルギー損失として

$$\begin{aligned} \epsilon &= \epsilon_A' + \nu_{A^*} eV^* + \nu_i eV_i + k_1 n_{A^*} (eV_i - eV^*) \\ &= \epsilon_A + \epsilon_B \end{aligned} \quad (4-27, a)$$

$$\epsilon_A = \epsilon_A' + \frac{D_a}{A^2} eV_i + \frac{k_1 n_e + k_3 n_A + k_3' n_A^2 + k_4 n_e + \frac{D_{A^*}}{A^2}}{k_1 n_e} \left( \frac{D_a}{A^2} - \nu_i \right) eV^* \quad (4-27, b)$$

$$\epsilon_B = \frac{k_2 n_B}{k_1 n_e} \left( \frac{D_a}{A^2} - \nu_i \right) eV^* \quad (4-27, c)$$

と置くことができる。従って先と同様にして次式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{E^2 - E_0^2}{E_0^2} &= \frac{k_2 n_B}{k_1 n_e} \left( \frac{D_a}{A^2} - \nu_i \right) \frac{eV^*}{\epsilon_A} \\ &= \frac{\lambda_A p \sqrt{\pi} \sqrt{m_e} eV^*}{4\sqrt{2} f_A (kT_e)^{\frac{3}{2}}} \frac{k_2 n_B}{k_1 n_A} \frac{n_A}{n_e} \left( \frac{D_a}{A^2} - \nu_i \right) \frac{1}{p} \end{aligned} \quad (4-28)$$

即ち累積電離脱励起が支配的な場合には、電子エネルギー損失増加率は不純ガス相対濃度  $n_B/n_A$  に比例し、電子密度  $n_e/n_A$  に逆比例し、更に脱励起反応速度係数  $k_2$  に比例する。

#### 4-3-2 電子移動度が電界強度の平方根に比例する場合

電界強度  $E$  とガス圧力  $P$  の比  $E/P$  の値が小さい場合には、電子の移動速度  $v_d$  は  $\sqrt{E}$  に比例する。この場合には (4-5) 式に相当するものとして次式を得る。<sup>92, 130)</sup>

$$\begin{aligned}\epsilon_0 &= e v_d E_0 \\ &= e \mu'_0 E_0^{3/2} \\ &= \left( \frac{e^3 \lambda_A}{m_e} \right)^{1/2} \left( \frac{f_A}{2} \right)^{1/4} E_0^{3/2}\end{aligned}\quad (4-29)$$

不純ガスの存在する場合には

$$\begin{aligned}\epsilon &= e \mu' E^{3/2} \\ &= \left( \frac{e^3 \lambda}{m_e} \right)^{1/2} \left( \frac{f}{2} \right)^{1/4} E^{3/2}\end{aligned}\quad (4-30)$$

となる。不純ガス混入量は微量であるので電子平均自由行程  $\lambda$  はほとんど変化せず  $\lambda_A$  とすることができる。また電子衝突エネルギー損失係数  $f$  は不純ガス分も含むので  $f_A$  より大きな値となるが4分の1乗になるのでこの項の変化は小さくなり無視できる。即ち  $f \rightarrow f_A$  と置くことができる。このことは電子移動度  $\mu$  が不純ガス混入の前後で変化しないとし得ることを意味している。従って (4-7) 式の代りに次式を得る。

$$\begin{aligned}\frac{\epsilon_B}{\epsilon_A} &= \frac{\epsilon - \epsilon_A}{\epsilon_A} \\ &= \frac{E^{3/2} - E_0^{3/2}}{E_0^{3/2}}\end{aligned}\quad (4-31)$$

即ち電子移動度が電界の平方根に比例する場合には電子エネルギー損失増加率は

$(E^{3/2} - E_0^{3/2})/E_0^{3/2}$  で表わされる。

##### A. 電子衝突モデル

この場合には (4-11), (4-12), (4-14), (4-15), (4-29), (4-30) 式を用いて (4-16) 式に相当するものとして次式を得る。

$$\left( \frac{E}{P} \right)^{3/2} = \frac{2 (2 k T_e)^{3/2}}{\sqrt{\pi} e^{3/2} (\lambda_A P)^{3/2} (f_A/2)^{1/4}} f_A \left( 1 + \frac{f_B \sigma_B n_B}{f_A \sigma_A n_A} \right)\quad (4-32)$$

電子エネルギー損失増加率は



$$\frac{E^{3/2} - E_0^{3/2}}{E_0^{3/2}} = \frac{f_B \sigma_B n_B}{f_A \sigma_A n_A} \quad (4-33)$$

となる。

#### B. 電子付着モデル

式(4-11), (4-21), (4-31)より(4-22)式に相当するものとして次式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{E^{3/2} - E_0^{3/2}}{E_0^{3/2}} &= \frac{h k_0 n_B e V_i}{\epsilon_A} \\ &= \frac{\lambda_A P \sqrt{\pi} \sqrt{m_e} e V_i}{4\sqrt{2} f_A (k T_e)^{3/2}} \frac{h k_0 n_B}{k T_A n_A} \end{aligned} \quad (4-34)$$

#### C. Penning 電離脱励起モデル

式(4-11), (4-24), (4-31)より(4-25)式に相当するものとして次式を得る。

$$\frac{E^{3/2} - E_0^{3/2}}{E_0^{3/2}} = \frac{\lambda_A P \sqrt{\pi} \sqrt{m_e} e V^*}{4\sqrt{2} f_A (k T_e)^{3/2}} \frac{k_2 n_B n_A}{k_1 n_A n_i} \frac{D_a P}{(AP)^2} \quad (4-35)$$

#### D. 累積電離脱励起モデル

式(4-11), (4-27), (4-31)より(4-28)式に相当するものとして次式を得る。

$$\frac{E^{3/2} - E_0^{3/2}}{E_0^{3/2}} = \frac{\lambda_A P \sqrt{\pi} \sqrt{m_e} e V^*}{4\sqrt{2} f_A (k T_e)^{3/2}} \frac{k_2 n_B n_A}{k_1 n_A n_e} \left( \frac{D_a}{A^2} - \nu_i \right) \frac{1}{P} \quad (4-36)$$

### 4-4 直流放電開始電圧に対する電子エネルギー損失増加率

前節で求めた理論は電離周波数と電子損失とが平衡している正常放電に対して成立するものであり、基本的には放電陽光柱及び電子捕捉条件の成立している高周波放電破壊の場合に成立する。<sup>96, 97, 129)</sup>

本節では電子エネルギー損失増加率を Townsend の電離係数  $\alpha$  及び二次電子放出係数  $\gamma$  等で表現し直流放電開始に対する妥当性を吟味する。

放電開始電圧  $V_s$  は電極間距離を  $d$  として次式で与えられる。

$$V_s = \int_0^d E_s dx \quad (4-37)$$

ここで  $E_s$  は放電開始時の電界強度である。放電開始時の電界について前節で考察した電子

エネルギー損失増加率  $\epsilon_B/\epsilon_A$  と不純ガスとの関係

$$\begin{aligned}\frac{\epsilon_B}{\epsilon_A} &= \left(\frac{E}{E_0}\right)^m - 1 \\ &= b \frac{n_B}{n_A}\end{aligned}\quad (4-38)$$

が成立すると仮定する。ここで  $m=2$  又は  $3/2$  ,  $b$  は係数である。上式より

$$E = \left(b \frac{n_B}{n_A} + 1\right)^{1/m} E_0 \quad (4-39)$$

であるから上式の両辺を電極間距離に渡って積分すると

$$\int_0^d E dx = \left(b \frac{n_B}{n_A} + 1\right)^{1/m} \int_0^d E_0 dx \quad (4-40)$$

となる。即ち (4-37) 式を用いると次式となる。

$$V_s = \left(b \frac{n_B}{n_A} + 1\right)^{1/m} V_{s0} \quad (4-41)$$

上式を変形すると次式となる。

$$\begin{aligned}\frac{V_s^m - V_{s0}^m}{V_{s0}^m} &= \frac{E^m - E_0^m}{E_0^m} \\ &= b \frac{n_B}{n_A}\end{aligned}\quad (4-42)$$

即ち放電開始の場合に (4-38) 式が成立すれば電子エネルギー損失増加率は放電開始電圧によっても同一の形で表わすことができる。

メタルハライドランプの直流放電開始の場合には  $E/p$  は第1章で述べた様におよそ  $3 \times 10^{-2} \text{ V/cm Pa}$  ( $4 \text{ V/cm Torr}$ ) 前後であり、電子移動速度は電界強度  $E$  に比例する領域である。<sup>92)</sup> 従って直流放電開始時に (4-38) 式に於いて  $m=2$  が成立することを以下に示す。

Townsendの放電破壊条件は (2-10) 式で与えられる。即ち

$$r \left\{ \exp \left( \int_0^d \alpha dx \right) - 1 \right\} = 1 \quad (4-43, a)$$

である。平等電界の場合を仮定すると放電開始時の電界強度  $E$  は (2-1) 式を用いて次式となる。<sup>92)</sup>

$$\frac{E}{P} = \frac{B}{\ln Apd - \ln \left[ \ln \left( 1 + \frac{1}{r} \right) \right]} \quad (4-43, b)$$

上式では電極の効果  $r$  は  $\ln$  の中に 2 重に入っているなのでその変化は無視できる。従って不純ガスによる  $r$  の変化を無視し、(4-43, a) 式を出発点として考察する。

#### A. 電子衝突モデル

電子と不純ガスの直接衝突による電子の運動エネルギー損失が支配的で不純ガス混入前後で電子の個数に変化のない電子衝突モデルに於いては、不純ガスの混入により  $\alpha$  は変化しない。不純ガス混入による電界上昇即ち放電開始電圧上昇による電子エネルギー増加分はすべて電子と不純ガスの直接衝突により失われる。従って 4-3 節で述べた電子衝突モデルの理論的考察は直流放電開始にも適用できる。よって (4-11), (4-12), (4-19) 式はそのまゝ成立する。

#### B. 電子付着モデル

式 (4-43) を満足する不純ガス混入前の電離係数を  $\alpha_0$ , 不純ガス混入後のそれを  $\alpha$  とする。不純ガスによる電子の損失過程が存在する場合には、 $\beta$  を単位長さ当りの電子損失数として次式が成立する。

$$\alpha = \alpha_0 + \beta \quad (4-44)$$

$\alpha$  を (2-1) 式で近似し  $\alpha_0$  となるときの電界  $E_0$  の周りで Taylor 展開し 2 次の項までとり (4-44) 式を用いると次式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{\alpha - \alpha_0}{\alpha_0} &= \frac{BP}{E^2} (E - E_0) \left\{ 1 + \frac{BP - 2E_0}{E_0^2} (E - E_0) \right\} \\ &= \frac{\beta}{\alpha_0} \end{aligned} \quad (4-45)$$

ここで  $\beta$  を電子付着係数と考えると次式で与えられる。<sup>97)</sup>

$$\beta = \frac{h k_0 n_B}{\mu E} \quad (4-46)$$

$\alpha_0$  に関して電離周波数  $\nu_{i0}$ , 衝突電離反応速度定数を  $k_{i0}$  として次式が成立する。<sup>97)</sup>

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= \frac{\nu_{i0}}{\mu_0 E_0} \\ &= \frac{k_{i0} n_A}{\mu_0 E_0} \end{aligned} \quad (4-47)$$

これら両式を (4-45) 式に代入し、両辺に  $(E + E_0)$  を掛けて整理すると次式となる。ここで  $E - E_0 = \Delta E$  としている。

$$\frac{E^2 - E_0^2}{E_0^2} = \frac{E_0}{BP} \frac{\mu_0}{\mu} \frac{2 + \frac{\Delta E}{E_0}}{1 + \frac{BP - E_0}{E_0} \frac{\Delta E}{E_0} + \frac{BP - 2E_0}{E_0} \left(\frac{\Delta E}{E_0}\right)^2} \frac{h k_0 n_B}{k_{i0} n_A} \quad (4-48)$$

従って厳密には (4-22) 式と比較して右辺第3項の分数が  $n_B/n_A$  の関数になるが、 $n_B/n_A$  が小さく  $\Delta E/E_0$  が充分小さい場合には

$$\frac{E^2 - E_0^2}{E_0^2} = \frac{E_0}{BP} \frac{\mu_0}{\mu} 2 \frac{h k_0 n_B}{k_{i0} n_A} \quad (4-49)$$

が成立するとみなし得る。即ち (4-22) 式と同様の表現となる。

### C. Penning 電離脱励起モデル

Penning 電離のような間接電離であって、その中間過程が不純ガスにより損われる場合には次式が成立する。

$$\alpha = \alpha_0 \quad (4-50)$$

準安定レベルへの励起に関して Townsend の電離係数と同様の式で表わされるものと仮定する。このことは準安定励起レベル  $eV^*$  への励起断面積が電子のエネルギーを  $eV$  として  $(eV - eV^*)$  に比例するものと仮定することにより得られ、 $\nu_{A^*}$  は  $\nu_i$  と同一の表現式になる。<sup>97, 106, 130, 132, 133)</sup>

$$\begin{aligned} \alpha^* &= A^* P \exp\left(-\frac{B^* P}{E}\right) \\ &= \frac{\nu_{A^*}}{\mu E} \end{aligned} \quad (4-51)$$

ここで

$$\vartheta = \frac{k_2 n_B}{k_1 n_I} \quad (4-52, a)$$

$$\iota = \frac{k_3 n_A + k_3' n_A^2 + k_4 n_I + D_{A^*}/A^2}{k_1 n_I} \quad (4-52, b)$$

とおくと次式が成立する。

$$(1 + \iota + \vartheta) \nu_i = \nu_{A^*} \quad (4-53, a)$$

$$(1 + \iota) \nu_{i0} = \nu_{A0^*} \quad (4-53, b)$$

即ち

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{\nu_i}{\mu E} \\ &= \frac{\nu_{A^*}}{\mu E} \frac{1}{1 + \iota + \vartheta} \\ &= \frac{\alpha^*}{1 + \iota + \vartheta} \end{aligned} \quad (4-54, a)$$

$$\alpha_0 = \frac{\alpha_0^*}{1 + \iota} \quad (4-54, b)$$

となる。

Penning 電離脱励起の場合には (4-50) 式が成立しているから

$$\frac{\alpha^*}{\alpha_0^*} - 1 = \frac{\vartheta}{1 + \iota} \quad (4-55)$$

が成立する。(4-45) 式と同様な式を用い両辺に  $(E + E_0)$  を掛けて整理すると次式となる。

$$\frac{E^2 - E_0^2}{E_0^2} = \frac{2E_0}{B^*P} \frac{1 + \frac{\Delta E}{2E_0}}{1 + \frac{B^*P - 2E_0}{E_0^2} \Delta E} \frac{\vartheta}{1 + \iota} \quad (4-56)$$

従って

$$\frac{E^2 - E_0^2}{E_0^2} \simeq \frac{2E_0}{B^*P} \frac{\vartheta}{1 + \iota} \quad (4-57)$$

となり Penning 電離脱励起に対しても同様の式が得られる。

#### D. 累積電離脱励起モデル

累積電離脱励起の場合には前項Cの Penning 電離脱励起の場合とまったく同様である。即ち電離ガス原子密度  $n_1$  の代りに励起主ガス原子密度  $n_{A^*}$  を代入することにより得られ (4-57) 式と同一となる。但し  $k_1$  は累積電離反応速度係数,  $k_4$  は励起主ガスが脱励起される反応速度係数を表わす。

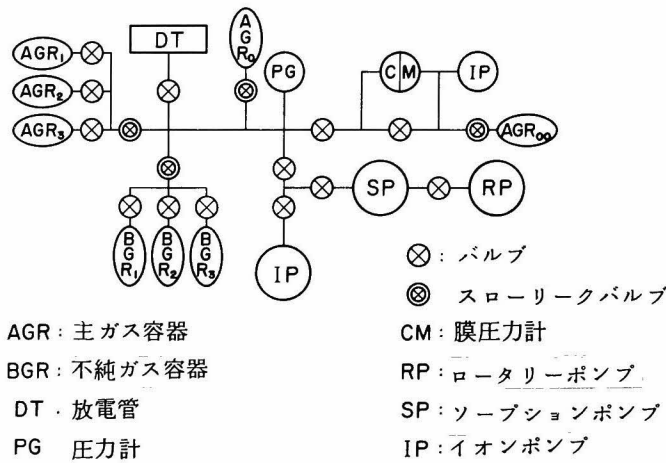
### 4-5 理論と実験との対応

#### 4-5-1 実験方法

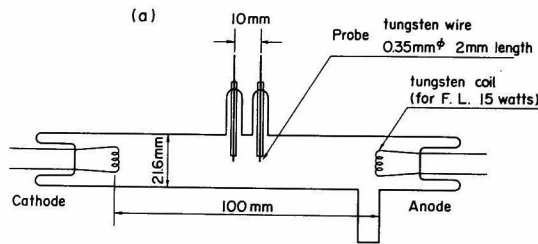
前節までの結果によると不純ガスによる電子エネルギー損失機構がどのようなものであっても電子エネルギー損失増加率  $(E^m - E_0^m)/E_0^m$  が不純ガス相対濃度に比例することが予想された。このことは電子と不純ガスの相互作用が直接的であれ間接的であれ究極的に2体衝

突であることを仮定したことによるものである。仮に1電子と2不純ガス原子（または分子）の3体衝突が支配的であるならば不純ガス濃度の自乗に比例して電子エネルギー損失増加率が変化するであろう<sup>97)</sup>。本節では実験によって前節の理論を検討して行くが、まず実験方法について述べる。

本実験で用いた排気系構成図を第4-3図に示す。測定用放電管の近傍の2つのスローリークバルブから主ガス及び不純ガスを導入し放電管でガス混合が速やかに行われる様配慮した。ガス圧力は  $1.33 \times 10^{-2} \sim 2.67 \times 10^3 \text{ Pa}$  ( $10^{-4} \sim 20 \text{ Torr}$ ) 直読デジタル表示差動膜圧力計を用いて測定した。



第4-3図 実験用排気系構成図

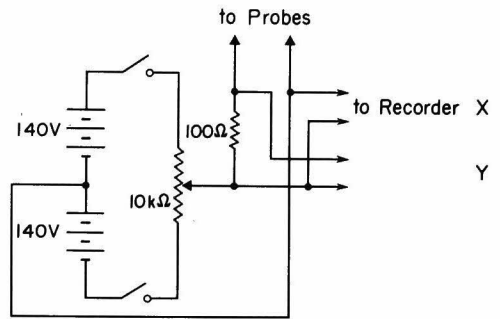


第4-4図 陽光柱電界強度測定用放電管

陽光柱電界強度の測定は第4-4図に示す放電管を用いて行った。これは放電管内径21.6mm、電極間距離10cmである。電極として15W蛍光灯用電極を用いており、ハロゲン化水素を不純ガスとして用いる場合には  $\text{ThO}_2$  粉末を、水素、窒素等を不純ガスとして用いる場合には酸化バリウムカルシウムをエミッターとして用いている。中央部に10mm離れた2本のプローブ（直径0.35mm、先端裸部2mm）をダブルプローブとして用い、そのプローブ間の電圧電流特性から陽光柱の電子温度及び電界強度を求めた。<sup>134, 135)</sup> 放電々流を変える実験以外はこれ

を総てD.C.100 mA一定とした。陽光柱電界強度は両プローブ間の電流が0となる時のプローブ間電位差で与えられる。第4-5図にプローブ測定回路を示す。

ところで不純ガス混入の前後で電子密度を不変に保てば、(4-9), (4-20), (4-23), (4-26)式から、どの電子エネルギー損失過程に於いても不純ガス損失項以外は変化しない。従って不純ガス混入による電界上昇分エネルギーは不純ガスによるエネルギー損失分だけと平衡し、電子の拡散などによる損失は一定に保たれる。よって測定に際しては電子密度を一定にすべく



第4-5図 プローブ測定回路

としなければならない。第4-4図に示した放電管の電流電界強度特性は第4-6図のようになる。その模式図を第4-7図に示す。主ガスだけの場合のj-E特性をA-A', 不純ガス混入の場合のそれをB-B'とし、A-A'及びB-B'のj<sub>0</sub>に対応する電界強度をそれぞれE<sub>0</sub>及びEとし、B-B'のjに対応する電界強度をE<sub>t</sub>とし、

$$E - E_t = \delta E \quad (4-59, a)$$

$$E_t - E_0 = \Delta E \quad (4-59, b)$$

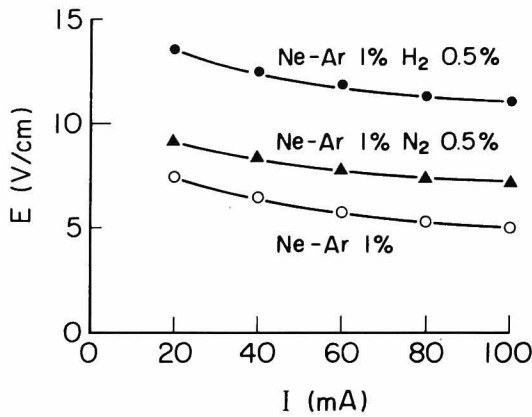
と置く。(4-7) 或いは (4-31) 式で求めるべきものは

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon - \varepsilon_A}{\varepsilon_A} &= \frac{E_t^m - E_0^m}{E_0^m} \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} m(m-1) \dots (m-n+1) \frac{\left(\frac{\Delta E}{E_0}\right)^n}{(n+1)!} \end{aligned} \quad (4-60)$$

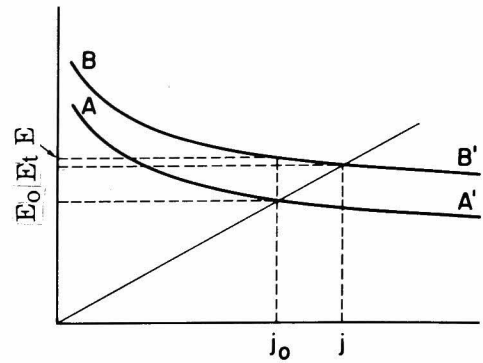
となる。ここでは (E<sub>0</sub> + ΔE)<sup>m</sup> を Taylor 展開している。

一方電流一定即ち電流密度一定として測定した値は上式と比較して次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{E^m - E_0^m}{E_0^m} &= \frac{(E_t + \delta E)^m - E_0^m}{E_0^m} \\ &= \frac{E_t^m - E_0^m}{E_0^m} + \frac{E_t^m}{E_0^m} \sum_{n=1}^{\infty} m(m-1) \dots (m-n+1) \frac{\left(\frac{\delta E}{E_t}\right)^n}{(n+1)!}, \end{aligned} \quad (4-61)$$



第4-6図 プローブによる陽光柱電界測定例



第4-7図 陽光柱電流電界強度特性模式図

第4-7図から、 $E_0, \Delta E \gg \delta E$  とみなし得るから(4-60)式の右辺と(4-61)式右辺第2項と比較すると後者は前者に比較して無視し得る。即ち(4-61)式の右辺第1項に対して第2項が無視できる。不純ガス条件を変えながら電子の平均自由行程、最頻速度(この両者は電子移動度に集約される)及び電子密度を一定に保つことは不可能であり、上述のように放電々流一定(100 mA)とした近似データを用いた。

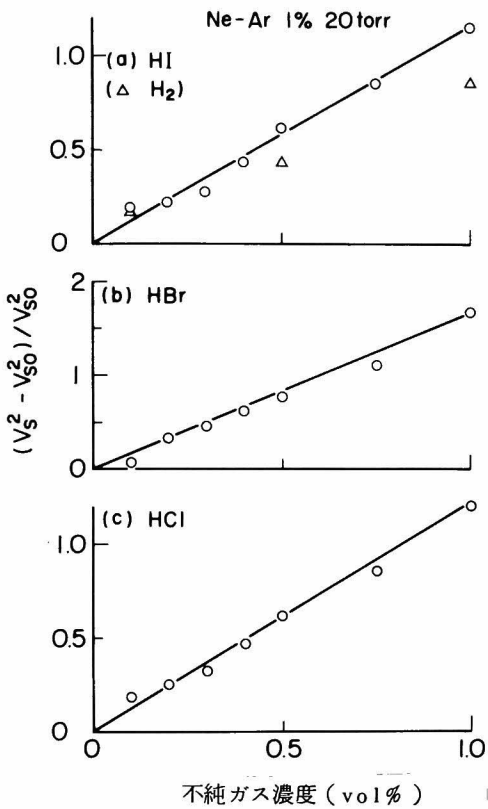
#### 4-5-2 放電開始の場合の電子エネルギー損失増加率

メタルハライドランプの主電極間放電開始の場合には、4-4節で述べたように電子移動速度は電界強度  $E$  に比例する。そこで本節では放電開始の場合の電子エネルギー損失増加率  $(V_s^2 - V_{s0}^2) / V_{s0}^2$  と不純ガス濃度との関係を実験的に確認する。放電開始電圧の測定は第2-1図に示した発光管を用い2-3節で述べた放電開始電圧累積読取装置による最小値を放電開始電圧  $V_s$  とした。

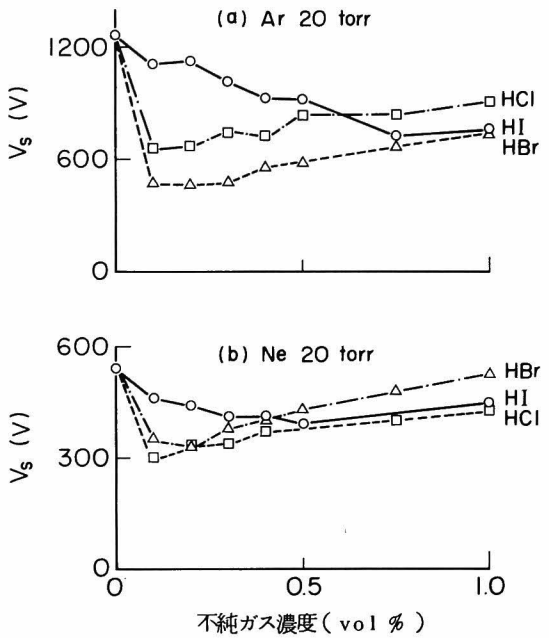
全圧  $2.67 \times 10^3 \text{ Pa}$  (20 Torr) の Ne - 1% Ar Penning ガスに不純ガスとしてハロゲン化水素または水素を混入した場合の  $(V_s^2 - V_{s0}^2) / V_{s0}^2$  と不純ガス濃度の関係を第4-8図に示す。主ガスとして Ar 或いは Ne のみを用いた場合には、放電開始電圧はハロゲン化水素混入により低下するが、此は Penning 効果によるものである。これを第4-9図に示す。

Ar - Hg Penning ガスに対する  $\text{H}_2, \text{N}_2, \text{Kr}, \text{Xe}$  等の不純ガスは Penning 電離脱励起であるが、<sup>57,58,66)</sup> 高周波放電破壊電圧文献値<sup>66)</sup> を本理論に基づいて書き換えたものが第4-10図である。電子エネルギー損失増加率を脱励起反応速度係数  $k_2$  で規格化したものは(4-25)式から不純ガスの種類によらず相対濃度のみに依存することになるが実際よく同一直線上にある。

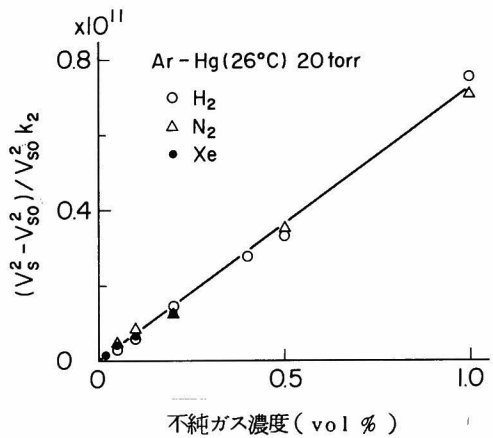




第4-8図 放電開始時の電子エネルギー損失増加率  
主ガス Ne-1% Ar  
不純ガス, H<sub>2</sub>, HI, HBr, HCl

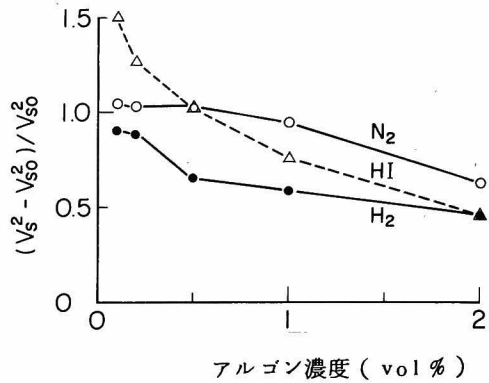


第4-9図 ArまたはNeを主ガスとした場合のハロゲン化水素混合による放電開始電圧の場合。



第4-10図 Ar-Hgの高周波放電破壊に対する電子エネルギー損失増加率

Ne - Ar Penning ガスに対する不純ガスの影響も Penning 電離脱励起であることが第 4 - 8 図, 第 4 - 9 図から予想される。そして (4 - 25) 式或いは (4 - 57) 式によれば, 電子エネルギー損失増加率は Penning 混合比  $n_I/n_A$  に逆比例することになる。そこで全圧  $2.67 \times 10^3$  Pa (20 Torr) の Ne - Ar Penning ガスの Ar 濃度を変えて電子エネルギー損失増加率の変化をみたものが第 4 - 11 図である。不純ガスとして 0.5% の  $H_2$  或いは  $N_2$ , HI を用いている。結果は Penning 混合比に反比例的であるが完全ではなく, 特に  $H_2$ ,  $N_2$  の場合に Ar 濃度 0.5% 以下で違いが大きい。これは Ne と  $H_2$ ,  $N_2$  との間に Penning 効果が働くためである。<sup>136)</sup> 実際, 主ガスによる不純ガスの電離反応速度係数を  $k_{1B}$  とすると (4 - 23) 式を次のように改めなければならない。



第 4 - 11 図 Ne - Ar Penning ガスの Ar 混合比に対する電子エネルギー損失増加率の変化 (直流放電開始の場合)

$$\nu_{A^*} = (k_1 n_I + k_{1B} n_B + k_2 n_B + k_3 n_A + k_3' n_A^2 + k_4 n_I + \frac{D_{A^*}}{A^2}) \frac{n_{A^*}}{n_e} \quad (4 - 62, a)$$

$$(k_1 n_I + k_{1B} n_B) n_{A^*} = \frac{D_a}{A^2} n_e \quad (4 - 62, b)$$

従って (4 - 25) 式に対応するものとして次式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{E^2 - E_0^2}{E_0^2} &= \frac{k_2 n_B}{k_1 n_I + k_{1B} n_B} \frac{D_a}{A^2} \frac{eV^*}{\epsilon_A} \\ &= \frac{\frac{k_2 n_B}{k_1 n_I}}{1 + \frac{k_{1B} n_B}{k_1 n_I}} \frac{D_a}{A^2} \frac{eV^*}{\epsilon_A} \end{aligned} \quad (4 - 63)$$

即ち  $k_{1B} n_B \ll k_1 n_I$  の場合には, 電子エネルギー損失増加率はほぼ  $n_I$  に反比例的であるが,  $k_{1B} n_B \simeq k_1 n_I$  となってくると反比例の関係から離れることになる。

このように Ne - Ar Penning ガスに於いては, その不純ガス効果はハロゲン化水素さえも電子付着でなく Penning 電離脱励起反応に従っている。もしハロゲン化水素が不純ガス

として混入した場合に電子付着が支配的であるならば、(4-22)式あるいは(4-49)式から、その電子付着反応速度係数に比例するはずである。電子付着反応速度係数は第4-2表に示す電子付着衝突断面積 $\sigma_c$ にほぼ比例的になるはずであり、<sup>137)</sup>第4-8図に於いてこれら直線の傾きはほぼ1桁ずつ異なるはずであるが実際は水素のそれと余り変わらない。電子付着衝突断面積が最大となる電子エネルギーは第4-2表でみる通り非常に小さい所にあり、放電開始のような高い電子エネルギーでは付着を起こし得ず、アフターグローのような電子エネルギーすなわち電子温度が十分に低下した場合にのみ電子付着が支配的となるものと予想される。このことは第4-9図に示したNeあるいはArとハロゲン化水素のPenning効果からも言えることである。

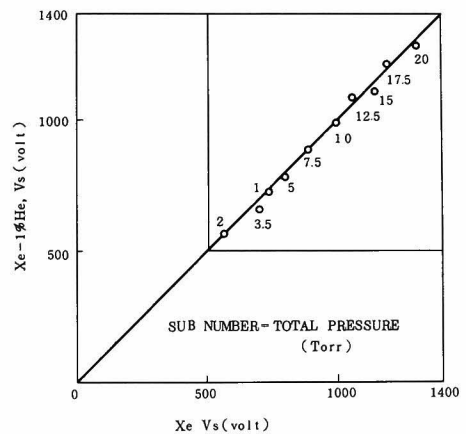
第4-2表 電子付着衝突断面積, 断面積最大電子エネルギー  
解離エネルギー, イオン化エネルギー

Impurity molecule	Ion	$\int_0^{\infty} \sigma_c(\epsilon) d\epsilon$ (cm <sup>2</sup> eV)	$\sigma_c(\epsilon_{max})$ (cm <sup>2</sup> )	$\epsilon_{max}$ (eV)	Dissociation energy (eV)	Ionization energy (eV)
HI	I <sup>-</sup>	3.7 x 10 <sup>-16</sup>	2.3 x 10 <sup>-14</sup>	~0.0	3.06	
HBr	Br <sup>-</sup>	7.4 x 10 <sup>-17</sup>	2.7 x 10 <sup>-16</sup>	0.28	3.73	
HCl	Cl <sup>-</sup>	7.4 x 10 <sup>-18</sup>	1.95 x 10 <sup>-17</sup>	0.81	4.43	
I <sub>2</sub>	I <sup>-</sup>		3.0 x 10 <sup>-15</sup>	0.03	1.54	9.0
H <sub>2</sub>	H <sup>-</sup>	4.84 x 10 <sup>-20</sup>	1.2 x 10 <sup>-20</sup>	10.1	4.48	15.4

次に、直接電子衝突が支配的であると考えられるXe主ガスに1% Heを不純ガスとして混入した場合について、放電開始電圧の結果を第4-12図に示す。全封入ガス圧を1.33 x 10<sup>2</sup> Pa (20 Torr)まで変えて、純Xeの放電開始電圧を横軸に、He 1%を混入した場合のそれを縦軸にして表わしたものである。両者は45°の傾きの直線上にあり、Heの不純ガスとしての効果はほとんどないことが判明した。この放電開始時の電子エネルギーがどの程度であるかは不明であるが、今仮に4eV程度とすると(4-19)式に於いて

$$\frac{\sigma_{He}}{\sigma_{Xe}} \simeq \frac{7}{110}, \quad \frac{f_{He}}{f_{Xe}} \simeq \frac{Xe \text{ 質量}}{He \text{ 質量}} = \frac{132}{4}, \quad \frac{n_{He}}{n_{Xe}} = 0.01$$

であるから<sup>92, 96)</sup>

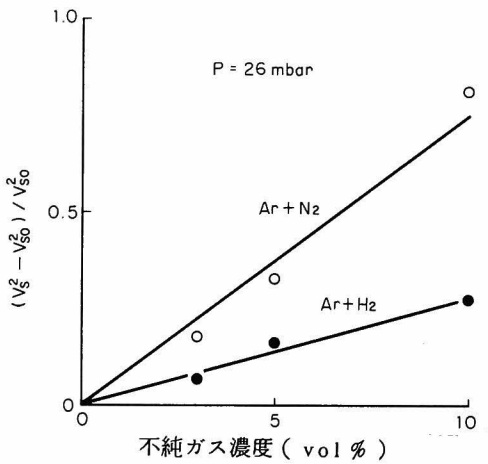


第4-12図 Xeガス及びXe-1% He混合ガスの場合の放電開始電圧

$$\frac{V_s^2 - V_{s0}^2}{V_{s0}^2} = 0.02$$

となつてほとんど  $V_s$  の上昇はないことになる。

G. Bergmann の結果によると、高周波放電破壊に於ける放電開始電圧 ( $V_s$ ) の上昇は、純 Ar に  $N_2$  を混入した場合、混入 1% まではほとんど認められず 10% 混入で約 35% の  $V_s$  上昇であり、 $H_2$  混入の場合も同様に 10% 混入で約 13% の  $V_s$  上昇であるとしている。<sup>57, 58)</sup> 彼のデータを本理論に基づいて書き直したものが第 4-13 図である。仮に電子エネルギーの損失が Ar



第 4-13 図 高周波放電破壊の場合の電子エネルギー損失増加率<sup>58)</sup>

第 4-3 表 不純ガスによるアルゴン準安定励起原子脱励起係数

Quenching molecule	Ar( <sup>3</sup> P <sub>2</sub> )	Ar( <sup>3</sup> P <sub>0</sub> )	Ar( <sup>3</sup> P <sub>1</sub> )	Ar( <sup>1</sup> P <sub>1</sub> )	Other literature Ar( <sup>3</sup> P <sub>0,2</sub> )
H <sub>2</sub>	0.66	0.78	0.95	0.062	1.1
N <sub>2</sub>	0.36	0.16	0.09	—	0.29
O <sub>2</sub>	2.1	2.4	0.06	—	1.8
Xe	1.8	3.0			2.1

単位は  $10^{-10} \text{ cm}^2/\text{分子}\cdot\text{秒}$

の準安定または共鳴励起レベルの不純ガスによる脱励起によるもの即ち累積電離脱励起的であるとすると、この電子エネルギー損失増加率  $(V_s^2 - V_{s0}^2) / V_{s0}^2$  は脱励起反応係数に比例するはずである。しかし、文献値<sup>122)</sup>を第 4-3 表に示すように、 $H_2$  の脱励起反応速度係数が  $N_2$  のその倍程度またはそれ以上であり第 4-13 図と矛盾する。非弾性衝突の電子エネルギー損失は、電子のエネルギーが小さい間は  $N_2$  より  $H_2$  が大きい。しかしながら電子エネルギーが大きくなると  $H_2$  より  $N_2$  が大きくなる可能性があり、<sup>92, 131)</sup> 第 1 安定励起電圧は  $H_2$  11.47 V に対して  $N_2$  は 5.23 V である。<sup>133)</sup> また電子の衝突断面積  $\sigma$  は  $H_2$  より  $N_2$  が大きいので、第 4-13 図のように放電破壊時のような高電子エネルギーの場合には、 $H_2$  より  $N_2$  の不純ガス効果が大きくなるものと推定される。同図から大約

$$\frac{f_{H_2} \sigma_{H_2}}{f_{N_2} \sigma_{N_2}} = 0.38$$

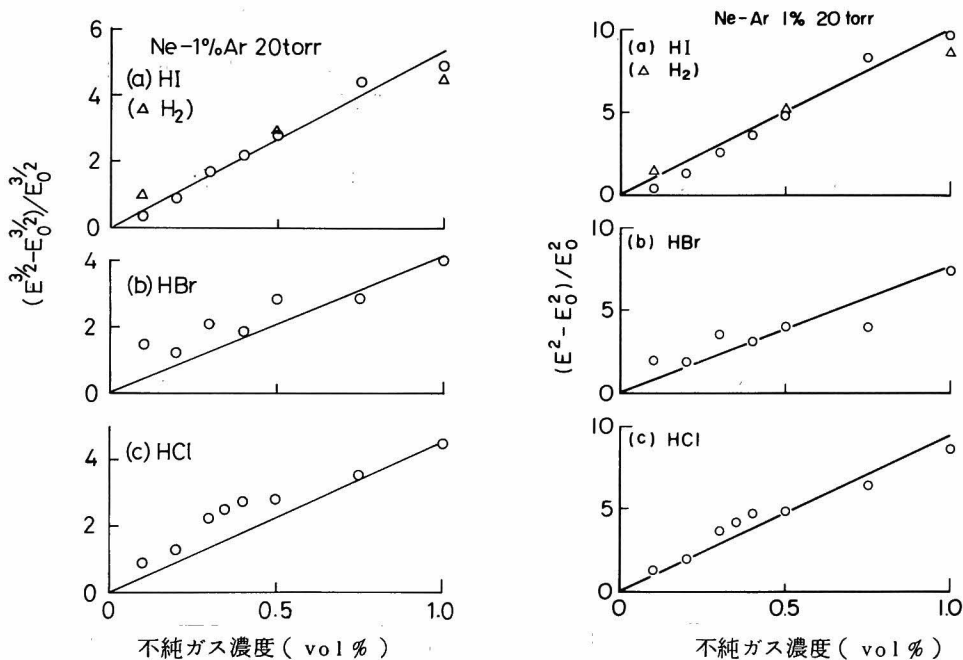
が求められる。

### 4-5-3 陽光柱に於ける電子エネルギー損失増加率

放電開始時とグロー陽光柱とは、電子エネルギー損失機構が異なり得ることを4-1節で述べた。不純ガスによりグロー陽光柱の電界が大きく上昇するとグローアーク転移が困難となる。その意味に於いて不純ガスにより陽光柱電界強度が上昇する機構を説明する必要がある。

本実験に於ける陽光柱電界強度は第4-6図に示すように $10 \text{ V/cm}$ 程度であり、 $E/P$ としては $4 \times 10^{-3} \text{ V/cm Pa}$  ( $0.5 \text{ V/cm Torr}$ )程度である。電子移動速度が電界強度に比例する領域と電界強度の平方根に比例する領域との境界は、電子と原子の非弾性衝突が起き始める所であるとされているが、明瞭なものではなく、ガスによって異なり $E/P$ が $4 \times 10^{-3} \text{ V/cm Pa}$  ( $0.5 \text{ V/cm Torr}$ )から $1.6 \times 10^{-2} \text{ V/cm Pa}$  ( $2 \text{ V/cm Torr}$ )程度の範囲である。<sup>92)</sup>従って本実験では電子移動速度が電界強度の平方根に比例する領域から電界強度に比例する領域へ到る過渡領域にあると予測される。

0.1 A直流放電陽光柱に於ける電子エネルギー損失増加率と不純ガス濃度の関係を第4-14図から第4-17図に示す。各図共、(A)は電子移動速度が電界強度の平方根に比例するとした場合、(B)は電子移動速度が電界強度に比例するとした場合に求めたものである。主ガスは

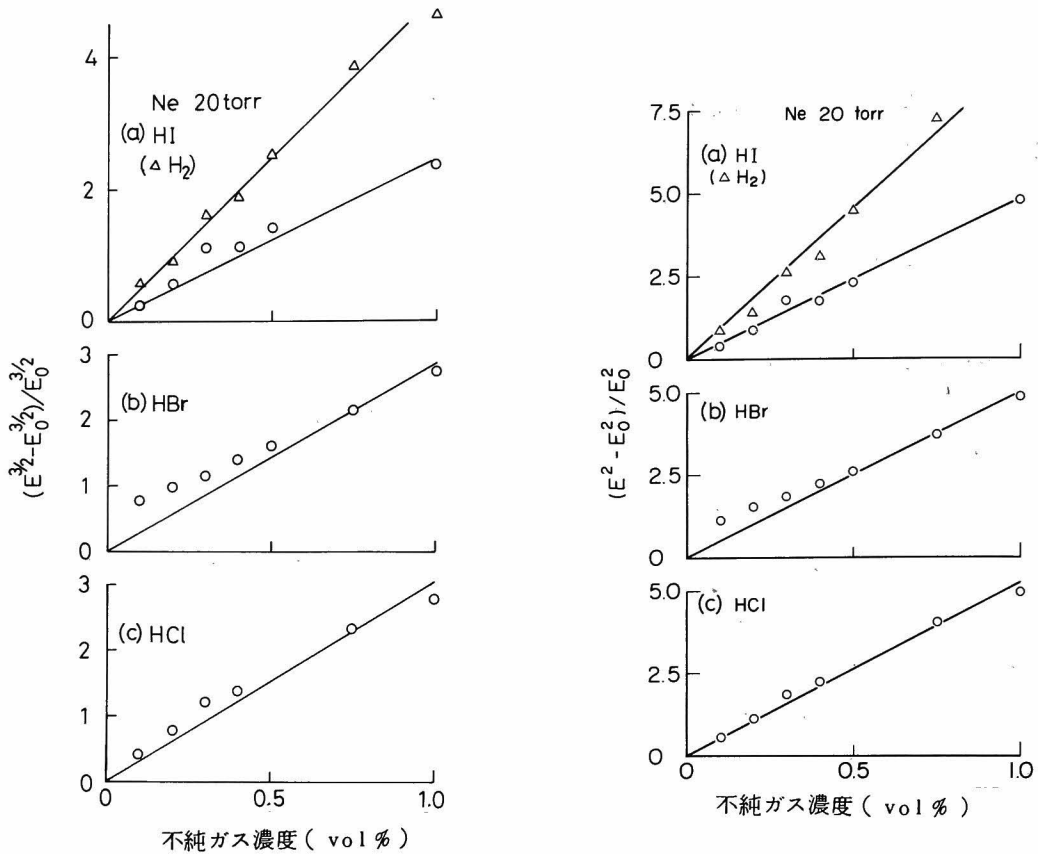


第4-14図 陽光柱に於ける電子エネルギー損失増加率

主ガス Ne-1% Ar, 不純ガス H<sub>2</sub>, HI, HBr, HCl

A: 電子移動速度が電界強度の平方根に比例すると仮定した場合

B: 電子移動速度が電界強度に比例すると仮定した場合



第4-15図 主ガスが Ne の場合の陽光柱電子エネルギー損失増加率  
不純ガス H<sub>2</sub>, HI, HBr, Hcl

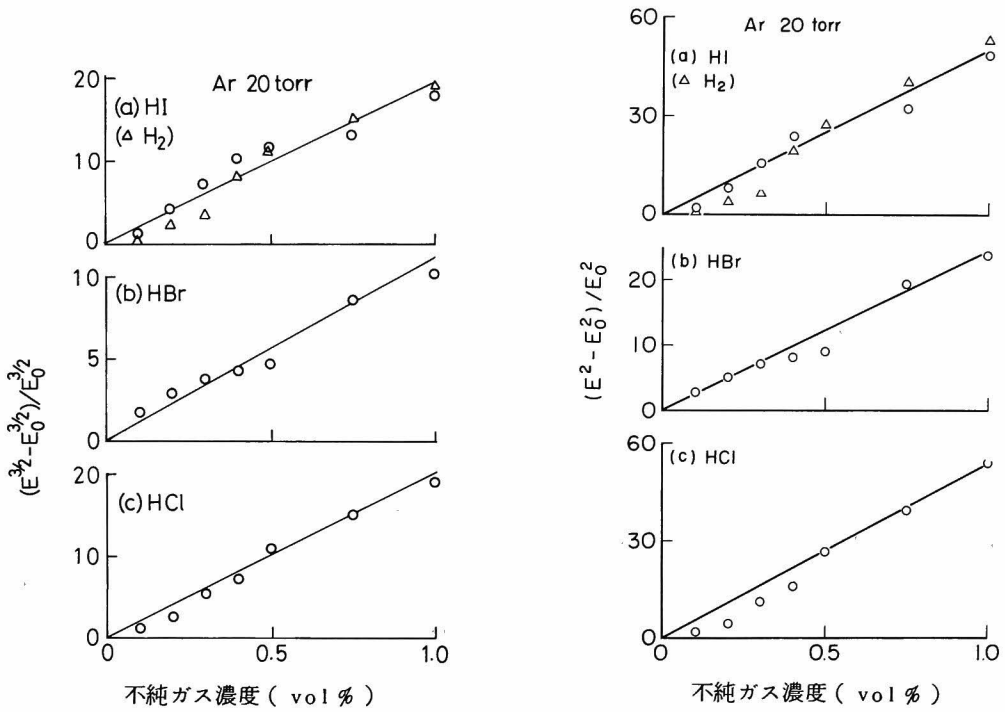
A : 電子移動速度が電界強度の平方根に  
比例すると仮定した場合

B : 電子移動速度が電界強度に比例する  
と仮定した場合

Ne - 1% Ar Penning ガス, Ne のみ, Ar のみであり, 不純ガスとしてはハロゲン化水素, 水素及び窒素である。

第4-14図から第4-16図までは (A),  $(E^{3/2} - E_0^{3/2})/E_0^{3/2}$  で表わした場合と (B),  $(E^2 - E_0^2)/E_0^2$  で表わした場合では大差なくほぼ不純ガス濃度に比例して電子エネルギー損失増加率が増加している。しかしながら不純ガス濃度が1%に近い部分では (B) の方がより直線に近いとみなし得る。

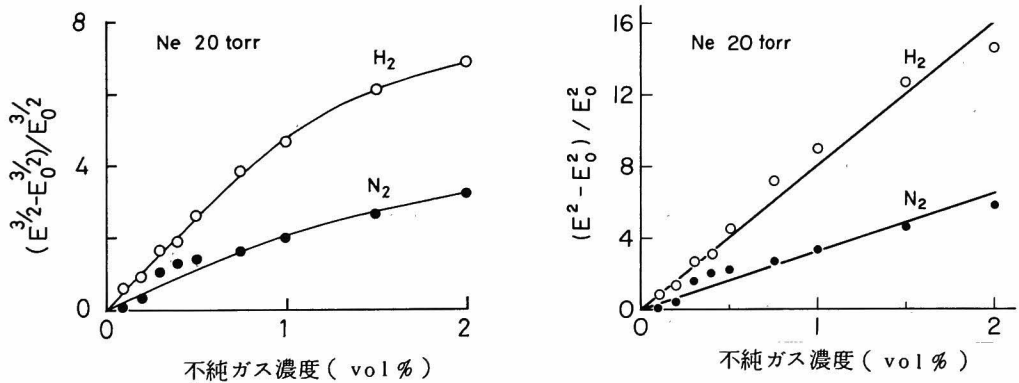
第4-17図は Ne に不純ガスとして H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> を2%まで混入した場合を示しているが,  $(E^2 - E_0^2)/E_0^2$  で表わした方が  $(E^{3/2} - E_0^{3/2})/E_0^{3/2}$  で表わすよりも直線に近い。これらの結果から本実験範囲内に於いては, 電子移動速度は電界強度に比例しており, 電子エネルギー損失増加率は  $(E^2 - E_0^2)/E_0^2$  に従っていると見ることが出来る。分子性ガスを不純ガスとして混入した場合には, 電子エネルギーが小さくても分子の振動励起等の非弾性衝突によるエネルギー損失が大きく, 電子移動速度が電界強度に比例するようになるからである。<sup>92)</sup> 従って本章では陽光柱に於ける電子エネルギー損失増加率を  $(E^2 - E_0^2)/E_0^2$  で評価して行く。



第4-16図 主ガスが Ar の場合の陽光柱電子エネルギー損失増加率  
不純ガス H<sub>2</sub>, HI, HBr, HCl

A : 電子移動速度が電界強度の平方根に比例すると仮定した場合

B : 電子移動速度が電界強度に比例すると仮定した場合



第4-17図 主ガスが Ne の場合の陽光柱電子エネルギー損失増加率  
不純ガス H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>

A : 電子移動速度が電界強度の平方根に比例すると仮定した場合

B : 電子移動速度が電界強度に比例すると仮定した場合

ここで  $E/E_0 = x$  と置き更に

$$\begin{aligned} y_1 &= (E^{3/2} - E_0^{3/2})/E_0^{3/2} \\ &= x^{3/2} - 1 \end{aligned} \quad (4-64, a)$$

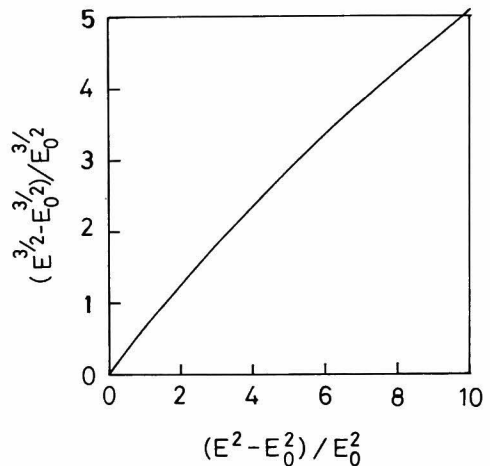
$$\begin{aligned} y_2 &= (E^2 - E_0^2)/E_0^2 \\ &= x^2 - 1 \end{aligned} \quad (4-64, b)$$

と置いて次の関係を得る。

$$y_1 = (y_2 + 1)^{3/4} + 1 \quad (4-64, c)$$

この関係を図示したものが第4-18図である。即ち非常にゆるやかな曲線であり、第4-14図から第4-17図に於いてどちらの表現を用いてもほぼ直線になり大差ない結果となった理由はこの点にある。

第4-14図から第4-17図までに示された結果によると、ハロゲン化水素の場合には不純ガスとしての効果は放電開始の場合と同様水素と同程度であるが、放電開始の場合と異なる点は主ガスが Ne のみ、或いは Ar のみの場合にも電子エネルギー損失増加が起きていることである。更に注目すべきことは  $H_2$  と  $N_2$  の不純ガス作用効果が放電開始の場合と異なり  $H_2$  の作用が  $N_2$  の作用よりも強くなっている点である。

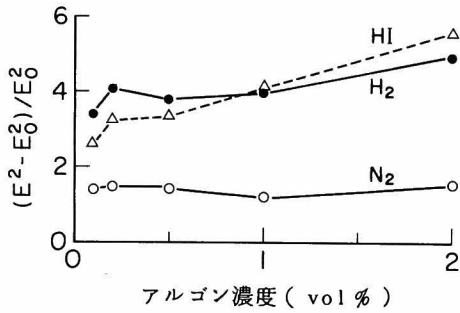


第4-18図  $(E^2 - E_0^2)/E_0^2$  と  $(E^{3/2} - E_0^{3/2})/E_0^{3/2}$  の関係

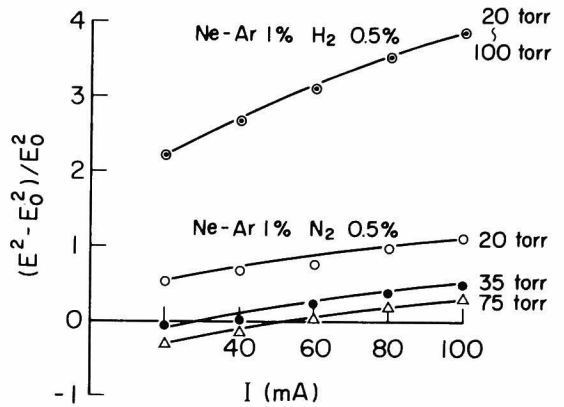
Ne-Ar Penning 混合比による陽光柱電子エネルギー損失増加率の変化を第4-19図に示す。第4-11図の放電開始の場合と比較して平坦もしくはやや右上りであり、100 mA程度の放電陽光柱は Penning 電離脱励起ではないことになる。ハロゲン化水素の場合についても放電開始時よりも電子エネルギーは低いにもかかわらず電子エネルギー損失増加率は水素の値と大差なく、やはり電子付着が支配的ではない。従って直接電子衝突か累積電離脱励起かのいずれかである。累積電離脱励起が支配的であるためには累積電離による陽光柱電界強度の低下が不純ガスによる上昇以上に大きなものでなければならない。

まず累積電離が支配的で不純ガスによる励起原子の脱励起が主過程であると仮定して考察





第4-19図 Ne-Ar Penning 混合ガスの陽光柱に於ける Ar 濃度と電子エネルギー損失増加率の関係



第4-20図 電流値による電子エネルギー損失増加率の変化

第4-4表 累積電離脱励起過程が支配的であると仮定して計算した電子エネルギー損失増加率と実測値の比較

Main Gas	Impurity Gas	$k_2$	$(E^2 - E_0^2)/E_0^2$ Calculated*	$(E^2 - E_0^2)/E_0^2$ Measured
Ar	H <sub>2</sub>	$11 \times 10^{-11}$	54	54
Ar	N <sub>2</sub>	2.9	14.2	5
Ar	Xe	21	103	-0.5

\*これらの値は  $k_2$  を  $54/11 \times 10^{-11}$  倍して得た。

する。Arを主ガスとしてH<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, Xe各1%を不純ガスとして混入した場合、(4-28)式の電子エネルギー損失増加率は累積電離脱励起係数  $k_2$  に比例する。第4-3表の最後列に示した  $k_2$  を用いて Ar-H<sub>2</sub> について実測値と理論値が一致する様各  $k_2$  を  $54/1.1 \times 10^{-11}$  倍した値と実測値を第4-4表に比較した。H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> についてはともかく Ar-Xe の場合に本質的な差がある。

次に累積電離脱励起が支配的であるならば、電子密度が増すに従って電子密度に反比例的に  $(E^2 - E_0^2)/E_0^2$  が減少すべきであるが、第4-20図に示すように予想とは逆に増加している。このように本実験範囲内では累積電離脱励起が支配的であるという根拠は得られない。最後に残された直接電子衝突が支配的であると仮定する。(4-19)式に基づいて

$(E^2 - E_0^2)/E_0^2$  を計算し実測値と比較したのが第 4 - 5 表である。電子エネルギーは  $eV_e = 3kT_e/2$  として電子温度測定値から求めた。結果は比較的実測値に近い値として計算される。従って直接電子衝突モデルに従うものとすれば第 4 - 19 図がほぼ平坦になることは理解できる。

第 4 - 5 表 直接電子衝突に従うものと仮定して計算した  
電子エネルギー損失増加率と実測値の比較

Main Gas	Impurity Gas	Electron Temperature	$f_A$	$f_B$	$\sigma_A$	$\sigma_B$	$(E^2 - E_0^2)/E_0^2$ Calculated	$(E^2 - E_0^2)/E_0^2$ Measured
Ar		2.0 eV	$3.6 \times 10^{-5}$		20			
Ar	H <sub>2</sub>	1.7	3.6	$2 \times 10^{-2}$	15	50	19	54
Ar	N <sub>2</sub>	1.4	3.6	$5 \times 10^{-3}$	10	50	6.9	5
Ne		2.4	$7.3 \times 10^{-5}$		5			
Ne	H <sub>2</sub>	2.3	7.3	$3 \times 10^{-2}$	5	50	42	9
Ne	N <sub>2</sub>	1.7	7.3	$5 \times 10^{-3}$	6	60	7	3.4
Ne	He	2.4	7.3	$5 \times 10^{-4}$	5	15	0.21	0.13

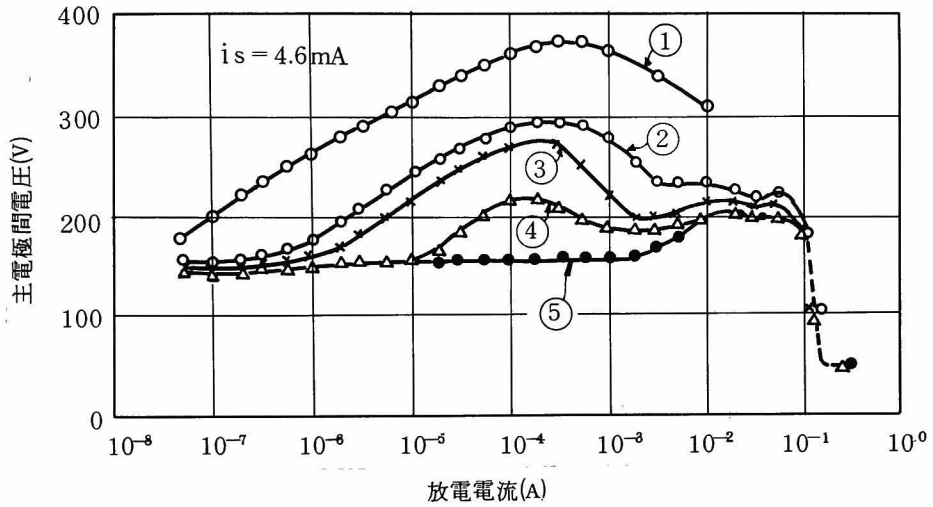
電流密度即ち電流値の増加に伴って電子エネルギー損失増加率が増す第 4 - 20 図の特性は、第 4 - 6 図に示すような電流値が増加すると電界強度が低下する特性により説明できる。しかしながら電流の増大による電界強度低下に対していくつかの説があり確定して<sup>124, 125, 138, 139</sup>いない。

Dorgelo らは単原子ガスの混合ガスについて電子と原子の直接衝突によるエネルギー損失から電子温度を計算し、理論と実験のよい一致を得ている。<sup>140</sup> 即ち Ne - Ar 或いは Ne - Hg 混合ガス放電に於いて Ar 或いは Hg 比が増大すると電子衝突による電子温度の低下が起き陽光柱損失が減少することを明らかにしている。先の第 4 - 4 表に於いて Ar - Xe の場合に  $(E^2 - E_0^2)/E_0^2$  が負になっているのは真にこのことによるものである。

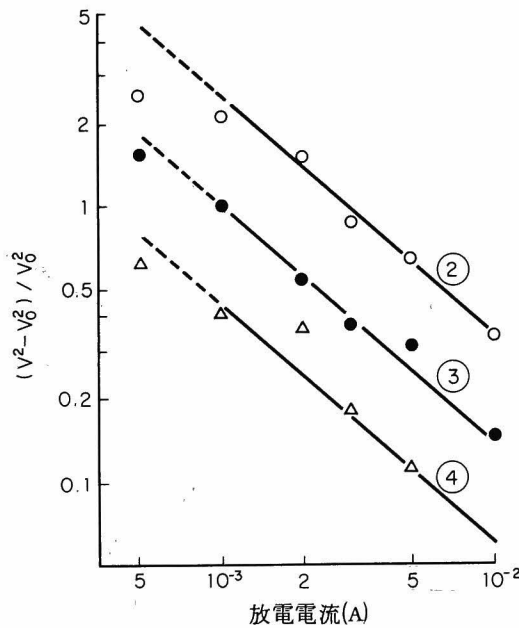
山根らは Ar - Hg のグロー放電に於ける H<sub>2</sub> の不純ガス効果は準安定励起水銀分子の累積脱励起であるとしている。<sup>63, 64</sup> その電流電圧特性を第 4 - 21 図に示すがこれから電子エネルギー損失増加率と電流値の関係を求めると第 4 - 22 図となり、傾斜が 0.87 の直線になる部分がある。即ち電流値で 1 mA から 10 mA の範囲であるが (4 - 28) 式に従って電子密度すなわち電流値に逆比例的に電子エネルギー損失増加率が変化している。傾斜が完全に -1 でない理由は横軸を電子密度でなく電流値としていること、電子移動度の変化、水銀蒸気圧の変化を考慮していないこと、純粋な陽光柱電界でなく陰極及び陽極降下も含めていること等によるものである。尚この第 4 - 22 図から不純ガス濃度比を求めることができ、特性②, ③, ④間の不純ガス濃度比はほぼ 5.8 : 2.3 : 1 である。

このように本章で得た電子エネルギー損失増加率に関する理論は実験結果とよく一致し現象を矛盾なく説明できる。即ち不純ガスの作用は放電開始に於いては、主ガスが Penning

混合ガスの場合には Penning 電離脱励起過程が支配的であり、その他の主ガスの場合には直接電子衝突過程が支配的である。陽光柱に於いては、水銀を含まない場合には直接電子衝突過程が支配的であり、水銀を含む場合には小電流範囲に於いて累積電離脱励起過程が支配的であることが明瞭となった。



第4-21図 不純物混入ランプの主電極間の電流・電圧特性<sup>64)</sup>



第4-22図 Ar-Hg グロー放電に於ける電子エネルギー損失増加率

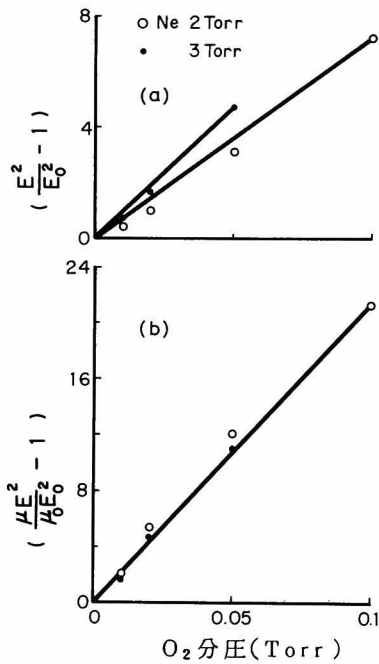
#### 4-6 電子移動度による電子エネルギー損失増加率の補正

4-3節では電子移動度が不純ガス混入の前後で変わらないと仮定したが実際にはかなり変化する。<sup>92,96)</sup>そこで電子移動度の不純ガス混入前後での変化を考慮すると(4-7)式或いは(4-31)式は次のようになる。

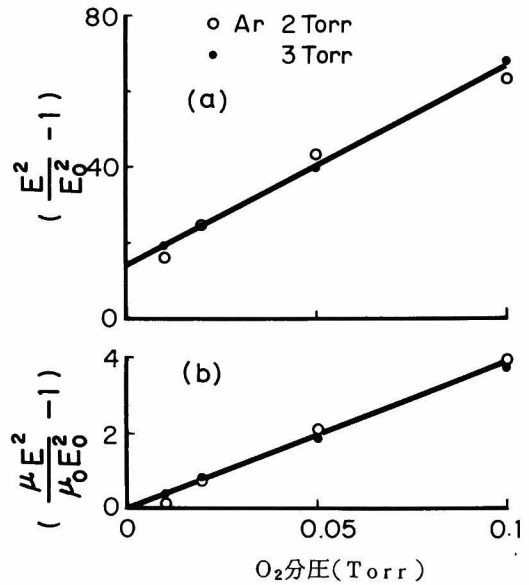
$$\begin{aligned} \frac{\epsilon_B}{\epsilon_A} &= \frac{\epsilon - \epsilon_A}{\epsilon_A} \\ &= \frac{\mu E^m - \mu_0 E_0^m}{\mu_0 E_0^m} \\ &= \frac{\mu}{\mu_0} \left( \frac{E}{E_0} \right)^m - 1 \quad m = \frac{3}{2} \text{ 又は } 2, \end{aligned} \quad (4-66)$$

従って電子移動度が大きく変化する場合には、今まで用いてきた電子エネルギー損失増加率  $(E^m - E_0^m)/E_0^m$  の替りに上式を用いる必要がある。

さて Yamagishi は Ne-O<sub>2</sub>, Ar-O<sub>2</sub> 混合ガスの直流グロー放電に於ける O<sub>2</sub> スペクトルの変化を研究しているが,<sup>141,142,143)</sup>彼の測定データを本理論に基づき書き換えたものが第4-23, 4-24図である。E/P は第4-6表, 4-7表から分るように充分大きく(4-66)式に



第4-23図 Ne-O<sub>2</sub>放電に於ける電子エネルギー損失増加率  
(a)電子移動度の補正がない場合  
(b)電子移動度を補正した場合



第4-24図 Ar-O<sub>2</sub>放電に於ける電子エネルギー損失増加率  
(a)電子移動度の補正がない場合  
(b)電子移動度を補正した場合

第4-6表 Ne-O<sub>2</sub> 放電の電子温度，電子密度，電界強度，電子移動度比

	O <sub>2</sub>	Te (eV)	Ne (×10 <sup>8</sup> )	E	μ/μ <sub>0</sub>
		Ne 2 Torr	0	3.7	7.79
0.01	2.6		3.07	3.4	2.09
0.02	2.7		1.77	4.0	3.08
0.05	2.9		1.22	5.7	3.14
0.1	2.8		1.0	8.0	2.73
Ne 3 Torr	0		3.6	9.0	2.8
	0.01	2.7	4.33	3.7	1.57
	0.02	2.8	2.59	4.6	2.12
	0.05	2.6	1.80	6.7	2.09
	0.1	2.8	0.957		

第4-7表 Ar-O<sub>2</sub> 放電に於ける電子温度，電子密度，電界強度  
電子移動度比，電子エネルギー損失増加率

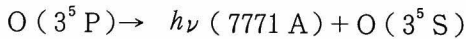
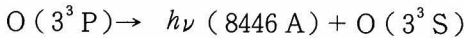
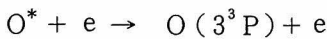
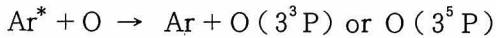
Ar-O <sub>2</sub> Total pressure 2 Torr					
O <sub>2</sub> (Torr)	Te (eV)	Ne (cm <sup>-3</sup> )	E (V/cm)	μ/μ <sub>0</sub>	$\frac{\mu E^2 - \mu_0 E_0^2}{\mu_0 E_0^2}$
0	3.58	9.8×10 <sup>10</sup>	2.5	1	0
0.01	3.0	3.35	1.05	0.0661	0.166
0.02	3.13	2.65	1.27	0.0691	0.783
0.05	3.13	2.02	1.65	0.0698	2.04
0.1	3.63	1.53	2.00	0.0760	3.86
				mean	0.0702

Ar-O <sub>2</sub> Total pressure 3 Torr						*	
O <sub>2</sub> (Torr)	Te (eV)	Ne (cm <sup>-3</sup> )	E (V/cm)	μ/μ <sub>0</sub>	$\frac{\mu E^2 - \mu_0 E_0^2}{\mu_0 E_0^2}$	μ/μ <sub>0</sub>	$\frac{\mu E^2 - \mu_0 E_0^2}{\mu_0 E_0^2}$
0	4.13	5.64	2.8	1	0	1	0
0.01	2.73	3.81	1.26	0.0329	-0.154	0.0702	0.422
0.02	2.5	2.77	1.42	0.0401	0.033	//	0.806
0.05	2.5	2.21	1.80	0.0400	0.641	//	1.90
0.1	2.63	9.73	2.31	0.0702	3.78	//	3.78

\* μ/μ<sub>0</sub>の値は Ar-O<sub>2</sub> 2 Torr  
の場合の値を用いた。

於いて  $m = 2$  を適用した。第 4-23, 4-24 図共に (a) は電子移動度の変化を無視した場合 (b) は電子移動度の変化を考慮した場合である。Yamagishi の測定データの内, Ne-O<sub>2</sub> 放電について電子温度, 電子密度, 電界強度を引用し, 電子移動度相対値を  $\mu/\mu_0 = n_{e0}E_0/n_eE$  から計算して示したものが第 4-6 表であり, Ar-O<sub>2</sub> 放電について同様に示したものが第 4-7 表である。Ne-O<sub>2</sub> 放電の場合は電子移動度の変化はそれ程大きくはなく  $(E^2 - E_0^2)/E_0^2$  は O<sub>2</sub> 分圧に対してほぼ原点を通る直線にある。Ar-O<sub>2</sub> 放電の場合は電子移動度で補正しない電子エネルギー損失増加率は大きく上方へ移動しており, 且 Ne の場合と異なり電子移動度が酸素混入前に較べて減少しており O<sub>2</sub> 混入前の 10 分の 1 以下となっている。電子移動度で補正すると第 4-24 図(b)の通り原点を通る直線となる。同図(a)はごく微量の O<sub>2</sub> を混入すると電子移動度は急変するが, その後 O<sub>2</sub> 量には余り依存しないことを意味する。実際第 4-7 表の通りである。Ar-O<sub>2</sub> 3 Torr の場合には  $\mu/\mu_0$  の値及び  $(\mu E^2/\mu_0 E_0^2 - 1)$  の値がばらついているので, Ar-O<sub>2</sub> 2 Torr の場合の  $\mu/\mu_0$  の平均値を用いて計算し直して図示している。Ar-O<sub>2</sub> 3 Torr の場合には電子密度  $n_e$  の測定に誤差が大きく生じているものと推定される。いずれにしても電子移動度で補正すれば電子エネルギー損失増加率は正しく不純ガス濃度に比例することが判明した。

Yamagishi は Ar-O<sub>2</sub> 放電に於いて



が支配的であるとしている。この過程が支配的に起こり電界上昇エネルギーがほとんどこの過程で消費されるものならば, 8446, 7771 Å ライン強度は混入 O<sub>2</sub> に比例的に増大するはずである。しかしながら彼のデータによれば, 第 4-8 表に示すように逆に減少方向にある。陽光柱内増加エネルギーの内上記過程で消費されるものは極く一部であって, 他の大部分は他の過程で消費されているとみるべきである。そこで移動度で修正された (4-19) 式すなわち

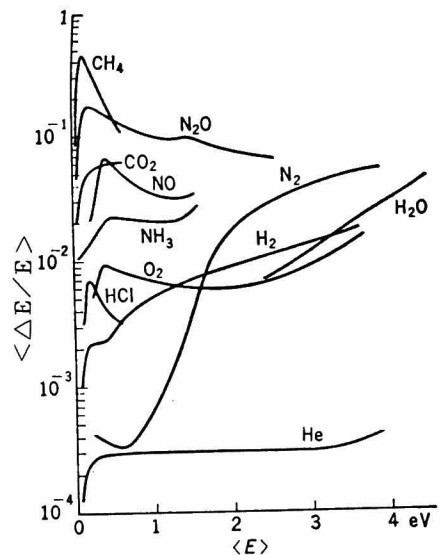
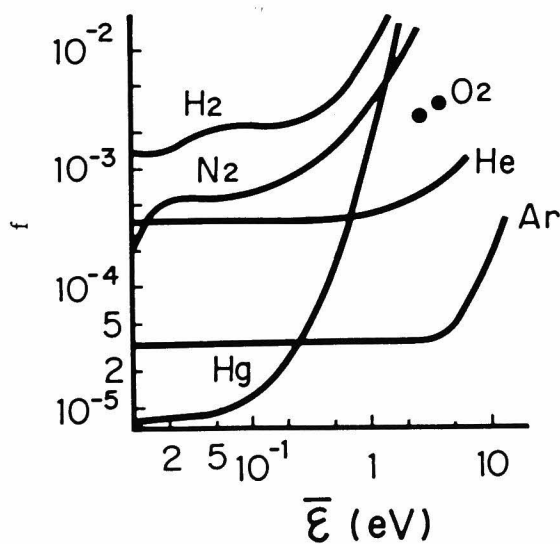
$$\frac{\mu E^2 - \mu_0 E_0^2}{\mu_0 E_0^2} = \frac{f_B \sigma_B n_B}{f_A \sigma_A n_A} \quad (4-67)$$

第4-8表 Ar-O<sub>2</sub>放電に於ける電子密度，酸素原子スペクトル強度

O <sub>2</sub> (Torr)	Ne	I <sub>8446</sub>	I <sub>7771</sub>	I <sub>8446</sub> /Ne	I <sub>7771</sub> /Ne
0	7.2×10 <sup>10</sup>	—	—	—	—
0.01	2.3	1.40	0.11	0.609×10 <sup>-10</sup>	0.0478×10 <sup>-10</sup>
0.02	2.0	0.73	0.091	0.365	0.0455
0.05	1.9	0.26	0.057	0.137	0.03
0.1	1.5	0.11	0.039	0.0733	0.026

第4-9表 酸素の電子衝突エネルギー損失係数fの計算値

Ar	2 Torr	3 Torr
O <sub>2</sub>	0.1 Torr	0.1 Torr
Te	3.63 eV	2.63 eV
$\bar{\sigma}_{Ar}$	P <sub>Ar</sub> =25	P <sub>Ar</sub> =15
$\bar{\sigma}_{O_2}$	P <sub>O<sub>2</sub></sub> =23	P <sub>O<sub>2</sub></sub> =23
f <sub>Ar</sub>	4×10 <sup>-5</sup>	3.5×10 <sup>-5</sup>
f <sub>O<sub>2</sub></sub>	3.3×10 <sup>-3</sup>	2.6×10 <sup>-3</sup>



第4-25図 酸素の電子衝突エネルギー損失係数  
(a)計算値<sup>126)</sup>

(b)文献値<sup>131)</sup>

を用いて、余り知られていない酸素の  $f_{O_2}$  を求めたものが第 4-9 表及び第 4-25 図である。(a) 図には計算値を ● 印で示し実線及び (b) 図は文献値である。(a)(b) の文献値の間に測定者間の誤差がかなり有るが、 $O_2$  に関して (b) 図の文献値と (a) 図の計算値とは 2 倍程度の違いであり妥当な値であると言える。

不純ガス濃度に対する  $(E^2 - E_0^2)/E_0^2$  と  $(\mu E^2 - \mu_0 E_0^2)/\mu_0 E_0^2$  の関係を見ると  $(E^2 - E_0^2)/E_0^2$  でプロットした値が、原点を通る直線より上方へ移動していれば電子移動度は不純ガス混入で小さくなっており、逆に原点を通る直線より下方へ移動する場合は、電子移動度は大きくなっており、電子移動度が変化しなければ原点を通る直線上にあると言える。一般に、非弾性衝突によって電子がエネルギーを失うと電子移動度は大きくなるが、<sup>92)</sup>  $O_2$  混入によって電子移動度が小さくなっているのは、 $O^-$  イオンを形成しごく微量でもこの  $O^-$  イオンが見掛上の電子移動度を小さくしているものと考えられる。この確認は今後の課題である。

#### 4-7 電子エネルギー損失増加率の圧力依存性

式 (4-24) より次式を得る。

$$\frac{\epsilon_B}{\epsilon_A} = \left(1 - \frac{\epsilon_{A'}}{\epsilon_A}\right) \frac{k_2 n_B}{(k_1 + k_4) n_I + k_3 n_A + k_3' n_A^2 + \frac{D_{Ne*}}{A^2}} \quad (4-68)$$

Ne - Ar Pennipg ガスに対しては、準安定 Ne 原子が Ar を電離する衝突断面積  $\sigma_i = 2.6 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ 、準安定 Ne 原子が Ne 原子によって脱励起される衝突断面積は  $\sigma_d = 8.3 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ 、準安定 Ne の Ne 中の拡散係数と圧力の積は  $D_{Ne*} P = 200 \text{ (cm}^2/\text{sec Torr)}$  また反応速度係数  $k$  は相対速度平均値を  $\bar{v}$  とすると  $k = \bar{v} \sigma$  であり  $\bar{v}$  は個々のガスの平均値の 2 乗平均に等しいから

$$k_1 n_I = k_1 n_{Ar} = 5.7 \times 10^5 P_{Ar}$$

$$k_3 n_A = k_3 n_{Ne} = 2.11 \times 10^2 P_{Ne}$$

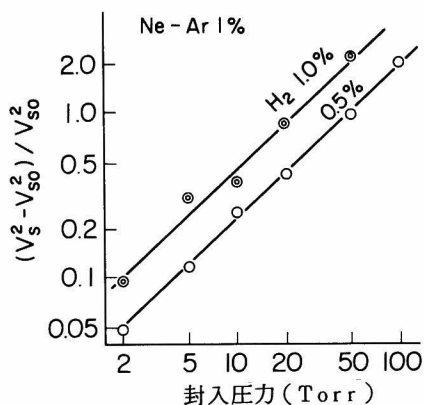
$$\frac{D_{Ne*} P}{A^2 P} = \frac{200}{\left(\frac{R}{2.4}\right)^2 P} = 1.15 \times 10^3 / P_{Ne} \cdot R^2$$

また  $k_1$  に対して  $k_4$  が、 $k_3$  に対しては  $k_3'$  が無視し得るから<sup>121)</sup> (4-68) 式は

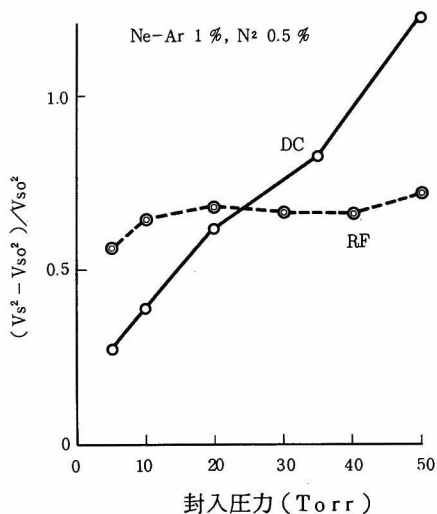
$$\frac{\epsilon_B}{\epsilon_A} = \left(1 - \frac{\epsilon_{A'}}{\epsilon_A}\right) \frac{k_2 \frac{n_B}{P_{Ne}}}{5.7 \times 10^5 \frac{P_{Ar}}{P_{Ne}} + 2.11 \times 10^2 + 1.15 \times 10^3 \frac{1}{(P_{Ne} \cdot R)^2}} \quad (4-69)$$



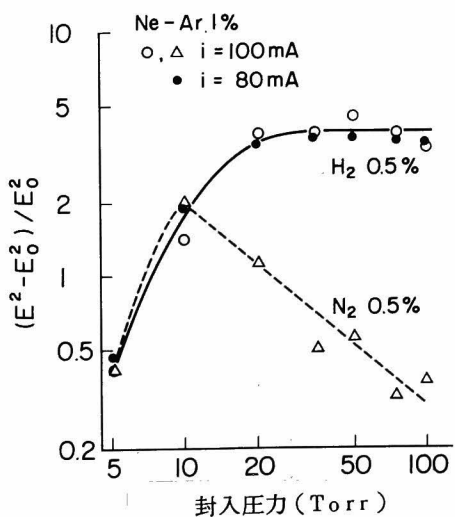
となる。 $P_{Ar}/P_{Ne} = 10^{-2}$ であるから、 $(1 - \epsilon_{Ar}/\epsilon_A)$ が圧力に依存しないものと仮定すると、 $\epsilon_B/\epsilon_A$ は全圧が非常に小さい間は圧力に2乗比例的に変化し、全圧が高い場合にはほぼ一定値になるはずである。実測結果を直流放電開始の場合について第4-26図に示すが圧力に対して直線的に上昇している。それに対して、Ne-1%Arに0.5%N<sub>2</sub>を封入した無電極蛍光放電管を周波数約10MHzで点灯した場合には、ほぼ理論的予測通りに圧力に対して一定となっている。これを第4-27図に示す。同図に示した直流放電開始についての曲線は第4-26図と同様に求めたものであるが、これらの傾き間には大きな差がある。



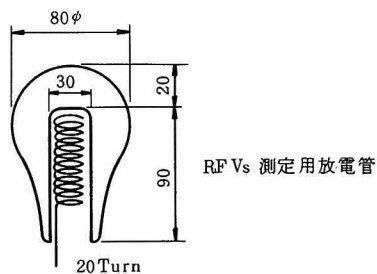
第4-26図 直流放電開始の場合の電子エネルギー損失増加率の圧力依存性  
主ガス Ne-1% Ar  
不純ガス H<sub>2</sub>



第4-27図 放電開始の場合の電子エネルギー損失増加率、圧力依存性  
主ガス Ne-1% Ar  
不純ガス N<sub>2</sub>  
DC … 直流放電開始  
RF … 高周波放電開始



第4-28図 陽光柱に於ける電子エネルギー損失増加率の圧力依存性  
主ガス Ne-1% Ar  
不純ガス H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, 各々0.5%



Ne-1% Ar Penning 混合ガスに H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> 各々 0.5 %を加えた陽光柱に於ける電子エネルギー損失増加率は、第 4-28 図に示す通り不純ガス H<sub>2</sub> と N<sub>2</sub> によってかなり様子が異なる。これは全圧の増加に対して電子温度が低下する傾向にあるため、(4-19) 式の  $f_B, \sigma_B, f_A$  がそれぞれ低下し、結果的に  $\sigma_{H_2}$  よりも  $\sigma_{N_2}$  の変化が大きいことによるものと推定される。

第 4-26, 4-27 図に示した直流放電開始の場合には、(4-25) 式、(4-57) 式から、全ガス圧力を増す程電子エネルギー損失増加率は減少するはずであるが、実験結果は逆に圧力と共に増加している。(4-25) 式では分母に電子温度の項が有り、電子温度は圧力の増加により低下するので、圧力の増加による電子エネルギー損失増加率の増加を説明できる可能性がある。これら電子温度の影響についての検討は、電子エネルギー損失増加率の電流依存性の検討と共に今後の課題である。

#### 4-8 本理論の応用

放電開始電圧或いは低圧陽光柱電界強度と不純ガス相対濃度の間には、電子エネルギー損失増加率  $(E^m - E_0^m)/E_0^m$  を通じて比例的關係にあることが明らかになった。この関係を用いると放電開始電圧或いは陽光柱電界強度の上昇値から不純ガス相対濃度を知ることが可能である。グロー放電の陰極降下電圧  $V_c$  は、(3-1) 式から (3-6) 式までを用いて

$$1 = \frac{(C_1 V_c)^{1/3}}{(C_2 j)^{2/3}} S [(C_1 V_c)(C_2 j)]^{1/3} \quad (4-70, a)$$

$$C_1 = \frac{2A}{B \ln [1 + (1/\gamma)]} \quad (4-70, b)$$

$$C_2 = \frac{4\pi \ln [1 + (1/\gamma)]}{AB^2 P^2 (P\mu_i)(1+\gamma)} \quad (4-70, c)$$

$$S(Z) = \int_0^Z e^{-\frac{1}{x}} dx \quad (4-70, d)$$

により決定される。ここで  $\mu_i$  はイオンの移動度である。<sup>96, 114)</sup>  $C_1$  の表現式中に於いては  $\gamma$  は  $\ln$  の中に含まれているのでその影響は小さい。 $C_2$  に於いてもその表現式の分子はやはり  $\gamma$  を  $\ln$  の中に含んでおりその影響は小さく、分母に於いては  $(1+\gamma)$  を含んでいるが  $\gamma$  は通常 1 に比較してはるかに小さいのでその変化は無視できる。それ故不純ガス混入によって  $\gamma$  が変化しても  $V_c$  に与える影響は小さく無視し得る。従って不純ガスのグロー放電陰極降下に及ぼす影響は陽光柱電界強度に及ぼす影響と同一作用機構によるとみることができ。それ故グローアーク転移電圧等、グロー電圧の上昇からも不純ガス相対濃度を求めることができる。

本節ではこの応用の二三の例を示す。

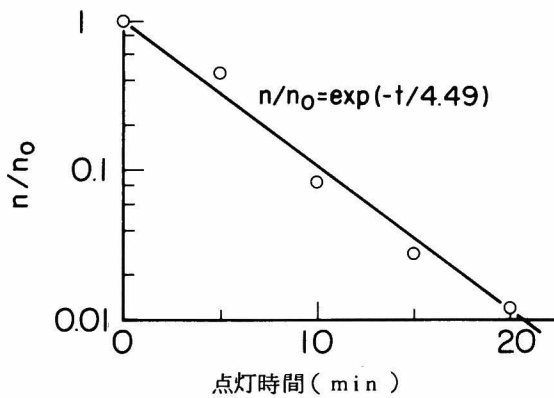
#### 4-8-1 発光管ゲッター

先に Philips 社が発光管内ゲッターを開発し発表した<sup>59,60)</sup> その動作時間と始動電圧の関係から、始動電圧最終値を 330 V として計算した不純ガス相対濃度変化を第 4-29 図に示す。

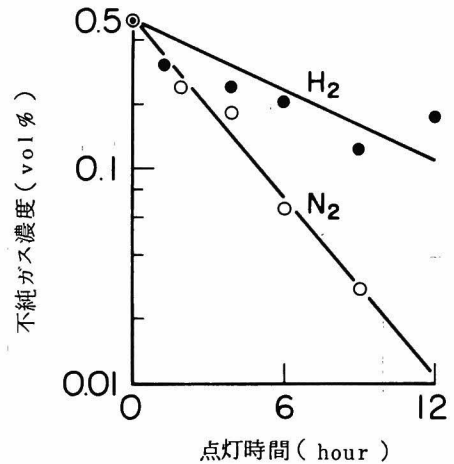
指数関数

$$n_B = n_{B0} \exp\left(-\frac{t}{4.49}\right), \quad t : \text{min.} \quad (4-71)$$

によく乗っている。



第 4-29 図 発光管内ゲッターによる  
不純ガス濃度変化



第 4-30 図 400W メタルハライドランプ  
における不純ガス濃度変化

次に Ne-1% Ar  $6.67 \times 10^3 \text{ Pa}$  (50 Torr) を始動ガスとして 0.5% の  $\text{H}_2$  あるいは  $\text{N}_2$  を不純ガスとして混入した場合の 400 W メタルハライドランプ (封入物は Na-Tl-In 沃化物 30mg と Hg で、発光管は第 2-1 図の通り) について、その動作時間とグローアーク転移電圧から計算した不純ガス濃度の関係を第 4-30 図に示す。安定器は 50 Hz 400W 用水銀灯安定器を用いており、発光管を排気前に  $1150^\circ\text{C}$  2 時間真空処理して使用している。 $\text{H}_2$  混入の場合はばらつきが大きいが  $\text{N}_2$  はよく直線にのっており、それぞれ  $t$  を時間として

$$\text{H}_2 : n_B = n_{B0} \exp(-t/7.95) \quad (4-72, a)$$

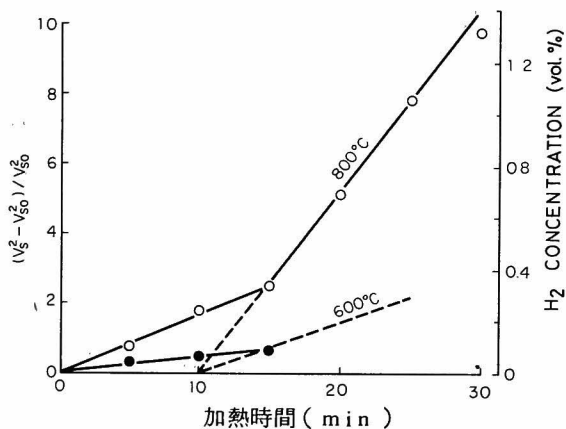
$$\text{N}_2 : n_B = n_{B0} \exp(-t/3.08) \quad (4-72, b)$$

で表わせる。この結果、不純ガスは初期枯化点灯によって吸着もしくは透過によって消失してゆくものであり、その減衰時定数が  $\text{H}_2$  の場合約 8 時間、 $\text{N}_2$  の場合約 3 時間であることが明らかとなり、このことはアーク転移直後の陽光柱スペクトルからも確認された。

#### 4-8-2 発光管透過水素量の評価と寿命中の放出水素量の推定

メタルハライドランプに於いてはその寿命中に外管ガラス中に含まれている OH が紫外線によって分解放出され、この H が発光管石英を透過して発光管内に入り始動電圧を上昇させる。<sup>44, 45, 62, 144, 145)</sup> そこでここでは水素の透過量を実際のランプについて評価すると共に、寿命中の外管内水素分圧を推定してみる。

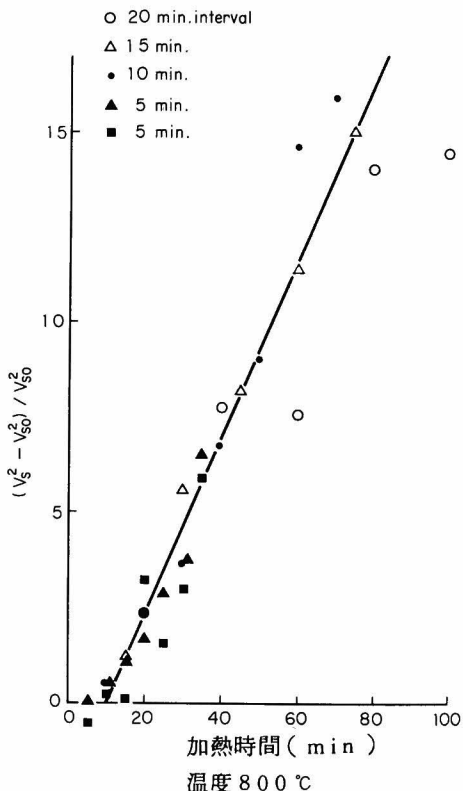
ゲッター排気\*を行って、十分不純ガスを取り去った 400 W メタルハライドランプ発光管 (封入物 Tl-Na-In 沃化物 30mg, Hg 70mg, Ar  $2.67 \times 10^3$  Pa…… 20 Torr 電極純タングステンエミッターなし) を 1 気圧の水素雰囲気中で種々の温度に加熱し冷却後、その主電極間直流放電開始電圧値  $V_s$  から  $H_2$  透過量相対値を求める。一方既知濃度の  $H_2$  量を混入した発光管の  $V_s$  値から元の発光管の絶対透過量を校正して決定する。その結果を第 4-31 図に示す。この図では、水素中の加熱時間を 5 分間としこれを繰り返して測定したものである。全加熱時間が 15 分以上では水素透過の係数が急に大きくなることなど先に報告されている結果と完全に一致している。<sup>62)</sup>



第 4-31 図 水素炉中に置いたメタルハライドランプの  $H_2$  濃度の増加

第 4-32 図には 800 °C 水素中での発光管加熱時間を 5 分, 10 分, 15 分, 20 分と変えた場合の 10 MHz 高周波放電破壊による総加熱時間と  $(V_s^2 - V_{s0}^2) / V_{s0}^2$  の関係を示す。

これらの図から  $H_2$  の透過時定数を求める。発光管内外の  $H_2$  密度を  $n_{in}$ ,  $n_{out}$ , 透過係数を  $k$  とすると、流入水素量  $dQ$  は発光管全内表面積  $S$ , 容積を  $V$  とすると



第 4-32 図 水素炉中に於ける加熱時間と透過水素量

\* 4-9 節で述べる。

$$dQ = S (n_{out} - n_{in}) k dt \quad (4-73, a)$$

$$dn_{in} = \frac{dQ}{V} \quad (4-73, b)$$

この2式より次式を得る。

$$\frac{n_{in}}{n_{out}} = 1 - \exp\left(-\frac{S}{V} kt\right) \quad (4-74)$$

逆に、H<sub>2</sub>が発光管外へ透出する場合には  $n_{in_0}$  を最初の H<sub>2</sub> 密度として

$$\frac{n_{in}}{n_{in_0}} = \exp\left(-\frac{S}{V} kt\right) \quad (4-75)$$

となる。(4-74) 式の初期立上りは次のようになる。

$$\frac{n_{in}}{n_{out}} = \frac{S}{V} kt \quad (4-76)$$

一方、Ar 20 Torr の 400 W メタルハライドランプ (電極エミッターなし) では  $V_{s_0} = 280$  V, 1% の H<sub>2</sub> 混入で  $V_s = 808$  V であり, 23°C 1 気圧の気体密度を  $N_0$  として, 800°C 1 気圧の H<sub>2</sub> 密度は  $300 N_0 / 1073$  であるから

$$n_{H_2 in} = \frac{S}{V} kt \cdot \frac{300}{1073} N_0 \quad (4-77)$$

また

$$\frac{V_s^2 - V_{s_0}^2}{V_{s_0}^2} = 732.7 \frac{n_{H_2 in}}{n_{Ar}} \quad (4-78)$$

である。第 4-31 図より 800°C 加熱では

$$\frac{V_s^2 - V_{s_0}^2}{V_{s_0}^2} = 30.9 \left(t - \frac{1}{6}\right) \quad , \quad t : \text{hour} \quad (4-79)$$

これらの3式から次の関係を得る。

$$\frac{S}{V} k = \frac{1}{252} \quad (4-80)$$

従って 250 時間程度で発光管内外の H<sub>2</sub> は平衡に達することになる。

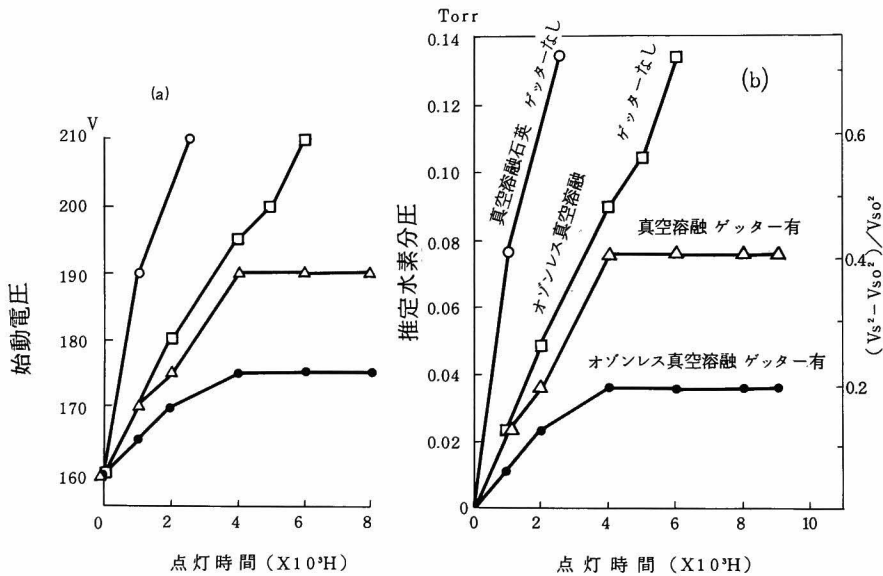
ここでメタルハライドランプの寿命中に於ける始動電圧の上昇の主要原因を, 外管から発光管内に透過流入する H<sub>2</sub> によるものと仮定すると, 寿命中に於ける始動電圧の上昇値から外管内水素分圧を決定することができる。事実, 純タングステン電極とトリア塗布電極を比較すると, 主電極間放電開始電圧は Ar  $2.67 \times 10^3$  Pa (20 Torr) で各々 280 V と 270 V でほとんど差がなく, グローアーク転移電圧にも差がないので, 寿命中に於ける電極劣化による始動

電圧上昇は無視できるとしてよい。

第4-33図(a)はNe-1%Ar  $6.67 \times 10^3 \text{ Pa}$  (50 Torr) を始動ガスとした場合の寿命中に於ける始動電圧の変化であり、<sup>145)</sup>これを水素ガス分圧に換算したものが同図(b)である。この図の変化は外管内の水素分圧が点灯時間と共に指数関数的増加をしていることを示している。

$$\frac{n}{n_0} = 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \simeq \frac{t}{\tau}, \quad (t : \text{小}) \quad (4-81)$$

に従って変化するものとすれば、同図から $\tau$ を推定し且つ最終分圧を推定することができる。これを第4-10表に示す。石英に $T_iO_2$ を混合したオゾンレス石英を使用し且 getter を外管内で使用した場合が当然のことながら水素分圧最終値が最小となり、最終水素分圧は4.9 Pa (0.037 Torr) となる。



第4-33図 400 Wメタルハライドランプの寿命中の始動電圧変化(a)と推定水素分圧(b)

第4-10表 各種発光管とgetterの組み合わせによる推定最終水素分圧

発光管石英材料	外管getter	時定数 t (時間)	最終H <sub>2</sub> 分圧No(Torr)
オゾンレス真空溶融	有	3 0 9 2	0.0 3 6 5
真 空 溶 融	"	4 1 8 8	0.0 7 6 2
オゾンレス真空溶融	無	2 1 0 5 0	0.5 2 0
真 空 溶 融	"	不明 (≒21050)	≒1.0 9

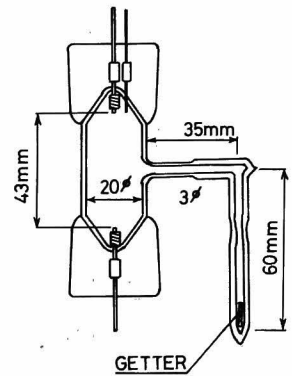
#### 4-9 発光管不純ガスの除去 …… ゲッター排気

これまで述べてきたように、放電灯内の不純ガスはその始動特性を悪化させるばかりでなく、光束維持率、立消え特性等に種々の悪影響を及ぼす。メタルハライドランプの場合には発光管排気時に封入金属ハロゲン化物から持込まれる場合が多い。

発光管内にゲッターを封入する方法は既に開発されているが、<sup>59, 60)</sup>長時間の点灯中にこのゲッター構成金属がハロゲンと反応し、光束維持率、光色等に影響を与える可能性がある。そこでほとんどすべての不純ガスをランプ製造時に除去することが望ましい。

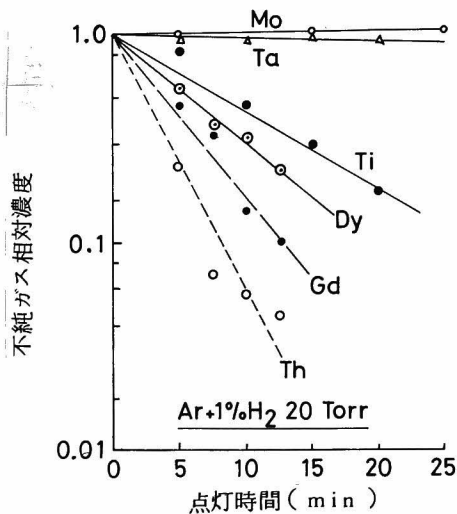
ここで開発した方法は第4-34図に示すように、ゲッター金属をメタルハライドランプ排気管内に封止し、ゲッター金属部分を500°C乃至600°Cに加熱し不純ガス吸着能力を充分大きくしておき、発光管を点灯することによってハロゲン化物、発光管材料を動作温度まで上昇させてガスを放出させ、ゲッターに吸着させた後、ゲッターを発光管から切り離してランプを製造するものである。この方法によってほとんど不純ガスのない望ましい放電ランプを製造することができる。

ゲッター金属の動作能力の比較は、ゲッター動作時間ごとの放電灯始動電圧から今まで述べてきた理論によって行なうことができる。この1例を第4-35図に示す。これに



ARC TUBE

第4-34図 ゲッター排気の種類



第4-35図 ゲッター能力比較  
封入ガス Ar+1% H<sub>2</sub>  
2.67 × 10<sup>3</sup> Pa (20 Torr)

第4-11表 ゲッタースピード比較

ゲッター金属	時定数(分)
Th	3.6
Gd	5.7
Dy	8.2
Ti	11.7
Ta	28.5
Mo	51.5

よると希土類金属は優秀なゲッター材料であることが見出された。この図から不純ガス濃度が  $e^{-1}$  になる時定数を求めると第 4-11 表となる。モリブデン Mo は逆にガスを放出している。これらのゲッター金属は総表面積が 2 cm<sup>2</sup> の同一条件で試験したものである。

#### 4-10 結 論

本章ではメタルハライドランプ発光管の不純ガスが放電開始電圧及び陽光柱電界強度に及ぼす影響とその機構及びこれら不純ガスの除去法について述べた。本章で得られた結果を列挙すると次のようになる。

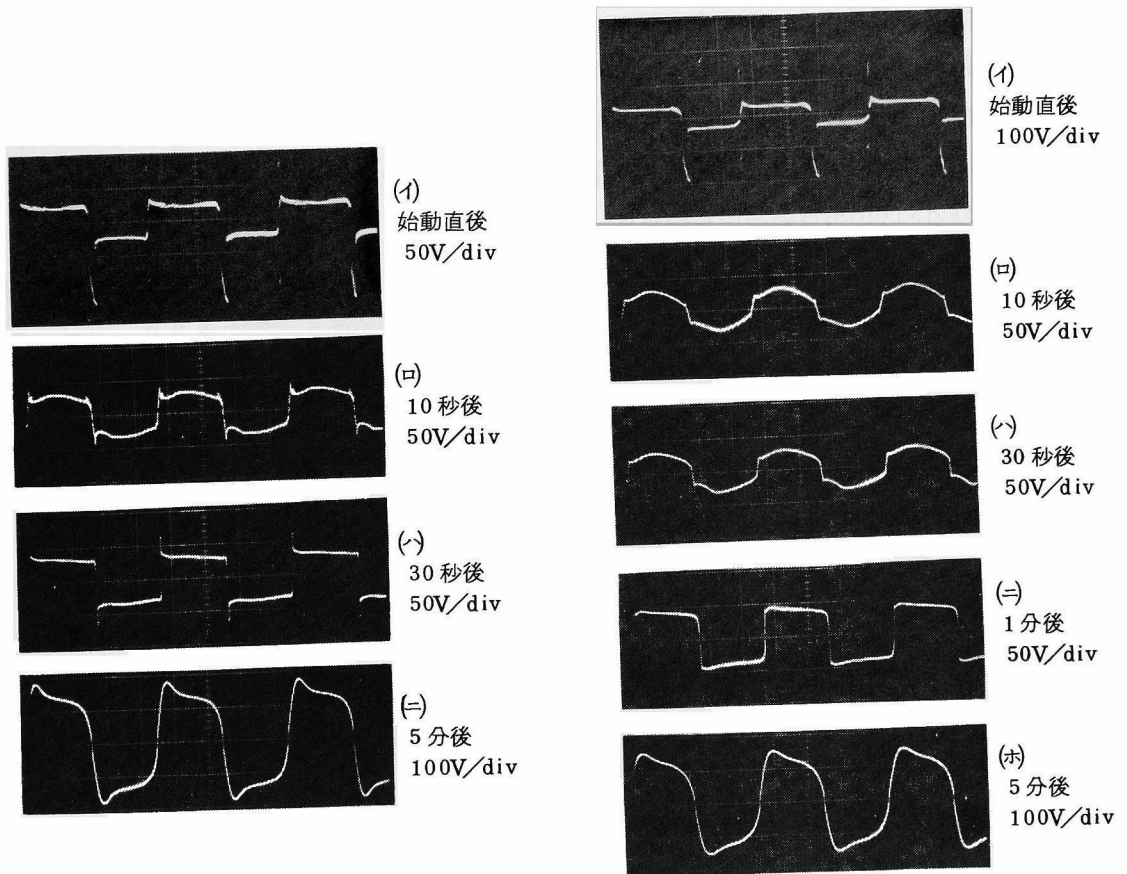
- (1) メタルハライドランプ発光管内の不純ガス種として、ハロゲンが塩素の場合には塩化水素が、臭素の場合には臭化水素と水素が、沃素の場合には水素が存在する。H<sub>2</sub>O が存在する場合にはこのまゝ不純ガス種となる。
- (2) 不純ガスの作用はその作用機構に係わらず、電子エネルギー損失増加率  $(E^m - E_0^m) / E_0^m$  が不純ガス相対濃度に比例する。ここで電子移動速度が電界強度に比例する場合には  $m = 2$ 、電子移動速度が電界強度の平方根に比例する場合には  $m = 3/2$  である。
- (3) 不純ガスの作用機構は、放電開始に対しては主ガスが Penning 混合ガスの場合 Penning 電離脱励起が支配的であり、その他の主ガスの場合には直接電子衝突が支配的である。グロー陽光柱に対しては、水銀を有している場合累積電離脱励起が支配的であるが、水銀のない場合には直接電子衝突が支配的である。ハロゲン化水素についても同様であり、電子付着過程は支配的過程ではない。
- (4) 電子移動度  $\mu$  が不純ガス混入により変化する場合には、電子エネルギー損失増加率は  $(\mu E^m / \mu_0 E_0^m - 1)$  で表わされ、これが不純ガス相対濃度に比例する。
- (5) 電子エネルギー損失増加率の理論を用いて始動電圧から不純ガス相対濃度を知ることができる。また枯化点灯による不純ガスの減少時定数も決定することができ、1150°C で真空処理した発光管を使用した 400 W メタルハライドランプに於ける N<sub>2</sub> の減少時定数は約 3 時間、H<sub>2</sub> の場合は約 8 時間である。
- (6) 発光管点灯中に水素が発光管石英を透過するがその時定数は約 250 時間である。即ち発光管内外の水素分圧は 250 時間程度で平衡に達する。
- (7) 本理論に基づいて酸素の電子衝突エネルギー損失係数  $f$  を算出した結果は  $T_e = 2.6$  eV で  $f = 2.6 \times 10^{-3}$ 、 $T_e = 3.6$  eV で  $f = 3.3 \times 10^{-3}$  である。
- (8) メタルハライドランプ発光管の不純ガスをその排気時に取り除くゲッター排気法を開発した。希土類金属はゲッター能力が高く、Th が最良である。



## 第5章 再点弧電圧に及ぼす不純ガスの影響

### 5-1 序 論

交流放電に再点弧現象は不可避免的なものであり、始動直後におけるメタルハライドランプに取ってはより重要な問題である。特に電流休止期間の存在するリードピーク型安定器で点灯する場合には、ウォームアップ中に発生する再点弧電圧が供給電圧に達し立消えてしまう場合がある。



第5-1図 メタルハライドランプ再点弧電圧

(a) 不良ランプの場合

300 Wメタルハライドランプ

Na-Tl-In 沃化物封入 不良品

始動ガス Ne-1% Ar  $6.67 \times 10^3$  Pa (50Torr)

(b) 良品ランプの場合

400 Wメタルハライドランプ

Na-Tl-In 沃化物封入 良品

始動ガス Ne-1% Ar  $6.67 \times 10^3$  Pa (50Torr)

メタルハライドランプの再点弧現象は第5-1図に示すように

(1) 始動後数サイクル乃至数十サイクルまでにみられるもの

第5-1図 (a) (イ), (b) (イ)

(2) 始動後10秒程度までにみられるもの 同図 (a) (ロ), (b) (ロ)

(3) 始動後30秒程度から1~2分までにみられるもの 同図 (a) (ハ), (b) (ハ) (ニ)

(4) 安定点灯時にみられるもの 同図 (a) (ニ), (b) (ホ)

の4種類がある。ここで第5-1図(a)は、不純ガスが混入した始動電圧不良品であり、(b)は良品の例である。(1)の始動後数十サイクルまでにみられる再点弧電圧は、安定カソードスポットを形成するまでの異常グロー放電からアーク放電への毎サイクルの移行にともなう電圧変化であり、<sup>120)</sup>良、不良ランプ共にみられる。電極温度が全体的に上昇してカソードスポットが安定すると消滅する。(4)の安定時にみられる再点弧電圧は主として電極近傍空間のガスの冷却に起因するものとされているが、<sup>146)</sup>第5-1図に見られる通り不良ランプでは高くなる。

(2)及び(3)の始動後1~2分までにみられる再点弧電圧は不純ガス及び  $\text{HgI}_2$  等のハロゲン化水銀によるものであり、(2)を第1再点弧電圧、(3)を第2再点弧電圧と呼ぶことにし、本章ではこの(2)と(3)の再点弧電圧を扱おう。

メタルハライドランプの再点弧現象に関して、始動後ウォームアップ中に高い再点弧電圧が発生し立消える可能性があること、<sup>26)</sup>この再点弧電圧は電流休止期間のあるリードピーク型安定器に高く発生することが早くから見出されている。<sup>31)</sup>このようなランプを立消えることなく再点弧させるために必要な電圧 (Sustain Voltage または Recovery Strength) と電流休止直前の電流変化率の関係も求められた。<sup>33)</sup>このような再点弧電圧の原因は封入された過剰ハロゲンと反応したハロゲン化水銀、<sup>31)</sup>あるいは  $\text{H}_2\text{O}$  など<sup>39)</sup>によるものであり、ランプ寿命中に高くなること、<sup>31)</sup>これを電極に帰因するとの立場からランプシミュレート回路により安定器特性を調査したものがあ<sup>72)</sup>る。

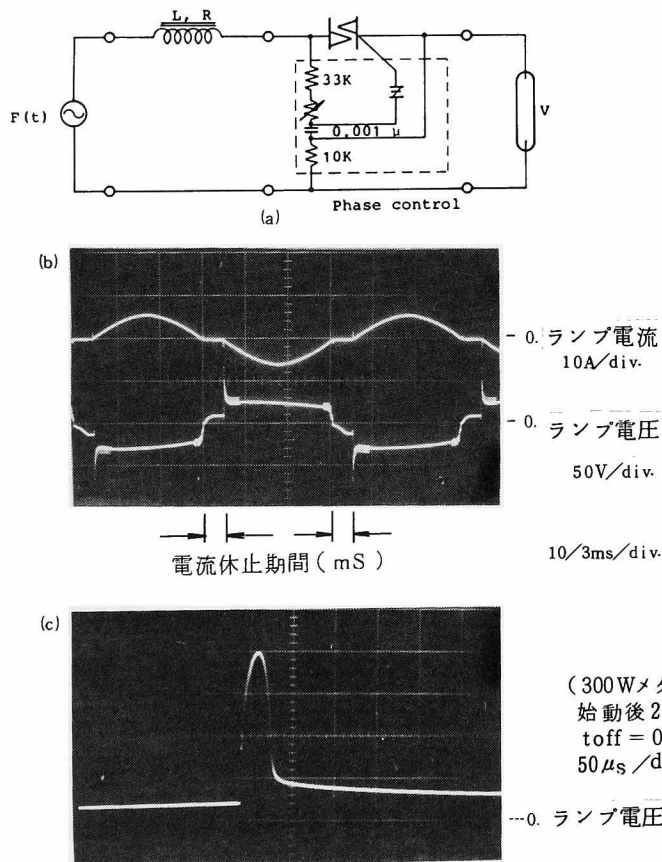
このように欧米では安定器の多くが電流休止期間の存在するリードピーク型であるため、早くからウォームアップ中の再点弧が問題となり対策法も立てられてきたが、この再点弧電圧の発生機構を解明したものは見当らず、またランプ自身の対策法も少ない。今後安定器の電子化、位相制御による電力制御などが行われるようになってくると、我国においてもウォームアップ中の再点弧電圧が大きな問題となってくる可能性がある。

そこで本章ではこの再点弧電圧がどのような機構で発生するのかを明らかにし、その理論的解釈に基づき再点弧電圧を抑制する方法について述べる。

## 5-2 再点弧現象の観察法

メタルハライドランプの再点弧電圧は第5-1図に示したように、不純ガスの混入した発光管ほど高く現われる。また放電々流に休止期間が長く存在する程高くなる。<sup>13)</sup>したがって再点弧電圧の観察には電流休止期間の存在するリードピーク型安定器がよいが、我国ではこの型の安定器は非常に少なくランプ電圧250Vの1kwメタルハライドランプに使用されているにすぎず、他の品種のメタルハライドランプに適用できない。

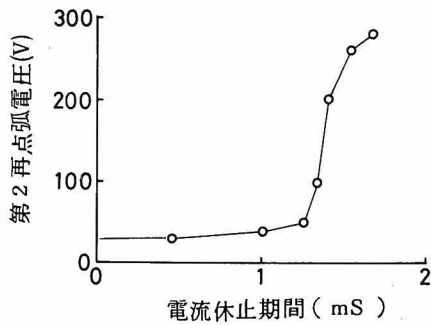
そこで再点弧電圧の出現を容易にしどのタイプの発光管でも適用できる方法とするため、放電々流休止期間を挿入し再点弧電圧を観察する方法を採用した。第5-2図(a)にその回路構成を示すが、両方向性サイリスタを位相制御することによって放電灯に流れる電流に任意の時間、電流休止期間を挿入しその直後の再点弧電圧を観察するものである。(b)にはランプ電流電圧波形を、(c)には電圧波形再点弧部分の拡大図を示す。



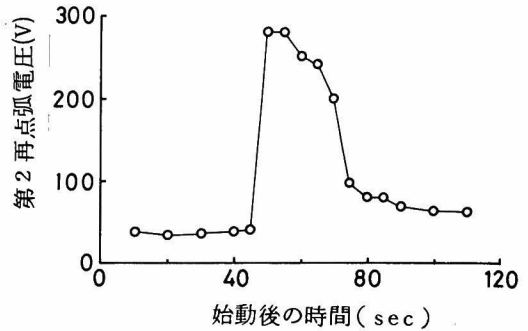
第5-2図 再点弧電圧測定回路(a)と測定例(b), 再点弧拡大図(c)

この電流休止期間と第2再点弧電圧の関係を第5-3図に、また電流休止期間1mSの場合の第2再点弧電圧と起動後の経過時間との関係を第5-4図に示す。これらは共に400W

メタルハライドランプ（発光管形状は第2-1図，封入ガスNe-1%Ar  $6.67 \times 10^3 \text{ Pa} \dots 50 \text{ Torr}$ ，Sc-Na沃化物封入）について示したものである。このように電流休止期間を挿入することによって再点弧電圧を容易に観察できる。



第5-3図 電流休止期間と第2再点弧電圧  
400メタルハライドランプ



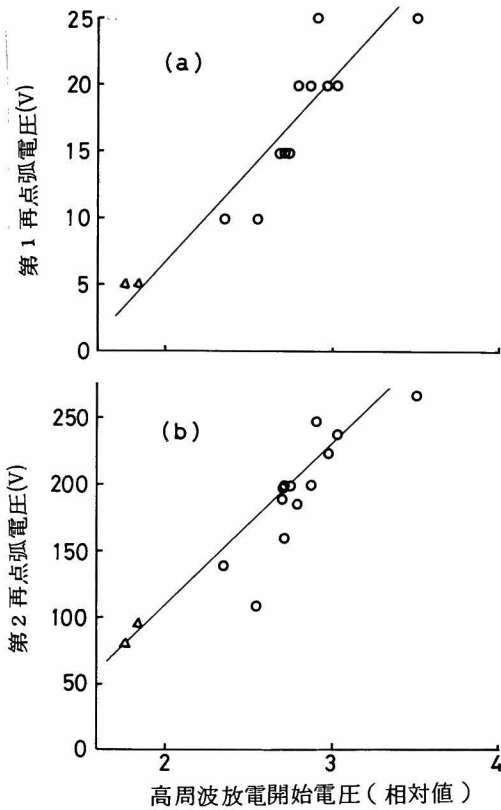
第5-4図 第2再点弧電圧の時間的变化  
(第5-3図と同一の発光管)  
電流休止時間1mS

### 5-3 再点弧現象の観察結果

第1再点弧及び第2再点弧電圧が他の放電特性とどのような関係にあるかを知ることは再点弧電圧の原因解明に重要である。本節では不純ガス濃度とどのような関係にあるかについて述べる。

まず，メタルハライドランプ発光管（主電極間距離80mm，内径25mm，Sc-Na沃化物封入，Ne-1%Ar  $6.67 \times 10^3 \text{ Pa} \dots 50 \text{ Torr}$ ，電極軸Th-W，コイル純タングステン）の不純ガス混入程度を示す高周波放電開始電圧と再点弧電圧の関係を第5-5図に示す。(a)は第1再点弧電圧を，(b)は第2再点弧電圧の場合を示す。これらの発光管は製作後15分程度の枯化点灯を行った後のものであり，第1再点弧電圧は始動後10秒の，第2再点弧電圧は始動後30秒での値であり，電流休止期間は1mSである。このように製作直後の段階では，高周波放電破壊電圧で示される不純ガス濃度と第1及び第2再点弧電圧とは対応している。

次にSc-Na沃化物20mgを半日大気中に放置した後，第4-34図に示したGetter排気法により400WメタルハライドランプをTi Getter-80mgで30分間ずつ動作させながら，商用周波電源による始動電圧及び第2再点弧電圧を測定した結果が第5-1表である。始動電圧を押し上げる不純ガスはGetterによって吸着されるが，第2再点弧電圧を押し上げる要因は本Getter排気法では改善されていない。また第5-1図(a)に示した不良ランプを10数時間枯化点灯することによって始動電圧を低下させ200V以下で始動するようにはできるが第2再点弧電圧はまったく改善されない。



第5-5図 高周波放電破壊電圧と第1, 第2再点弧電圧の関係  
○印 工場排気品  
△印 技術課排気品

第5-1表 ゲッター排気と再点弧始動電圧

ゲッター動作時間	商用周波始動電圧	第2再点弧電圧	備考
0分	300V以上	—	
30	260	250V以上 30秒立消	HgI <sub>2</sub> 赤色結晶
60	195	〃	〃
90	175	〃	〃

第5-2表 HgI<sub>2</sub>量と第2再点弧電圧

ランプNo.	Hg量	HgI <sub>2</sub> 量	ガス量	始動電圧	第2再点弧	
					最大値	その間
111	65 <sup>mg</sup>	1 <sup>mg</sup>	Ar 25 Torr	180 V	52 V	90 秒
112	65	5	〃	200	立消え	80
40214	70	0	Ne-1% Ar 50 Torr	150	40 V	55

Waymouth は第2再点弧電圧の原因をHgI<sub>2</sub> であるとしているが<sup>3)</sup> 実際第5-2表に示すように400 W用発光管にHgI<sub>2</sub> とHgをAr 3.33×10<sup>3</sup>Pa (25 Torr) と共に封入することにより第2再点弧電圧が上昇する。また第5-1表に示した大気に晒した沃化物封入ランプを1度加熱すると、HgI<sub>2</sub>のもののみられるや、赤味を帯びた結晶が管壁に折出してくる。

これらの現象は、沃化物の持込む水分が分解・解離し、O<sub>2</sub>はScI<sub>3</sub>と反応し、Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>と遊離I<sub>2</sub>を形成し、この遊離したI<sub>2</sub>がHgと給合してHgI<sub>2</sub>となるものとみられる。従って放電灯発光管製造直後は第5-5図に示したように、第1再点弧電圧或いは、始動電圧そして第2再点弧電圧とは一義的に高周波放電開始電圧と結びついている。しかしながら数時間の枯化点灯によりH<sub>2</sub>などが吸着されて始動電圧あるいは第1再点弧電圧は低下するのに対して、HgI<sub>2</sub>は残留し、第2再点弧電圧は改善されないまゝとなるのである。

またハロゲン化ナトリウムを封入した発光管は寿命中に於けるナトリウム原子の石英への

透過損失によって、遊離ハロゲンと水銀がハロゲン化水銀を形成し、始動電圧、再点弧電圧そしてランプ電圧を上昇させる。<sup>27, 30)</sup>

従ってチョーク型安定器による点灯ではそれ程問題とならないランプウォームアップ中の再点弧電圧も、電流休止期間の存在するような点灯方式では重大な問題となり、その対策を行わなければならない。

#### 5-4 再点弧電圧の理論的取扱い

電源電圧波形  $F(t)$  に対してチョーク安定器のインダクタンスを  $L$ 、抵抗を  $R$ 、電流を  $i$ 、ランプ電圧瞬時値を  $V_l$  とすると次式となる。

$$L \frac{di}{dt} + Ri + V_l = F(t) \quad (5-1, a)$$

発光管主電極間距離を  $d$ 、陰極降下電圧を  $V_c$ 、発光管断面積を  $S$ 、軸方向電界強度を  $E$ 、電子密度を  $n_e$ 、電子移動度を  $\mu$  とすると、

$$V_l = V_c + E \cdot d \quad (5-1, b)$$

$$i = n_e e S \mu E^\beta \quad (5-1, c)$$

である。ここで  $\beta$  は定数であり電子移動速度が電界強度に比例する場合は 1、電界強度の平方根に比例する場合は  $1/2$  である。 $\nu_i$ 、 $\nu_{loss}$ 、 $D_a$ 、 $A$  をそれぞれ電離周波数、拡散以外の電子損失、両極性拡散係数、拡散特性長として次式が成立する。

$$\frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dt} = \nu_i - \left( \frac{D_a}{A^2} + \nu_{loss} \right) \quad (5-1, d)$$

以上 4 つの式によって再点弧時のランプ特性を求めることができる。

電流  $i$ 、電子密度  $n_e$ 、電界強度  $E$  の間の関係をわかりやすくするため (5-1, c) 式を微分して次式を得る。

$$\frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dt} = \frac{1}{i} \frac{di}{dt} - \frac{\beta}{E} \frac{dE}{dt} \quad (5-2)$$

これらの式から次式を得る。

$$E^\beta = \frac{F(t) - V_l}{\mu n_e e S \left\{ L \left[ \nu_i - \left( \frac{D_a}{A^2} + \nu_{loss} \right) \right] + L \cdot \frac{\beta}{E} \frac{dE}{dt} + R \right\}} \quad (5-3)$$

第 5-1 図(a)の(=)のような場合には再点弧時には  $dE/dt = 0$  とし得るから

$$\frac{F(t) - V_i}{E_{\text{reig}}^\beta} = \mu n_e e S \left\{ L \left[ \nu_i - \left( \frac{D_a}{A^2} + \nu_{\text{loss}} \right) \right] + R \right\} \quad (5-4)$$

となる。ここで再点弧時の電界強度を  $E_{\text{reig}}$  とした。

第5-1図(a)の(c)に見られるような急峻な再点弧電圧或いは電流休止期間を挿入した後の再点弧電圧に対しては次のように取扱うことができる。

まず電流休止期間  $t_{\text{off}}$  を挿入するとその間発光管に電圧は印加されないから  $\nu_i = 0$  となり、 $n_{e0}$  を電流休止期間に入る直前の電子密度とすると(5-1, d)式より次式を得る。

$$n_e = n_{e0} \exp \left[ - \left( \frac{D_a}{A^2} + \nu_{\text{loss}} \right) t_{\text{off}} \right] \quad (5-5)$$

第5-2図(a)に示した回路に於けるランプ電流と電界強度は(5-1, a)～(5-1, d)式及び(5-5)式から求めることができるが、ランプに再び電圧が印加された直後から電子がエネルギーを得て電離を始めるまでの短い間の電流と電界強度は(5-1, a)～(5-1, c)式、(5-5)式により決定できる。即ち

$$L \frac{di}{dt} + Ri + d (n_e e S \mu)^{-1/\beta} i^{1/\beta} = F(t) - V_c \quad (5-6)$$

を解くことにより与えられる。例えば  $\beta = 1$  の場合には

$$i = \frac{F(t) - V_c}{R + \frac{d}{n_e e S \mu}} \left\{ 1 - \exp \left( - \frac{R + \frac{d}{n_e e S \mu}}{L} \cdot t \right) \right\} \quad (5-7)$$

となる。即ちランプ電流、電界強度共にゼロから急激に増加してゆく。

電界強度が増大し、(5-1, d)式の  $\nu_i$  が大きくなり電離が起き始めると(5-6)式は適用できない。(5-2)式に於いて  $dE/dt$  が大きな正の値からゼロを通過し大きな負の値に変化する場合を想定すると(5-2)式の値は負またはゼロから大きな正の値へと変化する。実際第5-2図(c)に示すように電流休止後の再点弧現象に於ける電界の変化  $dE/dt$  はゆるやかに変化をしており、再点弧の場合には  $dE/dt = 0$  とおくことができる。

再点弧の時点では(5-1, d)式で与えられる電子密度増加率がある値以上になり、その後電界の減少が起きると解釈し得る。この値を  $C$  とすると  $dE/dt = 0$  を(5-2)式に代入して次式となる。

$$\frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dt} = \frac{1}{i} \frac{di}{dt} = C \quad (5-8)$$

この関係を (5-1, a) 式に代入整理すると次式となる。

$$C = -\frac{R}{L} + \frac{1}{L} \frac{F(t) - V_I}{i} \quad (5-9)$$

即ち  $C = 0$  の場合に限って上式は任意の  $V_I$ ,  $i$  に対して成立する。言い換えれば

$$\frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dt} = \frac{1}{i} \frac{di}{dt} = \frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = 0$$

が再点弧の条件である。

式 (5-5) 及び  $dn_e/dt = 0$ , を (5-4) 式に代入することにより次式を得る。

$$\frac{F(t) - V_I}{E_{\text{reig}}^\beta} = n_{e0} \exp \left[ - \left( \frac{D_a}{A^2} + \nu_{\text{loss}} \right) t_{\text{off}} \right] eS\mu R \quad (5-10)$$

ここで電圧印加後、電子密度増加率が 0 に達するまでの時間は電流休止期間  $t_{\text{off}}$  に比較してはるかに短いとして無視した。

式 (5-10) に於いて右辺  $n_{e0} eS\mu R$  を一定とみなすことができれば、左辺は電流休止期間  $t_{\text{off}}$  のみの関数となる。 $n_{e0}$  即ち電流休止期間直前の電流値を回路的手段によって一定とすることは可能である。そこで (5-1, b) 式を用い (5-10) 式の対数をとると次式となる。

$$\ln \left[ \frac{F(t) - V_I}{(V_I - V_c)^\beta} \right] = - \left( \frac{D_a}{A^2} + \nu_{\text{loss}} \right) t_{\text{off}} + \ln \left[ n_{e0} eS\mu R d^\beta \right] \quad (5-11)$$

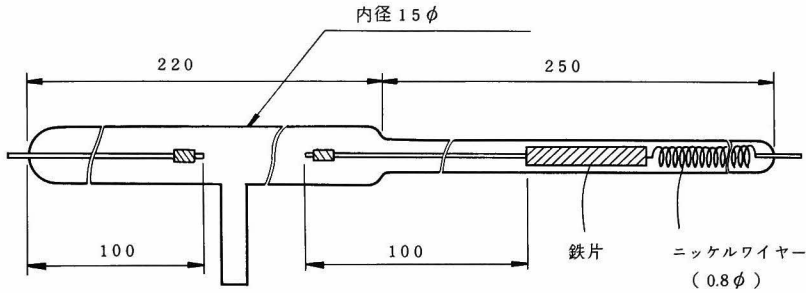
即ち左辺は電流休止期間  $t_{\text{off}}$  に関して直線的に変化し、その傾きが電子の損失係数を与えることになる。

再点弧電圧が 200 V 程度の 400 W メタルハライドランプに於いては  $E/p$  は  $8 \times 10^{-3} \text{ V/cm} \cdot \text{Pa}$  ( $1 \text{ V/cm Torr}$ ) 程度であるが、4-5-3 節で検討したように電子移動速度は電界強度に比例する。従って  $\beta = 1$  とするのが妥当である。

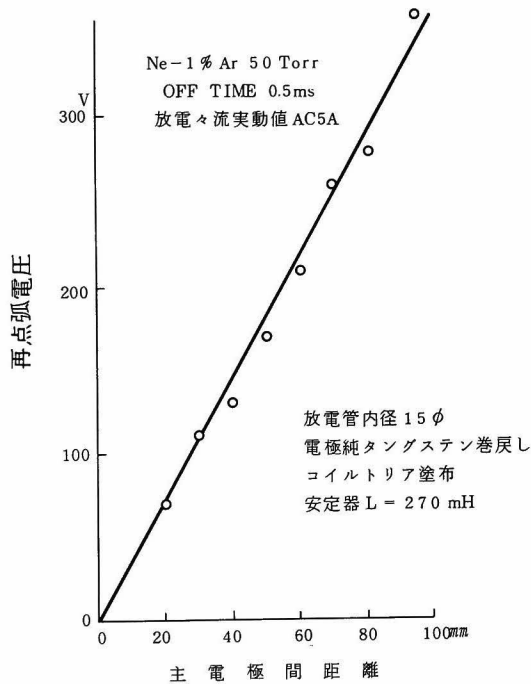
式 (5-1, b) を仮定したが、第 5-6 図に示す放電管を用いて封入ガス Ne - 1% Ar  $6.67 \times 10^3 \text{ Pa}$  (50 Torr), 電流休止期間 0.5 mS, 放電々流実効値 5 A 一定としチョーク安定器の  $L = 270 \text{ mH}$  の場合について電極間距離と再点弧電圧の関係を求めたものが第 5-7 図である。この結果によると再点弧現象はほぼ放電路一様に作用している。カーボンアークのような場合にはガス圧力或いは電極間距離を小さくして行くと、再点弧電圧はグロー放電電圧に収束して行くが、アーク長が長い場合には再点弧現象は空間中の荷電粒子の損失に大きく影響される。<sup>114)</sup> 本実験の場合は電極からの電子放出が熱電子放出であり、再点弧の瞬間は電流がほとんど流れていないので陰極降下電圧が低いことによるものと推定される。W. D.



Partlow はウォームアップ中の再点弧が電極に起因しているとして、1 mS もの中の再点弧電圧を特に寿命の進行したランプについて観察しているが<sup>72)</sup>、本実験の再点弧電圧は数十  $\mu$ S 以下であり同一現象ではない。



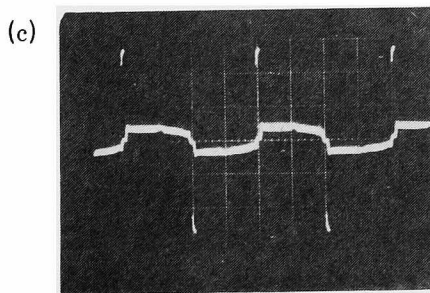
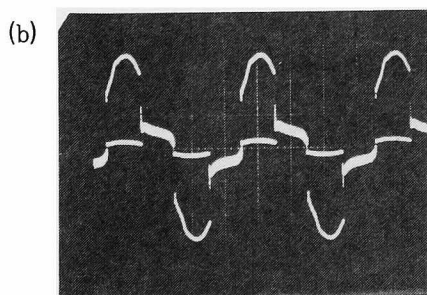
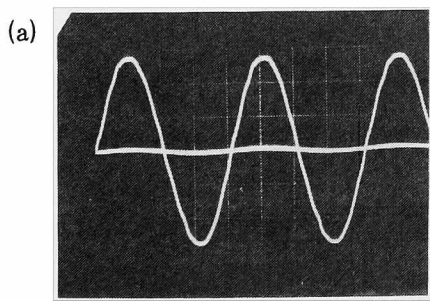
第 5 - 6 図 実験用放電管 (電極 M 250 用  $\text{ThO}_2$  塗布電極)



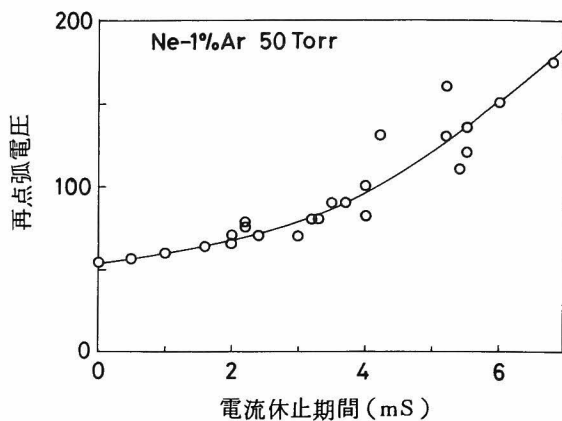
第 5 - 7 図 電極間距離と再点弧電圧

次に 400 W メタルハライドランプ発光管 (電極  $\text{ThO}_2$  塗布, 第 2 - 1 図) に  $\text{Ne}-1\% \text{Ar}$  を  $6.67 \times 10^3 \text{ Pa}$  (50 Torr) 封入した場合の電流休止期間とランプ電圧波形の関係を第 5 - 8 図に示す。(a) は電源電圧波形を, (b), (c) はランプ電圧波形及び電流休止期間挿入装置 (第 5 - 2 図) のサイリスタ電圧波形をみたものである。

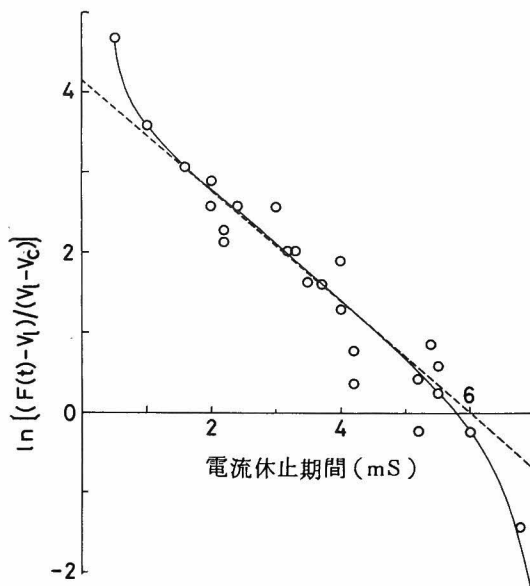
電流休止期間  $t_{\text{off}}$  と再点弧電圧  $V_{\text{reig}}$  の関係を示したのが第 5 - 9 図であり図中  $\circ$  印は実測値, 実線はこれらの平均的な値である。これを (5 - 11) 式に従って書き直すと第 5 - 10



第5-8図 電流休止期間と再点弧電圧  
(a)電源電圧  
(b),(c)ランプ電圧及びサイリスタ電圧  
100 V/div, 5 mS/div



第5-9図 Ne-1%Ar 混合ガスの電流休止期間と再点弧電圧の関係



第5-10図 電流休止期間と  
 $\ln \left[ \frac{(F(t)-V_l)}{(V_l-V_c)} \right]$  の関係

図となる。ここで  $V_c$  として  $t_{\text{off}} = 0$  のときの54Vを用いた。電流休止期間  $t_{\text{off}}$  が0に近い場合には  $(V_l - V_c) \rightarrow 0$  となり誤差が大きくなる。また電流休止期間が長くなると  $(F(t) - V_l) \rightarrow 0$  で立消え直前となり、これもまた誤差が大きくなる。第5-10図の傾きは

$$\left( \frac{D_a}{A^2} + \nu_{\text{loss}} \right) = 6.9 \times 10^2 \quad (5-12)$$

となる。封入ガスとしては Ne  $6.6 \times 10^3$  Pa (49.5 Torr), Ar 67 Pa (0.5 Torr) であり、電子

の損失を招くような不純ガスは存在しないので  $\nu_{loss}$  はほぼ 0 とみなし得る。従って Ne 中の Ar イオンと電子の両極性拡散係数は、この場合  $R = 1 \text{ cm}$  であるから

$$Da = 6.9 \times 10^2 \left( \frac{1}{2.4} \right)^2 \simeq 120 \quad (5-13)$$

となる。

この値を他の文献値から検討してみる。まず

$$Da = \frac{\mu_i k T_i}{e} \left( 1 + \frac{T_e}{T_i} \right) \simeq \mu_i \frac{T_e}{11600} \quad (5-14)$$

である。<sup>130)</sup> また  $6.67 \times 10^3 \text{ Pa}$  (50 Torr) の Ne 中の Ar イオンの移動度は

$$\mu_i = 8 \times \frac{760}{50} \simeq 122 \quad (5-15)$$

である。<sup>96)</sup> 従って  $T_e \simeq 11400 \text{ K}$  となる。アフターグローに於ける電子温度が平衡に要する特性時間  $\tau_E$  は

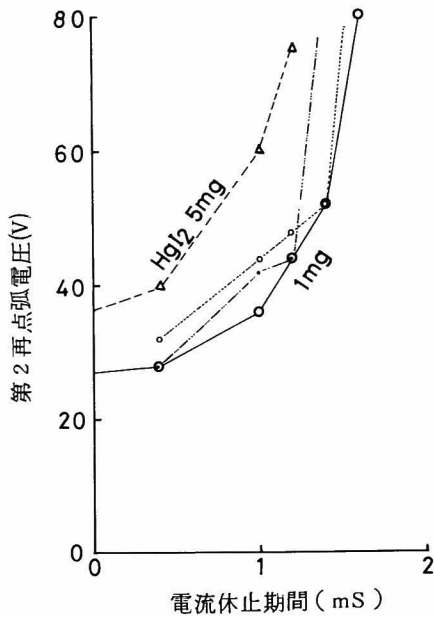
$$\tau_E = \frac{M}{2 m \nu_c} \quad (5-16)$$

で与えられる。<sup>130)</sup> ここで  $M$ ,  $m$ ,  $\nu_c$  はそれぞれ、ガス質量、電子の質量、電子衝突周波数であり、電子とガスの衝突確率を  $P_c$ , 電子の速度  $v$  とすると

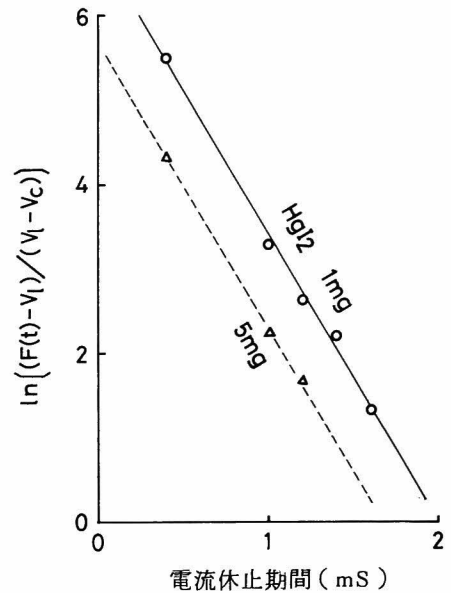
$$\nu_c = p P_c v \quad (5-17)$$

である。<sup>96)</sup> ネオンガスの場合を考えると  $P_c = 5 \sim 10$ ,  $M = 20$ ,  $p = 50$ , 電子温度 11600 K のとき  $\tau_E$  はほぼ  $1 \times 10^{-4} \text{ Sec}$  となり電子温度は 0.1 mS の程度で急速に低下する。従って上で計算した数 mS 後の電子温度が 11400 K であるのは高過ぎる。これは第 5-2 図(b), 或いは第 5-8 図(b)に示したように電流休止期間中のランプ電圧が完全にゼロではなく位相制御回路の廻り込み電圧が 10~15 V 印加されておりこれによる電子加速のためである。このとき  $E/p \simeq 3 \times 10^{-4} \text{ V/cm Pa}$  ( $4 \times 10^{-2} \text{ V/cm Torr}$ ) 程度であり非弾性衝突はほとんど起きていない領域である。従って本章では電子温度が 11000 K 前後に固定された状態下での再点弧現象を観察していることになる。

次に第 5-2 表の  $\text{HgI}_2$  封入ランプ及び実際のメタルハライドランプ (Sc-Na 沃化物 30mg, Hg 55mg 封入) の電流休止期間と第 2 再点弧電圧最大値の関係を第 5-11 図に示し、こ



第5-11図 400 Wメタルハライドランプの電流休止期間と第2再点弧電圧



第5-12図 第5-11図を  $t_{off}$  と  $\ln[(F(t)-V_l)/(V_l-V_c)]$  の関係に書き直したもの

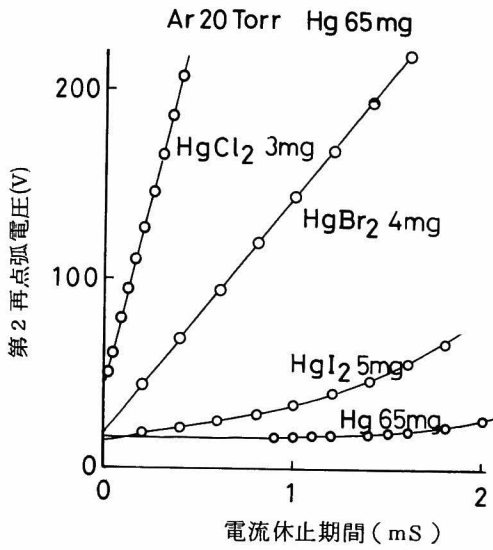
れから電流休止期間  $t_{off}$  と  $\ln[(F(t)-V_l)/(V_l-V_c)]$  との関係を示す。この場合

$$\frac{D_a}{A^2} + \nu_{loss} = 3.4 \times 10^3$$

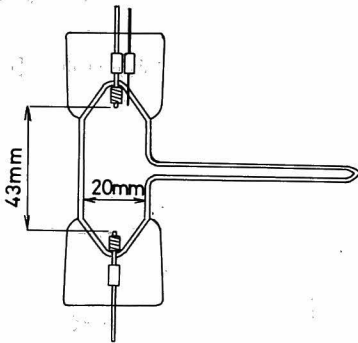
であり Ne-1% Ar  $6.67 \times 10^3$  Pa (50 Torr) の場合に較べて約5倍となっている。

第5-13図には Hg 65 mg と HgI<sub>2</sub> 5 mg, または HgBr<sub>2</sub> 4 mg, 或いは HgCl<sub>2</sub> 3 mg と Ar  $2.67 \times 10^3$  Pa (20 Torr) とを封入した 400 Wメタルハライドランプ (電極 ThO<sub>2</sub> 塗布, 発光管第2-1図) の始動後30秒時点での電流休止期間と再点弧電圧の関係を示す。(ここで上記封入 Hg 量とハロゲン X<sub>2</sub> 量との比はほぼ同一の 1 : 0.033 とした。) この第5-13図を (5-11) 式に従って書き直したのが第5-14図である。ここで  $V_c$  として  $t_{off} = 0$  のときの再点弧ピーク部を除いたランプ電圧を近似的に用いている。この図の直線部分の傾きは Hg のみの場合 1380, HgI<sub>2</sub> : 1560, HgBr<sub>2</sub> : 2080, HgCl<sub>2</sub> : 6900 となる。第5-12図との違いは第5-12図が第2再点弧電圧最大値を採用しているのに対して, 第5-14図の場合は始動後30秒での値を採用したことによる。

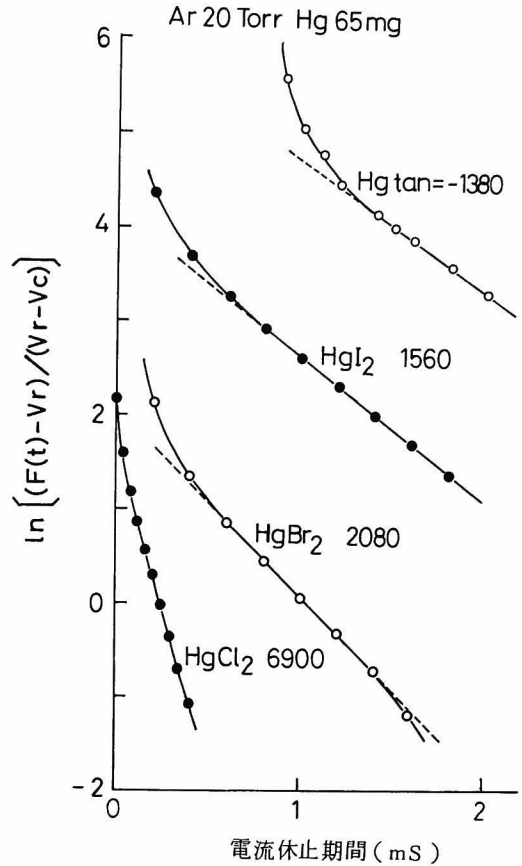
次にこの再点弧現象の発生するメカニズムを解明する。Ar  $6.67 \times 10^3$  Pa (50 Torr) とハロゲン化水銀のみを封入した第5-15図に示す如き 400 Wメタルハライドランプ発光管の再点弧電圧と電流休止期間の関係を示す (5-11) 式に基づき書き直したものが第5-16図であり,



第5-13図 ハロゲン化水銀封入ランプの第2再点弧電圧(始動後30秒の値)



第5-15図 ハロゲン化水銀封入放電管  
ハロゲン水銀は枝管の中のためにある。

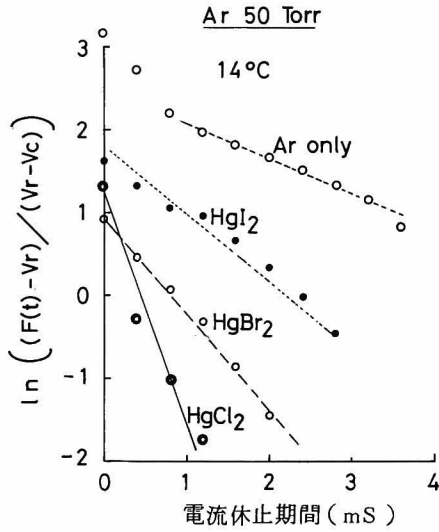


第5-14図 第5-13図を  
 $t_{\text{off}}$  と  $\ln \left[ \frac{(F(t) - V_r)}{(V_i - V_c)} \right]$   
の関係に書き直したもの

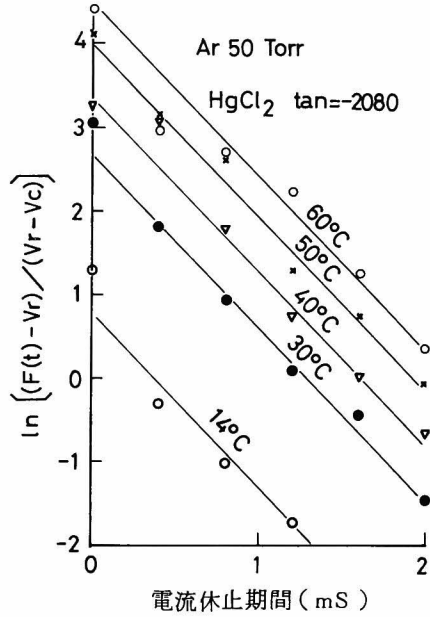
更に  $\text{HgCl}_2$  の場合について周囲温度を変えてこれらの関係を見たものが第5-17図である。周囲温度即ち  $\text{HgCl}_2$  の蒸気圧によらず一定の傾きを示しており電子損失割合は同一であることを示している。

この発光管のグロー放電々流とグロー放電々圧の関係を第5-18図に示す。電流を増加させるとグロー電圧が急激に低下し、その傾向は周囲温度が上昇する程著るしい。そこで第5-18図について、電子エネルギー損失増加率  $(V^2 - V_0^2)/V_0^2$  と電子密度に比例する値  $i/V_0$  の関係を第5-19図に示す。即ち周囲温度に係わりなくその傾斜が同一であり、またグロー

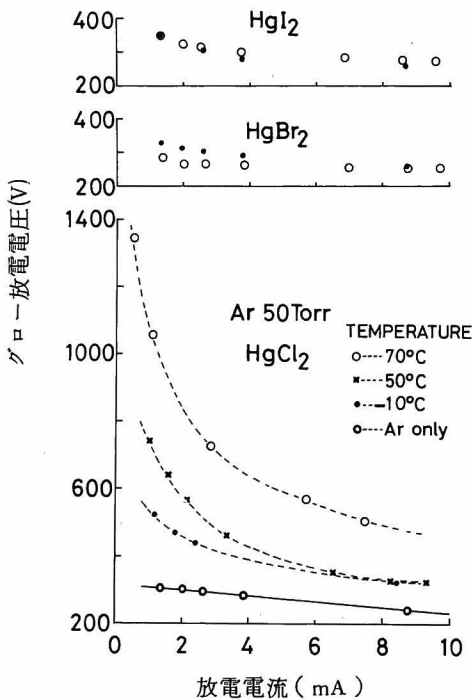
放電中の発光管には強い Hg スペクトルのみならず HgX (Xはハロゲン原子) の分子スペクトルもみられる。このことから Hg が解離生成されており、これを主体とした累積電離脱励起が起きていると言える。



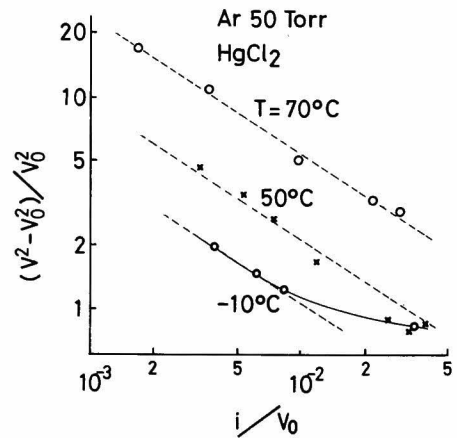
第5-16図 ハロゲン化水銀の陽光柱電子損失係数 Ar 50 Torr



第5-17図 塩化水銀の陽光柱電子損失係数



第5-18図 グロー放電々流と電圧 (ハロゲン化水銀の場合)



第5-19図 グロー放電に於ける電子密度と電子エネルギー損失係数 (塩化水銀の場合)

微小電流領域で不純ガスあるいはハロゲン化水銀などによる Hg の累積電離脱励起過程が主に起きていることは、再点弧時の微小電流域で電圧が上昇し電流が増加するに従って、急激に電圧が降下する再点弧現象を説明するのに矛盾なく合理的である。即ち再点弧現象は拡散による電子損失と、更に水銀の不純ガスによる累積電離脱励起過程とによるものであり、第5 - 13 図から後者の影響が強いと言える。

### 5 - 5 再点弧電圧の抑制

再点弧電圧の発生は電流休止期間の存在するような安定器、点灯方式にとっては、ランプのウォームアップ中に立消えるといった致命的な場合もあり得る。従って再点弧電圧を抑制することは重要な課題であり、本節では再点弧電圧の抑制法について述べる。

まず第1 再点弧電圧は室温で気体状の不純ガス、例えば H<sub>2</sub> 等によって発生するものであり、これは4章で述べた方法によって容易に抑制することができる。

第2 再点弧電圧の抑制については、HgI<sub>2</sub> の生成を防止するために過剰金属を封入して防止する方法がある。<sup>3,27)</sup> 実際 400 W 用発光管に HgI<sub>2</sub> と Sc 金属を封入したものは、第5 - 3 表に示すように約30分の点灯で HgI<sub>2</sub> は ScI<sub>3</sub> の形成によって消失し、第2 再点弧電圧が減少する。

第5 - 3 表 メタル封入による HgI<sub>2</sub> の消失……第2 再点弧電圧最大値とその時間

	メタル封入なし	Sc 1 mg	Sc 2 mg
製造直後	不点	32秒 立消え	不点
3分 枯化点灯	35秒 立消え	35秒 "	—
15分 "	—	—	70秒 80V
30分 "	35秒 立消え	90秒 70V	—

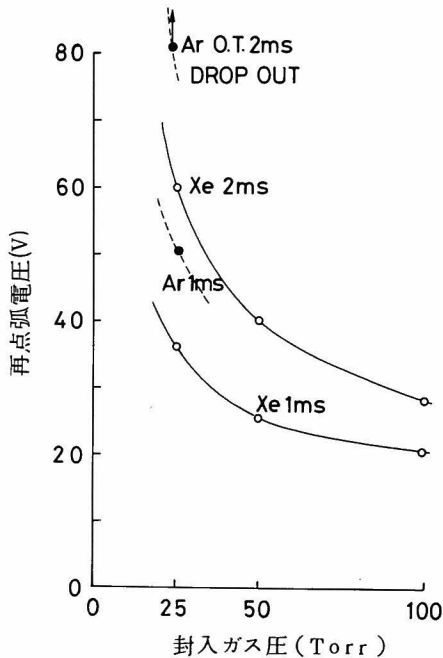
400 W 発光管, Ne-1% Ar. 50 Torr, Hg 65 mg, HgI<sub>2</sub> 5 mg  
200 V 電流休止期間 1 mS

再点弧時には (5 - 1, d) 式に於いて

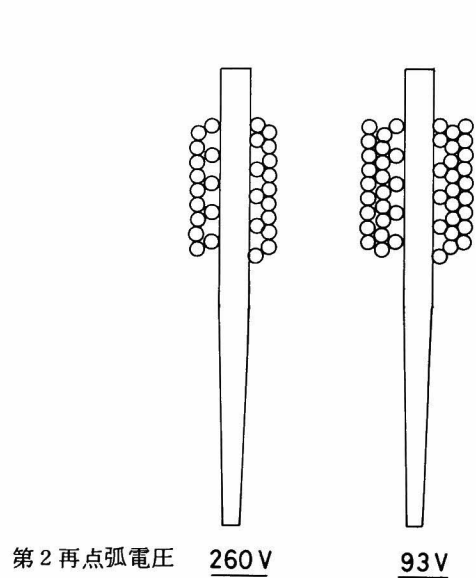
$$\nu_i - \left( \frac{D_a}{A^2} + \nu_{loss} \right) = 0$$

であるとした。極く短時間の間ではあるが電子の生成と消滅とがバランスしている。この場合には第4 - 3 節で述べた電子エネルギー損失増加率の考え方が適用できる。即ち電子エネ

ルギー損失増加率  $(E^2 - E_0^2)/E_0^2$  が不純ガス相対濃度に比例することから、不純ガス相対濃度を低下させるべく封入ガス圧を増加させればよいこと、また (5-10) 式から電子損失を少なくするべく重い希ガスを用い更に圧力を高めれば再点弧電圧を抑制することができると思われ。第5-20図に始動ガスとしての Xe 圧を変えた場合の 400 W 発光管の再点弧電圧及び Ar  $3.33 \times 10^3$  Pa (25 Torr) の場合の再点弧電圧を示す。電流休止期間は 2 mS 及び 1 mS である。ガスが重い程また圧力が高い程再点弧電圧が低くなっている。



第5-20図 封入ガスによる再点弧電圧 (第2再点弧電圧最大値) の抑制



第5-21図 電極構造と第2再点弧電圧 (最大値の平均値)  
軸 Th-W 1kw用電極  
 $t_{off} = 1$  mS

更に沃化物の蒸発よりも Hg の蒸発を早く行わしめることによって、ウォームアップ中の第2再点弧電圧を低下させ得ることが予想される。これについて実験した結果、電極近傍の管壁温度を高くし沃化物のランプ冷却時に於ける電極近傍への凝縮を少なくすることにより抑制できることを見出した。即ち第5-21図に示すような3層コイル電極を1kwメタルハライドランプに採用した結果第5-4表に示すように平均93Vと従来の2層コイル電極の場合の262Vに対して相当抑制されている。これは第5-22図に示すように垂直点灯中の電極近傍発光管温度が高くなっていることによる。この温度分布は発光管上に塗布したアクアダックの小円 (直径2mm) を赤外線放射温度計で測定し求めたものである。電極近傍の管壁温度が高いため、消灯後の冷却過程で電極近傍への沃化物の凝縮が減少するものと推定される。このことは温度分布を第5-23図に示すように、発光管径を太くし電極近傍温度を高くする

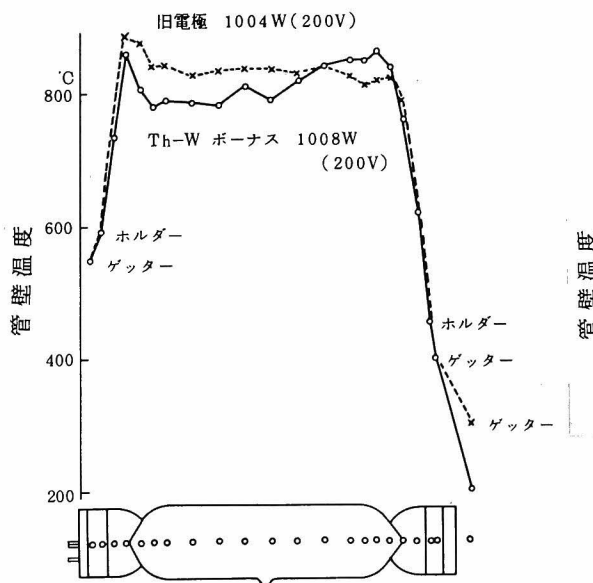


第5-4表 電極，発光管形状と第2再点弧電圧の関係

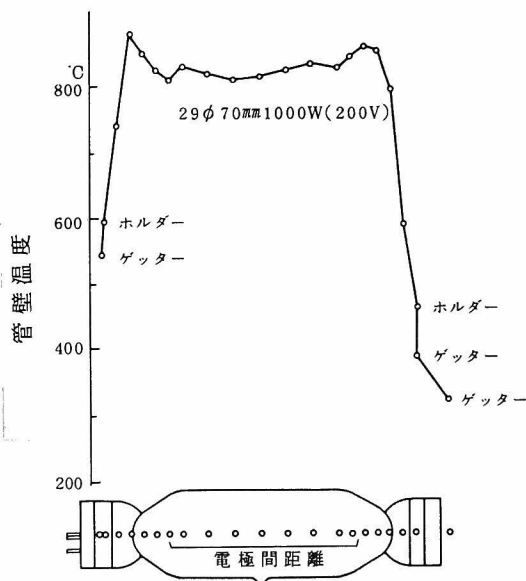
発光管	電極	メタル封入	第1再点弧	第2再点弧	第2再点弧最大時間	高周波破壊電圧
25φ80mm	軸トリタン	Sc 1mg	70 V	230 V	28 秒	305 V
"	"	"	70	270	30	233
"	"	"	70	280	28	216
"	全トリタンボーナス型ホロー	"	40	120	33	224
"	"	"	45	60	40	206
"	全トリタンボーナス	"	50	100	40	191
"	軸トリタン	なし	50	立消え	30	335
"	"	"	55	"	28	346
"	"	"	55	"	30	288
29φ70mm	軸のみトリタン	Sc 1mg	35	50	45	—
"	"	"	35	140	40	—
"	"	"	50	160	40	—
"	"	なし	40	60	45	—
"	"	"	45	50	40	—
"	"	"	40	50	40	—

Ne-1%Ar 50 Torr Sc-Na 沃化物 60 mg  
200 V 電流休止期間 1 mS

\*ボーナス型…第5-21図右図



第5-22図 定格点灯中の発光管壁温度  
……電極の差  
破線 従来電極  
実線 三層巻きコイル電極



第5-23図 定格点灯中の発光管壁温度  
……発光管径の影響

と第5-4表に併記した通り再点弧電圧が低下することからも結論できる。

上述のように第2再点弧電圧は封入沃化物よりも水銀が早く蒸発するようなランプ構造とすることによっても抑制することができる。

## 5-6 結 論

メタルハライドランプのウォームアップ中に発生する再点弧現象の主原因が、放電空間に於ける不純ガスに起因するものであることを明らかにすると共に、その抑制法について述べた。本章で得られた重要な事柄を列举すると次の通りである。

1. 製作直後のメタルハライドランプに於いてはその第1及び第2再点弧電圧は初期持込み不純ガス濃度と対応する。しかしながら数十時間の枯化点灯によって第1再点弧電圧は減少するのに対して第2再点弧電圧は不変である。
2. 放電タ流を短時間休止させ、再点弧電圧を誇張して観察した結果、電流休止期間  $t_{off}$  と  $\ln[(F(t) - V_l)/(V_l - V_c)]$  とは直線関係にあり、この傾斜から電子損失係数を求めることができる。400Wメタルハライドランプでは  $(Da/A^2 + \nu_{loss}) = 3.4 \times 10^3$  程度である。
3. 水銀を封入した発光管に於ける再点弧現象は不純ガス（ハロゲン化水銀も含む）による励起水銀の累積電離脱励起過程が支配的である。
4. 再点弧電圧の抑制は
  - イ. 過剰金属の封入によりハロゲン化水銀の分解消失を行うこと。
  - ロ. 電極近傍管壁温度を上昇させること。
  - ハ. 封入希ガス圧を高くすること。
  - ニ. 封入希ガス原子量を増大させること。などによって達成することができる。

これらの技術は電子安定器等の将来の点灯方式に対して、ウォームアップ中の立消えに対する有力な防止手段を与え得るものである。

## 第 6 章 結 論

人間社会は産業革命以後豊富な資源とエネルギーを利用して繁栄してきた。しかしながら社会、経済の急激な膨張によって資源の消費が指数関数的に増大し、資源の枯渇が懸念されている。その中であってエネルギーと資源を効率的に活用すべく省資源、省エネルギーの気運が高まっている。

照明用光源に於いてもその機能と特性を減ずることなく、資源並びにエネルギー消費の節約を図る試みがなされている。メタルハライドランプにあってはその高い効率と高演色性を生かし安価な高圧水銀灯安定器で点灯することが要求されてきた。

本研究はこのような要求に基づきなされたものであり、メタルハライドランプの始動機構を解明し、始動を妨げる要因を明らかにすると共にその要因を除去する方法並びにその要因に基づく阻害程度を測定する新しい評価法について述べた。本研究に於いて得られた成果並びに今後に残された解決されるべき問題点を要約すれば次の如くである。

先ず本研究に於いて得られた成果を各章別に挙げると、第 2 章では放電灯に直線上昇電圧を印加し放電開始電圧を累積記録した分布によって、放電灯の特性である初期電子放出数  $Q$  と放電のしやすさを示す確率  $P$  の積  $PQ$  を求め得ることを示し、この  $PQ$  値により放電灯の始動特性を評価できることを示した。即ち放電灯の平均放電開始遅れ時間  $\tau$  はこの  $PQ$  の逆数で与えられ、また 1 サイクルに於ける始動確率  $T_1$  と電源周波数  $f$  の積の逆数でも与えられる。従って放電灯の放電開始を容易にするためには  $P$  及び  $Q$  を大きくすることが必要である。沃化物を封入した 400 W メタルハライドランプ発光管の  $P$  値は、沃化物を封入しない場合の約半分に低下する。またエミッターとして  $\text{ThO}_2$  を用いた場合は  $\text{Dy}_2\text{O}_3$  を用いた場合よりも  $Q$  値が 17 倍以上である。これは  $\text{ThO}_2$  の  $\alpha$  崩壊に基づく荷電粒子の生成によるものである。

放電灯に印加する電圧が最小放電開始電圧の 2 倍以上の場合には  $P$  はそれ程増加しない。従って放電灯に印加するパルス電圧波形は高さよりも時間巾の広いもの程始動確率  $T_1$  を大きくし始動しやすい。

これらの理論を応用し、放電灯に電圧を印加し自動的に  $T_1$  を計測する始動確率測定装置を考案しメタルハライドランプの始動性能を評価するとともに、微量の放射性物質を発光管に封入することによって放電開始遅れ時間の短いメタルハライドランプを開発した。

第 3 章に於いてはメタルハライドランプの始動難易を、グロー放電からアーク放電への転移のしやすさという立場からグローアーク転移エネルギーの概念を導入し解析した。即ち最

小転移エネルギーは電極重量 $m$ 、電極の比熱 $C$ 、グローアーク転移電極温度  $T_c$  を用いて  $mC(T_c - T_0)$  で与えられ、 $\text{SnI}_2$  封入ランプの例では 280 joule 程度である。

グローアーク転移に際し安定器からランプへ供給されなければならない最小限の電力は、電極温度が $T_c$ になったときの電極からの伝導及び輻射損失分に相当し、これ以上の電力が必要である。これが最小転移電力で  $Ks(T_c - T_0) + \sigma \vartheta S(T_c^4 - T_0^4)$  で与えられ、 $\text{SnI}_2$  封入ランプは 42 watt 程度である。

電極の初期温度 $T_0$ を変えながら最小転移エネルギーを測定することによってグローアーク転移温度を求め得ることも示した。

このグローアーク転移エネルギーを測定する装置を考案し、これを用いて各種電極の転移エネルギー評価を行い、電極コイルが多層になる程、またエミッターを塗布した電極程グローアーク転移エネルギーが小さいことを明らかにし電極設計への指針を与えた。このようなエネルギーと電力を十分に供給すべき安定器に要求される特性を明らかにすると共に、グロー放電圧を低下させること即ち不純ガス等による陽光柱損失を少なくすることがメタルハライドランプの始動にとって極めて有効であることを示した。

第 4 章に於いては放電灯発光管内不純ガスが放電開始電圧及びグロー陽光柱に及ぼす影響を明らかにし、電子エネルギー損失増加率  $(E^m - E_0^m)/E_0^m$  がその作用機構に係わらず不純ガス相対濃度に比例することを明らかにした。ここで $m$ は電子移動速度が電界強度に比例する場合には 2、電子移動速度が電界強度の平方根に比例するような弱電界のもとでは  $3/2$  である。メタルハライドランプの放電開始時及びグロー陽光柱に於ける場合は  $m = 2$  に従っている。

Penning 混合ガスの放電破壊の場合には Penning 電離脱励起過程が支配的であり、電子エネルギー損失増加率は Penning 混合比に反比例する。その他の主ガス放電破壊の場合には直接電子衝突過程が支配的である。水銀を有するグロー陽光柱に於いては累積電離脱励起過程が、非水銀グロー陽光柱に於いては直接電子衝突過程が支配的である。電子移動度  $\mu$  が不純ガス混入前後で変化する場合には電子エネルギー損失増加率は  $(\mu E^m / \mu_0 E_0^m - 1)$  である。

本理論を応用してメタルハライドランプの始動電圧から不純ガス相対濃度を求め得ることを示し、枯化点灯による不純ガスの消失時定数、発光管石英の水素透過時定数等を求めると共に、不純ガスをほぼ完全に除去できるゲッター排気法を開発した。即ち 400 W メタルハライドランプ発光管に於ける  $\text{N}_2$  の減少時定数は約 3 時間、 $\text{H}_2$  の場合は約 8 時間であり、 $\text{H}_2$  の透過時定数は約 250 時間である。

メタルハライドランプの不純ガス種は、使用ハロゲンが沃素の場合は水素、水であり、臭素の場合は水素、臭化水素、水であり、塩素の場合は塩化水素と水である。

第5章に於いてはアーク放電へ転移後の再点弧現象を再点弧電圧と電流休止期間の関係から解明し、ウォームアップ中の再点弧現象が不純ガスに起因することを明らかにし、電子の損失係数を求めた。即ち400 Wメタルハライドランプに於いては  $(D_a/A^2 + \nu_{loss}) = 3.4 \times 10^3$  程度であり、累積電離脱励起過程が支配的である。

再点弧電圧は過剰金属の封入によるハロゲン化水銀の分解消失を行うこと、電極近傍の管壁温度を上昇させること、封入希ガス圧を高くすること、封入希ガス原子量を増大させることなどによって抑制防止することができる。

これらの研究成果をもとに400 Wにて100lm/Wの高効率水銀灯安定器適合型メタルハライドランプを実現した。本ランプは次の点に特徴がある。

- (1) 第2章の研究に基づき初期電子源を封入すると共に、メタルハライドランプに点灯管を内蔵し放電開始を容易ならしめた。
- (2) 第3章の成果を踏まえ、グローアーク転移エネルギーの小さい三層コイル電極を採用した。
- (3) 第4章の研究に基づき、始動ガスであるAr圧力を従来の2倍程度とし不純ガスの作用を半減せしめた。

次に残された問題は次の如くである。第2章では、放電開始の遅れ時間を、主としてStatistical time lagに注目してきたが、Formative time lagも考慮した交流点灯の理論が必要である。とくにパルス電圧で起動するとき、パルス時間中はStatistical time lagとFormative time lagの和以上であることが必要であるが、最近の高圧ナトリウムランプはXeガスを高圧にしたものが多くFormative time lagが長いものと推定され、これらのランプのパルス始動を定量的に扱える理論が必要である。メタルハライドランプのFormative time lagについては最近驚見によって測定されている。<sup>61)</sup>

第3章では転移エネルギー、転移電力の圧力依存性、すなわちタウンゼント放電からストリーマ放電への遷移に併なう転移エネルギー変化の評価が必要である。

第4章に於いては電子エネルギー損失の圧力依存性の吟味が不十分であり、また不純ガス原子、分子のエネルギー授受後のその後の挙動について、放射損失、不純ガスのDepletion等について究明する必要がある。

第5章では、再点弧現象を単純に空間現象としてきたが、陰極降下を含めた電極近傍空間に於ける再点弧現象への寄与を評価し解明することが必要であり、またハロゲン化水素等の電子付着作用が支配的となるのはどの程度の電子温度のアフターグローであるのか、この点についても明らかにする必要がある。

以上、述べてきたように、本論文により、メタルハライドランプの始動に於ける現象を、

ほど理論的に明らかにすることができた。そして理論の応用を試みると共にメタルハライドランプの新しい評価法，新しい設計法を開発し，加えて不純ガス問題は大きく前進したと考える。本論文の基本的考え方が，メタルハライドランプのみならず他の放電灯そして放電現象一般の研究に役立つならば筆者の望外の喜びである。

## 謝 辞

本研究の遂行並びに本論文をまとめるにあたり、常に適切な御指導と御助言そして励ましを頂いた京都大学工学部電子工学教室教授板谷良平博士に深甚の意を表す。

本研究は筆者が東京芝浦電気株式会社照明事業部照明研究所在籍中に始まり、同総合研究所照明グループに於いて進展し、再び照明事業部 HID 部にて完結をみたものであり、その間東芝電材株式会社技師長兼東芝電材研究所長野村脩氏並びに東京芝浦電気株式会社デザイン部長小川一行博士の御指導のもとに行ったものであり、その適切なる御指導と御鞭達をいただいた御二人に対し喪心より謝意を表す次第である。

実験の遂行に当り、東京芝浦電気株式会社照明事業部光源開発研究部、石神敏彦氏、持丸真次氏、同総合研究所、新谷崇郎氏、寺島喜昭氏、現名古屋大学大学院、上田誠氏には多大の御援助と御協力そして討論頂いた。ここに厚く御礼を申し上げる次第である。

本論文をまとめるに際し、元東芝科学館長東堯博士、元東京芝浦電気株式会社照明研究所長野村誠夫氏、東京芝浦電気株式会社照明事業部長片瀬豊氏、同ビデオ事業部長染谷彰氏、横須賀工場長加納忠男氏、照明事業部技師長一ノ瀬昇博士、総合研究所エネルギー機器研究所長荻原宏康博士、同研究所主幹下島光博士、照明技術部長花田悌三氏、光源開発研究部光源開発グループ課長大沢勇氏はじめ多くの方々に励ましの言葉を賜った。ここに記して深謝の意を表す。

筆者の上司として本論文完結を支援頂いた照明事業部 HID 部長広瀬吉夫氏、同技術課長神谷明宏氏、光源開発研究部長亀井武人氏、総合研究所冠木公明博士、東忠利氏に厚く感謝の意を表す。

## 参 考 文 献

- 1) K. A. Van Wormer, Jr., W. C. Gungle and J. F. Waymouth "Chemical Equilibrium in Metal Iodide Arcs" Paper presented at the Annual Meeting of the Electrochemical Society, May (1965)
- 2) W. Elenbaas "Light Sources" Macmillan London (1972)
- 3) J. F. Waymouth "Electric Discharge Lamps" Cambridge MIT Press (1971)
- 4) 日本電球工業会「日本電球工業史」(昭和38年)日本電球工業会 p 372
- 5) 日本電球工業会編「電球類の技術と製品の歴史」日本電球工業会報 No.95 (1963)p99
- 6) C. P. Steinmetz "Electric Lighting" USP 1006021 (1911)
- 7) C. P. Steinmetz "Means for Producing Light" USP1025932 (1912)
- 8) W. Elenbaas "Light Sources" Macmillan London (1972)
- 9) C. H. Corliss, W. R. Bozman and F. O. Westsfall "Electrodeless Metal-Halide Lamps" J. Opt. Soc. of America Vol. 43 No.5 (1953) 398
- 10) N. C. Beeze Verona D. E. Heury Cedar Grine "Vapor Lamps Utilizing Chemical Compounds" USP 2765416 (1956)
- 11) G. H. Reiling "Metallic Halide Electric Discharge Lamps" USP 3234421 (1966)
- 12) D. A. Larson, H. D. Fraser, W. V. Cushing and M. C. Unglert "High Efficiency Light Source Through Use of Additives to Mercury Discharge" The National Tech. Conf. of Illum. Eng. Soc. (1962) No.29  
同 "High Efficiency Light Source Through Use of Additives to Mercury Discharge" Illum. Eng. Vol. 18 No.6 (1963) 434
- 13) E. C. Martt, L. J. Smialek and A. C. Green "Iodides in Mercury Arcs - For Improved Color and Efficacy" The National Tech. Conf. of Illum. Eng. Soc. (1963)  
同 Illum. Eng. Vol. 19 No.1 (1964) 34
- 14) G. H. Reiling "Characteristics of Mercury Vapor - Metallic Iodide Arc Lamps" J. of the Opt. Soc. America Vol. 54 No.4 (1964) 532
- 15) 牧野六彦, 大盛真次, 土橋理博「よう化タリウムを添加した高圧水銀ランプ — 高出



- カトリウム水銀ランプ — 」照学誌 48 (1966) 149
- 16) 谷林正誠, 加納忠男「金属ハロゲン化物入り水銀ランプ」昭和40年電気四学会連合大会予稿集 (1965) No. 1254
  - 17) 小西健市, 祇園洪「三種金属沃化物入り高圧水銀灯」National Technical Report 11巻6号 (昭和40年, 1965) 420
  - 18) 東忠利, 森礼於, 長野敏「白色連続スペクトルを発光するハライドランプ」昭和42年電気四学会連合大会予稿集 (1967) No. 840
  - 19) T. Higashi, L. Mori and S. Nagano "New Metal Halide Lamps Emitting Continuous Radiation" CIE 16th Session, Preprint (1967) 67
  - 20) 野村誠夫, 加納忠男, 大沢勇, 森礼於, 東忠利, 長野敏「東芝陽光ランプ — 太陽光をはなつ新光源完成 — 」東芝レビュー, 22巻, 10号 (1967) 1208
  - 21) エジソン電燈発明 100 年記念行事組織委員会「エジソン電燈発明 100 年記念あかりの科学展」 (1979)
  - 22) 野村誠夫「メタルハライドランプ」昭和43年電気四学会連合大会予稿集 (1968) S. 3. 3
  - 23) J. M. Harris, J. F. Waymouth, W. C. Gungle and F. Koury "Development of Practical High Efficiency Lamps Employing Metal - Iodide Arcs" IEEE Vol. 12 part 4 (1964) 168
  - 24) J. F. Waymouth, F. Koury, W. C. Gungle and J. M. Harris "Electrodes for Arcs in Metal Iodide Vapors" Paper presented at M.I.T. Physical Electronics Conference (1964)
  - 25) T. Holmes and J. B. De Boer "The Mercury Iodide Lamp" Public Lighting No. 127, Vol. 29 (1964) 224
  - 26) S. Cohen "Ballasting the New Metallic - Additive Discharge Lamps" Preprint at the National Tech. Conf. of IES (1965) No. 28  
同 Illum. Eng. Nov. (1965) 660
  - 27) 竹田俊幸, 土橋理博, 若林正雄「沃化物入り高圧水銀ランプ」昭和41年電気四学会連合大会 (1966)
  - 28) 久保幸正, 竹田俊幸, 土橋理博, 三上竜夫, 若林正雄「金属添加物入り水銀灯の特性と問題点」三菱電機技報 Vol. 40 No. 9 (1966) 1402
  - 29) 谷林正誠, 加納忠男, 大沢勇「金属よう化物入り放電灯」東芝レビュー 21巻4号 (1966) 401
  - 30) J. F. Waymouth, F. Koury, W. C. Gungle and C. Peterson "Sodium Loss

- Processes in Metal Iodide Arc Lamps” Preprint at the National Tech. Conf. of IES (1966) No.12
- 31) A. Franke, W. C. Gungle, J. F. Ring and J. F. Waymouth “Reignition Characteristics of Metal Halide Lamps And Their Effect on Ballast Design” Preprint at the National Tech. Conf. of IES (1966) No.11
  - 32) F. Rokosz, W. J. Decker and H. D. Fraser “Factors Affecting Metal Halide Lamp Parameters And Operating Characteristics” Preprint of The National Tech. Conf. of IES (1967) No.19
  - 33) W. H. Lake and L. F. Kramel “Capability Criteria between Metal Iodide Lamps and Ballasts” Preprint for the National Tech. Conf. IES (1967)
  - 34) L. B. Beijer, C. A. J. Jacobs and T. Tol “The iodide discharge Lamp” Philips Tech. Rev. Vol. 29 No.12 (1968) 353
  - 35) 山下克之, 鈴木弘, 東条保, 木村貞夫「高圧蒸気放電灯の始動特性」National Tech. Rep. 14巻1号(昭43) 47
  - 36) 小川一行, 砂田重良「メタルハライドランプの放電現象」東芝レビュー 23巻9号 (1968) 1095
  - 37) 神谷明宏「高圧放電灯の始動特性(電極性能の比較)」昭和43年照明学会全国大会予稿集(1968) 7
  - 38) 砂田重良, 小川一行「放電灯の初動特性の測定」昭和44年電気四学会連合大会予稿集(1969) 1018
  - 39) 伊藤三郎, 青木昭「メタルハライドランプの再点弧ピークに関する考察」昭和45年照明学会全国大会予稿集(1970) 19
  - 40) C. W. Jowett and B. J. Hopkins “Work Function Changes Due To The Adsorption of Chlorine, Bromine and Iodine On Tungsten Single Crystal Surfaces” Surface Science 22 (1970) 392
  - 41) 花田悌三, 神谷明宏「メタルハライドランプの沃素による影響」昭和45年照明学会全国大会予稿集(1970) 17
  - 42) 花田悌三, 大沢勇「ハロゲン化錫入りメタルハライドランプの寿命特性」電気学会・光源・関連装置研究会資料 LS-71-1 (1971)
  - 43) G. A. Kappenhagen “Phase - Control Ballast Circuit Operates All High - Pressure Arc Lamps” Westing House Engineer. January (1971) 25.
  - 44) W. C. Gungle and J. F. Waymouth “A selective getter for metal halide

- lamps" Preprint at the National Tech. Conf. of IES (1971) No. 2  
 同 J. of the IES, April (1972) 222
- 45) S. C. Kim and L. V. McCarty "A calculation of the diffusion of water into fused quartz lamp" Glass Tech. Vol. 10 No. 1 (1969) 22
- 46) J. E. Shelby "Neon migration in vitreous silica" Physics and Chemistry of Glasses Vol. 13 No. 6 December (1972) 167
- 47) 井上昭浩, 野村脩「放電灯の始動エネルギーの評価について」昭和47年照明学会全国大会予稿集(1972) 22
- 48) 井上昭浩「放電灯の始動エネルギーと安定器」照学誌Vol. 57. No. 9 (1973) 584
- 49) 井上昭浩, 小川一行「放電灯の始動特性」東芝レビュー Vol. 29 No. 9 (1974) 760
- 50) 鷺見弘 "Field Emission Studies of Sodium Iodide and Mercury on Tungsten" Japanese J. of Appl. Phys. Vol. 12 No. 9 (1973) 1446
- 51) 鷺見弘「放電パラメータに及ぼす金属ハロゲン化物と不純物の影響」照学誌 Vol. 59 No. 12 (1975) 590
- 52) 井上昭浩, 寺島喜昭, 小川一行「放電灯放電開始電圧の分布」昭和52年照明学会全国大会予稿集(1975) 14
- 53) 寺島喜昭, 井上昭浩, 小川一行「放電灯放電開始時間遅れ測定器」同上(1975) 31
- 54) 井上昭浩, 寺島喜昭, 新谷崇郎, 小川一行「放電灯放電開始電圧のばらつきについて」電気学会・光源関連装置研究会資料 LS-75-4 (1975)
- 55) 井上昭浩, 寺島喜昭, 新谷崇郎, 小川一行「放電灯始動特性の統計的解析」東芝レビュー Vol. 30 No. 10 (1975) 716
- 56) A. Inouye, Y. Terashima K. Ogawa "Statistical analysis of discharge lamp" J. Light & Vis. Env. Vol. 1 No. 1 (1977) 24
- 57) G. Bergmann "Die Zündung von Gasentladungslampen" Licht Technik 28 (1976) 493
- 58) 同 "Influence of impurities on pre-breakdown phenomena in the gas phase of discharge lamps containing mercury" Light. Res. Tech. Vol. 10 No. 1 (1978) 33
- 59) G. Kuus "Selective gettering of hydrogen in high pressure metal iodide lamps" J. Vac. Sci. Tech. Vol. 13 No. 3 (1976) 728
- 60) 同 "A. getter for metal-iodide high-pressure mercury-vapour lamps"

Philips Tech. Rev. Vol. 35 (1975) 354

- 61) 鷺見弘 “Breakdown mechanism of metal halide lamps” J. Light & Vis. Env. Vol. 1 No.2 (1977) 22
- 62) K. Ogawa, T. Moriwaki, H. Imamura and Y. Akai “Anomalous diffusion of hydrogen in fused quartz glasses for lamps above 800 °C” J. Light & Vis. Env. Vol. 1 No.2 (1977) 16
- 63) T. Kazui, H. Matsuno and M. Yamane “An Investigation on the Effect of Impurities on the Striking Voltage of Metal Halide Lamps” J. Light & Vis. Env. Vol. 1 No.2 (1977) 10
- 64) M. Yamane, M. Suenaga and T. Miyashita “Breakdown mechanism of metal halide lamps” J. Light & Vis. Env. Vol. 2 No.1 (1978) 9
- 65) 上田誠, 井上昭浩, 石神敏彦 「放電灯放電開始電圧分布に及ぼす近接導体の影響」 昭和52年電気学会全国大会予稿集 (1977) 2091
- 66) Y. Terashima, A. Inoue and K. Ogawa “Effects of quenching reactions on the breakdown voltage in Ar Hg Penning mixture” J. Light & Vis. Env. Vol. 2 No.1 (1978) 2
- 67) 井上昭浩 「放電灯の陽光柱に及ぼす不純ガスの影響」 昭和53年照明学会全国大会予稿集 (1978) 4
- 68) 井上昭浩 「放電灯の始動に及ぼす不純ガスの影響」 電気学会, 光源関連装置研究会資料 LS-78-6 (1978)
- 69) 井上昭浩 「放電ランプの始動に及ぼす不純ガスの影響」 照学誌 Vol. 62 No.11 (1978) 558
- 70) A. Inouye “Effects of impurity gases on lamp starting mechanism” J. Light & Vis. Env. Vol. 2 No.2 (1978) 6
- 71) 井上昭浩 「グロー陽光柱の不純ガスによる電子エネルギー損失」 第40回応用物理学会学術講演会予稿集 (1979) 4
- 72) W. D. Partlow “The Interaction of Metal Halide Lamps and Ballasts during Reignition” Preprint at the National Tech. Conf. of IES (1979) No.28
- 73) 井上昭浩, 河野哲, 持丸真次 「メタルハライドランプの再点弧現象」 昭和55年照明学会全国大会予稿集 (1980) 19
- 74) A. Inouye “Impurity Effects On Metal Halide Lamp Starting” Paper presented at the Annual Meeting of the Electrochemical Society. October (1980)

- 75) 井上昭浩, 河野哲, 持丸真次「メタルハライドランプの再点弧現象」電気学会, 光応用・視覚研究会資料 LAV-80-25 (1980)
- 76) 土手敏彦「統計的時間遅れによる放電開始電圧の不整」通研, 研究実用化報告 8 (1959) 377
- 77) K. Zuber "Über die Vorzögerungszeit bei der Funkenentladung" Ann. d. Phys. LpZ 76 (1925) 231
- 78) M. Von Laue "Bemerkung zu K. Zubers Messung der Verzögerungszeiten bei der Funkenentladung" Ann. d. Phys. LpZ 76 (1925) 261
- 79) G. Herz "Zur Frage der Spannungsabhängigkeit des Zündverzuges" Z. f. Phys. 106 (1937) 102
- 80) R. A. Wijsman "Breakdown Probability of a Low Pressure Gas Discharge" Phys. Rev. 75 (1949) 833
- 81) 宮副泰「火花の統計的性質に関する研究」九州大学工学部博士論文 (1960).
- 82) W. Legler "Zur Statistik der Elektronenlawinen" Z. für Phys. 140 (1955) 221
- 83) 同 "Die Statistik der Elektronenlawinen in electronegativen Gasen bei hohen Feldstärken und bei großen Gasverstärkung" Z. für Naturf. 16 a (1961) 253
- 84) H. Tagashira "The statistics of the development of ionization currents in electronegative gases" Proc. Phys. Soc. 88 (1966) 505
- 85) 玉河元「放電管点火電圧の不齊に就いて」電気工学論文集 2,1 (1950) 9
- 86) J I S 「けい光ランプ用グロースタータ」C 7603-1980 (p 4)
- 87) L. B. Loeb "Fundamental Processes of Electrical Discharge in Gases" Wiley New York (1939)
- 88) J. M. Meek and J. D. Craggs "Electrical Breakdown of Gases" The Clarendon Press Oxford (1953)
- 89) J. M. Meek "A Theory of Spark Discharge" Phys. Rev. 57 (1940) 722
- 90) H. Raether "Über den Aufbau von Gasentladungen I" Z. für Phys. 117 (1941) 375
- 91) 同 "Die Elektronenlawine und ihre Entwicklung in die selbständige Entladung" Z. angew. Phys. 7 (1955) 50
- 92) A. von Engel "Ionized Gases" The Clarendon Press, Oxford (1965)

- 93) 鷺見弘「メタルハライドランプにおける封入物質と放電パラメータに関する研究」  
京都大学工学部博士論文（1979）
- 94) R. W. CRowe, J. K. Bragg and V. G. Thomas "Space Charge Formation and the Townsend Mechanism of Spark Breakdown in Gases" Phys. Rev. Vol. 96 No.1 (1954) 10
- 95) L. G. Christophorou and J. A. D. Stockdale "Dissociative Electron Attachment to Molecules" J. Chem. Phys. 48 (1968) 1956
- 96) S. C. Brown "Basic Data of Plasma Physics" John Wiley & Sons. INC. New York (1959)
- 97) S. C. Brown "Introduction To Electrical Discharge In Gases" John Wiley & Sons. INC. New York (1966)
- 98) 林真「放電破壊の統計的変動についての実験」応用物理 40 (1971) 1133
- 99) H. Paetow "Über die als Nachwirkung von Gasentladungen an den Elektroden auftretende spontane Elektronenmission und die Feldelektronenemission an dünnen Isolatorschichten" Z. für Phys. 111 (1939) 770
- 100) 御所康七, 小原 , 山本 「放電破壊の統計遅れに及ぼす放電休止時間の影響」放電研究会資料（電気学会） ED-73-28 (1973)
- 101) L. Grunberg "A survey of exo-electron emission phenomena" British J. of Appl. Phys. 9 (1958) 85
- 102) 中道松郎「蛍光灯の点灯特性について」日立評論40巻12号（昭33, 1958）1462
- 103) W. M. Keeffe "Recent progress in metal halide discharge-lamp research" IEE PROC. Vol. 127 A. No.3 (1980) 181
- 104) M. M. Kekez, M. R. Barrault and J. D. Craggs "Spark channel formation" J. Phys. D. 3 (1970) 1886
- 105) A. V. Engel and M. Steenbeck "Elektrische Gasentladungen, ihre Physik u. Technik. 2, Julius Springer, Berlin (1934)
- 106) M. J. Druyvesteyn and F. M. Penning "The Mechanism of Electrical Discharges in Gases of Low Pressure" Rev. Mod. Phys. 12 (1940) 87
- 107) F. W. Aston, Proc. Roy. Soc. London, A 84 (1911) 526
- 108) R. P. Stein "Electrical Fields in the Crookes Dark Space of a Low Pressure Glow Discharge in Air and N<sub>2</sub>" Phys. Rev. 89 (1953) 134

- 109) Dah Yu Cheng "Dynamics of Arc Ignition and Cathode Spot Movement of Thermionically Emitting Cathode Surfaces" J. Appl. Phys. 41 (1970) 3626
- 110) 小原章男「水銀ランプの始動エネルギー」昭和49年照明学会全国大会予稿集 (1974) 17
- 111) 鷺見弘「Sc, Th, Naのよう化物を封入したメタルハライドランプの始動現象」照学誌 61 (1977) 218
- 112) Helmar Strauch "Grundlagen zu einer Theorie der Schaltungen für Gasentladungslampen. Teil II Die übliche Wechselstromschaltung für Gasentladungslampen" Archiv. für Electrotechnik 8 (1939) 505
- 113) V. J. Francis "Fundamentals of Discharge tubes Circuits" John Wiley & Sons Inc. New York (1948)
- 114) J. D. Cobine "Gaseous Conductors" Dover Publications INC. New York (1958)
- 115) 齊藤直樹, 坪秀三, 近藤敬三, 祇園洪「高圧ナトリウムランプの電極構造」昭和53年照明学会全国大会予稿集 (1978) 24
- 116) 河野哲, 井上昭浩, 石神敏彦, 神谷明宏「メタルハライドランプの200 V点灯に於ける諸問題」電気学会, 光源関連装置研究会資料 LS-79-9 (1979)
- 117) 井上昭浩「メタルハライドランプの始動に及ぼす不純ガスの影響」電気学会, 放電・光応用・視覚・合同研究会資料 ED-80-26, LAV-80-2 (1980)
- 118) D. R. Stull and H. Prophet (Project Directors) "JANAF Thermochemical Tables. SECOND EDITION" NBS (1971)
- 119) GMELINS HANDBUCH "DER ANORGANISCHEN CHEMIE, QUECKSILBER" TEIL 8-LIEFERUNG 2 Verlag Chemie. GMBH Weinheim/Bergstr (1967)
- 120) M. F. Foyaux "Arc Physics" Springer - Verlag Berlin (1968)
- 121) M. A. Biondi "Diffusion, De-Excitation and Ionization Cross Sections for Metastable Atoms I" Phys Rev. 88 (1952) 660
- 122) L. G. Piper, J. E. Velazco and D. W. Setser "Quenching cross sections for electronic energy transfer reactions between metastable argon atoms and noble gases and small molecules" J. Chem. Phys. Vol. 59 No. 6 (1973) 3323
- 123) E. Spenke "Die Diffusionstheorie der positiven Säule mit Berücksichtigung der stufenweisen Ionisierung" Z. Phys. 127 (1950) 221

- 124) J. H. Ingold "Diffusion Theory of the Positive Column with Two-Stage Ionization and Collisional Deexcitation" *Z. Phys.* 233 (1970) 89
- 125) T. Dote "The Cumulative Ionization Effect on the Plasma Electron Temperature" *J. Phys. Soc. Japan* 32 (1972) 291
- 126) R. N. Franklin "Plasma Phenomena in Gas Discharges" Clarendon Press, Oxford (1976)
- 127) C. Kenty "Production of 2537 Radiation and the Role of Metastable Atoms in an Argon-Mercury Discharge" *J. Appl. Phys.* 21 (1951) 1309
- 128) T. Nakaya "Influence of Illumination from Outside on an Ar-Hg Discharge Tube" *J. Phys. Soc. Japan* 11 (1956) 1264
- 129) S. C. Brown and A. D. MacDonald "Limits for the Diffusion Theory of High Frequency Gas Discharge Breakdown" *Phys. Rev.* 76 (1949) 1629
- 130) 奥田孝美「気体プラズマ現象」コロナ社 (1964)
- 131) 高柳和夫「電子, 原子, 分子の衝突」培風館 (1973)
- 132) Heinz Maier-Leibnitz "Ausbeutemessungen beim Stop langsamer Elektronen mit Edelgasatomen" *Zeits. fur. Phys.* 95 (1935) 499
- 133) 電気学会「放電ハンドブック」p 21 オーム社 (1974)
- 134) E. O. Johnson and L. Malter "A Floating Double Probe Method for Measurements in Gas Discharges" *Phys. Rev.* 80 (1950) 58
- 135) L. Malter and W. M. Webster "Rapid Determination Of Gas Discharge Constants From Data" *RCA Review* 6 (1951) 191
- 136) W. P. West, T. B. Cook, F. B. Dunning, R. D. Rundel and R. F. Stebbings "Chemionization involving rare gas metastable atoms" *J. Chem. Phys.* Vol. 63 No. 3 (1975) 1237
- 137) L. G. Christophorou and J. A. D. Stockdale "Dissociative Electron Attachment to Molecules" *J. Chem. Phys.* 48 (1968) 1956
- 138) G. Ecker "Theory of the Positive Column" *Proc. Phys. Soc.* 67 B (1954) 485
- 139) C. Kenty, M. A. Easley and B. T. Barnes "Gas Temperatures and Elastic Losses in Low Pressure Mercury-Argon Discharges" *J. Appl. Phys.* Vol. 22 No. 8 (1951) 1006
- 140) H. B. Dorgelo, H. Altng and C. J. Boers "Electronen-temperaturen In Der



- Positiven Saule In Gemischen Von Neon Und Argon Oder Quecksilber ”  
 Physica 2 (1935) 959
- 141) M. Yamagishi “Ne (I) Spectral Lines From A Ne - O<sub>2</sub> d. c. Glow Discharge ”  
 J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer Vol. 20 No.1 (1978) 121
- 142) 同 “Intensity Of Ar Spectral Lines In An Ar - O<sub>2</sub> Glow Discharge ”  
 J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer Vol. 16 (1976) 543
- 143) 同 “Intensity Of The Atomic Oxygen Lines At 8446 ANd 7771 A IN An  
 Ar - O<sub>2</sub> d. c. Glow Discharge ” J. Quant. Spectrosc. Transfer Vol. 16  
 (1976) 587
- 144) 奥村博昭, 中村 昇, 祇園洪「単一チョーク安定器用メタルハライドランプの始動特性」昭和50年照明学会全国大会予稿集 (1975) 1
- 145) 神谷明宏, 河野哲, 中原文吾, 新谷崇郎, 井上昭浩, 寺島喜昭「HLハライドランプ  
 — 水銀灯安定器適合形メタルハライドランプ — 」東芝レビュー 32 (1977) 725
- 146) J. Kern “Deutung der elektrischen Eigenschoften der mit Wechselstrom  
 betriebenen Hochdruckentladung aus den Vorgängen an den Elektroden ”  
 Technisch wissenschaftliche Abhandlungen der Osram Gesellschaft  
 5 (1943)
- 147) 坊博, 榎見和孝, 金田守「放電灯の特性を表わす微分方程式について」  
 電気学会・光源関連装置研究会資料 LS-71-7 (1971)
- 148) 電気学会「放電ハンドブック」 p 41 オーム社 (1974)





