



# HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	低気圧ガス中の電離電流におよぼす磁界の影響 : CH <sub>4</sub> ガスへの適用
Author(s)	平山, 均; Hirayama, Hitoshi; 下妻, 光夫 他
Citation	北海道大學工学部研究報告, 96, 31-40
Issue Date	1979-11-30
Doc URL	<a href="https://hdl.handle.net/2115/41589">https://hdl.handle.net/2115/41589</a>
Type	departmental bulletin paper
File Information	96_31-40.pdf



## 低気圧ガス中の電離電流におよぼす磁界の影響

—— CH<sub>4</sub> ガスへの適用 ——

平山 均\*\* 下妻光夫\* 小林 倫\*\*\* 田頭博昭\*

(昭和54年6月30日受理)

### Influence of a magnetic field on the ionization current at low pressures

—— Application to CH<sub>4</sub> gas ——

Hitoshi HIRAYAMA, Mitsuo SHIMOZUMA, Tsutomu KOBAYASHI  
and Hiroaki TAGASHIRA

(Received June 30, 1979)

#### Abstract

The behaviour of electrons in CH<sub>4</sub> gas under crossed electric  $E$  and magnetic  $B$  fields is studied experimentally and theoretically for  $E/p_0 \leq 300 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$  and  $B/p_0 \leq 400 \text{ G Torr}^{-1}$ . The ionization coefficient  $\alpha/p_0$  is determined from measurement of the ionization current growth, and it is found that  $\alpha/p_0$  at a constant  $E/p_0$  decreases monotonically as  $B/p_0$  is increased. A Monte Carlo simulation method is adopted for the theoretical analysis and the results show that the deviation of the center of mass of an electron avalanche from the center of the electrodes increases as the electrode separation  $X$  and/or  $B/p_0$  are increased. The results also show that as  $B/p_0$  is increased the electron mean energy  $\bar{\epsilon}$  and the ionization coefficient  $\alpha/p_0$  decrease monotonically because the decrease of gyration radius of electrons increases the number of collisions which the electrons undergo in a 1 cm drift in the  $E$  field direction. Decrease of the component in the  $E$  field direction and increase with saturation in the  $E \times B$  direction, of the electron drift velocity with increasing  $B$  field at a constant  $E$  field are also suggested from the simulation.

#### 1. 緒 言

電界  $E$  と磁界  $B$  が互いに直交するような場、いわゆるクロスフィールド中における気体放電機構の解明や、放電基礎パラメータの研究は、放電応用機器の設計を始めとして、核融合炉トカマクの始動特性改良などの基礎データを与えるものと考えられる。また、クロスフィールド中の電子は、中性分子などとの衝突のみならず、磁界の影響を受け自由行程内で旋回運動も行なう。これらの作用が、電界ならびに磁界の強さによって変化し、電子がクロスフィールド中にあ

\* 電気工学科 電気物性工学講座

\*\* 現在、北海道電力株式会社

\*\*\* 現在、日立エンジニアリング株式会社

っては、非常に興味ある振舞いを行なう。しかしながらこのような場での放電基礎パラメータの研究は、あまり多くないようであり、Townsend<sup>1)</sup> が先駆けを行ないその後、最近では電離電流成長の観測から電離係数の決定をした Haydon ら<sup>2)</sup>の研究などがある。

筆者らは、このような工学的、物理的に興味のあるクロスフィールド中での電子の振舞いを、電離電流の観測として実験的に、またモンテカルロシミュレーション<sup>3,4,5)</sup> (以後 MCS と記す)により理論的に各種の電子輸送係数を算出した。適用したガスは、放電機構を複雑にする二次電離作用のきわめて少ないと考えられている (二次電離係数  $\gamma=10^{-6}\sim 10^{-7}$ )  $\text{CH}_4$  であり、実験で得られる電離電流増倍特性と、MCS のそれとの対比が容易であるためである。MCS に使用する各種衝突断面積の妥当と考えられるセットは、筆者らの研究により見い出されている<sup>6)</sup>。実験範囲は、 $E/p_0 \leq 300$ ,  $B/p_0 \leq 400$  ( $E=|E|$ : 電界 V/cm,  $B=|B|$ : 磁界 Gauss,  $p_0$ :  $0^\circ\text{C}$  に換算したガス圧力 Torr) である。MCS は、主に  $E/p_0=200$  について、 $100 \leq B/p_0 \leq 400$  の範囲で行なった。

## 2. 実 験

### 2.1 実 験 装 置

放電チェンバは、パイレックスガラス製で電磁石の磁極間に設置するため、直径 8 cm、長さ 15 cm の円筒形の小型のものである。上下端は、アルミニウム板でゴム O リングを用いて真空を保持させるように配慮してある。放電チェンバ全体の図を図 1 に示す。ガラス部の外壁は、電気的光学的な遮蔽を行なうため接地した銅板でおおっている。

チェンバ内の到達真空度は、室温で約  $1 \times 10^{-5}$  Torr で、リーク率が約  $1 \times 10^{-3}$  Torr/min である。このため測定に用する時間を、ガス純度の低下を考慮して最小限にとどめた (使用気圧:  $2 < p < 10$  Torr)。真空ポンプは、油拡散ポンプと油回転ポンプを併用している。

上部金属板の中心に直径 1 cm の穴を開け、石英板をはめ込みこれを通して紫外線を陰極に照射し初期電子を得る機構となっている。紫外線源は、重水素ランプ (浜松テレビ KK. L 613-K) を使用している。

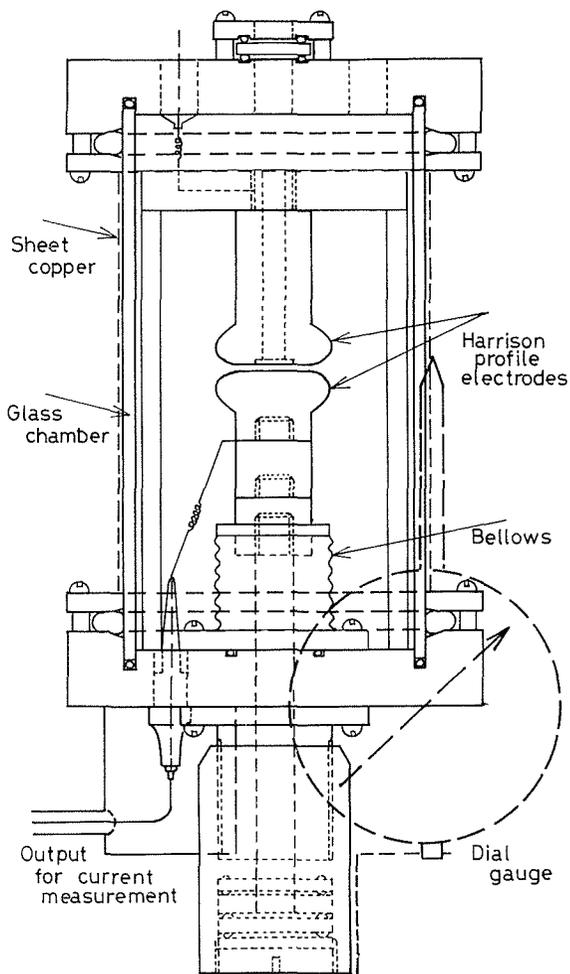


図1 放電チェンバ

電極は、材質が真ちゅうで Harrison<sup>7)</sup> 形のものである。この形状は、電算機により端極効果を少なく設計されている。直径は、3.0 cm, 中央部の直径約 1.5 cm が平坦部分となっている。陰極は、中央部に直径 1.0 cm の石英板を埋め込み、その上に厚さ約 500 Å の  $A_u$  蒸着をほどこしてある。初期電子は、この蒸着膜に紫外線を後部（電極表面の後部）から照射することにより、放電ギャップに供給される。この薄膜法は、陽極を穴あき電極とする方法よりも印加電界の歪みを小さくすることができる利点があり、短ギャップでの測定値の信頼度が増すと考えられる<sup>8)</sup>。上部電極（陰極）は、3本のガラス棒で支持されたテフロン板に取り付け固定され、下部電極（陽極）を上下可動させることで、ギャップ長を変化させることができる機構となっている。ギャップ長  $d$  の測定は、ダイヤルゲージ (0.001 cm/div) により行なった。

高電圧直流電源は、安定度が  $\pm 0.005\%$  (1時間当り) である FLUKE 408 B を使用し、電圧測定は、デジタルボルトメータ (岩崎通信 KK. VOAC 727) で行なった。電離電流の測定は、陽極側で行ない、振動容量形エレクトロメータ (タケダ理研 KK. TR-84 M) を使用した。電磁石は、磁極直径 8 cm, 励磁コイル 23000 AT のものである。

使用した  $CH_4$  ガスは、純度が 99.95% (高千穂化学 KK.) のものである。

## 2.2 実験方法

クロスフィールド中における  $CH_4$  ガスでの電離電流の測定を定常タウンゼント法 (SST 法) により設定した  $E/p_0$ ,  $B/p_0$  の条件で行なった。測定範囲は、 $E/p_0 \leq 300$ ,  $B/p_0 \leq 400$  である。電離電流は、初電子電流を  $I_0$  として、(1) 式のようにギャップ長  $d$  の関数として増倍する。クロスフィールド中においても、電子の自由行程内の運動形態が電界のみの場合と異なるだけで、定常状態においては、電極間での電子増倍過程が、同じように取り扱うことができると考えられる。従って、電離係数の算出は、(1) 式を使い電流増倍特性（電離電流  $I-d$  特性）曲線を、電算機で線形化最小二乗法を用いてカーブフィッティングして行なった<sup>9)</sup>。

$$I = I_0 \frac{\exp(\alpha d)}{1 - \gamma \{\exp(\alpha d) - 1\}} \quad (1)$$

(1) 式での  $\alpha$ ,  $\gamma$  は、それぞれタウンゼントの第1, 第2電離係数である。

## 2.3 実験結果

実験装置の信頼性をチェックするために、磁界のない電界のみ印加時の電離係数測定を行なった。結果は、下妻ら<sup>6)</sup>の測定結果（実線）とともに図2に示してある。実線とよく一致しており、また Cookson ら<sup>10)</sup>の値ともよく一致しているようである。また、図示していないが、印加電圧、ギャップ長一定状態での真空時（約  $10^{-5}$  Torr）における電子電流の磁界の影響を調べた。この場合、ガス分子と電子との衝突はないと考えられ、陰極を出た電子は電界により陽極へ達すると思われる。この状態で磁界  $B$  を加え増して行くと、電子は旋回運動を始め、旋回半径  $r$  が  $B$  の増加で小さくなり、陽極に達しなく電流の急激な減少が見られた。これらの結果から、装置の信頼性が高いと思われる。図3は、 $B/p_0$  による  $\alpha/p_0$  の変化を各  $E/p_0$  について実験したものである。 $E/p_0$  の値にかかわらず、どの場合も単調に  $B/p_0$  の増加で  $\alpha/p_0$  が低下している。筆者らは、 $H_2$  ガスについても同様な実験を行なって来たが<sup>5)</sup>、 $H_2$  においては  $B/p_0$  の変化に対して  $\alpha/p_0$  が極大値を持つ傾向が  $E/p_0 > 150$  で見られた。しかし、 $CH_4$  ガスの測定範囲内では、このような傾向が明らかには認められなかった。クロスフィールド中の電子は、電界方向への移動に加えて、 $B$  による旋回運動をするため陽極へ到達するまでに走行する距離が長くなり、衝突回数が増える。従って、 $B/p_0$  の増加で励起衝突などの非弾性衝突によるエネルギー損失が増し、電離衝突を起しえる電子が減り  $\alpha/p_0$  の減少となると考えられる。

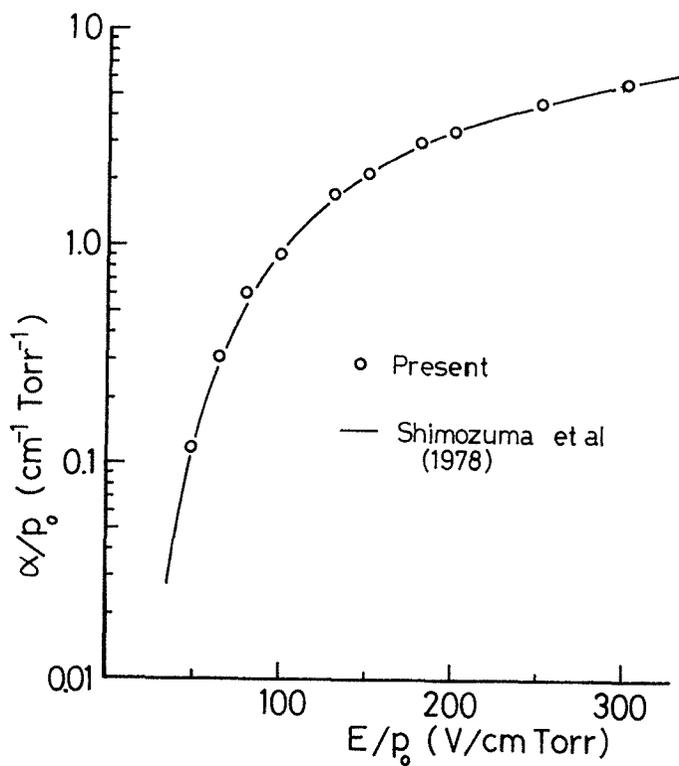


図2 電離係数

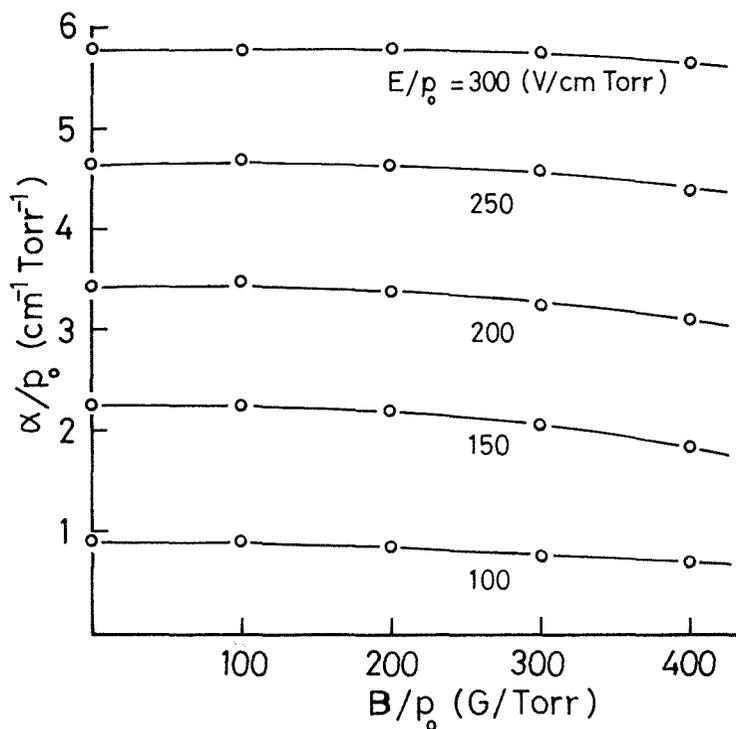


図3 電離係数の磁界による変化 (実験値)

### 3. シミュレーション

#### 3.1 シミュレーション方法

電子なだれの観測法には、パルスタウンゼント法 (PT 法), Time of Flight 法 (TOF 法), そして定常タウンゼント法 (SST 法) がある。電離電流測定実験が SST 法であるため, ここでは, 結果の比較を行なう必要上同じ SST 法のモンテカルロシミュレーションを行なった。

電子の衝突は, 中性分子とだけであると仮定し, 電子と電子, 電子とイオンなどの衝突を無視して電子の運動を追跡した。クロスフィールドにおける電子の運動方程式は, 次の (2) 式で表わされる。

$$m(d\mathbf{v}/dt) = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2)$$

ここで,  $\mathbf{v}$  は電子の速度,  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  はそれぞれ電界, 磁界である。

この微分方程式を固定座標系 ( $X, Y, Z$ ) の各成分に分けて解くと,  $t$  時間後の電子の速度の  $X, Y, Z$  成分  $V_x, V_y, V_z$  を得る。ここで電子の  $t=0$  での速度を  $(V_{x_0}, V_{y_0}, V_{z_0})$  とし,  $\mathbf{E}$  は  $X$  の負の向き,  $\mathbf{B}$  は  $Y$  の正の向きとする。

$$\left. \begin{aligned} V_x(t) &= V_{x_0} \cos \omega t - \left( V_{z_0} + \frac{E}{B} \right) \sin \omega t \\ V_y(t) &= V_{y_0} \\ V_z(t) &= V_{x_0} \sin \omega t + \left( V_{z_0} + \frac{E}{B} \right) \cos \omega t - \frac{E}{B} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

( $\omega = -eB/m$ ,  $\omega$ : 絶対値が電子のサイクロトロン周波数,  $e$ : 電子の電荷,  $m$ : 電子の質量,  $E = |\mathbf{E}|$ ,  $B = |\mathbf{B}|$ )

$t=0$  のとき電子が原点にあったとして, (3) 式をそれぞれ  $t$  で積分すると時刻  $t$  における電子の位置 ( $X(t), Y(t), Z(t)$ ) を得る。

$$\left. \begin{aligned} X(t) &= \frac{V_{x_0}}{\omega} \sin \omega t + \frac{1}{\omega} \left( V_{z_0} + \frac{E}{B} \right) (\cos \omega t - 1) \\ Y(t) &= V_{y_0} t \\ Z(t) &= \frac{1}{\omega} \left( V_{z_0} + \frac{E}{B} \right) \sin \omega t - \frac{V_{x_0}}{\omega} (\cos \omega t - 1) - \frac{E}{B} t \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

衝突の判定は, 全衝突確率が 0.02 になるごとに行なった。即ち, 電子が  $dl = 0.02\lambda$  ( $\lambda$ : 電子の平均自由行程) 進むごとに衝突確率を求め, 一様乱数を用いて衝突の有無を判定し, 衝突の場合その種類を決定した。衝突による電子の散乱は, 等方と仮定しその散乱方向の単位ベクトルの  $X, Y, Z$  成分  $x_s, y_s, z_s$  は, 次の (5) 式で表わせる。

$$\left. \begin{aligned} x_s &= \sin \beta \sin \phi \cos \theta_1 + \cos \beta \sin \theta_1 \\ y_s &= -\sin \beta \sin \phi \sin \theta_1 \cos \theta_2 + \cos \beta \cos \theta_1 \cos \theta_2 - \sin \beta \cos \phi \sin \theta_2 \\ z_s &= -\sin \beta \sin \phi \sin \theta_1 \sin \theta_2 + \cos \beta \cos \theta_1 \sin \theta_2 + \sin \beta \cos \phi \cos \theta_2 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

ここで  $\phi, \beta$  は, それぞれ入射方向に対する方位角, 極角であり次のように決定する<sup>5)</sup>。

$$\begin{aligned} \phi &= 2\pi q_1 & (q_1: \text{一様乱数}) \\ \cos \beta &= 2q_2 - 1 & (q_2: \text{一様乱数}) \\ \sin \beta &= (1 - \cos^2 \beta)^{1/2} \end{aligned}$$

$\theta_1$ : 衝突する瞬間の入射電子の運動の向きと  $YZ$  平面とのなす角

$\theta_2$ : 衝突する瞬間の入射電子の運動の向きと  $YZ$  平面への投影と  $Y$  軸とのなす角

衝突する瞬間の入射電子の速度の単位ベクトルを  $(x_e, y_e, z_e)$  とすると,  $\theta_1, \theta_2$  との間には, 次

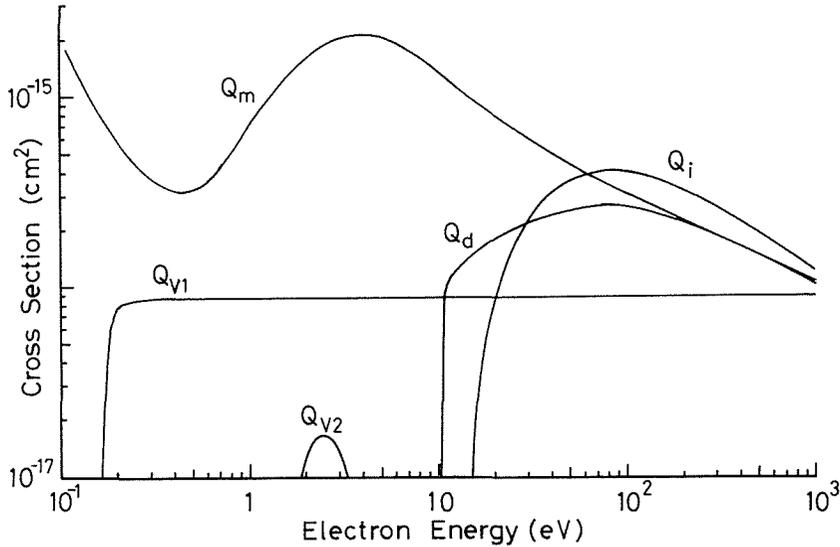


図4 衝突断面積

の関係がある。

$$\left. \begin{aligned} \sin \theta_1 &= x_e, & \cos \theta_1 &= \frac{y_e}{|y_e|} \sqrt{y_e^2 + z_e^2} \\ \sin \theta_2 &= \frac{z_e}{\sqrt{y_e^2 + z_e^2}}, & \cos \theta_2 &= \frac{|y_e|}{\sqrt{y_e^2 + z_e^2}} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

実験結果と MCS 結果の比較のため、シミュレーションの電極条件を直径 3 cm の円板として、電極間の直径 3 cm の円筒から放出した電子を消去した。また、ギャップ長は、1 cm とし電子の初速度の電界方向成分  $V_{x0}$  を  $1 \times 10^7$  cm/sec (重水素ランプから放出される紫外線波長範囲が 1800~4000 Å であり、最大強度波長が 2400~2500 Å であるため、 $A_u$  の仕事関数を 4.9 eV とし、電極からの放出電子のもつ平均エネルギーを約 0.2 eV と考えた) とした。

使用した衝突断面積のセットを図 4 に示す。運動量変換断面積  $Q_m$  は、F. A. Gianturco ら<sup>11)</sup> の Ramsauer Townsend 効果も考慮してある全衝突断面積をもとに、40 eV に最大値約  $2 \times 10^{-15}$  cm<sup>2</sup> をもつものとした。振動励起断面積  $Q_v$  は、しきい値を 0.16 eV 最大値を、0.3 eV にもつ Pollock<sup>12)</sup> の断面積を 1 eV 以上を  $8.9 \times 10^{-17}$  cm<sup>2</sup> 一定として (3 eV 以上が不明のため) 使った ( $Q_{v1}$ )。  $Q_{v2}$  は、Boness ら<sup>13)</sup> によって報告されているものを最大値を、 $1.65 \times 10^{-17}$  cm<sup>2</sup> とし、用いた。CH<sub>4</sub> の励起断面積  $Q_{ex}$  は、報告がないようで (励起状態の分子は、極めて短時間で解離すると考えられている<sup>14)</sup>)。また解離生成された分子、原子の励起断面積は、非常に小さく  $10^{-18}$  cm<sup>2</sup> 以下である) 考慮していない。しかし、解離断面積  $Q_a$  は、非常に大きくしきい値を 10 eV 最大値  $4 \times 10^{-16}$  cm<sup>2</sup> を 80 eV に持つ Winters ら<sup>14)</sup> のものを使った。電離断面積  $Q_i$  は、Jain ら<sup>15)</sup> のものを用いた。これは、Rapp ら<sup>16)</sup> のものより最大値が数%小さい。

### 3.2 計算結果と考察

a) 電子移動速度と電子なだれの重心の位置 クロスフィールド中の電子は、自由行程間に旋回運動をしながら  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  の向き (ここでは、 $Z$  の負の方向) に進むため、移動速度を考える時、電界方向成分  $V_x$  と  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  方向成分  $V_z$  を考慮しなければならない。これらをプロットしたのが、図 5 である。  $V_x$ ,  $V_z$  は、平衡状態になった領域での平均値の各値である。図から、 $B/p_0$  が大きくなるに従い  $V_x$  が減少し、 $V_z$  が上昇しながら飽和の傾向を示している。この振

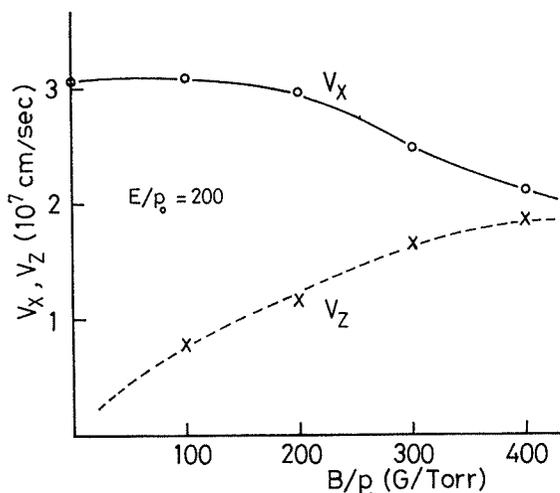


図5 電子の移動速度

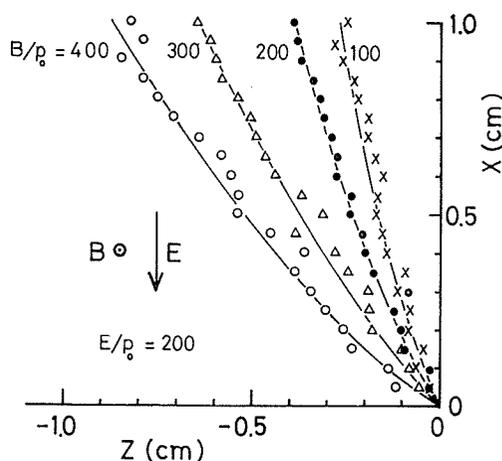


図6 電子なだれの重心の位置

舞は、電子の  $X$  方向への移動が衝突後に累積的に行なわれるため、 $B$  が強くなり衝突回数が増すと、 $V_z$  があまり上昇しなくなると考えられる。また  $E/p_0$  が大きくなるに従い、 $B/p_0$  の変化に対して、 $V_x$ ,  $V_z$  が大きな変動を示すものと思われる。

図6に  $E/p_0 = 200$  V/cm Torr の場合について、電子なだれの重心の位置をサンプルしたもので、 $B/p_0$  の増加で、重心の位置が電極中心より離れていくことが明らかに見られる。更に  $B/p_0$  を増すとギャップ外へ電子が放出して、放電電流が減少することになる。

b) 電子エネルギー分布 図7-a, b に電子なだれのエネルギー分布のギャップ長による変化を、 $E/p_0 = 200$  で、 $B/p_0 = 100, 400$  について示した。 $X = 0.1$  cm では、両方ともピーク的位置(3箇所)も形も非常によく似ている。 $X = 0.3$  cm になると、 $B/p_0 = 100$  では分布が平均化され、高いエネルギーでのピークがなくなる傾向が見られる。しかし、 $B/p_0 = 400$  では、依然として25 eV付近でピークを持っている。また、低エネルギーでのピークは、少し高いエネルギーの方へ移っている。 $X = 0.6$  cm では、 $B/p_0 = 100$  と400とでは、ピーク的位置が大きく異なり、衝突回数が多いと思われる  $B/p_0 = 400$  が低エネルギーの方へ全体が移動している。 $X = 1.0$  cm の陽極では、電極に達した電子は全て吸収されるとしたので、エネルギー分布は、高いエネルギーの方へ移っているのが認められる。しかし、400の方が100に比べ高エネルギーの電離を起す可能性のある電子が減少しているため、電離係数は低下すると思われる。

c) 電子の平均エネルギー 図8に  $E/p_0 = 200$  での各  $B/p_0$  時の電子の平均エネルギー  $\bar{\epsilon}$  をプロットした。 $B/p_0$  の増加で単調に減少している。変化は、約10%程度でありあまり大きくはない。 $H_2$  ガスにおいて、 $E/p_0 = 300$  で  $B/p_0 = 0 \sim 400$  で約30~40%の大きな変動を示すことが報告されていることから、 $CH_4$  は、磁界に対して大きな影響を受けないガスのように思われる。

d) 電離係数 図9に  $E/p_0 = 200$  における各  $B/p_0$  の電離係数  $\alpha/p_0$  を実験値と共にプロットしてある。MCSと実験値は、 $B/p_0 = 400$  で約10%の離りがあるが、傾向そして  $B/p_0 = 0$  での値の一致から、よいシミュレーション結果と考えられる。 $B/p_0$  の増加とともに  $\alpha/p_0$  が減少している。これは、 $B/p_0$  が増すことで回転半径が小さくなり、1平均自由行程間に電子が電界方向に進む距離が短くなり、電界から得るエネルギーが減少する。また、電子が電界方向に単位長進む間に走行する距離が長くなり、この間での衝突回数が増え、非弾性衝突によるエネルギー損失

も増えることになる。これらのために、電子のエネルギー分布が低エネルギーへ移り、電離衝突できる電子が減り電離係数が減少すると考えることができる。MCS の結果も実験結果と同じ、 $H_2$  ガスで見られた  $B/p_0$  の変化で、 $\alpha/p_0$  が最大値をもつ傾向は、明らかには認めることができなかった。また、 $B/p_0$  の変化に対して  $\alpha/p_0$  の変化が小さい理由の1つとして、電離エネルギー解離エネルギーが 13 eV, 10 eV であり、これらの衝突断面積が、 $Q_{r1}$ ,  $Q_{r2}$  より非常に大きく、また数 eV 付近に断面積がないため、 $B$  が増し衝突回数が上がっても非弾性衝突による電

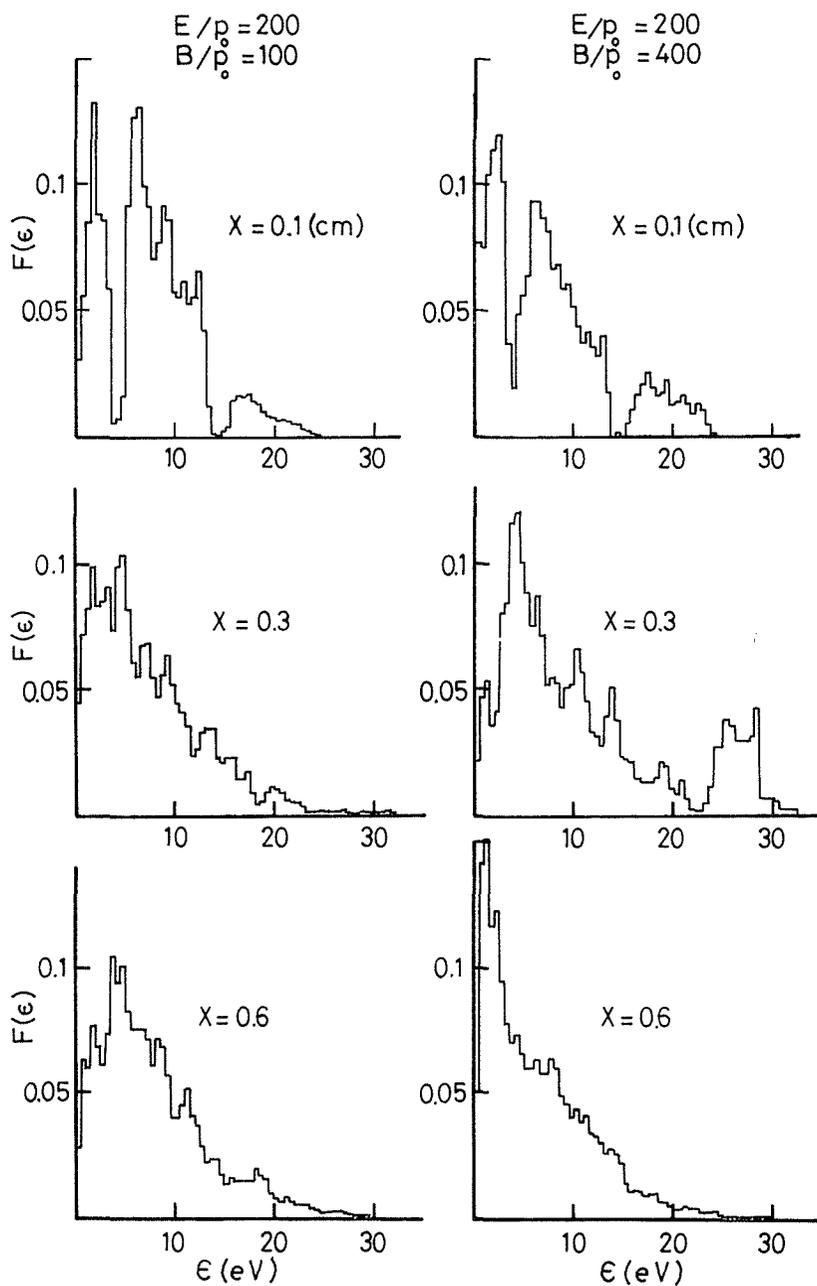


図 7-a エネルギー分布

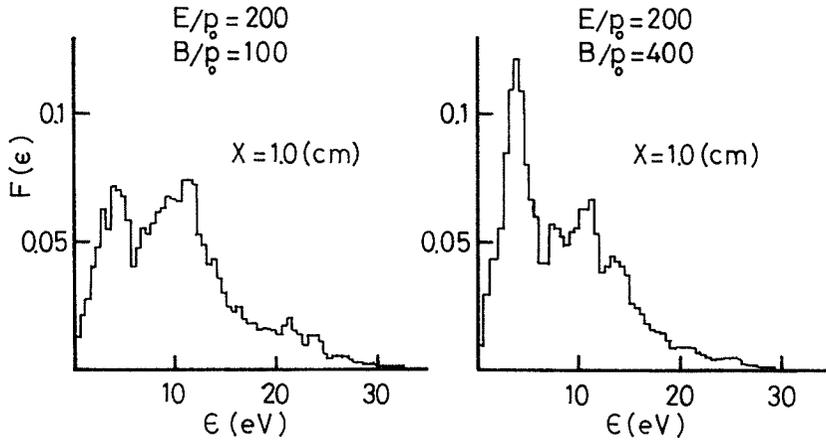


図7-b エネルギー分布

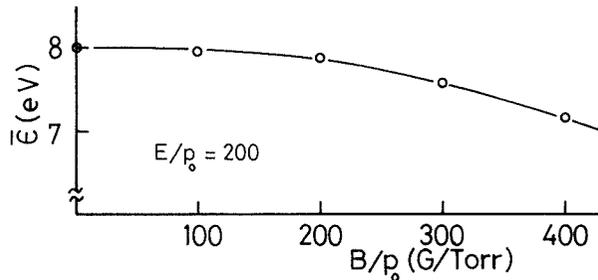


図8 電子の平均エネルギー

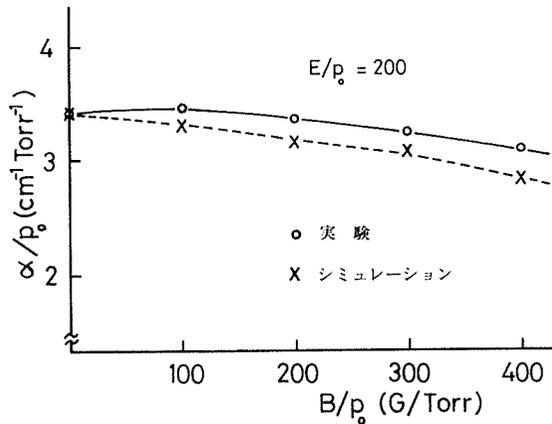


図9 電離係数の磁界による変化

子のエネルギー損失が  $H_2$  ガスより増えないためと考えられる。

#### 4. 結 言

クロスフィールドにおける  $CH_4$  ガスの電離係数  $\alpha$  を、 $100 \leq E/p_0 \leq 300$  の範囲で測定した。同一  $E/p_0$  において、 $B/p_0$  の増加に伴い  $\alpha/p_0$  が減少する傾向が見られた。モンテカルロシミュレーションの結果も実験結果と同じ傾向が得られた。得られた  $\alpha/p_0$  の値は、実験値より、最大

10%低く、この原因の1つに、使用した衝突断面積のセットに問題があると考えられる。

シミュレーションより、いくつかの電子輸送係数が得られた。電子移動速度の電界方向成分  $V_x$  は、 $B/p_0$  の増加で単調減少し、また  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  方向成分  $V_z$  は、 $B/p_0$  の増加に伴い上昇し飽和する傾向が見られた。

電子エネルギー分布は、 $B/p_0$  の増加で分布のすその部分のエネルギーの高い電子が減少し、分布全体もエネルギーの低い方へ移動する傾向が見られた。

電子なだれの重心の位置は、陽極へ進展するに従い  $B/p_0$  が大きいほど電極中心より離れてゆくことが明らかに見られた。

以上の実験とモンテカルロシミュレーションの結果から、クロスフィールド中での電子は、磁界が強くなると回旋半径が小さくなるので、電界方向に単位長進む間に、中性分子との衝突回数が多くなり、電子の平均エネルギーが低下し、従って電離を起しえるエネルギーを持った電子が少なくなり、電離係数が磁界の増加で減少する。 $H_2$  ガスと  $CH_4$  ガスの電離係数の磁界による影響を比較すると、 $CH_4$  ガスが少ない。従って、 $CH_4$  ガスは磁界の影響が少ないガスの1つではないかと思われる。

#### 参 考 文 献

- 1) Townsend, J. S.; Proc. Roy. Soc., A 86 (1912), p. 571-7.
- 2) Fletcher, J. and Haydon, S. C.; Aust. J. Phys., 19 (1966), p. 615-28.
- 3) Tomas, R. W. L. and Tomas, W. R. L.; J. Phys. B, 2 (1969), p. 562-70.
- 4) Sakai, Y., Tagashira, H. and Sakamoto, S.; J. Phys. D, 10 (1977), p. 1035-49.
- 5) 平山, 谷口, 下妻, 田頭; 電気学会放電研究会資料, ED-78-74, (1978).
- 6) 下妻, 谷口, 酒井, 田頭, 坂木; 電気学会放電研究資料, ED-78-72, (1978).
- 7) Pearson, J. S. and Harrison, J. A.; J. Phys. D, 2 (1969), p. 77-84.
- 8) Folkard, M. A. and Haydon, S. C.; Aust. J. Phys., 24 (1971), p. 527-42.
- 9) Shimozuma, M., Sakai, Y., Tagashira, H. and Sakamoto, S.; J. Phys. D, 10 (1977), p. 876-80.
- 10) Cookson, A. H., Ward, B. W. and Lewis, T. J.; Brit. J. Appl. Phys., 17 (1966), p. 891-903.
- 11) Gianturco, F. A. and Thompson, D. G.; J. Phys. B, 9 (1976), p. L 383-5.
- 12) Pollock, W. J.; Trans. Faraday. Soc., 64 (1968), p. 2919-26.
- 13) Boness, M. J. W., Larkin, I. W., Hasted, J. B. and Moore, L., Chem. Phys. Letters, 1 (1967), p. 292-4.
- 14) Winters, H. F.; J. Chem. Phys., 63 (1975), p. 3462-6.
- 15) Jain, D. K. and Khare, S. P.; J. Phys. B, 9 (1976), p. 1429-38.
- 16) Rapp, D. and Englaender-Golden, P.; J. Chem. Phys., 43 (1965), p. 1464-79.