

第4章

非定常熱伝導解析による

エネルギー配分率と実効熱入力半径の推定

4.1 はじめに

第3章では、使用する絶縁油によって除去効率に差は無く、工作物の溶融量に差があることを示した。これは使用する絶縁油によって工作物への熱流束が異なっていることによると考えられる。ここで、工具電極・工作物・絶縁油へのエネルギー配分と、工作物への熱流束の説明図を図4.1に示す。図4.1において E は工具電極－工作物間に投入される単位時間当りの総エネルギーを示し、 E_T 、 E_w 、 E_D はそれぞれ工具電極、工作物、絶縁油へ配分される単位時間当りのエネルギーを示す。これらのエネルギーの間には、

$$E = E_T + E_w + E_D \quad (4.1)$$

という関係が成り立つ。式(4.1)において工具電極－工作物間に投入される総エネルギー E は、

$$E = \frac{1}{t_e} \int_0^{t_e} i_e \cdot u_e \, dt \quad (4.2)$$

で求められる。ここで i_e は放電電流、 u_e は放電電圧、 t_e は放電持続時間を表す。

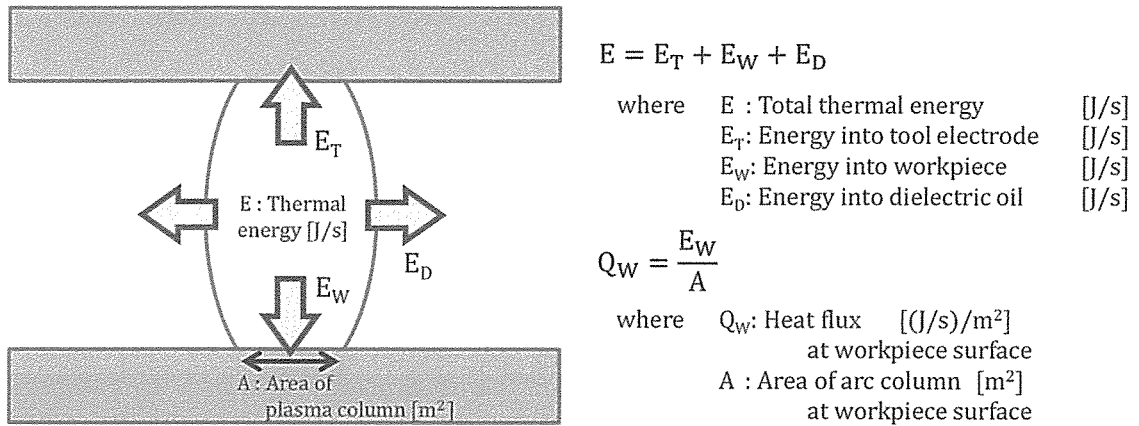


Fig. 4.1 Heat flux to the workpiece

また，図 4.1 において， A は工作物表面での熱入力面積を示しており，工作物への熱流束 Q_W は，

$$Q_W = \frac{E_W}{A} \quad (4.3)$$

で表される．一方，工作物へのエネルギー配分率 F_W は，

$$F_W = \frac{E_W}{E} \quad (4.4)$$

で求められるので，式(4.3)は，

$$Q_W = \frac{F_W \cdot E}{A} = \frac{F_W \cdot E}{\pi R^2} \quad (4.5)$$

となる．式(4.5)の R は熱入力半径を表す．つまり，総エネルギー E が一定の場合の工作物への熱流束は，工作物へのエネルギー配分率 F_W と工作物表面での熱

入力半径 R で決まることになる。

本章では、エネルギー配分率と熱入力半径をパラメータとして非定常熱伝導解析を行い、放電点近傍の工作物の温度場を求めた。そして、この解析結果と実験結果の比較によりエネルギー配分率と熱入力半径を推定した。

非定常熱伝導解析により形彫り放電加工時の温度場を求める場合、エネルギー配分率・熱入力半径・熱入力の分布形状・熱物性値・初期条件と境界条件を含む解析条件、を定める必要があり、それぞれ 4.2 節・4.3 節・4.4 節・4.5 節・4.6 節で本研究での取り扱いについて述べる。

尚、エネルギー配分率と熱入力半径の推定は油 A・油 G・油 I の 3 つの絶縁油を対象として行った。これは図 2.9 に示した加工速度のデータにおいて相対的に大・中・小の加工速度を示している絶縁油として選択したものである。

4.2 エネルギー配分率

4.2.1 これまでの研究

図 4.1 に示したように工作物-工具電極間に投入されたエネルギーは、工作物へ配分されるほかに工具電極や絶縁油にも配分される。このエネルギー配分率についてはこれまでも様々な研究がされている[1-4]。Joshi ら[1]は、工作物に銅を、工具電極に銅を使用していくつかの加工条件で実際に加工したときの 1 分間当たりの除去体積と、非定常熱伝導方程式を有限要素法により解析したときの熔融体積の比較により工作物へのエネルギー配分率を推定しており、その結果、1 パルス当たりの放電エネルギーが 100mJ 未満の場合は 18.3%であると報告している。Singh[2]は、工作物に超硬を、工具電極に銅タングステンを使用して絶縁油中で放電加工を行い、加工中の工作物と工具電極の温度を測定し、非定常熱伝導方程式を用いて計算した結果との比較によりエネルギー配分率を求めている。Singh[2]の報告によると、工作物へのエネルギー配分率は放電電流値や放電持続時間によって変化している。例えば、放電電流 8A 放電持続時間 50 μ s の場合は工作物へのエネルギー配分率は 10%程度であり、放電電流 8A のままで放電持続時間 200 μ s にすると工作物へのエネルギー配分率は 16%程度に増加している。また、放電持続時間は 50 μ s のままで放電電流を 16A に増やすと工作物へのエネルギー配分率は 17%程度に増えている。夏ら[3]は、工具電極と

工作物の両方に薄肉円筒形状の銅を使用して、熱の流れを一次元と見なし、工具電極・工作物・絶縁油の温度を測定することでエネルギー配分率を求めている。夏ら[3]の結果においてもエネルギー配分率は放電電流や放電持続時間によって変化しているが、夏ら[3]の結果では放電持続時間 $100\mu\text{s}$ で放電電流 12A の場合の工作物へのエネルギー配分率は 35% 程度であるのに対し、放電持続時間は $100\mu\text{s}$ のままで放電電流を 20A に増やすと工作物へのエネルギー配分率は 31% 程度に減少している。以上の 3 つの例はいずれも繰り返し放電を実験に使用しているが、これに対し Revaz ら[4]は、単発放電（放電持続時間 $104\mu\text{s}$ 、放電電流 5A ）をイリジウムの針と厚さ $50\mu\text{m}$ のばね鋼の間で起こし、放電点と反対側の面のばね鋼温度を測定している。そして Revaz ら[4]は、この測定結果と非定常熱伝導方程式の計算結果との比較により、工作物へのエネルギー配分率を 10% と導いている。これらの研究事例が示しているように、工作物へのエネルギー配分率は放電電流や放電持続時間といった加工条件や、工作物の材質等によっていろいろな値が報告されており、加工条件や工作物の材質を網羅した一般的な計算式は得られていない。

本章では、非定常熱伝導方程式を用いて温度場の計算を行い、その計算結果と第 2 章および第 3 章で得られた実験結果との比較により、工作物へのエネルギー配分率と熱入力半径を求め、これらが絶縁油（油 A・油 G・油 I）によってどの程度異なるのか解析した。

4.2.2 絶縁油の熱拡散率

絶縁液中に散逸するエネルギーの割合について夏[5]は、工具電極と工作物間に絶縁液（密度 $800\text{kg}/\text{m}^3$ 、比熱 $2100\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ ）の噴流を流し、その噴流流量を変えながら絶縁液の温度を測定することで調べている。その報告で夏[5]は、噴流流量がゼロの場合に絶縁液に散逸するエネルギーの割合は数%であり、工具電極表面や工作物表面からの熱伝達やプラズマからの放射によって絶縁液へ散逸するエネルギーは無視できるとしている。従って、プラズマから絶縁液への伝熱は、主として相変化を伴う熱伝導により行われていると考えられる。放電加工では数十 μs ～数百 μs という短い放電持続時間のパルスを繰り返し印加しており、工具電極・工作物・絶縁液の温度分布は非定常となるので、その温度場は熱拡散率の影響を受ける。

本研究では加工中に噴流を使用していないので、絶縁油へ散逸するエネルギーの割合は数%程度と考えられる。また、油 A・油 G・油 I の熱拡散率を求めた

結果を表 4.1 に示す。表 4.1 は、密度・比熱・熱伝導率の 3 つの物性値を測定した後、これらの物性値から計算により熱拡散率を求めたものである。密度の測定には東京硝子器械社製の標準比重計を、比熱の測定には日立ハイテクサイエンス社製の示差走査熱量計 DSC6220 を使用した。また熱伝導率は非定常熱線法により測定を行った。表 4.1 には比較のために工作物として使用した S45C と工具電極として使用した銅の熱拡散率も示した。絶縁油間で熱拡散率に若干の差があるものの、S45C や銅と比較すると 2 桁から 3 桁も小さくなっており、これらの絶縁油を使用して加工した場合、絶縁油の違いは工作物へのエネルギー配分率に対して大きな影響を及ぼさないものと予測される。

Table 4.1 Thermal diffusivity of S45C, copper and dielectric oils at 298K

Material	S45C	Copper	Oil A	Oil G	Oil I
Thermal diffusivity [mm ² /s]	13.9	117	0.091	0.099	0.079

4.3 熱入力半径

工作物への熱入力の熱源は、工作物と工具電極間に生成されたプラズマであり、工作物表面と接するプラズマの大きさによって工作物への熱入力半径は影響を受けると考えられる。従って、高温となっているプラズマ径を直接測定することが出来れば、工作物への熱入力半径を推定する上で極めて有益な情報となる。Kojima ら[6]は、プラズマからの発光の分光分析[7]により大気中での放電時のプラズマ直径を測定して報告している。また Kunieda[8]は、大気中での絶縁破壊直後のプラズマ直径が拡大していく様子を分光分析[7]により観測し、絶縁破壊直後の約 2 μ s で直径拡大は完了し、それ以降は一定の値を示すことを報告している。通常の形彫り放電加工は絶縁油中で行われるが、Kojima ら[6]は、絶縁油中でのプラズマからの発光を高速度カメラで撮影して、発光領域が時間の経過とともに大きくなっていることを観測し、この絶縁油中でのプラズマ拡大のスピードが大気中での拡大スピードよりも緩やかであることを報告している。プラズマ領域の径を測定するためには、上述の大気中放電で用いられた分

光分析法を適用する必要があるが、絶縁油中での放電の場合、絶縁油によるプラズマからの放射光の吸収や、絶縁油中に生じる気泡による放射光の散乱などにより、測定が困難となっている。

Revaz ら[4]や Zhang ら[9]は、針状の工具電極と工作物間で単発放電を起こし、工作物に形成された放電痕形状と、非定常熱伝導方程式を用いた数値計算結果の比較により、放電持続時間の経過とともに拡大するプラズマ半径 $r(t)$ を、

$$r(t) = K t^n \quad (4.6)$$

という関数で表現している。ここで K と n は定数を表す。式(4.6)の n について Revaz ら[4]は $n=0.2$ 、Zhang ら[9]は $n=0.37\sim 0.41$ と報告しており、両者の n 値は大きく異なっているが、これは実験条件の違いに起因していると考えられる。Revaz ら[4]は、放電電流を 5A として工具電極に針状のイリジウム、工作物にばね鋼を使用し絶縁油を介して放電を起こしている。一方の Zhang ら[9]は、放電電流を 14A として工具電極に針状の鋼、工作物には合金工具鋼を使用して脱イオン水を介して放電させている。

本章での非定常熱伝導解析に拡大するプラズマ半径を適用しようとした場合、図 2.5 のように工具電極と工作物を対向させて工具電極平面—工作物平面間で単発放電を起こし、得られた放電痕の観察により式(4.6)の K と n を確定させる必要がある。しかし、平面—平面間での単発放電は表 2.1 に示した 90V 程度の開放電圧では非常に起こり難く、 K と n を確定させることは困難である。

猪飼ら[10]は、時間とともに拡大するプラズマ半径と等価な熱入力効果を持つ等価熱入力半径を仮定し、単発放電実験による放電痕半径との比較によりこの等価熱入力半径を求める関数を導いている。しかし、その単発放電実験では工具電極に銅細線が用いられており、本研究での平面—平面間放電とは異なっている。また、猪飼ら[10]は等価熱入力半径内の熱入力分布形状について論じていないが、プラズマ中心部と外縁部では熱流束が異なると考えられ、解析精度を上げるためにはこの分布形状についても考慮する必要がある。

熱入力の分布形状については 4.4 節で詳述するが、本研究ではガウス分布型を持ち、かつ半径が時間的に変化しない熱入力を仮定した。この熱入力、時間の経過とともに拡大する実際のプラズマと同等の熔融能力を持ち、その半径を実効熱入力半径 (R_{eff} , Effective Radius of Heat Input) と呼ぶ。本章では、工作物へのエネルギー配分率のほかにこの実効熱入力半径の値もパラメータとして非定常熱伝導解析を実行し、実験結果との比較により逆解析を行った。

4.4 熱入力の分布形状

熱伝導解析を行う上で、熱入力領域内で熱入力強度がどのように分布しているかということが問題となる。熱入力強度を全熱入力領域にわたって積分すれば、工作物に配分されるエネルギーと等しくなるが、熱入力強度の分布形状によって工作物の溶融作用が異なってくる。これまでの研究では点熱源[11]、一様分布[12]、ガウス分布[1]などが採用されているが、ガウス分布と仮定して計算したものが加工実験の結果とよく合致している[13]。本研究でもガウス分布を適用して熱伝導解析を行った。

ガウス分布の確率密度関数 $p(x)$ は一般的に、

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.7)$$

で与えられる。ここで σ は標準偏差を表す。統計理論によると確率的に -3σ から $+3\sigma$ の範囲に 99.75% の事象が含まれるので、この 3σ の範囲が実効熱入力半径 R_{eff} と等しい ($R_{\text{eff}}=3\sigma$) と見なし、座標 x を半径を表す r に置き換えると式(4.7) は、

$$p(r) = \frac{3}{\sqrt{2\pi}R_{\text{eff}}} \exp\left[-4.5\frac{r^2}{R_{\text{eff}}^2}\right] \quad (4.8)$$

となる。詳細な式の展開は省略するが式(4.8)を放電加工の熱流束問題に適用すると、工作物表面での熱流束の半径 r 方向の分布 $q_w(r)$ は式(4.9)の形となる[14]。

$$q_w(r) = \frac{4.57i_e u_e F_w}{\pi R_{\text{eff}}^2} \exp\left[-4.5\frac{r^2}{R_{\text{eff}}^2}\right] \quad (4.9)$$

ここで、 i_e は放電電流、 u_e は放電電圧、 F_w は工作物へのエネルギー配分率、 R_{eff} は実効熱入力半径を表す。式(4.9)を熱入力面全域(A)に対し積分を行うと式(4.10)のようになる。

$$\begin{aligned} \oint_A q_w(r) dA &= \int_0^{R_{\text{eff}}} q_w(r) \cdot 2\pi r \cdot dr \\ &= \frac{9.14i_e u_e F_W}{R_{\text{eff}}^2} \int_0^{R_{\text{eff}}} \exp\left[-4.5 \frac{r^2}{R_{\text{eff}}^2}\right] r dr \end{aligned} \quad (4.10)$$

ここで、 $k=4.5(r^2/R_{\text{eff}}^2)$ とおくと $dk=(9r/R_{\text{eff}}^2)dr$ となり、

$$dr = \frac{R_{\text{eff}}^2}{9r} dk \quad (4.11)$$

となる。 $r=0$ のとき $k=0$ 、 $r=R_{\text{eff}}$ のとき $k=4.5$ なので式(4.11)を式(4.10)に代入すると、

$$\begin{aligned} \frac{9.14i_e u_e F_W}{R_{\text{eff}}^2} \int_0^{R_{\text{eff}}} \exp\left[-4.5 \frac{r^2}{R_{\text{eff}}^2}\right] r dr \\ &= \frac{9.14i_e u_e F_W}{R_{\text{eff}}^2} \int_0^{4.5} \exp(-k) r \frac{R_{\text{eff}}^2}{9r} dk \\ &= 1.016i_e u_e F_W [-\exp(-k)]_0^{4.5} \\ &= i_e u_e F_W \end{aligned} \quad (4.12)$$

となり、工作物へ配分される単位時間当りのエネルギーと等しいことがわかる。工作物表面上での $q_w(r)$ の様子を図 4.2 に示す。 $r=0$ は熱入力を中心となり、 $q_w(r)$ は熱入力領域の中心軸に対して軸対称の分布となる。 4.3 節でも述べたとおり、本研究では実効熱入力半径は時間によらず一定としている。 図 4.3 において r_1 から r_2 の範囲に入力される熱流束は、式(4.10)の積分範囲を $r_1 \sim r_2$ として、

$$\int_{r_1}^{r_2} q_w(r) \cdot 2\pi r \cdot dr = \frac{9.14i_e u_e F_W}{R_{\text{eff}}^2} \int_{r_1}^{r_2} \exp\left[-4.5 \frac{r^2}{R_{\text{eff}}^2}\right] r dr \quad (4.13)$$

により計算した結果を、入力面積 $\pi(r_2^2 - r_1^2)$ で割ることで求められる。

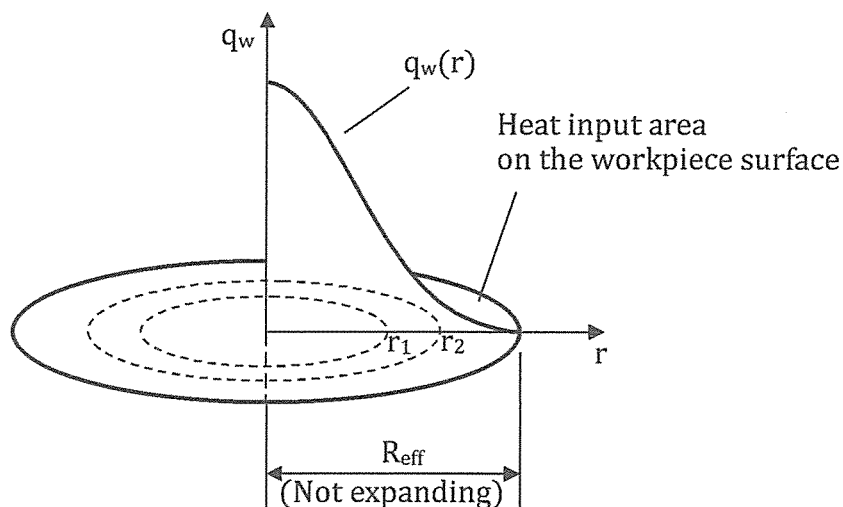


Fig. 4.2 Heat input distribution on the workpiece surface

4.5 工作物の熱物性値

4.5.1 工作物の熱物性値

非定常熱伝導解析では解析対象となる物質の熱物性値（密度・比熱・熱伝導率）が必要となる。これらの熱物性値は温度依存性を持っており、より正確な解析を行うためには熱物性値の温度依存性を計算プログラムに盛り込む必要がある。本研究で使用した工作物は炭素鋼 S45C であるが、この材質の熱物性値の温度依存性は文献等に示されていない。S45C と組成が近い S40C の 300K～800K の熱物性値[15]と純鉄の熱物性値[15]を比較したものを図 4.3～図 4.5 に示す。図 4.3 の密度と図 4.4 の比熱において S40C は純鉄と殆ど同じ特性を示している。図 4.5 の熱伝導率では 300K において S40C の値が小さくなっているが、温度が上がるにつれて純鉄の値に近づいていくことがわかる。従って、純鉄の熱物性値を使用しても大きな誤差は生じないと考え、本研究ではこれを解析に使用した。解析に使用した純鉄の熱物性値を表 4.2 に示す。表 4.2 の 1811K における値は液体としての熱物性値を示している。解析では表 4.2 に示した温度間の熱物性値を線形補間して使用した。純鉄の融点は 1811K である 1811K 以上の熱物性値は一定とした。

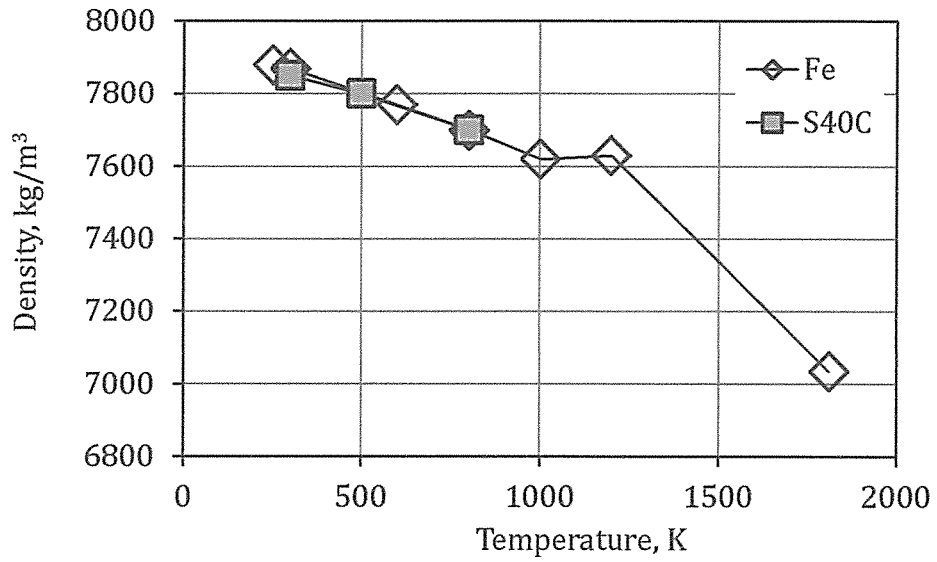


Fig. 4.3 Comparison of Fe density and S40C density

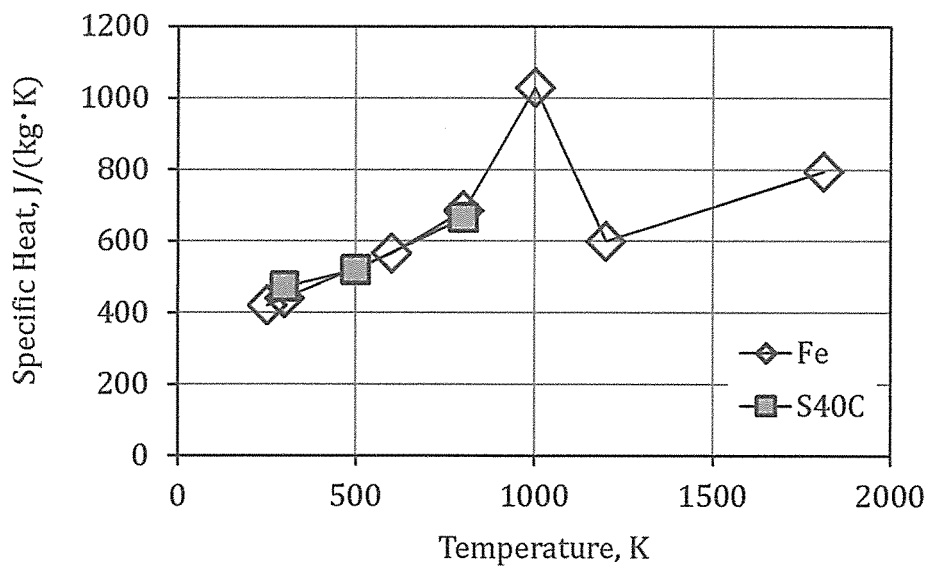


Fig.4.4 Comparison of Fe specific heat and S40C specific heat

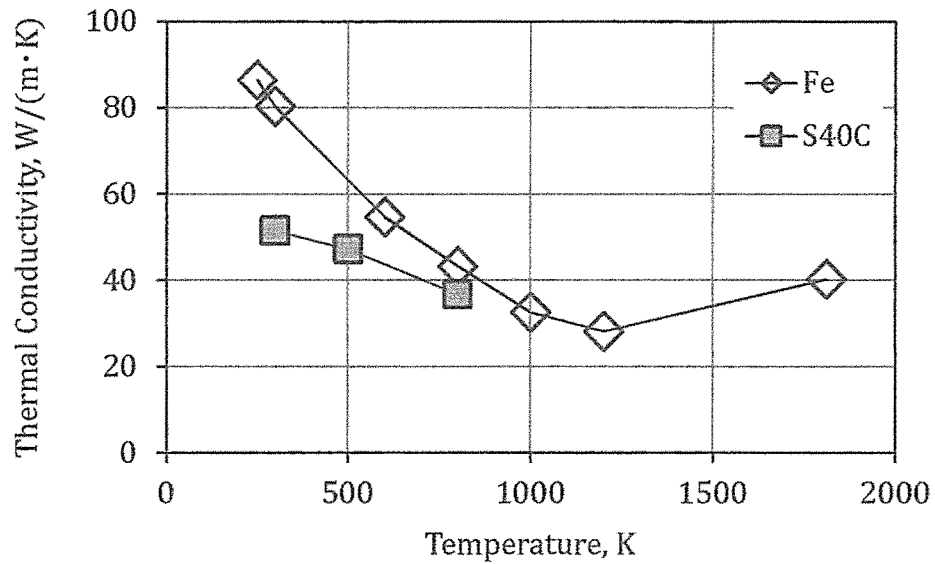


Fig. 4.5 Comparison of Fe thermal conductivity and S40C thermal conductivity

Table 4.2 Thermophysical properties of iron

Temperature [K]	Density [kg/m ³]	Specific Heat [J/(kg·K)]	Thermal Conductivity [W/(m·K)]	ref.
250	7880	422	86.5	[15]
300	7870	442	80.3	
600	7770	566	54.7	
800	7700	686	43.3	
1000	7620	1030	32.6	
1200	7630	600	28.2	
1811	7035	795	40.3	[16]

4.5.2 潜熱の取り扱い

潜熱は固体から液体あるいは液体から気体に相変化する際に物質内で消費される熱量であり、より正確に解析を行うためにはこの潜熱を考慮する必要がある。文献[9,17]では溶融潜熱 L_m を熱拡散率 α の中に組み込んで、式(4.14)に示した修正熱拡散率 α' として解析を行っている。

$$\alpha' = \frac{\lambda}{\rho (C_p + L_m / T_m)} \quad (4.14)$$

ここで、 λ は熱伝導率、 ρ は密度、 C_p は比熱、 L_m は溶融潜熱、 T_m は融点を表す。式(4.14)は溶融潜熱 L_m を融点 T_m で割ってその商を比熱 C_p に加えている。これは、絶対零度から融点までの温度範囲全域に渡って、比熱 C_p にある量を一様に上乘せした形となっている。そもそも溶融潜熱とは、融点において固体から液体に相変化するために費やされる、温度変化としては現れない熱のことである。この溶融潜熱を式(4.14)のように扱うということは、本来の溶融潜熱の意味を表していないと同時に、実際の工作物とは異なる比熱特性を持つ材質の温度場を計算していることになる。

Joshi ら[1]および Singh[2]は、温度場を計算する際に

$$C_p' = C_p + \frac{L_m}{\Delta T} \quad (4.15)$$

という形で比熱の中に溶融潜熱を組み入れている。ここで C_p' は溶融潜熱を組み入れた比熱を示す。Joshi ら[1]は ΔT を融点と室温の差、Singh[2]は ΔT を融点と絶対零度の差としている。式(4.15)を使用した場合、式(4.14)を使用した場合と同様に実際の工作物とは異なる比熱特性を持つ材質の温度場を計算していることになる。

また Kansal ら[14]は、式(4.16)を使用して潜熱 L_m を比熱 C_p に組み込んで修正された比熱 C_m を用いて解析を行っている。

$$C_m = C_p + \frac{L_m}{2\Delta T} \quad \text{for } T_m - \Delta T \leq T \leq T_m + \Delta T \quad (4.16)$$

式(4.16)では ΔT の選択により潜熱分の熱量を配分する温度域を設定できるのが特徴である。 ΔT を狭くしていけば、固体から液体への状態変化に潜熱が消費されるという本来の潜熱の状態に近づいていく。しかし、 $2\Delta T$ の温度幅の間で潜熱分の熱量が消費されるためには、式(4.16)の C_m を使用して計算される温度上昇幅が $2\Delta T$ となっている必要があるが、実際の解析上はそのことが保証されているわけではない。この様子を図 4.6 に示す。

図 4.6 において融点を T_m 、 n ステップ目の計算結果の温度を T_n とする。 T_n を計算する際は T_{n-1} における熱物性値が使われるが、式(4.16)および図 4.6 をみると T_{n-1} における熱物性値には潜熱が反映されていない。従って、図 4.6 の T_n は潜熱消費がまったく無いまま $T_m \pm \Delta T$ の領域に入ったことになる。また、 T_{n+1} の計算には T_n における熱物性値が使われるので、この場合の熱物性値には式(4.16)によって潜熱が反映されているが、 T_n から T_{n+1} への温度上昇量を $2\Delta T - \alpha$ とすると、ここでの潜熱消費量は $(C_m - C_p) \cdot (2\Delta T - \alpha)$ となり、本来消費されるべき熱量 $(C_m - C_p) \cdot 2\Delta T$ に対し $(C_m - C_p) \cdot \alpha$ だけ足りないまま $T_m \pm \Delta T$ の温度領域を通過したことになる。 $\alpha = 0$ の場合は潜熱分の熱量が消費されたことになるが、解析上 $\alpha = 0$ が保証されている訳ではない。 $\alpha < 0$ の場合は潜熱より多い熱量が消費されたことになる。

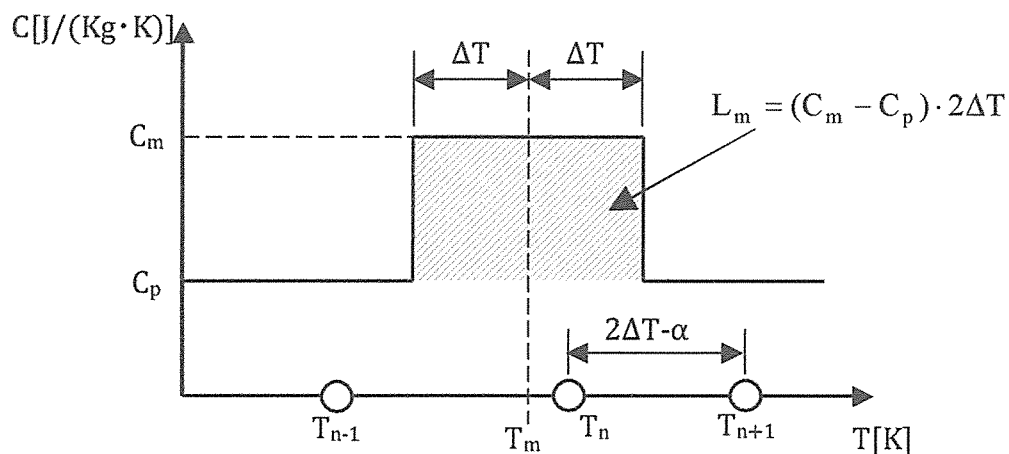


Fig. 4.6 Explanation of latent heat consumption

そこで本研究では、確実に潜熱が消費されたあとに工作物温度が融点を超えていくようにするためのアルゴリズムを考案し解析に使用した。この潜熱消費のアルゴリズムを図 4.7 に示す。このアルゴリズムでは予め潜熱の値を定数として持たせておき 1 ステップ後の温度計算を行う。温度計算の後、直前のステップでの温度 T_{n-1} が融点以下で現在の温度 T_n が融点を超えているかの判断を行う。これが真であれば、

$$L'_m = L_m - C_p(T_n - T_m) \quad (4.17)$$

を計算し $T_n = T_m$ として次のステップへ計算を進め、次のステップでは L'_m を潜熱として使用する。このようにして計算を行っていき式(4.17)の L'_m が負の値になった場合、

$$T_n = T_m + \frac{|L'_m|}{C_p} \quad (4.18)$$

を使用して負になった分を温度に換算して T_m に加える。このようにして潜熱分の熱量を消費したあとに融点を超えて温度上昇していくようにしている。同様に工作物沸点における気化潜熱も計算に組み入れた。計算に使用した純鉄の溶融潜熱と気化潜熱を表 4.3 に示す。

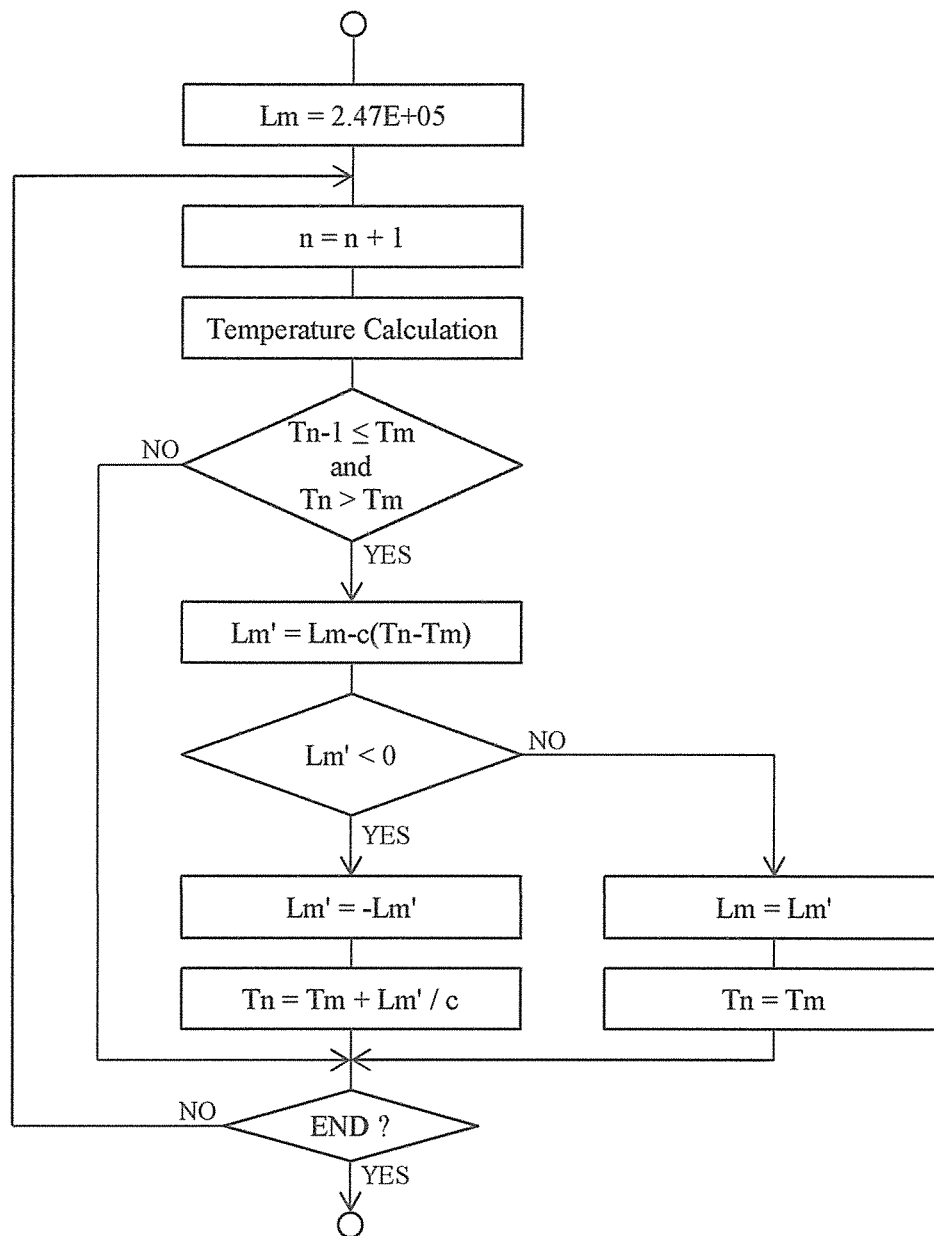


Fig. 4.7 Calculating flow chart of latent heat consumption

Table 4.3 Latent heat of Fe

Temperature	Latent Heat	ref
Melting Point 1811 [K]	2.47E+05 [J/kg]	[16]
Boiling Point 3136 [K]	6.34E+06 [J/kg]	[18]

4.6 解析モデルと支配方程式

4.6.1 解析モデル

形彫り放電加工における工作物の溶融現象は、プラズマからの熱流束による熱伝導問題としてモデル化できる。この溶融現象は極めて短い時間（本研究では $250\mu\text{s}$ 以下）の間に工作物の融点以上まで昇温するものであり、非定常熱伝導現象である。また、工作物表面での熱入力形状を円形と仮定しているため、円筒座標系を採用した。プラズマの中心軸上に原点を有する円柱状の領域を想定し、この領域の温度解析を行った。この領域の温度場をプラズマ中心軸に対して軸対象とし、円筒座標系の r - z 平面に対して解析を行った。この解析モデルを図 4.8 に示す。

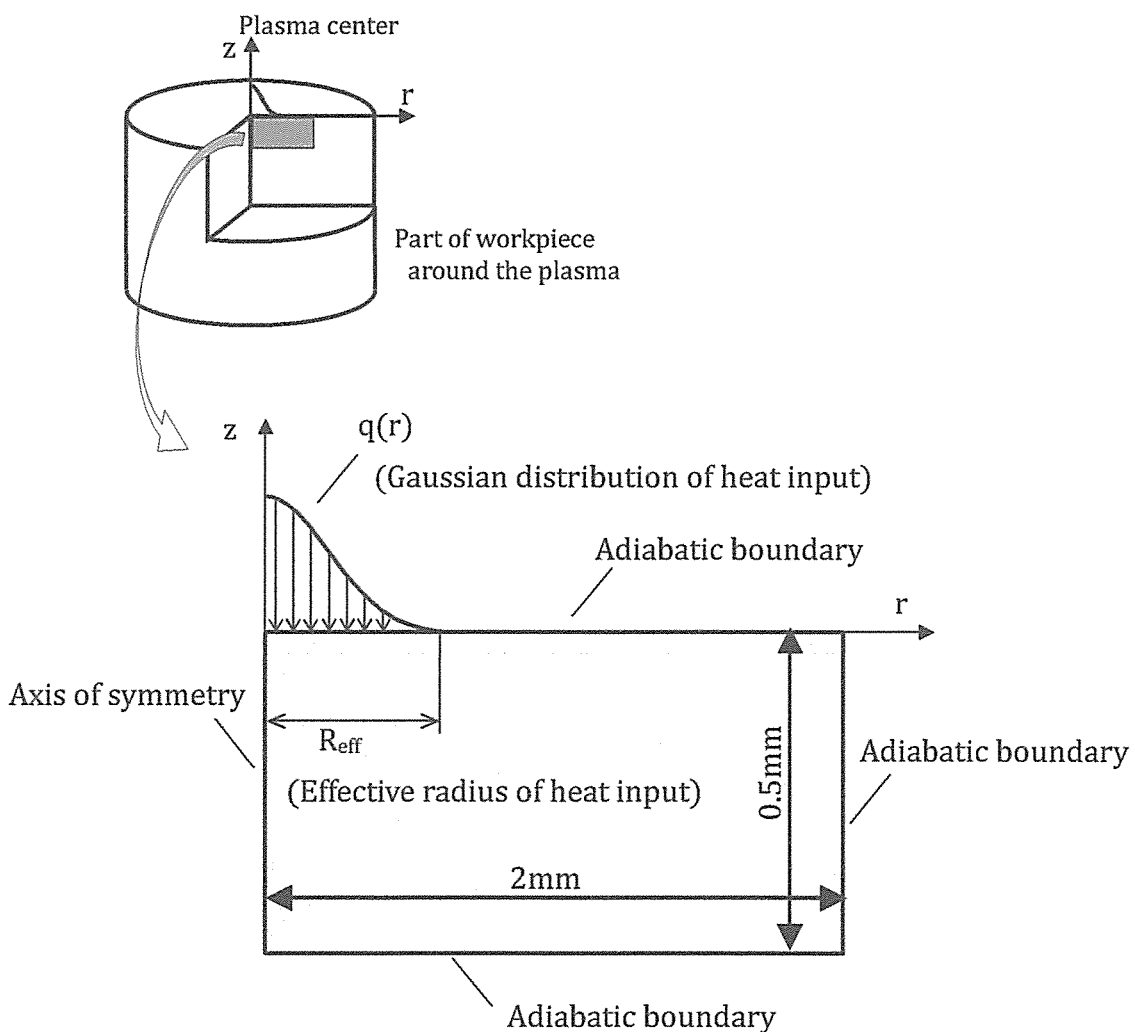


Fig. 4.8 Thermo-physical model for numerical simulation

4.6.2 支配方程式

軸対象円筒座標系における非定常熱伝導方程式は、

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (4.19)$$

で表される。ここで c は比熱、 ρ は密度、 T は温度、 t は時間、 λ は熱伝導率を表す。 r と z は図 4.8 に示した円筒座標系における座標を示す。式(4.15)を差分法の陽解法により離散化[19]し、放電持続時間経過後の工作物温度場の計算を行った。

離散化の具体的な例として、図 4.9 における点 P の温度を求める場合について簡単に説明する。図 4.9 は解析領域内に四角形のコントロールボリュームを配置し、コントロールボリュームの中心に格子点を置いたものである。コントロールボリュームの温度はその中心の格子点の温度で代表される。まず式(4.19)の両辺に r を掛け式(4.20)の形にする。

$$r\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} \left(r\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(r\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (4.20)$$

次に、式(4.20)の両辺を $t=t \sim t+\Delta t$, $r=w \sim e$, $z=s \sim n$ の区間で積分すると、式(4.20)の左辺、右辺第 1 項、右辺第 2 項はそれぞれ、

$$\int_s^n \int_w^e \int_t^{t+\Delta t} r\rho c \frac{\partial T}{\partial t} dt dr dz = r_p c \rho \Delta r \Delta z (T_p^1 - T_p^0) \quad (4.21)$$

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial r} \left(r\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) dr dz dt = \left[r_e \lambda \frac{T_E^0 - T_P^0}{\Delta r} - r_w \lambda \frac{T_P^0 - T_W^0}{\Delta r} \right] \Delta z \Delta t \quad (4.22)$$

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial z} \left(r\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) dz dr dt = \left[r_n \lambda \frac{T_N^0 - T_P^0}{\Delta z} - r_s \lambda \frac{T_P^0 - T_S^0}{\Delta z} \right] \Delta r \Delta t \quad (4.23)$$

となる。ここで T の右肩が 0 となっている T^0 は現在の温度を、1 となっている T^1 は 1 計算ステップ後の温度を示す。 T_p^0 は点 P の現在の温度を表し、 T_p^1 は点

P の 1 計算ステップ後の温度を表している．式(4.21)～式(4.23)の 3 つの式の右辺を用いて，式(4.21)=式(4.22)+式(4.23)とおいて T_{p^1} について解けば 1 計算ステップ後の点 P の温度が求められる．

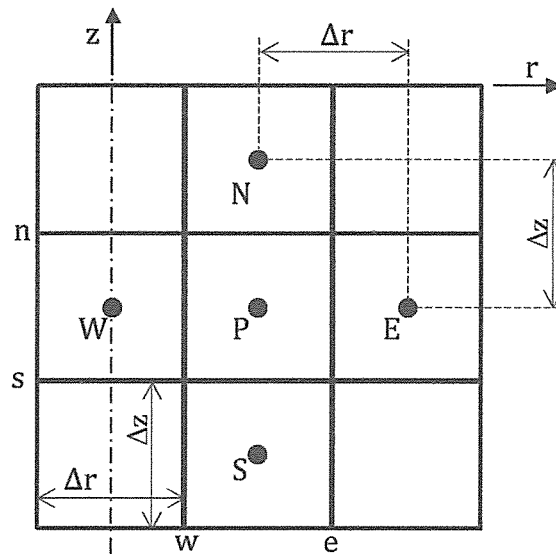


Fig. 4.9 Explanation of discretization

点 P が対称軸 (z 軸) 上にある場合，式(4.21)の $r_P=0$ となり T_{p^1} が求められなくなるので計算上の工夫が必要となる．マクローリン展開の公式は，

$$f(r) = f(0) + \frac{r}{1!} f'(0) + \frac{r^2}{2!} f''(0) + \dots + \frac{r^n}{n!} f^{(n)}(0) \quad (4.24)$$

であるが，この式(4.24)の両辺を r で割ると，

$$\frac{1}{r} f(r) = \frac{1}{r} f(0) + f'(0) + \frac{r}{2!} f''(0) + \dots + \frac{r^{n-1}}{n!} f^{(n)}(0) \quad (4.25)$$

が得られる．ここで $f(r) = \partial f / \partial r$ とおくと式(4.25)は，

$$\frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial r} \Big|_{r=0} + \frac{\partial^2 f}{\partial r^2} \Big|_{r=0} + \frac{r}{2!} \frac{\partial^3 f}{\partial r^3} \Big|_{r=0} + \dots + \frac{r^{n-1}}{n!} \frac{\partial^{n+1} f}{\partial r^{n+1}} \Big|_{r=0} \quad (4.26)$$

となる．今解析対象としている工作物の温度は z 軸に対して対称な分布をしており，また $r=0$ で微分可能であると考えられるので， $r=0$ において $\partial f/\partial r=0$ となりこれを式(4.26)に代入し，右辺第 3 項以降を省略すると式(4.26)は，

$$\frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial r} = \frac{\partial^2 f}{\partial r^2} \Big|_{r=0} \quad (4.27)$$

と近似できる．式(4.27)の関係を式(4.19)に適用すると，対称軸上 ($r=0$) での非定常熱伝導方程式は，

$$c\rho \frac{\partial \Gamma}{\partial r} = 2\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (4.28)$$

となる．式(4.28)の両辺を $t=t \sim t+\Delta t$ ， $r=w \sim e$ ， $z=s \sim n$ の区間で積分すると，式(4.28)の左辺，右辺第 1 項，右辺第 2 項はそれぞれ，

$$\int_s^n \int_w^e \int_t^{t+\Delta t} c\rho \frac{\partial \Gamma}{\partial r} dt dr dz = c\rho \Delta r \Delta z (T_p^1 - T_p^0) \quad (4.29)$$

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e 2\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} dr dz dt = \left[\lambda \frac{T_E^0 - T_P^0}{\Delta r} - \lambda \frac{T_P^0 - T_W^0}{\Delta r} \right] 2\Delta z \Delta t \quad (4.30)$$

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} dz dr dt = \left[\lambda \frac{T_N^0 - T_P^0}{\Delta z} - \lambda \frac{T_P^0 - T_S^0}{\Delta z} \right] \Delta r \Delta t \quad (4.31)$$

となる．式(4.29)～式(4.31)の 3 つの式の右辺を用いて，式(4.29)=式(4.30)+式(4.31)とおくことで T_p^1 の計算が可能となる．

4.6.3 解析条件

工作物へのエネルギー配分率と実効熱入力半径をパラメータとして、非定常熱伝導解析により工作物の温度場を計算した。解析条件を表 4.4 に示す。r 方向の格子点間距離 Δr と z 方向の格子点間距離 Δz はともに $1\mu\text{m}$ とした。また計算ステップ Δt は 10ns とした。初期条件は 296K とした。実効熱入力半径は $20\sim 400\mu\text{m}$ 、エネルギー配分率は $5\sim 18.3\%$ の範囲で変えながら温度場の計算を行った。

Table 4.4 Conditions of transient heat conduction analysis

Lattice point distance (Δr)	$1\mu\text{m}$
Lattice point distance (Δz)	$1\mu\text{m}$
Calculating time step (Δt)	10ns
Discharge current (i_e)	10A
Discharge voltage (u_e)	22V
Discharge duration (t_e)	$250\mu\text{s}$
Initial temperature	296K
Effective radius of heat input (R_{eff})	$20 - 400\mu\text{m}$
Energy fraction to workpiece (F_w)	$5 - 18.3\%$

4.7 解析結果

放電持続時間である $250\mu\text{s}$ が経過した時点での温度分布例として、実効熱入力半径 $200\mu\text{m}$ 、エネルギー配分率 14% の設定で解析した結果を図 4.10 に示す。

温度場の計算結果より工作物の融点を超える部分の体積、工作物表面での融点を超える半径、工作物の最大溶融深さが求められる。これらの結果をそれぞれ図 4.11、図 4.12、図 4.13 に示す。図 4.11 の横軸は実効熱入力半径で縦軸は融点を超えた領域の体積を示す。図 4.11 を見ると、実効熱入力半径の増加に伴って溶融体積は少しずつ増加していき、実効熱入力半径が $100\mu\text{m}$ から $200\mu\text{m}$ 程度の間で最大値を示し、最大値を超えた後は急激に減少していることがわかる。エネルギー配分率が大きいほど最大値を示す実効熱入力半径は大きくなっている。また同じ実効熱入力半径で比較すると、エネルギー配分率が大きいほど溶融体積も大きくなることわかる。図 4.12 では横軸に実効熱入力半径を、縦軸に工作物表面における溶融半径を示す。図 4.12 を見ると、実効熱入力半径の増加に伴って溶融半径も増加していき、実効熱入力半径が $120\mu\text{m}$ から $260\mu\text{m}$ 程度の間で最大値を示していることがわかる。溶融半径がこのような極値を示す理由は、実効熱入力半径が小さいうちは熱流束が大きく十分な溶融能力を持っており、実効熱入力半径の拡大とともに溶融半径も拡大していくが、実効熱入力半径がある値より大きくなると熱流束の溶融能力が減少していき溶融半径が減少に転じるためであると考えられる。またエネルギー配分率が大きくなるほど溶融半径が最大となる実効熱入力半径は大きくなり、溶融半径の最大値自体も大きくなっていることがわかる。実効熱入力半径が小さい領域では溶融半径は実効熱入力半径よりも大きい値を示しているが、溶融半径が最大値を示すポイントで見ると、溶融半径は実効熱入力半径の半分程度でしかない。図 4.13 では横軸に実効熱入力半径を、縦軸に工作物表面からの最大溶融深さを示す。図 4.13 を見ると、いずれの解析条件においても実効熱入力半径の増加に伴い最大溶融深さが極値を持たずに減少していくことがわかる。実効熱入力半径が小さいほど z 軸近傍の熱流束は大きくなり、その結果最大溶融深さも深くなっている。またエネルギー配分率が大きいほど最大溶融深さも大きくなっていることがわかる。

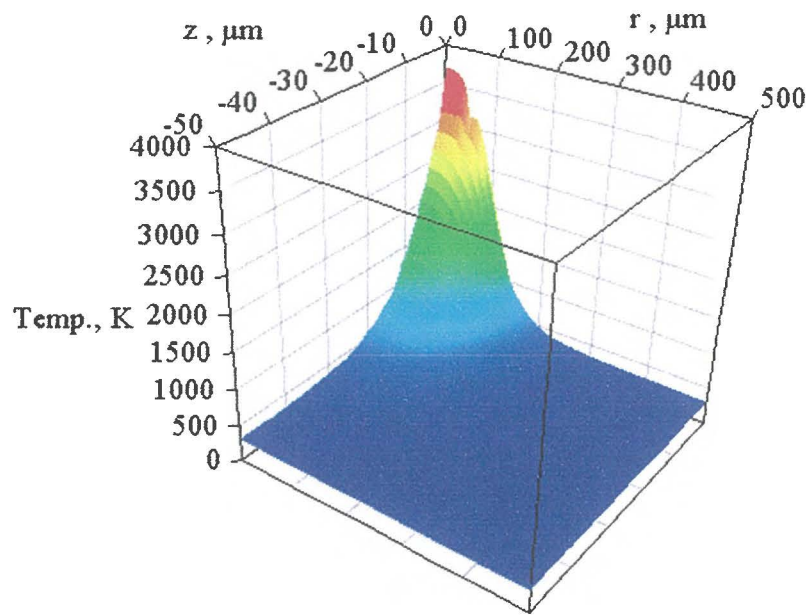


Fig. 4.10 Result of temperature calculation
(effective radius of heat input : 200 μm , energy fraction : 14%)

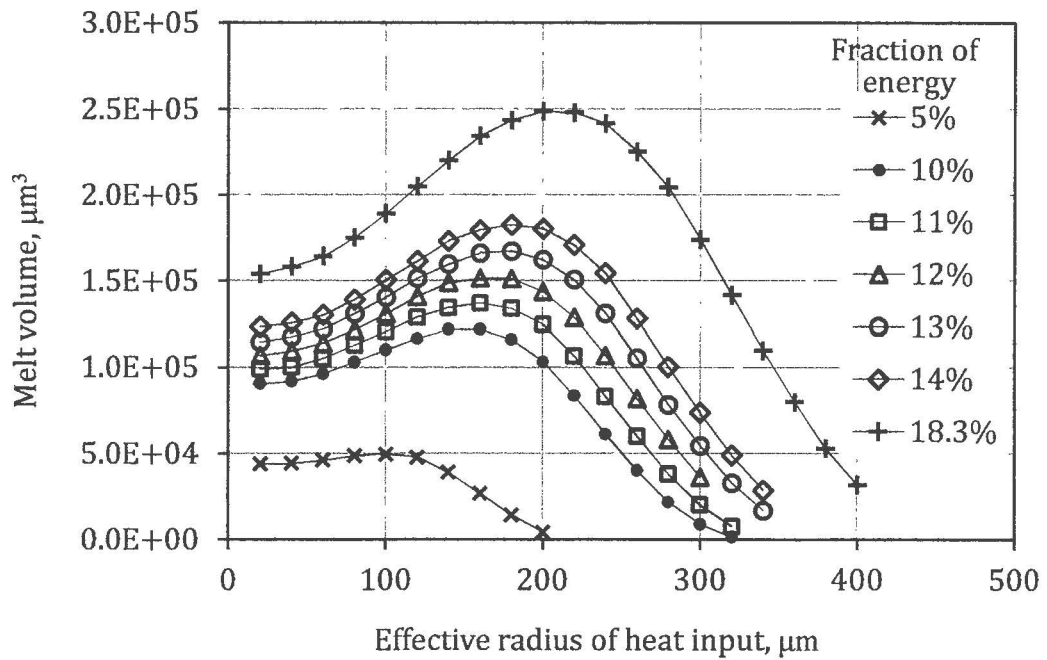


Fig. 4.11 Relationship between effective radius of heat input
and calculated melt volume of workpiece

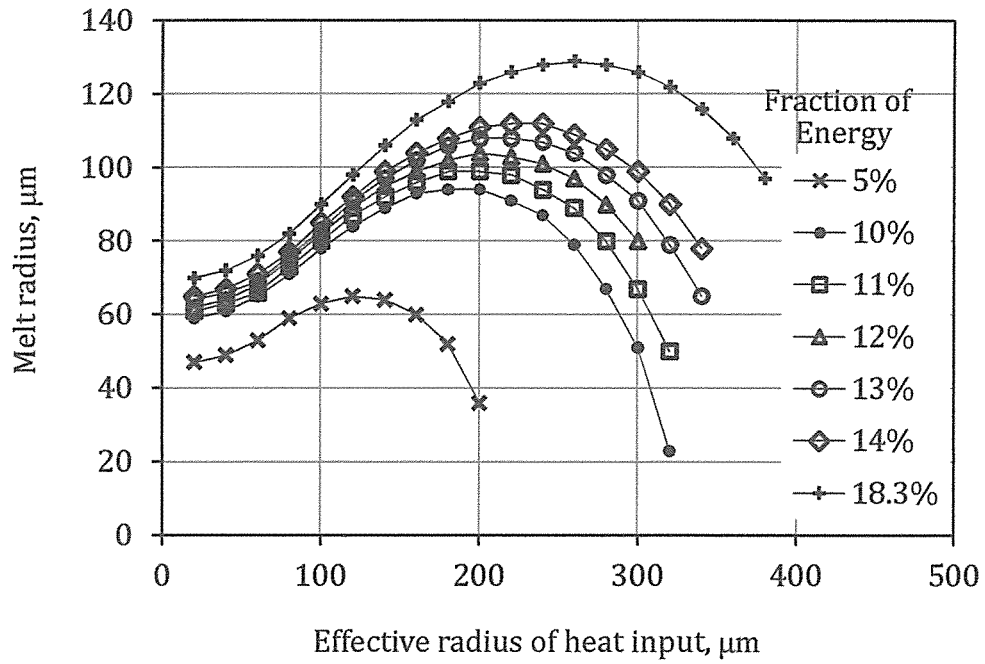


Fig. 4.12 Relationship between effective radius of heat input and calculated melt radius at workpiece top surface

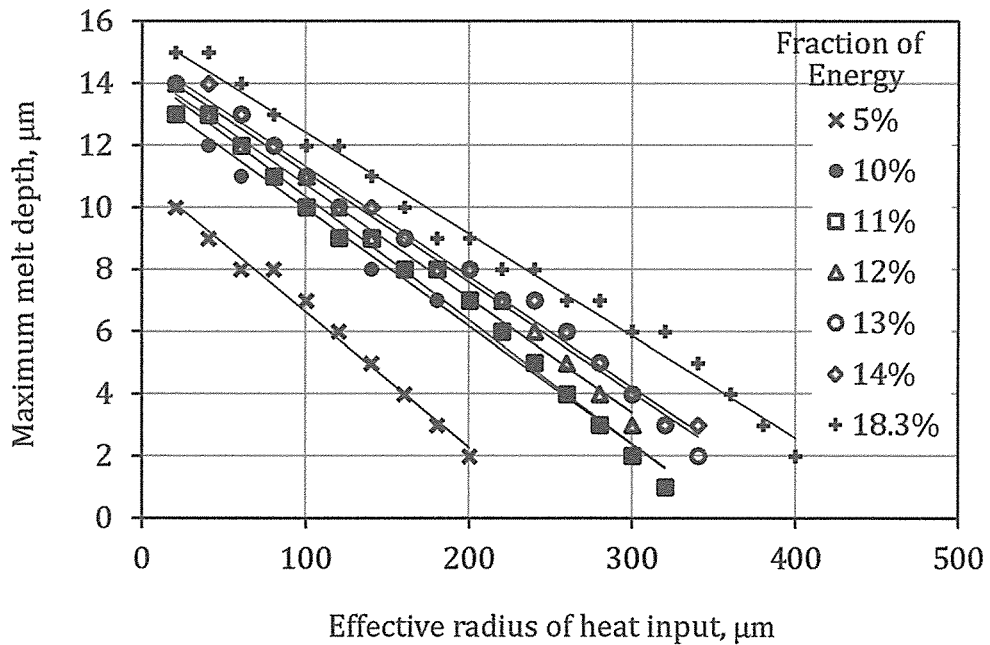


Fig. 4.13 Relationship between effective radius of heat input and calculated maximum melt depth of workpiece

4.8 実験結果の整理

非定常熱伝導解析の結果から得られたデータを 4.7 節に示したが、この解析結果からエネルギー配分率 F_w と実効熱入力半径 R_{eff} を推定するためには、1 放電パルス当りの工作物溶融体積と工作物表面での溶融半径の値の 2 つの実験結果が必要となる。本節ではこれらの実験結果を整理する。

4.8.1 1 パルス当りの工作物溶融体積

1 放電パルス当りの溶融体積はすでに 3.2.4 項の図 3.10 に示したとおりである。図 3.10 に用いた油 A・油 G・油 I の 1 放電パルス当り溶融体積を表 4.5 に示す。

Table 4.5 Experimental data of melt volume per pulse

	Oil A	Oil G	Oil I
Melt Volume per Pulse [μm^3]	75 892	91 672	111 791

4.8.2 工作物表面での溶融半径

次に、第 2 章で放電加工を行った工作物の加工表面に残された放電痕から、溶融半径の推定を行った。放電加工表面の放電痕の例として図 4.14 に油 I を使用して加工した表面全体の写真を示し、図 4.14 に白枠で示した部分を拡大したものを、1 つのパルスによる放電痕の例として図 4.15 に示す。本項では油 A・油 G・油 I のそれぞれを使用して加工した表面を観察し、図 4.15 に示したような 1 つのパルスによる放電痕の溶融領域の直径を測定した。測定後にこの直径の半分の値を求めて溶融半径とした。

繰り返し放電面における一つひとつの放電痕の直径の定義を決めるために、まず、単発放電実験を行い 1 回の放電による放電痕形状を確認した。単発放電実験では放電を発生しやすくするために、市販のサブマリング加工用の先端が円錐形状の工具電極を使用した。絶縁油は油 G を使用した。得られた放電痕形状を図 4.16～図 4.18 に示す。いずれも図 2.11 に示した表面粗さ計で測定したものである。図 4.16 は放電痕を真上から観察したもの、図 4.17 は放電痕の鳥

概図，図 4.18 は図 4.16 に破線で示したライン上での放電痕輪郭である．図 4.18 の輪郭線の直下には再凝固層が存在する．

これらの図 4.16～図 4.18 を観察した上で作成した放電痕断面のモデルを図 4.19 に示す．放電痕の周囲には除去されずに残留した熔融部の盛り上がりが存在するが，本項で測定したいのは図 4.19 に D_0 として示した直径であり，これはプラズマからの熱流束によって熔融された領域の直径である．熔融領域の直径を加工表面からの観察により測定しようとした場合，図 4.19 の D_1 ， D_2 ， D_3 の 3 つの測定ポイントが考えられるが，図から明らかなように D_1 では目的の直径に対して大きすぎるし D_3 では小さすぎる．そこで本項では，熔融部盛り上りの頭頂部の稜線から D_2 を測定しこれを熔融領域直径とした．3 つの絶縁油を使用した工作物に対してそれぞれ 70 個の放電痕直径を測定した．直径測定後に半径の値に換算したデータのヒストグラムを図 4.20 に示す．図 4.20 のデータから計算した熔融半径の平均値を表 4.6 に示す．

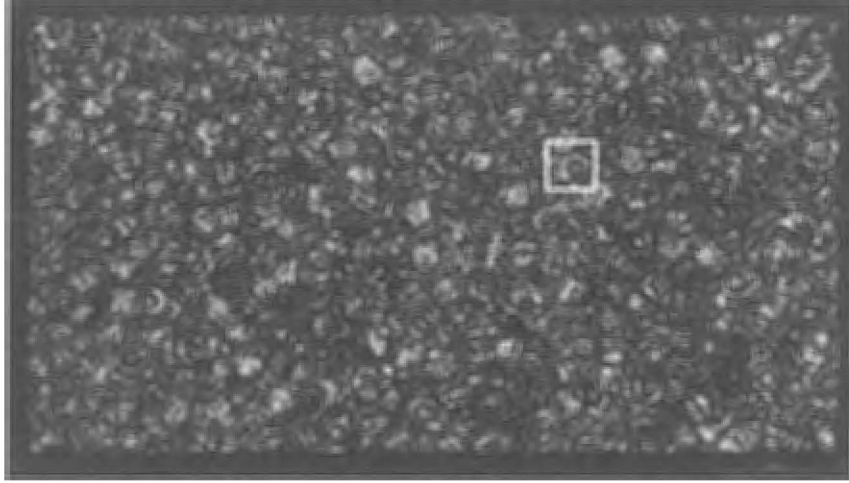


Fig. 4.14 Example of machined surface

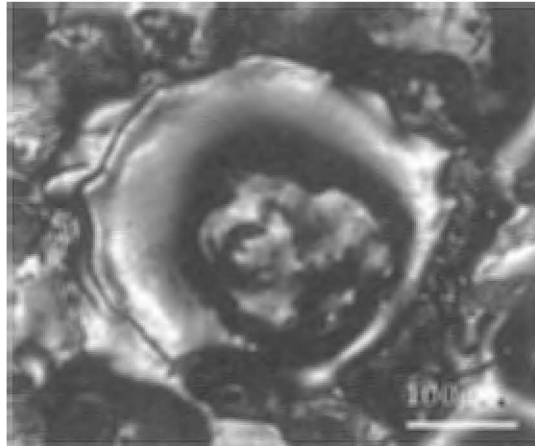


Fig. 4.15 Enlargement of discharge crater
(white square region of Fig. 4.14)

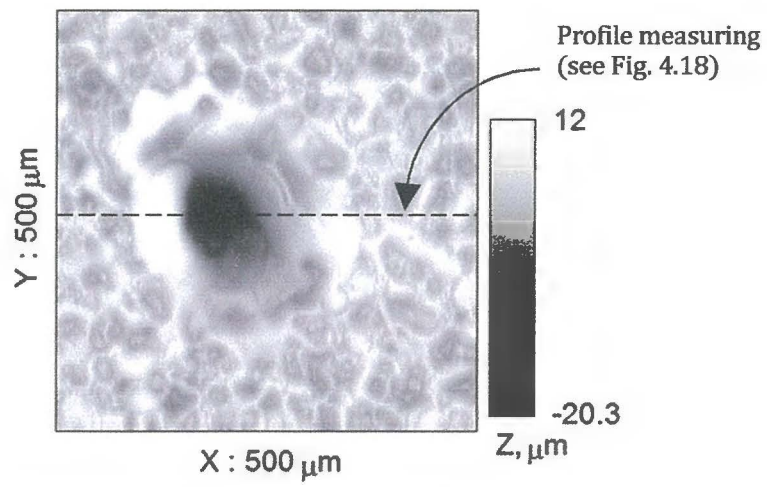


Fig. 4.16 Single discharge crater (top view)

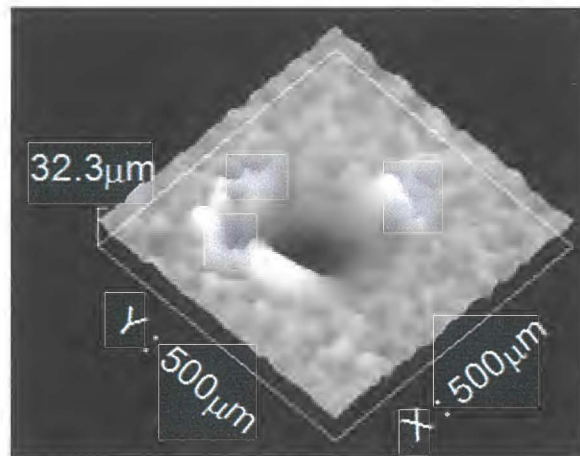


Fig. 4.17 Single discharge crater (bird view of Fig. 4.16)

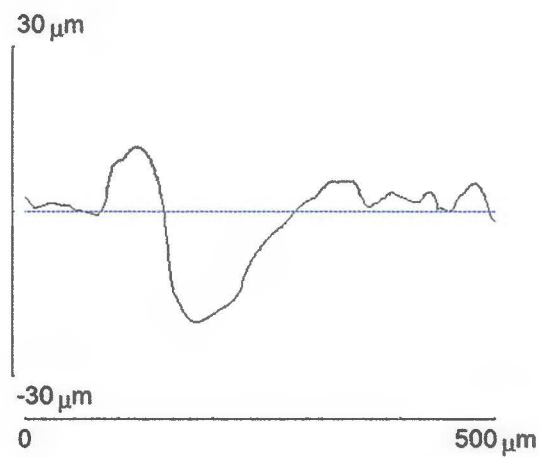


Fig. 4.18 Profile line of single discharge crater

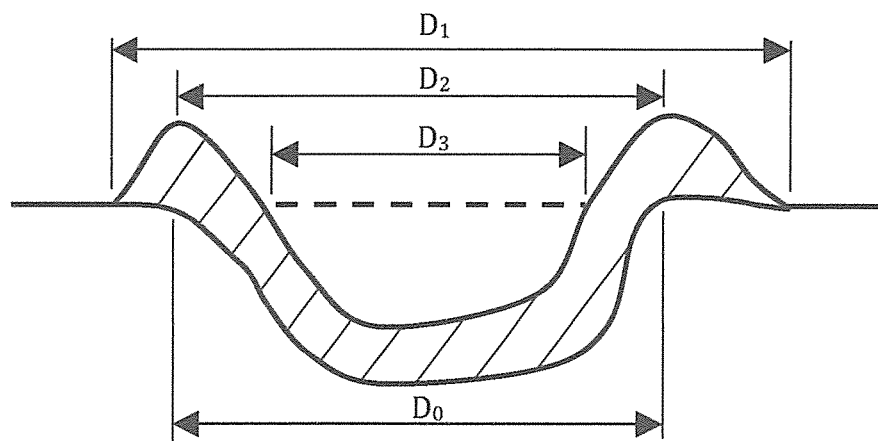


Fig. 4.19 Explanation of crater diameter
(cross section image of discharge crater)

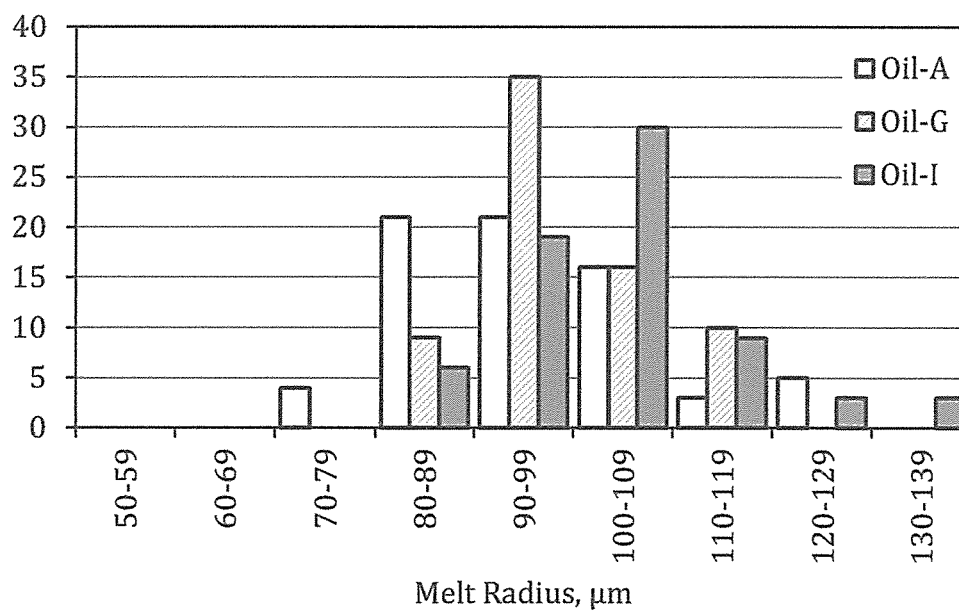


Fig. 4.20 Histogram of melt radius

Table 4.6 Average melt radius

	Oil A	Oil G	Oil I
Average of melt radius [μm]	96	99	104

4.9 エネルギー配分率と実効熱入力半径の推定

4.8 節で整理した実験結果と 4.7 節で示した解析結果を比較することにより、表 2.1 の加工条件で加工したときの工作物へのエネルギー配分率と実効熱入力半径を推定した。

まず、図 4.11 と図 4.12 のデータを使用して、横軸が溶融体積で縦軸が溶融半径のグラフを作成した。このグラフを図 4.21 と図 4.22 に示す。図 4.22 は図 4.21 の一部を拡大したものであり、図 4.22 には表 4.5 と表 4.6 の実験結果もプロットした。図 4.22 をみると、例えば油 A の場合、エネルギー配分率が 12% のグラフと 13% のグラフの間に実験結果のプロットがあるので、エネルギー配分率 12% から 13% の間を線形補間することでプロット点のエネルギー配分率が計算できる。油 A についてこれを計算すると 12.4% となる。油 G と油 I についても同様に計算するとそれぞれ 12.2% と 12.8% となる。

次に図 4.12 に示した実効熱入力半径と溶融半径のグラフから実効熱入力半径を求める。油 A の場合で考えるとエネルギー配分率は 12.4% で、溶融半径は表 4.6 に示した通り 96 μm である。図 4.12 に x 軸に平行で溶融半径 96 μm をとおるラインを引き、線形補間によりそのライン上でエネルギー配分率が 12.4% となる点を計算し、その 12.4% の点から x 軸に垂線をおろし x 軸との交点を求める（図 4.23）。その交点の実効熱入力半径となり、油 A の場合は 272 μm である。同様に油 G と油 I の実効熱入力半径を求めるとそれぞれ 255 μm と 246 μm となる。油 A・油 G・油 I のエネルギー配分率 F_w と実効熱入力半径 R_{eff} の推定結果を表 4.7 に示す。絶縁油によって F_w と R_{eff} の値が異なっており、そのことにより溶融体積に違いが生じている。また、3 つの絶縁油に対する F_w の変動幅 ΔF_w は $\pm 0.3\%$ 、 R_{eff} の変動幅 ΔR_{eff} は $\pm 13\mu\text{m}$ となっていることがわかる。

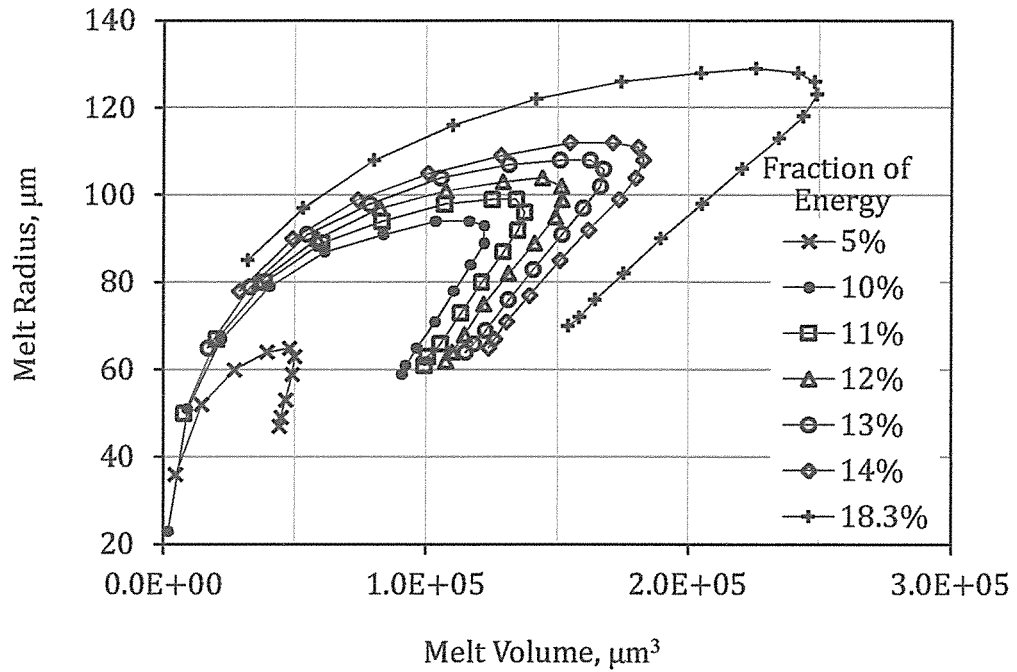


Fig. 4.21 Relationship between melt volume and melt radius

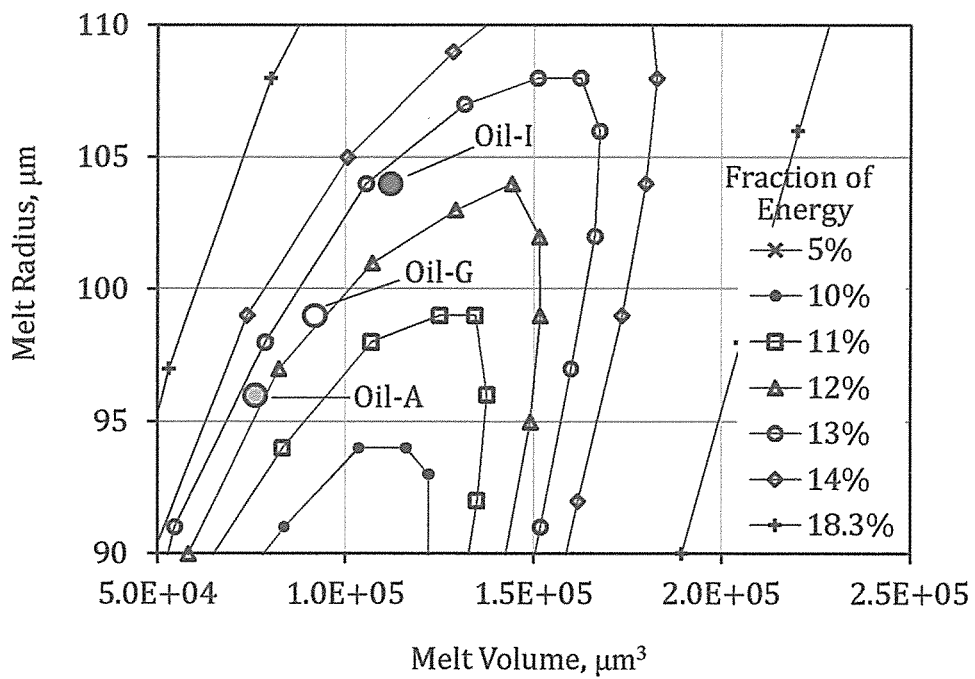


Fig. 4.22 Determination of fraction of energy to workpiece
(Enlargement of Fig. 4.21)

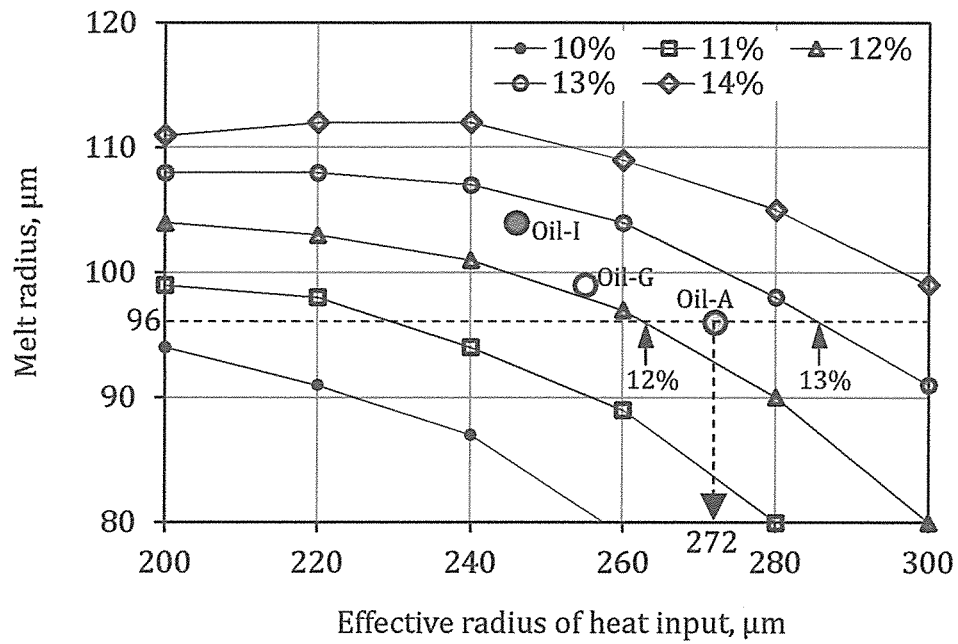


Fig. 4.23 Determination of effective radius of heat input
(Enlargement of Fig. 4.12)

Table 4.7 Estimation value of energy fraction
and effective radius of heat input

	Oil A	Oil G	Oil I	
Energy Fraction to Workpiece [%]	12.4	12.2	12.8	$\Delta F_w = \pm 0.3\%$
Effective Radius of Heat Input [μm]	272	255	246	$\Delta R_{\text{eff}} = \pm 13\mu\text{m}$
Melt Volume [μm^3]	75 892	91 672	111 791	

ここで、表 4.7 に示した F_w および R_{eff} の値と、図 4.11 に示した溶融体積の解析結果から、溶融体積に対する F_w と R_{eff} の影響度合いを計算した結果を表 4.8 に示す。表 4.8 において絶縁油を A から I に変更した場合を例にして説明する。この場合、エネルギー配分率 F_w は 12.4% から 12.8% に変化しており、実効熱入力半径 R_{eff} は $272\mu\text{m}$ から $246\mu\text{m}$ へ変化している。いま R_{eff} を $272\mu\text{m}$ と $246\mu\text{m}$ の中央値の $259\mu\text{m}$ に固定して考えると、 F_w が 12.4% から 12.8% に変化することによる溶融体積の変化は $9319\mu\text{m}^3$ となり、 $F_w 0.1\%$ 当りの変化率は $2330\mu\text{m}^3/0.1\%$ となる。 F_w を 12.4% と 12.8% の中央値である 12.6% で固定して考えた場合、 R_{eff} が $272\mu\text{m}$ から $246\mu\text{m}$ へ変化することによる溶融体積の変化は $33278\mu\text{m}^3$ となり、 $R_{eff} 1\mu\text{m}$ 当りの変化率は $1280\mu\text{m}^3/\mu\text{m}$ となる。表 4.8 には同様にして、油 A から油 G に変えた場合と油 G から油 I に変えた場合の変化率を示している。そして 3 つの絶縁油における $F_w 0.1\%$ 当りの溶融体積の平均変化率は $811\mu\text{m}^3/0.1\%$ 、 $R_{eff} 1\mu\text{m}$ 当りの溶融体積の平均変化率は $1266\mu\text{m}^3/\mu\text{m}$ となる。

この平均変化率を用いて表 4.7 に示した ΔF_w と ΔR_{eff} に対する溶融体積の変化量を計算すると、 ΔF_w の $\pm 0.3\%$ に対して溶融体積は $\pm 2433\mu\text{m}^3$ 、 ΔR_{eff} の $\pm 13\mu\text{m}$ に対して溶融体積は $\pm 16458\mu\text{m}^3$ の変化量となる。従って、本研究における実験条件では、絶縁油による溶融体積の違いに対して、実効熱入力半径の寄与が大半を占めていると言える。

Table 4.8 Average variation rate of melt volume for F_w and R_{eff}

Oil	Parameter Variation		Melt Volume Variation		Variation Rate	Average Variation Rate
Oil A ↓ Oil G	F_w	12.4% ↓ 12.2%	-4530 μm^3	at $R_{eff}=264\mu\text{m}$	-2265 $\mu\text{m}^3/0.1\%$	for F_w 811 $\mu\text{m}^3/0.1\%$ for R_{eff} 1266 $\mu\text{m}^3/\mu\text{m}$
	R_{eff}	272 μm ↓ 255 μm	21183 μm^3	at $F_w=12.3\%$	1246 $\mu\text{m}^3/\mu\text{m}$	
Oil A ↓ Oil I	F_w	12.4% ↓ 12.8%	9319 μm^3	at $R_{eff}=259\mu\text{m}$	2330 $\mu\text{m}^3/0.1\%$	
	R_{eff}	272 μm ↓ 246 μm	33278 μm^3	at $F_w=12.6\%$	1280 $\mu\text{m}^3/\mu\text{m}$	
Oil G ↓ Oil I	F_w	12.2% ↓ 12.8%	14207 μm^3	at $R_{eff}=251\mu\text{m}$	2368 $\mu\text{m}^3/0.1\%$	
	R_{eff}	255 μm ↓ 246 μm	11442 μm^3	at $F_w=12.5\%$	1271 $\mu\text{m}^3/\mu\text{m}$	

4.10 第4章のまとめ

第3章では、使用する絶縁油によって溶融量が異なるものの、除去効率は殆ど同じであることを示した。このうち特に溶融量の差は、工作物表面での熱流束の違いに起因していると考えられる。加工条件一定の場合、熱流束は工作物へのエネルギー配分率 F_w と工作物表面での実効熱入力半径 R_{eff} で決まる。本章では非定常熱伝導解析を行い、その解析結果と油A・油G・油Iを使用した実験結果との比較により工作物へのエネルギー配分率と実効熱入力半径の推定を行った。その結果、以下の結論を得た。

- (1) 3つの絶縁油の工作物へのエネルギー配分率 F_w は、油Aで12.4%、油Gで12.2%、油Iで12.8%と推定され、変動幅 ΔF_w は $\pm 0.3\%$ である。
- (2) 3つの絶縁油の工作物表面での実効熱入力半径 R_{eff} は、油Aで272 μm 、油Gで255 μm 、油Iで246 μm と推定され、変動幅 ΔR_{eff} は $\pm 13\mu\text{m}$ である。
- (3) 計算の結果、エネルギー配分率 F_w に対する溶融体積の変化率は811 $\mu\text{m}^3/0.1\%$ 、実効熱入力半径 R_{eff} に対する溶融体積の変化率は1266 $\mu\text{m}^3/\mu\text{m}$ となる。これは溶融体積が ΔF_w に対して $\pm 2433\mu\text{m}^3$ 変動し、 ΔR_{eff} に対して $\pm 16458\mu\text{m}^3$ 変動することを意味する。従って、絶縁油による溶融体積の違いに対して、実効熱入力半径の寄与が大半を占めている。

この結果より、実効熱入力半径の違いが大きく寄与し工作物表面での熱流束に差が生じ、使用する絶縁油によって溶融量が異なっていると考えられる。次の第5章では、実効熱入力半径の差を生み出すパラメータ（物理量）について検討を行う。

第4章 参考文献

- [1] S. N. Joshi, S. S. Pande, Thermo-physical modeling of die-sinking EDM process, *Journal of Manufacturing Process* Vol.12 (2010) pp.45-56
- [2] Harminder Singh, Experimental study of distribution of energy during EDM process for utilization in thermal models, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.55 (2012) pp.5053-5064
- [3] 夏恒, 橋本浩明, 国枝正典, 西脇信彦, 放電加工における実加工中のエネルギー配分の測定, *精密工学会誌*, Vol.62, No.8 (1996) pp.1141-1145
- [4] B. Revaz, G. Witz, R. Flükiger, Properties of the plasma channel in liquid discharges inferred from cathode local temperature measurements, *Journal of Applied Physics*, Vol.98 (2005) 113305
- [5] 夏恒, 電極消耗率決定因子の解明と放電加工特性の向上に関する研究, 東京農工大学学位論文, (1995) pp.27-29
- [6] A. Kojima, W. Natsu, M. Kunieda, Spectroscopic measurement of arc plasma diameter in EDM, *CIRP Annals – Manufacturing Technology* Vol.57 (2008) pp.203-207
- [7] 山本学, 村山精一, プラズマの分光計測, 学会出版センター (2002)
- [8] M. Kunieda, Advancements in Fundamental Studies on EDM Gap Phenomena, *Proceedings of the 16th International Symposium on Electromachining* (2010) pp.15-23
- [9] Y. Zhang, Y. Liu, Y. Shen, Z. Li, R. Ji, B. Cai, A novel method of determining energy distribution and plasma diameter of EDM, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.75 (2014) pp.425-432
- [10] 猪飼健夫, 藤田一郎, 橋口清人, 放電加工における放電痕形成の熱入力半径, *電気学会論文誌 D*, Vol.112, No.10 (1992) pp.943-949
- [11] D. D. DiBtonto, P. T. Eubank, M. R. Patel, M. A. Barrufet, Theoretical models of the electrical discharge machining process. I. A simple cathode erosion model, *Journal Applied Physics*, Vol.66, No.9 (1989) pp.4095-4103
- [12] J. V. Beck, Transient temperatures in a semi-infinite cylinder heated by a disk heat source, *International Journal of Heat and Transfer*, Vol.24 (2010) pp.1631-1640
- [13] Y. Zhang, Y. Liu, Y. Shen, Z. Li, R. Ji, F. Wang, A new method of investigation the characteristics of the heat flux of EDM plasma, *Procedia CIRP*, Vol.6 (2013) pp.450-455
- [14] H. K. Kansal, S. Singh, P. Kumar, Numerical simulation of powder mixed electric discharge machining (PMEDM) using finite element method, *Mathematical and Computer Modelling*, Vol.47 (2008) pp.1217-1237
- [15] 日本機械学会編, 伝熱工学資料改訂第5版, 日本機械学会 (2009) p.282, p.284

- [16] 日本熱物性学会編, 熱物性ハンドブック, 養賢堂 (2000) pp.96-97
- [17] S. H. Yeo, W. Kurnia, P. C. Tan, Critical assessment and numerical comparison of electro-thermal models in EDM, *Journal of Materials Processing Technology*, Vol.203 (2008) pp.241-251
- [18] 日本物理学会編, 物理データ事典, 朝倉書店 (2006) p.147
- [19] スハス V. パタンカー原著, コンピュータによる熱移動と流れの数値解析, 森北出版株式会社 (2009)

第5章

加工速度に影響する新しいパラメータの検討

5.1 はじめに

第4章では、3つの絶縁油に対して実験結果と非定常熱伝導解析結果の比較を行い、実効熱入力半径に違いがあることを示した。使用する絶縁油によって溶融体積が異なる原因として、この実効熱入力半径の違いによりプラズマから工作物表面への熱流束に差が生じていると考えられる。本章では、実効熱入力半径に対し工作物-工具電極間の絶縁油の流動し易さが影響していると考え、流体力学的考察を行い、その結果、流動コンダクタンスというパラメータを導出した。流動コンダクタンスは放電ギャップと絶縁油粘度から計算される物理量であり、この物理量と溶融量・除去効率・加工速度との関係について調べた。

5.2 これまでの研究

Kunieda[1]は、大気中での絶縁破壊直後のプラズマ直径が拡大していく様子を分光分析[2]により観測し、絶縁破壊後の約 $2\mu\text{s}$ で直径拡大は完了し、それ以降は一定の値を示すことを報告している。一方、Kojimaら[3]は、絶縁油中でのプラズマからの発光を高速度カメラで観察し、大気中で放電させた場合に比べ絶縁油中で放電させた場合はプラズマ直径拡大の速度が遅く、工作物-工具電極間の液体によってプラズマ直径の拡大が抑制されていると報告している。また、Kojimaら[3]は、大気中での放電において放電ギャップを変えながらプラズマ直

径を観測し、放電ギャップが広いほどプラズマ直径が大きくなることを報告している。図 1.4 に示したように、絶縁破壊直後に気泡が生成され時間と共に拡大していくが、Hinduja ら[4]は、工作物平面と工具電極平面の間に発生した気泡の様子を側面から観察し、気泡拡大による絶縁油の流れを平行平面間のポアズイユ流れであるとして、気泡の運動は液体の粘性により抑制されていると述べている。

これらの報告を整理すると、絶縁油中での放電により生成された気泡はプラズマを内包した状態で拡大していくが、その拡大は絶縁油の粘性と放電ギャップによって抑制されており、気泡拡大が抑制されることでその内部のプラズマ直径も制限されている、と考えられる。この様子を図 5.1 に示す。このような絶縁油の粘性や放電ギャップによる気泡拡大の抑制効果は、これまでは定性的に述べられてきただけであるが、本章では、気泡拡大のし易さを表す流動コンダクタンスというパラメータを導出し、これと加工速度との関係を調べた。本章でも第 4 章と同様に油 A・油 G・油 I を使用した。

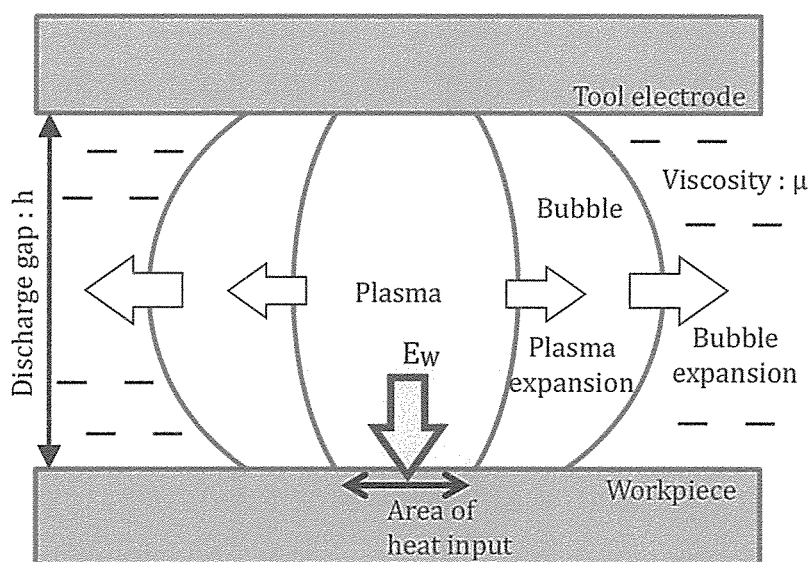


Fig. 5.1 Image of bubble expansion and plasma expansion

5.3 気泡拡大を抑制する流体力学的パラメータ

本節では、工具電極－工作物間の絶縁油の流動に対して流体力学的考察を行い、図 5.1 に示した放電点を中心として生成される気泡の拡大を抑制するパラメータを導出した。

5.3.1 気泡拡大と気泡周囲での絶縁油の流れ

5.2 節で述べたように、気泡の拡大はプラズマ径に影響していると考えられ、気泡の拡大は周囲の液体の流れやすさによって影響されていると考えられる。気泡周辺の液体が圧力勾配に対して流動しにくければ、気泡の拡大は抑制されるはずである。そこでまず、これまでの気泡拡大観察の研究報告をもとに、気泡周囲での絶縁油の速度場について調べた。

早川ら[5]や Hayakawa ら[6]は、直径 20mm の S45C 丸棒電極とアクリル平板を $10\mu\text{m}$ の間隔を置いて対向させ、この対向間隙に絶縁油を満たし、アクリル平板側に直径 1mm の銅線を通しておいて、放電電流 30A、放電持続時間 $200\mu\text{s}$ の単発放電を行った。そして放電点に発生した気泡が円形に膨張する様子をアクリル板を介して高速度ビデオカメラで観察し、経過時間に対する気泡直径の変化を報告している。本項では、この早川ら[5]の実験データから以下のようにして気泡周囲の絶縁油の速度場を求めた。

速度場を求めるにあたってまず、

- 対向間隙における気泡は円柱形状で、放電点を中心に同心円状に拡大
- 絶縁油は半径方向だけに流動（z 方向および θ 方向の流速はゼロ）

と仮定し、気泡が膨張する様子を図 5.2 のようにモデル化した。ここで、半径方向だけに流動すると仮定したのは、気泡直径が絶縁破壊後の $100\mu\text{s}$ の間に、対向間隙 $10\mu\text{m}$ より 2 桁も大きい数 mm まで急激に膨張するためであり、このように急激に同心円状に膨張する場合、z 方向や θ 方向への流動は無視できると考えたからである。

このモデルにおいて、気泡半径が r_b から $r_b + \Delta r$ へ膨張することに伴って流動する気泡周囲の絶縁油の流量 F は、式(5.1)のように表される。

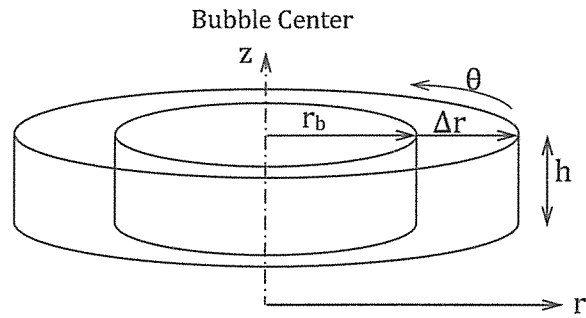


Fig. 5.2 Bubble expansion model

$$F = h\pi(r_b + \Delta r)^2 - h\pi r_b^2 = h\pi(2r_b\Delta r + \Delta r^2) \quad (5.1)$$

ここで、 $2r_b\Delta r \gg \Delta r^2$ と考えられるので、

$$F = 2h\pi r_b \Delta r \quad (5.2)$$

が得られる。さらに気泡の半径方向への拡大速度を v_b として $\Delta r = v_b dt$ とおくと式(5.2)は、

$$F = 2h\pi r_b v_b dt \quad (5.3)$$

となる。絶縁油は気泡の半径方向だけに流動すると仮定しているので、 $r = r_x (> r_b)$ の位置における絶縁油の流速 v_x は、

$$2h\pi r_b v_b dt = 2h\pi r_x v_x dt \quad (5.4)$$

より、

$$v_x = \frac{r_b}{r_x} v_b \quad (5.5)$$

で求められる。式(5.5)を用いて早川ら[5]の気泡直径拡大のデータより、気泡拡大に伴う気泡-絶縁油界面近傍での絶縁油流速を計算した結果を図 5.3 に示す。図 5.3 をみると、放電が持続している $200\mu\text{s}$ までの間は時間経過に伴う v_x の変動は少なく、気泡外側の $r = r_x (> r_b)$ における絶縁油の流動は定常流と見なすことができる。放電が終了した後の $250\mu\text{s}$ になると v_x は減少していることがわかる。

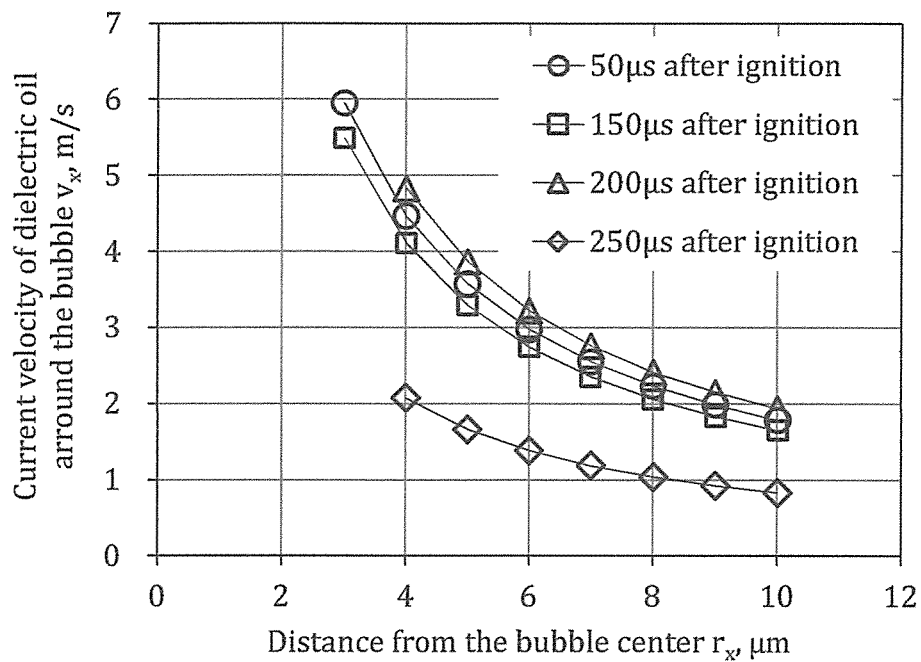


Fig. 5.3 Current velocity of dielectric oil around bubble

5.3.2 気泡拡大を抑制するパラメータ

次に、工作物－工具電極間（極間）での絶縁油流動を図 5.4 のようにモデル化し、絶縁油流動量と絶縁油粘度・極間距離（放電ギャップ）の関係を求めた。5.3.1 項で考察したように、気泡半径の拡大に伴う絶縁油の流動は、半径方向だけに放射状に流動する定常流と見なすことができるので、流体に働く力は気泡からの圧力と絶縁油自身の流動による粘性摩擦力となり、図 5.4 に示したモデルの半径方向の力のつり合いが式(5.6)のように成立する。

$$\begin{aligned}
 p(r d\theta dy) - \left(p + \frac{dp}{dr} dr \right) (r + dr) d\theta dy + 2p \cdot \sin\left(\frac{d\theta}{2}\right) dr dy \\
 - \tau(r d\theta dr) + \left(\tau + \frac{d\tau}{dy} dy \right) (r d\theta dr) = 0
 \end{aligned} \tag{5.6}$$

ここで、極間のすきま方向を y 、半径方向を r 、角度方向を θ 、圧力を p 、せん断応力を τ とする。Hinduja ら [4] は極間で気泡が拡大していく様子を図 5.4(c)

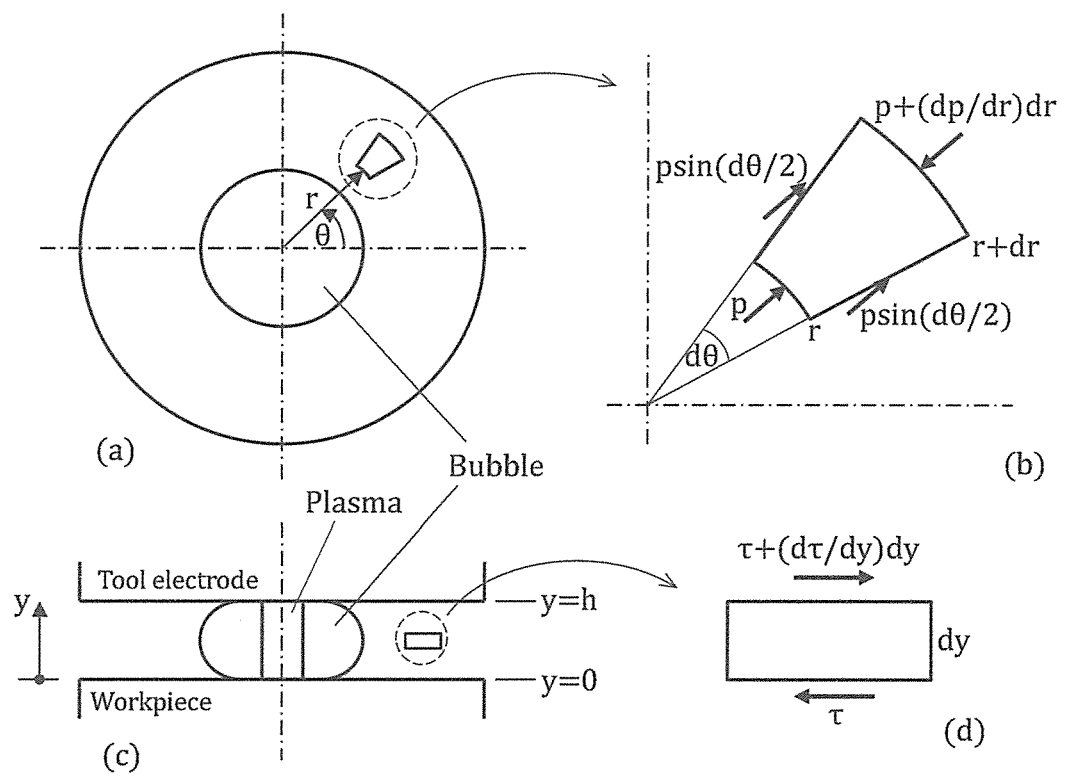


Fig. 5.4 Equilibrium model of radial force

と同じ方向から高速度カメラで観察し、気泡拡大による絶縁油の流れを平行平面間のポアズイユ流れであると述べている。ここでも極間の流れをポアズイユ流れと考え $y=0$ および $y=h$ での半径方向の流速 $u=0$ と仮定する。また、 $\sin(d\theta/2) \approx d\theta/2$ とし、ニュートンの粘性法則 ($\tau = \mu \cdot du/dy$) を式(5.6)に代入・整理して u を表す式を求めると、

$$u = \frac{1}{2\mu} \left(-\frac{dp}{dr} \right) (h-y)y \quad (5.7)$$

が得られる。これを半径 r の位置での微小流量 $dF = 2\pi r u dy$ に代入し、 $y=0$ から $y=h$ まで積分すると流量 F は、

$$F = \int_0^h (2\pi r) u dy = \frac{\pi h^3}{6\mu} \left(-\frac{dp}{dr} \right) r = C_f \left(-\frac{dp}{dr} \right) r \quad (5.8)$$

で求められる。ここで、

$$C_f = \frac{\pi \cdot h^3}{6\mu} \quad (5.9)$$

とおいているが、この C_f は極間での絶縁油の流れやすさを示しており、本研究ではこの C_f を流動コンダクタンスと定義する。流動コンダクタンスが小さいと極間の絶縁油は流れ難くなり気泡の拡大は抑制される。気泡の拡大が抑制されることにより実効熱入力半径も小さく抑えられて熱流束が大きくなり、工作物を溶融する能力が増加すると考えられる。

5.3.3 圧力勾配の影響

式(5.8)は流動コンダクタンス C_f のほかに圧力勾配 ($-dp/dr$) を含んでおり、絶縁油の流動量 F は圧力勾配の影響も受けるので、油 A・油 G・油 I の 3 つの絶縁油間の圧力勾配項の差について検討を行った。絶縁油はプラズマからの熱を受けて瞬間的に気化するために体積膨張が追い付かず、気泡内が高圧になると考えられる。この高い圧力を見積もるためには絶縁油を構成する成分を知る必要がある。

本章で使用した 3 つの絶縁油の成分を調べるために、まず FT-IR で分子構造を分析し、さらにガスクロマトグラフ質量分析計 (GCMS, Gas Chromatograph Mass Spectrometer) を使用して含有分子を特定した。使用した FT-IR はサーモフィッシャーサイエンティフィック社の Nicolet 6700/Nicolet Continuum で、GCMS は島津製作所の GCMS-QP2010 である。これらの FT-IR と GCMS の原理と分析結果について順に述べる。

物質に赤外領域の光を照射すると物質の振動を引き起こし特定の波長の光が選択的に吸収され、分子構造に関する情報を得ることが出来る。この情報が赤外吸収スペクトルで、このスペクトルを得るための装置の 1 つが FT-IR である。赤外吸収スペクトルでは、例えば -C-H, -CH₂-, -CH₃, -C-O-, -C-N- などのように原子の組み合わせや結合の強さによって異なる吸収パターンが得られる。これらの吸収パターンは一般的にはそれぞれ独立に現れ、その物質特有のスペクトルパターンを得ることができる。このため、あらかじめ測定してある標準物質のスペクトルと比較することにより測定した物質の定性を行うことが出来る [7]。原子同士の結合 (距離・角度) は硬く固定されている訳ではなく、バネでつながれているように柔らかい結合をしている。このような分子に赤外領域のエネルギーを与えた時に、これが結合の振動エネルギーに一致すると振動は共鳴し増大する。結合の種類は伸縮振動と変角振動の二つに大別される。この伸縮振動と変角振動のエネルギーは異なっているため、一つの結合に対して二つのスペクトルが現れる。

油 A・油 G・油 I に対して FT-IR 分析を行った結果得られた吸収ピークの一覧を表 5.1 に示し、表 5.1 における peak 1~peak 6 の各吸収スペクトルピークから特定される分子構造を表 5.2 に示す [8]。また各絶縁油の吸収スペクトルを図 5.5 に示す。これらの FT-IR の結果では、殆どメタン系炭化水素の構造だけが確認された。

Table 5.1 Absorption wavenumber

	Absorption peak wavenumber [cm ⁻¹]					
	peak 1	peak 2	peak 3	peak 4	peak 5	peak 6
Oil A	2954	2924	2854	1462	1377	721
Oil G	2954	2924	2854	1462	1377	721
Oil I	2954	2924	2854	1458	1377	725

Table 5.2 Molecular structure for absorption peak

	Absorption Peak Wavenumber [cm^{-1}]	Molecular Structure
peak 1	2954	Alkane $-\text{CH}_3$ radical
peak 2	2924	Alkane $-\text{CH}_2-$ radical
peak 3	2854	Alkane $-\text{CH}_2-$ radical
peak 4	1462~1458	Alkane $-\text{CH}_2-$ radical
peak 5	1377	Alkane $-\text{CH}_3$ radical
peak 6	725~721	Alkane $-\text{CH}_2-$ radical

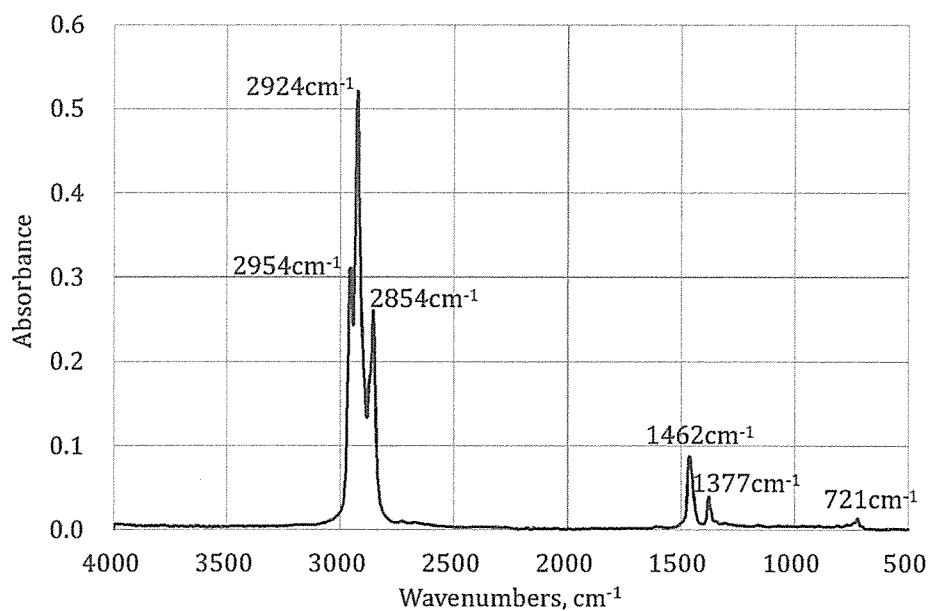


Fig. 5.5a Infrared absorption spectrum of oil A

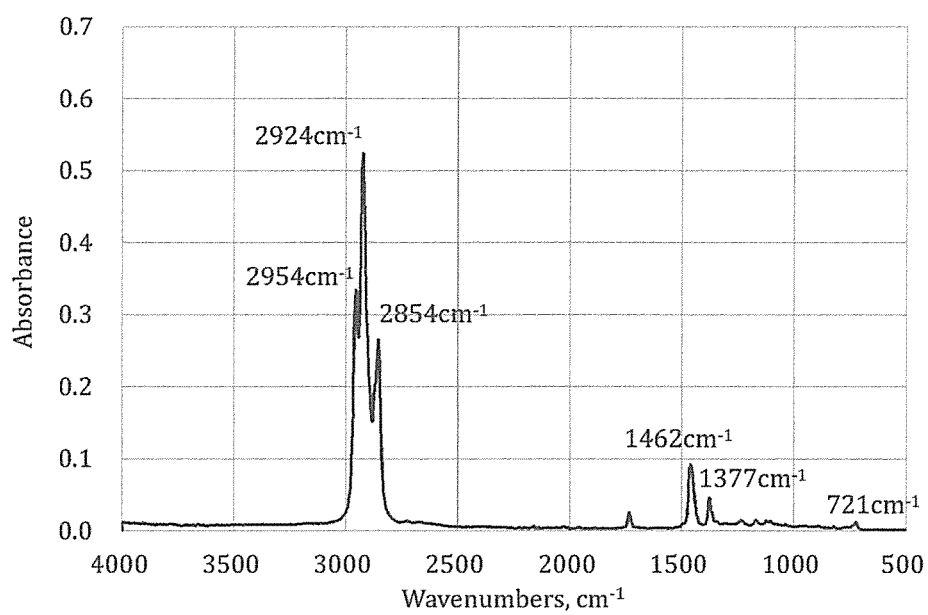


Fig. 5.5b Infrared absorption spectrum of oil G

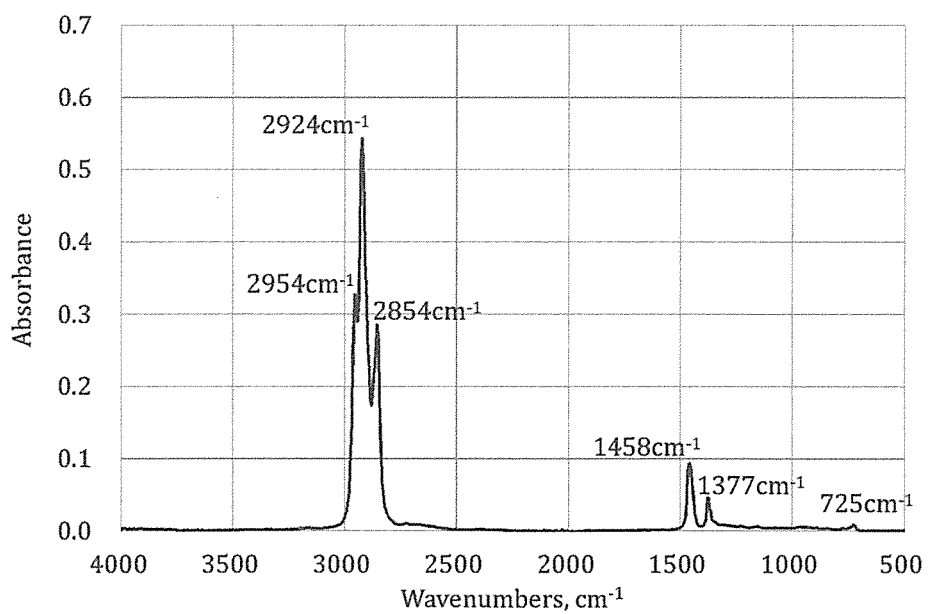


Fig. 5.5c Infrared absorption spectrum of oil I

一方の GCMS[9,10]は、分離分析に優れたガスクロマトグラフ (GC) と定性分析に優れた質量分析計 (MS) を結合した分析装置であり、GC で分離した成分の質量スペクトル情報により物質の同定を行うものである。GC では長い毛細管状のカラムの中に、キャリアガスとともに微量の加熱気化された試料が導入される。カラム内壁には熱的に安定なポリマーの薄い膜がコーティングされており、試料成分はポリマーへ吸着したりキャリアガスへ戻ったりしながらカラム内を進んでいき、移動速度の速い成分から順にカラム出口に到達する。同じ系列の化合物であれば沸点の低いものから出力される。GC で試料を分離した結果はトータルイオンクロマトグラム (TIC, Total Ion Chromatogram) で表され、TIC の 1 つのピークは 1 つの分子に対応する。GC の出口は MS の入り口に接続されている。MS に入力された分子は電子線の照射などによりイオン化および断片化され、イオン化・断片化された分子は四重極型質量分離装置等によって質量ごとに分離される。質量分離した結果は質量スペクトルと呼ばれ、分子ごとに固有のスペクトルを持つ。得られた質量スペクトルは、装置が持つライブラリデータベース (既知の分子の質量スペクトル) と自動照合し、分析対象の TIC ピーク分子の同定を行う。

油 A・油 G・油 I のトータルイオンクロマトグラムの測定結果を図 5.6a～図 5.6c に示す。図 5.6a～図 5.6c における主要なピークについてライブラリサーチを行い成分の同定を行った。同定した結果は主要ピークの脇に記した。いずれの主要ピークもメタン系炭化水素 $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{n-2}\text{CH}_3$ であり、 $n=11$ の n -ウンデカン～ $n=19$ の n -ノナデカンまでが含まれている (表 5.3)。

式(5.8)の圧力勾配の源となる気泡内の高圧力は、絶縁破壊直後に絶縁油が殆ど体積膨張する時間のない状態の中で、瞬間的に気化することで発生すると考えられる。3 つの絶縁油の主要成分である $n=11$ の n -ウンデカン～ $n=19$ の n -ノナデカンまでのメタン系炭化水素が、常温大気圧下での液体状態から体積膨張なしに沸点まで温度上昇した場合の圧力を、理想気体と仮定して計算した結果を図 5.7 に示す。図 5.7 を見ると $n=11\sim 19$ に対する圧力が 14.5MPa から 18.2MPa であり $16.35\pm 1.85\text{MPa}$ ($16.35\text{MPa}\pm 11.3\%$) の範囲に収まっていることがわかる。一方、この後の図 5.16 で示す C_f の値は実験条件の範囲において数倍のレンジで変化する。従って、今回使用した 3 つの絶縁油における式(5.8)の圧力勾配項の変動は、流動コンダクタンス C_f の変動に比べて微小であるといえる。このことから本研究では、式(5.8)における流量 F に対しては流動コンダクタンス C_f の影響が支配的であり、3 つの絶縁油による圧力勾配 (dp/dr) の差は無視できると考えた。図 5.7 の圧力の算出に用いた物性値を表 5.4 に示す。

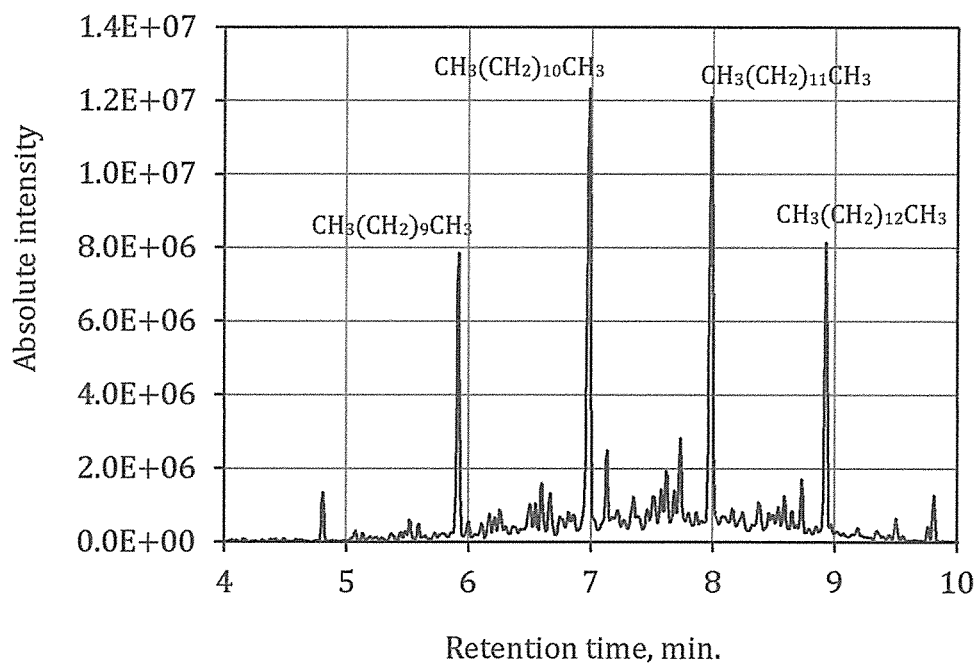


Fig. 5.6a Total ion chromatogram of oil A

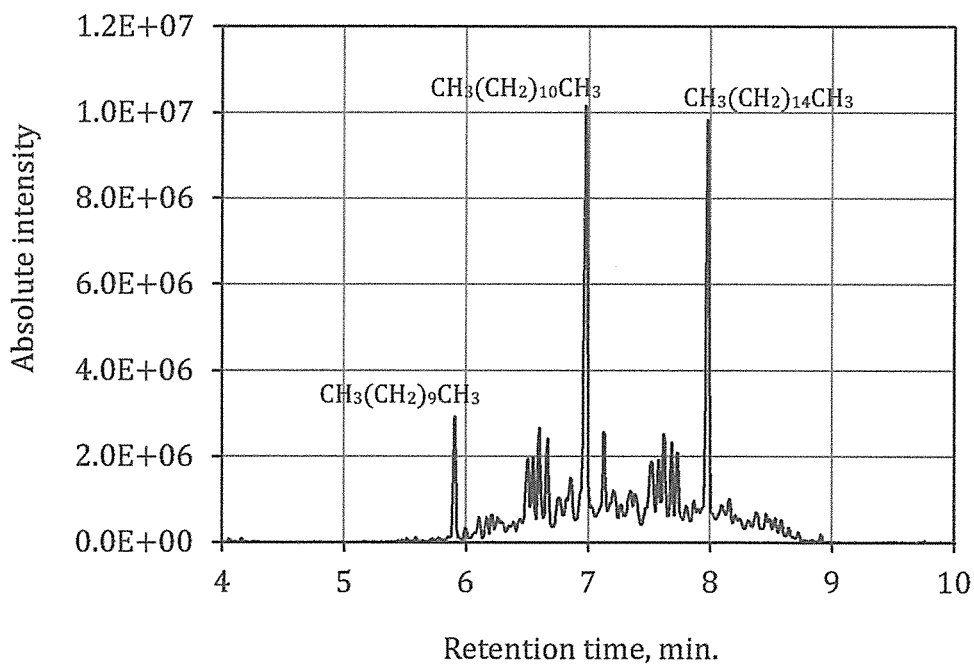


Fig. 5.6b Total ion chromatogram of oil G

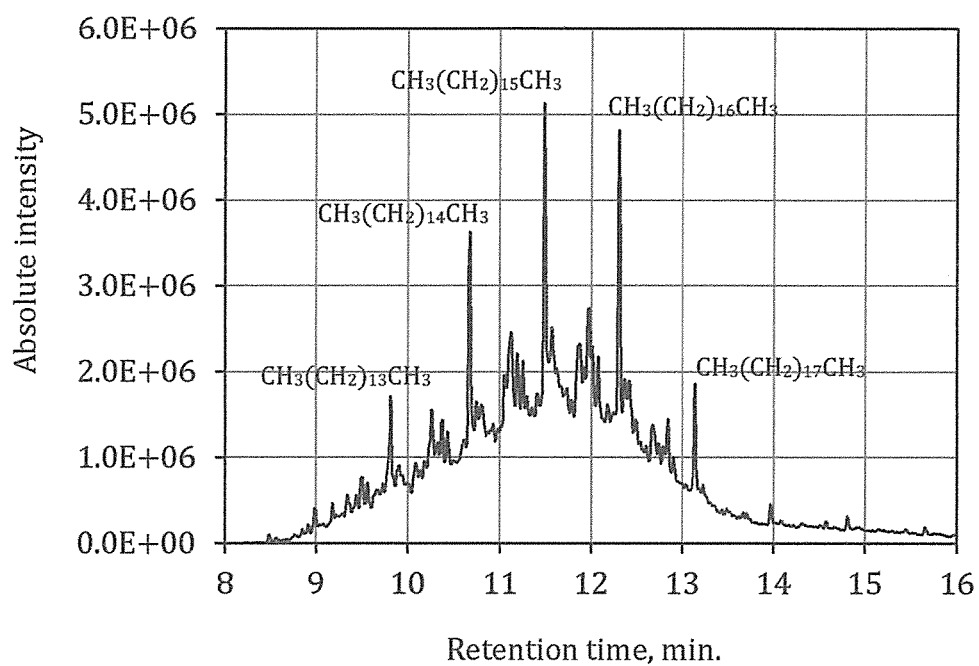


Fig. 5.6c Total ion chromatogram of oil I

Table 5.3 Main elements of three oils
from methane series $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{n-2}\text{CH}_3$

n	Name	Oil A	Oil G	Oil I
11	Undecane	○	○	—
12	Dodecane	○	○	—
13	Tridecane	○	—	—
14	Tetradecane	○	—	—
15	Pentadecane	—	—	○
16	Hexadecane	—	○	○
17	Heptadecane	—	—	○
18	Octadecane	—	—	○
19	Nonadecane	—	—	○

(○:included in the oil, —:not included in the oil)

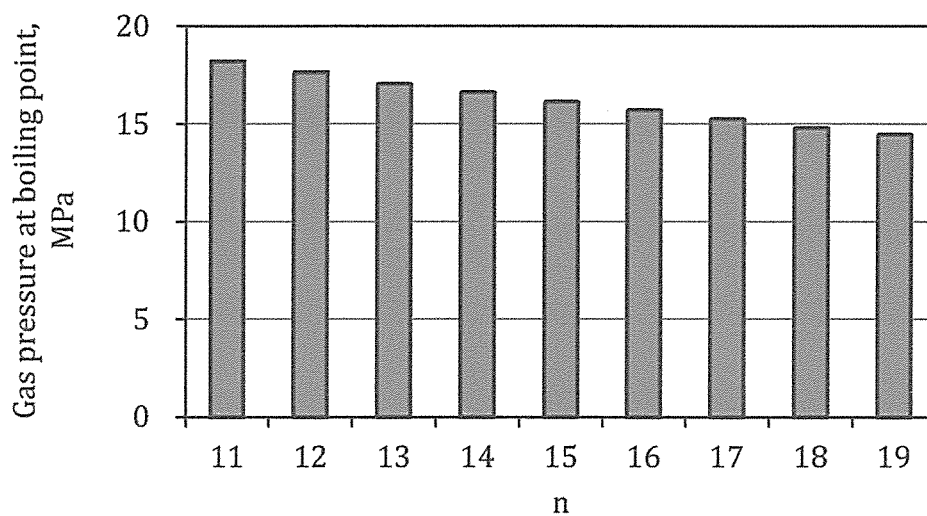


Fig. 5.7 Gas pressure at boiling point of hydrocarbon of methane series $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{n-2}\text{CH}_3$

Table 5.4 Physicochemical properties of methane series $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{n-2}\text{CH}_3$

n	Name	Boiling point [11] [K]	Density at 293K [11] [g/cm ³]	Molecular weight
11	Undecane	469	0.740	156.31
12	Dodecane	489	0.749	170.33
13	Tridecane	508	0.756	184.36
14	Tetradecane	527	0.763	198.39
15	Pentadecane	544	0.769	212.41
16	Hexadecane	560	0.773	226.44
17	Heptadecane	575	0.778	240.47
18	Octadecane	589	0.777	254.49
19	Nonadecane	603	0.786	268.52

(Atomic weight of C is 12.0106 and that of H is 1.007975. [12])

5.4 流動コンダクタンスの算出

式(5.9)が示しているように、流動コンダクタンスは放電ギャップと粘度によって計算される。本節では油 A・油 G・油 I の粘度を測定するとともに、サーボ基準電圧と放電ギャップの関係を求め、流動コンダクタンスを算出した。

5.4.1 絶縁油の粘度

油 A・油 G・油 I の液温を変えながら粘度の測定を行った。測定はホットスターラーで絶縁油を加熱した後、エー・アンド・ディ社製の音叉型振動式粘度計 SV-10 を用いて行った。振動式粘度計では、試料中に薄い振動子を挿入し一定の振動数で振動させると、振動子と試料の間には粘性による摩擦力が働き、この摩擦力の大きさにより振幅が変化する。この振幅が一定になるように振動子を振動させる駆動電流を変化させ、その電流を測定し粘度を求める、というのがこの測定法の原理である。絶縁油を 383K 程度まで加熱後に粘度計にセットし、353K 付近から測定を開始し、自然冷却しながら 298K まで温度と粘度を測定した。粘度測定を行った実験室の環境下で油温を 298K 以下に下げることが困難だったので、低温側は 298K までの測定とした。測定結果を図 5.8 に示す。図 5.8 より、絶縁油による粘度の大きさは全温度範囲に渡って、油 I > 油 G > 油 A となっていることがわかる。また、温度の低下に伴って粘度が増加している様子がわかる。

実際の加工における放電点周りの状況を考えると、放電点付近の絶縁油は気化して気泡となっており、その周辺に絶縁油が存在している。そして、気泡に近いほど絶縁油の温度は高くなっていると考えられる。この気泡周辺の絶縁油の温度場を非定常 1 次元熱伝導解析により求めた。その結果を図 5.9 に示す。解析モデルでは気泡と絶縁油の界面を x 軸の原点とし、x=5mm までの範囲を解析した。

解析は 5mm の範囲で行ったが、図 5.9 には気泡－絶縁油界面 (x=0) から 50 μ m までの範囲を示している。解析は空間ステップ $\Delta x=1\mu$ m、時間ステップ $\Delta t=1\mu$ s、解析時間 250 μ s、絶縁油の熱拡散率は $\alpha=8.0\times 10^{-8}\text{m}^2/\text{s}$ (表 4.1 の油 I 相当) とした。初期条件は第 4 章での熱伝導解析の場合と同じ 296K、x=0 における境界条件は絶縁油の沸点付近の温度 (表 5.4) である 573K (300 $^{\circ}$ C)、x=5mm での境界条件は 296K とした。図 5.9 をみると、気泡－絶縁油界面 (x=0) から離れると急激に温度が低下し、250 μ s 経過時点でも x=15 μ m の位置で絶縁

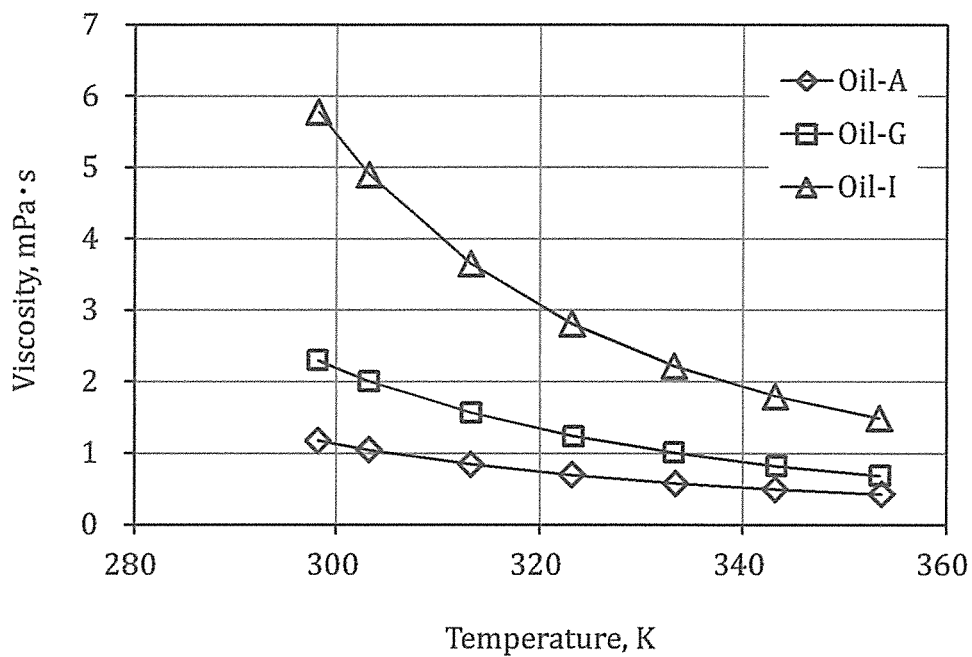


Fig. 5.8 Temperature characteristic of oils

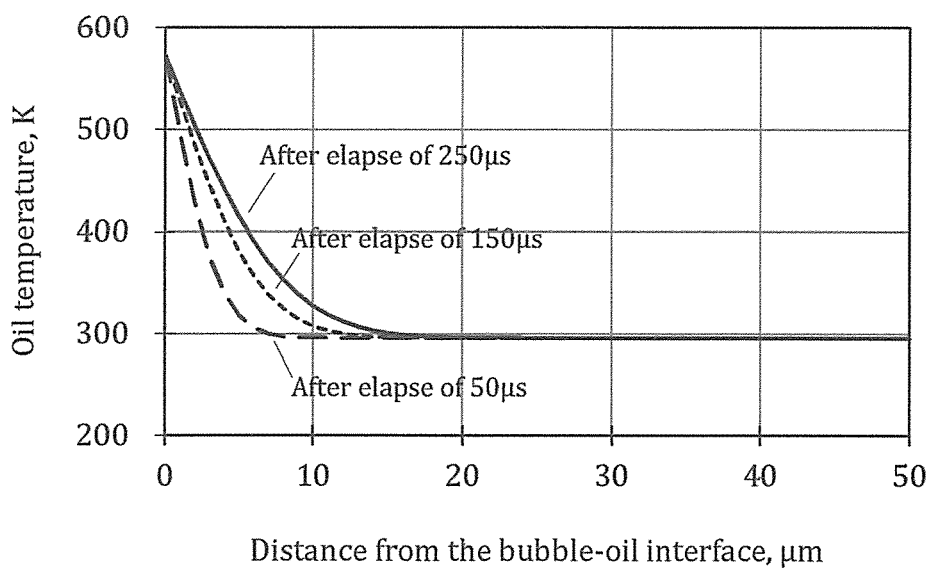


Fig. 5.9 Oil temperature around the bubble

油温度は殆ど初期条件温度であることがわかる。放電持続時間中は気泡周辺の気泡-絶縁油界面から 15 μm 程度の範囲の絶縁油しか温度上昇しておらず、それ以外の絶縁油領域は初期条件のままである。従って、流動コンダクタンスの算出に当っては 296K における粘度を用いる。

しかし、図 5.8 に示したデータでは 298K までの粘度しか測定できておらず、それ以下となる 296K でのデータがない。298K 付近は温度に対する粘度変化が大きな領域であり、296K での粘度を 298K の粘度で代用すると誤差が大きくなる恐れがある。そこで、粘度の温度依存性を表すアンドレードの式を用いて 296K における粘度の推定をおこなった。アンドレードの式は式(5.10)で表される。

$$\mu = B \cdot \exp\left(\frac{E}{RT}\right) \quad (5.10)$$

ここで、 μ は粘度、 B は比例定数、 E は流動活性化エネルギー、 R は気体定数、 T は絶対温度を表す。今、 B や E は不明であるが式(5.10)を変形すると、

$$\ln \mu = \ln A + \frac{E}{RT} \quad (5.11)$$

となり、この式(5.11)を用いて図 5.8 を $\ln \mu$ と $1/T$ の関係に書き直すと図 5.10 が得られる。図 5.10 から得られた各絶縁油における $\ln \mu$ と $1/T$ の関係式は次のとおりである。

$$\ln \mu = 1926.4(1/T) - 6.3077 \quad \text{for oil-A} \quad (5.12)$$

$$\ln \mu = 2304.7(1/T) - 6.9048 \quad \text{for oil-G} \quad (5.13)$$

$$\ln \mu = 2592.6(1/T) - 6.9665 \quad \text{for oil-I} \quad (5.14)$$

式(5.12)～式(5.14)を用いて 296K における粘度を計算した結果を表 5.5 に示す。本章では表 5.5 の粘度を用いて流動コンダクタンスを算出した。

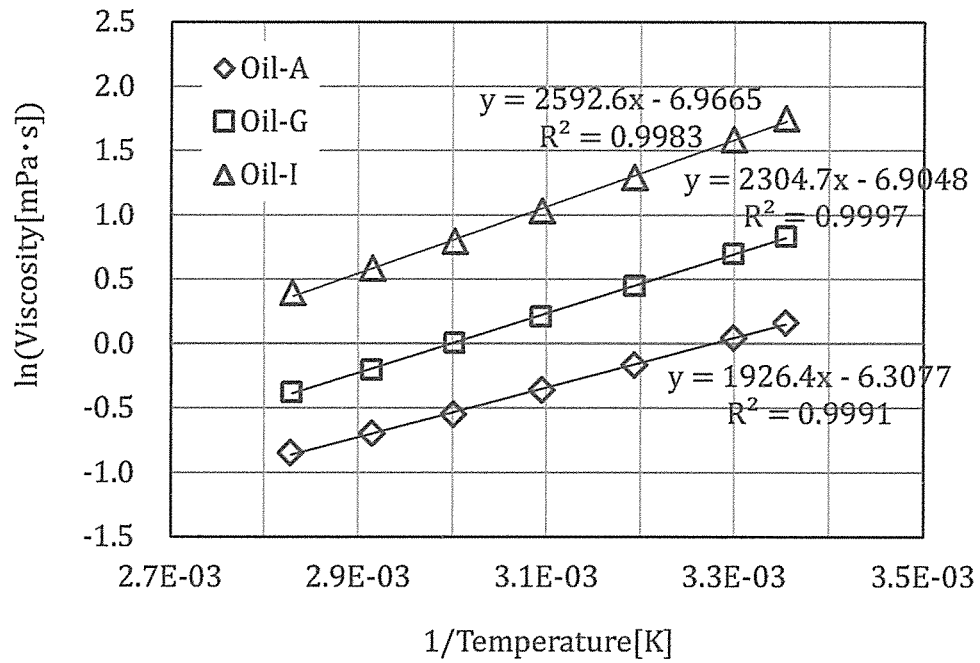


Fig. 5.10 Relationship between reciprocal of temperature and natural logarithm of viscosity

Table 5.5 Viscosity at 296K

	Oil-A	Oil-G	Oil-I
Viscosity at 296K [mPa·s]	1.22	2.41	6.00

5.4.2 放電ギャップとサーボ基準電圧

放電ギャップはサーボ基準電圧によって変化させることができるが、この様子の説明を図 5.11 に示す。サーボ基準電圧は加工者が設定するパラメータで、加工機は加工中に極間の電圧をモニタしながら加工を行い、極間電圧の平均値がサーボ基準電圧と合うように工具電極の上下方向位置を制御する。例えばサーボ基準電圧が高めに設定された場合、加工機は極間距離が広くなるように工具電極位置を制御する。極間距離が広くなると放電が生じにくくなって放電遅れ時間が長くなり、極間電圧の平均値が大きくなるからである。逆にサーボ基準電圧が低めに設定された場合は極間距離が狭くなるように制御される。極間距離が狭くなると放電が起こり易くなって放電遅れ時間が短くなり、極間電圧の平均値が小さくなるからである。ただし、サーボ基準電圧を開放電圧程度以上に設定すると、工具電極が絶縁油液面よりも上に上昇し、大気中で放電して絶縁油に引火する恐れがあるので、あまり大きなサーボ基準電圧は設定できない。これまでの第 2 章と第 3 章で示した実験結果はすべてサーボ基準電圧 40V で加工したものであるが、本節ではサーボ基準電圧 15V から 60V の範囲で変化させ、それぞれのサーボ基準電圧で加工したときの放電ギャップを計測した。放電ギャップ計測時の加工条件を表 5.6 に示す。表 5.6 の加工条件はサーボ基準電圧を除いて表 2.1 の加工条件と同じである。

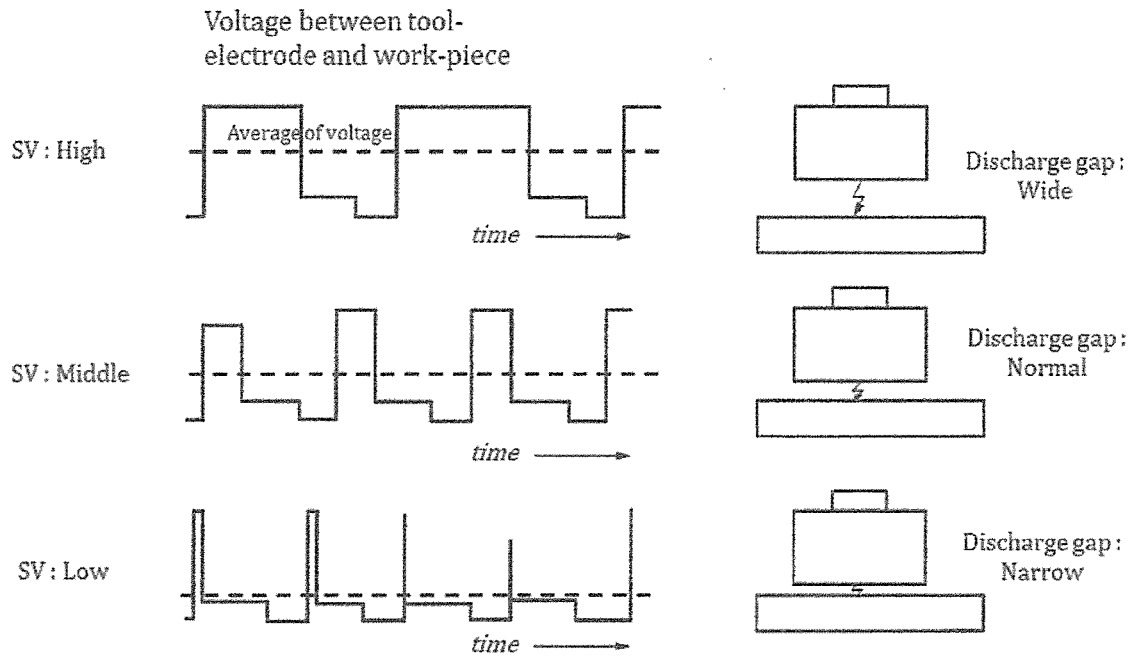


Fig. 5.11 Explanation of servo reference voltage

Table 5.6 Machining conditions

Tool electrode material	Copper (C1100)
Workpiece material	S45C
Open circuit voltage (u_i)	90V
Discharge current (i_e)	10A
Discharge duration (t_e)	250 μ s
Pulse interval (t_o)	250 μ s
Workpiece polarity	Cathode
Machining time	4min.
Servo reference voltage	15, 20, 40, 60V
Dielectric oil	OIL A, G, I

5.4.3 加工中の放電ギャップの測定

レーザー変位計を用いて加工中の放電ギャップの測定を行った。放電ギャップ測定のセットアップを図 5.12 に示す。放電ギャップを測定する際、工具電極の工作物と対向する面が、工作物加工面と同じ高さになる位置（極間距離ゼロ点）の設定が重要になる。本研究では、工具電極と工作物間の電気抵抗を測定しながら加工機械の手動操作により工具電極を少しずつ下降させていき、電気抵抗が最小値を示し始めた位置を極間距離ゼロ点とした。この様子を図 5.13 に示す。このゼロ点をセットしておくことで、加工開始後のレーザー変位計出力により放電ギャップを計測できるが、工作物除去が進んでいくとその分だけ極間距離ゼロの位置も下降していくので、正確な極間距離の測定ができなくなる。従って、極間距離はゼロ点を設定して加工開始した直後に測定する必要がある。本研究では、加工開始後の 0.9 秒程度経過した後（約 1000 回放電後）に 0.4 秒間の測定値の平均を求め極間距離とした。実験条件（絶縁油種，サーボ基準電圧）ごとに 5 回計測した平均値を、その実験条件における放電ギャップとした。放電ギャップの測定例を図 5.14 に示す。尚、ゼロ点の設定および極間距離の測定は、表 5.6 の条件で工作物の加工面全域に放電痕が形成されるまで（約 30 秒）前加工を施してから行った。これは、できるだけ実際の加工中に近い状態で放電ギャップを測定するためである。30 秒間前加工した後で一度加工を停止し、上述のようにゼロ点を設定してから加工を再開し放電ギャップを測定した。サーボ基準電圧ごとに放電ギャップを測定した結果を図 5.15 に示す。

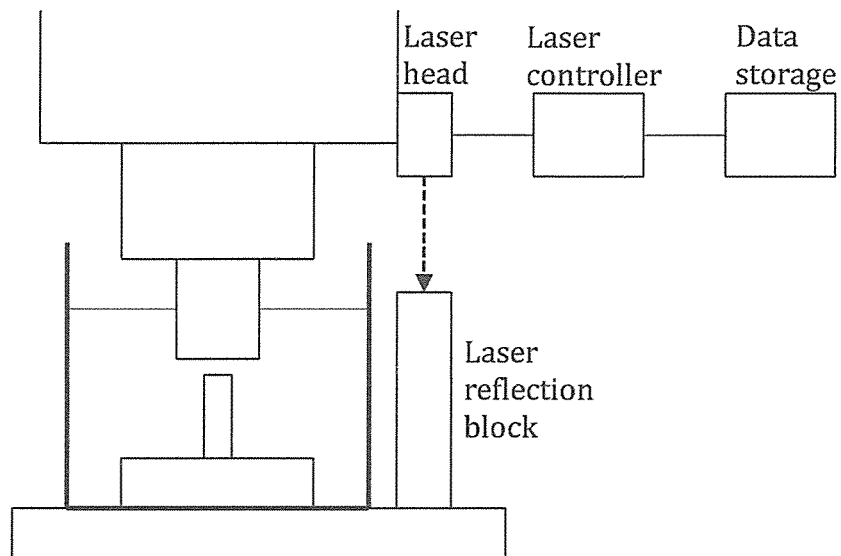


Fig. 5.12 Setup of discharge gap measuring

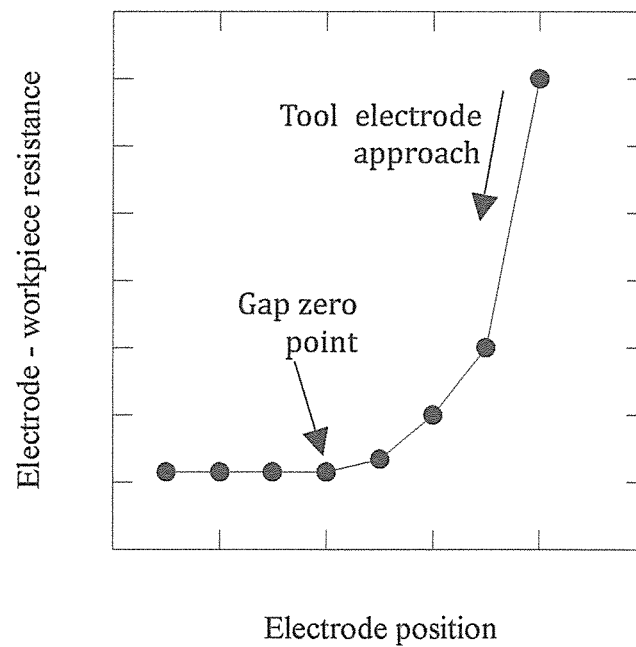


Fig. 5.13 Explanation of gap zero point

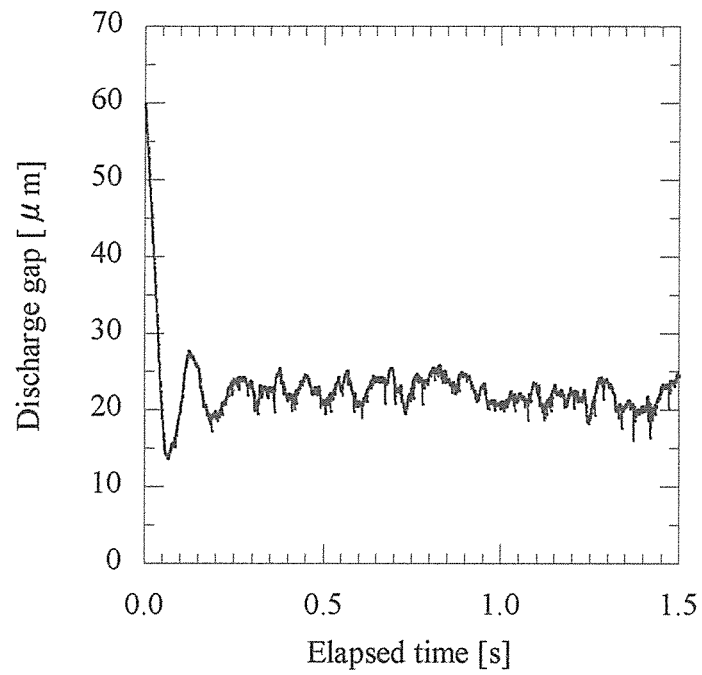


Fig. 5.14 Example of discharge gap measuring

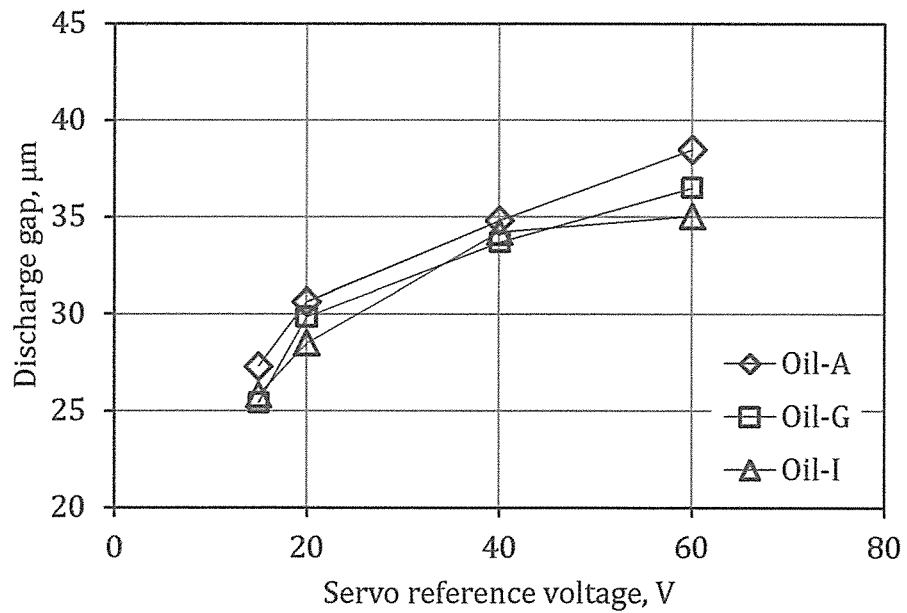


Fig. 5.15 Relationship between servo reference voltage and discharge gap

5.4.4 流動コンダクタンスの算出

表 5.5 の粘度データと図 5.15 の放電ギャップデータより、式(5.9)を用いて流動コンダクタンスを算出した。結果を図 5.16 に示す。流動コンダクタンスは放電ギャップの増加に伴い大きくなり、粘度の増加に伴い小さくなっている。

流動コンダクタンスが小さくなると気泡拡大が抑制され、プラズマの実効熱入力半径も小さく抑えられるので工作物への熱流束が大きくなり、加工速度が増加するものと定性的に考えられる。次節では、表 5.6 に示した条件で行った加工結果と図 5.16 に示した流動コンダクタンスとの定量的な関係について述べる。

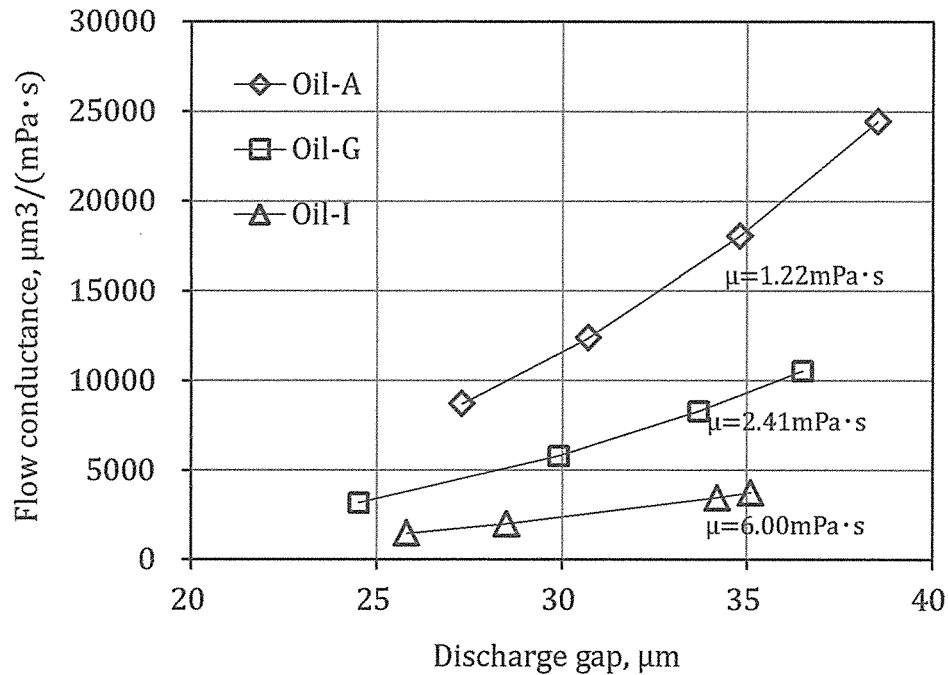


Fig. 5.16 Relationship between discharge gap and flow conductance

5.5 流動コンダクタンスと加工速度

5.5.1 流動コンダクタンスと加工速度

油 A・油 G・油 I を使用し、サーボ基準電圧を変えながら表 5.6 の条件で加工速度を測定し、流動コンダクタンスとの関係を調べた結果を図 5.17 に示す。また流動コンダクタンスと溶融量との関係を図 5.18 に、流動コンダクタンスと除去効率の関係を図 5.19 に示す。図 5.17 と図 5.18 から、流動コンダクタンスと加工速度および流動コンダクタンスと溶融量の間には良好な相関関係があることがわかる。これは 5.4.4 項で述べた定性的な予測と合致するものである。

しかしながら、図 5.19 に示したように流動コンダクタンスと除去効率の間には相関関係が認められない。図 3.7 において絶縁油による除去効率の違いがなかったことから、粘度は除去効率に関係していないと考え、放電ギャップと除去効率の関係をプロットしてみた。結果を図 5.20 に示す。この図 5.20 からわかるように、放電ギャップと除去率は良好な相関関係を示しており、除去率は放電ギャップに依存していることがわかる。

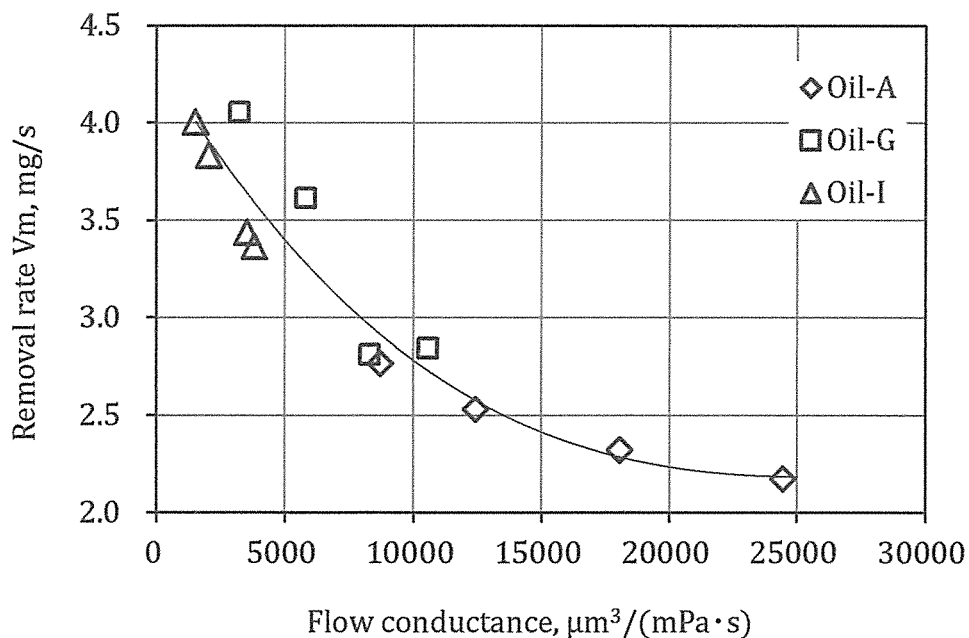


Fig. 5.17 Relationship between flow conductance and removal rate V_m

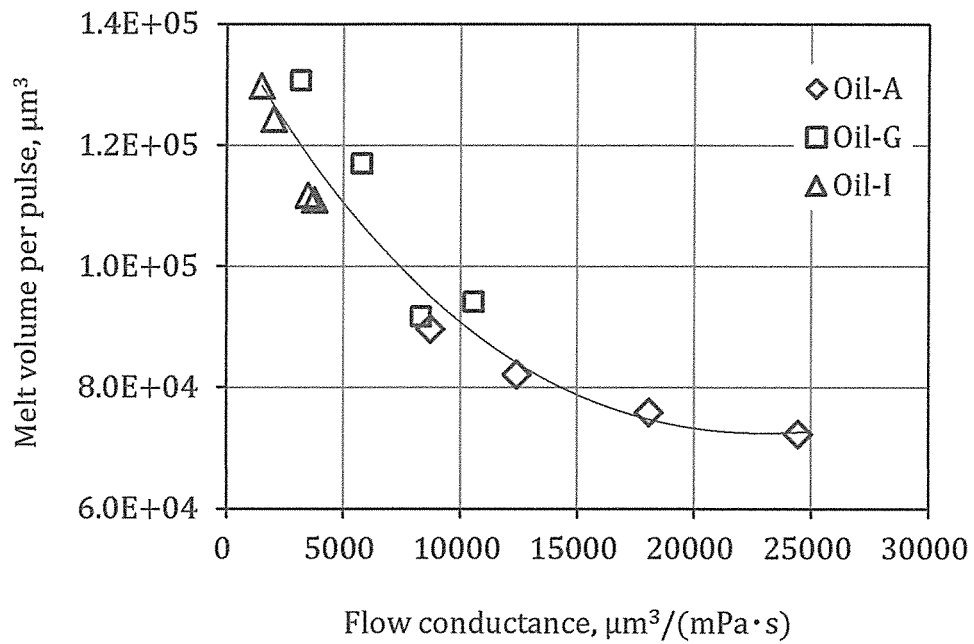


Fig. 5.18 Relationship between flow conductance and melt volume per pulse

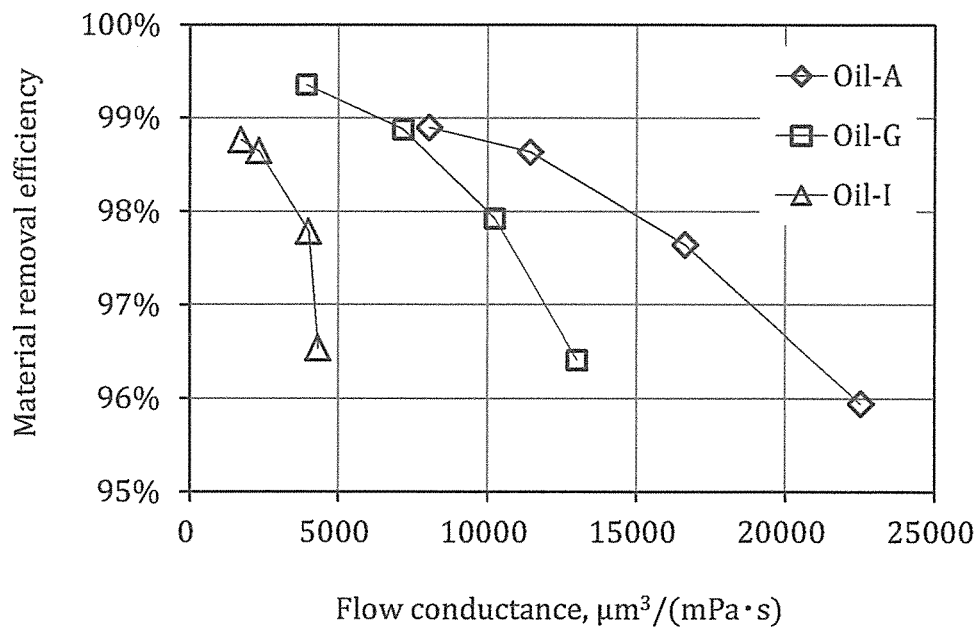


Fig. 5.19 Relationship between flow conductance and material removal efficiency

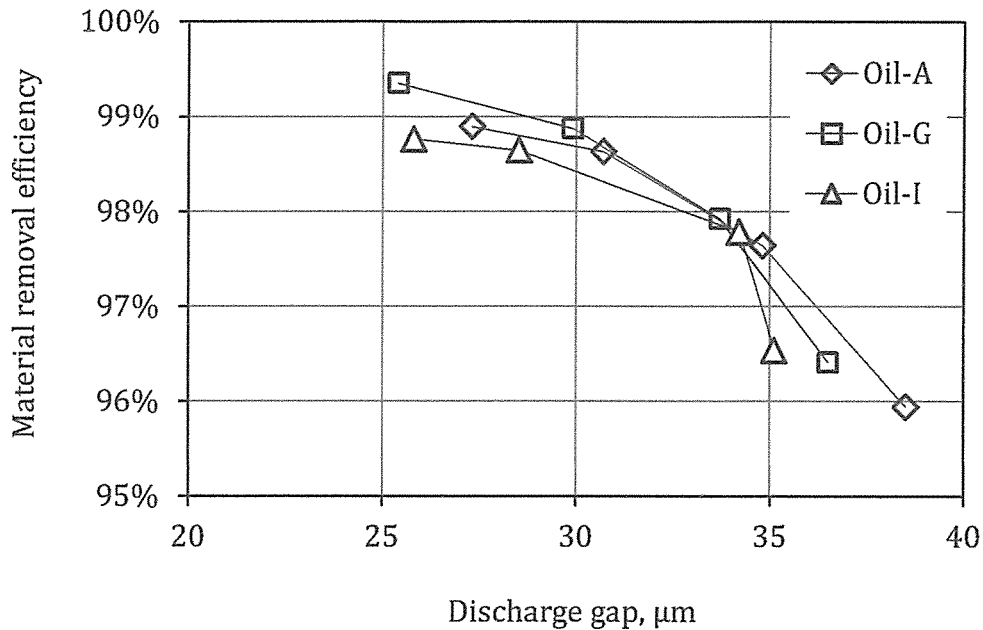


Fig. 5.20 Relationship between discharge gap and material removal efficiency

以上に示した図 5.17～図 5.20 に示した結果から、流動コンダクタンスにより加工速度が変化するメカニズムを整理すると次のとおりである。図 5.21 にその説明図を示す。流動コンダクタンス ($=\pi h^3/6\mu$) が小さくなると、工具電極—工作物間の絶縁油の流動に対する抵抗が大きくなるので、放電点に生じた気泡が拡大し難くなる。気泡が拡大し難くなるとプラズマ半径の膨張も制限を受け、実効熱入力半径 (R_{eff}) が小さく抑えられる。実効熱入力半径が小さく抑えられると、工作物表面への熱流束 (Q_w) が大きくなり工作物の溶融量が大きくなる。つまり、流動コンダクタンスが小さくなると工作物の溶融量が大きくなるということであり、図 5.18 のグラフはこのことを表している。また除去効率についてみると、除去効率は放電ギャップの減少に伴い増加する(図 5.20)。放電ギャップが減少すると流動コンダクタンスも小さくなり溶融量を増加させるので、結局、放電ギャップの減少は溶融量と除去効率の両者を増加させるように働き、加工速度を大きくする。

図 5.17 はこの状況を表しているものである。図 5.17 の特性を利用すると、入力エネルギーを変えることなしに加工速度を変化させることが可能となる。

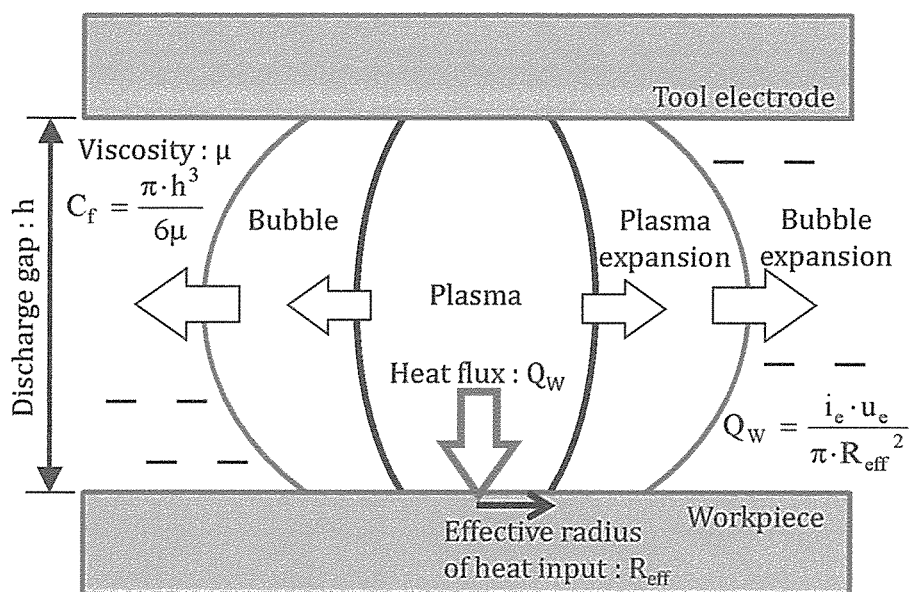


Fig. 5.21 Explanation of the effect of flow conductance on plasma heat flux to workpiece

ここで、除去効率が放電ギャップに依存する理由について考察する。Shervani-Tabar ら[13]は、放電によって工具電極と工作物間の絶縁液中に生じた気泡の成長と崩壊の挙動を、境界積分方程式法により解析して報告している。この報告で Shervani-Tabar ら[13]は、工具電極と工作物を互いに平行な無限平板として扱っており、両者の間隔が狭い場合、時間経過に対する工作物上での圧力低下率が大きくなることを説明し、この大きな圧力低下率が過熱された溶融部の突沸に寄与していると述べている。工作物溶融部の除去機構については、Zolotykh[14]が、過熱された溶融部が気泡の圧力低下により沸騰することで除去されると報告しており、Eubank ら[15]も、過熱が工作物除去の主要な機構であると報告している。

従って、工具電極と工作物間の放電ギャップが狭い場合、時間経過に対する工作物上での圧力低下率が大きくなり、工作物溶融部の突沸が促進されて工作物表面上に再凝固層として残留する量が少なくなり、除去効率が増加するものと考えられる。

ここで、流動コンダクタンスと表面粗さの関係を図 5.22 に示す。図 5.22 より、流動コンダクタンスが小さくなると（つまり加工速度が速くなると）表面粗さも大きくなるのがわかる。

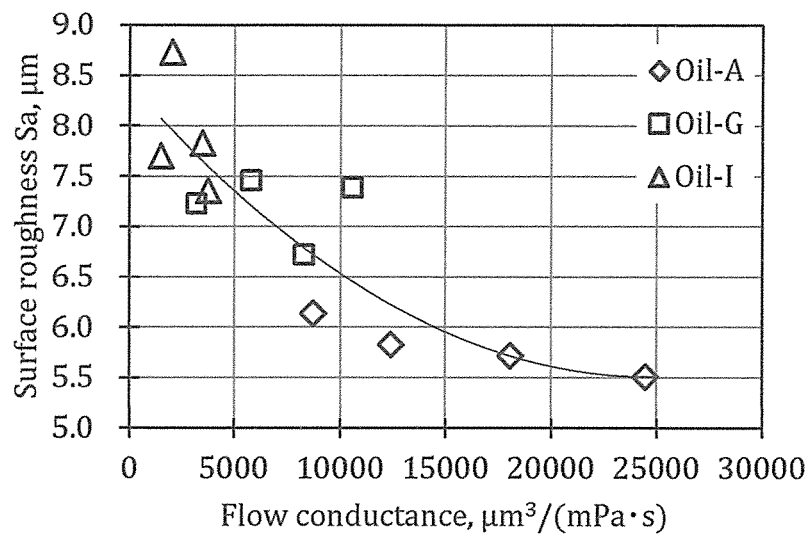


Fig. 5.22 Relationship between flow conductance and surface roughness

5.5.2 放電ギャップ・粘度と加工速度

図 5.17 において流動コンダクタンスと加工速度の関係が確認できたが、本項では流動コンダクタンスの構成要素である放電ギャップと粘度について、加工速度との関係を調べた。

まず、放電ギャップと加工速度の関係について述べる。式(5.9)の流動コンダクタンスは放電ギャップの3乗を含んでいる。3つの絶縁油について放電ギャップの3乗と加工速度の関係をプロットしたものを図 5.23 に示す。それぞれの絶縁油についてみると、放電ギャップの3乗が大きくなると加工速度が小さくなっていくことが分かる。しかし、放電ギャップの3乗と加工速度の関係を示す直線の傾きは絶縁油によって異なっている。

次に、絶縁油粘度と加工速度の関係について述べる。式(5.9)の流動コンダクタンスは粘度の逆数を含んでいる。図 5.10 に示した粘度の温度特性を利用して、絶縁油を加熱したり冷却したりすることにより粘度を変化させ、粘度の逆数と加工速度の関係を調べた。結果を図 5.24 に示す。

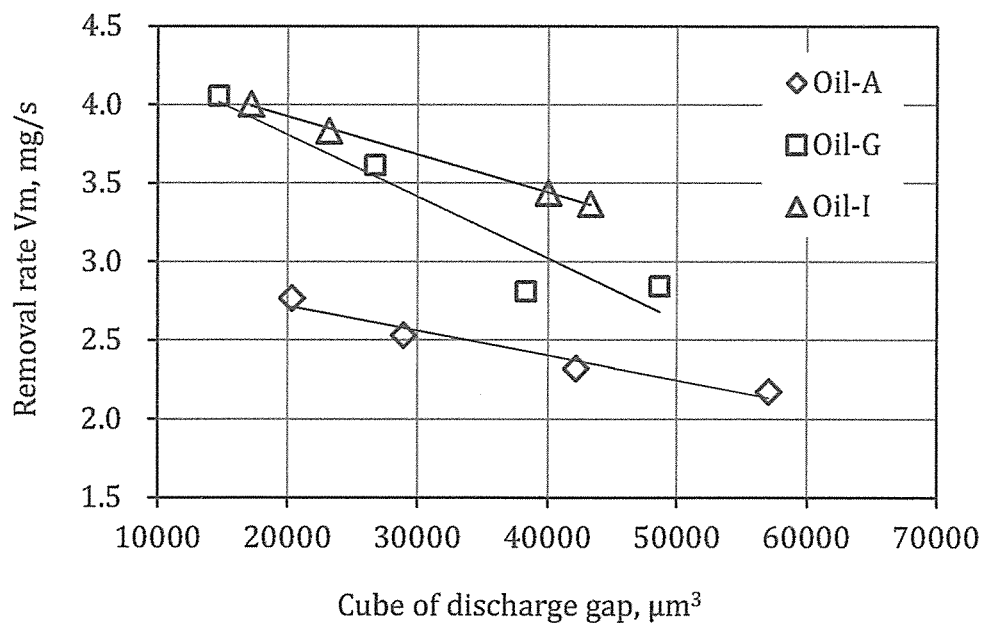


Fig. 5.23 Relationship between cube of discharge gap and removal rate V_m

流動コンダクタンスの定義式である式(5.9)には粘度はその逆数として含まれているので、図 5.24 の横軸は粘度の逆数とした。また、加工開始時の絶縁油温度と加工終了時の絶縁油温度をそれぞれ測定しその平均値を計算し、その平均温度に対する粘度を図 5.10 の特性から求め図 5.24 の粘度とした。加工条件は表 2.1 に示した条件を使用した。図 5.24 をそれぞれの絶縁油についてみると、粘度の逆数の増加に伴って加工速度が減少していることが分かる。しかし、粘度の逆数と加工速度の関係を示す直線の傾きは絶縁油によって異なっている。

図 5.23 に示した放電ギャップの 3 乗と加工速度の関係も、図 5.24 に示した絶縁油粘度の逆数と加工速度の関係も、1 つの絶縁油に着目してみると x 軸に置いた変数と加工速度の間には直線関係があることがわかったが、3 つの絶縁油をすべて含めてみた場合、x 軸の変数と y 軸の特性の間にきれいな相関関係は得られない。このことから、加工速度への影響を考える場合、放電ギャップと絶縁油粘度は個別に着目するのではなく、式(5.9)に示したように放電ギャップと絶縁油粘度の両者を含めた流動コンダクタンスというパラメータとして扱うべきであることがわかる。

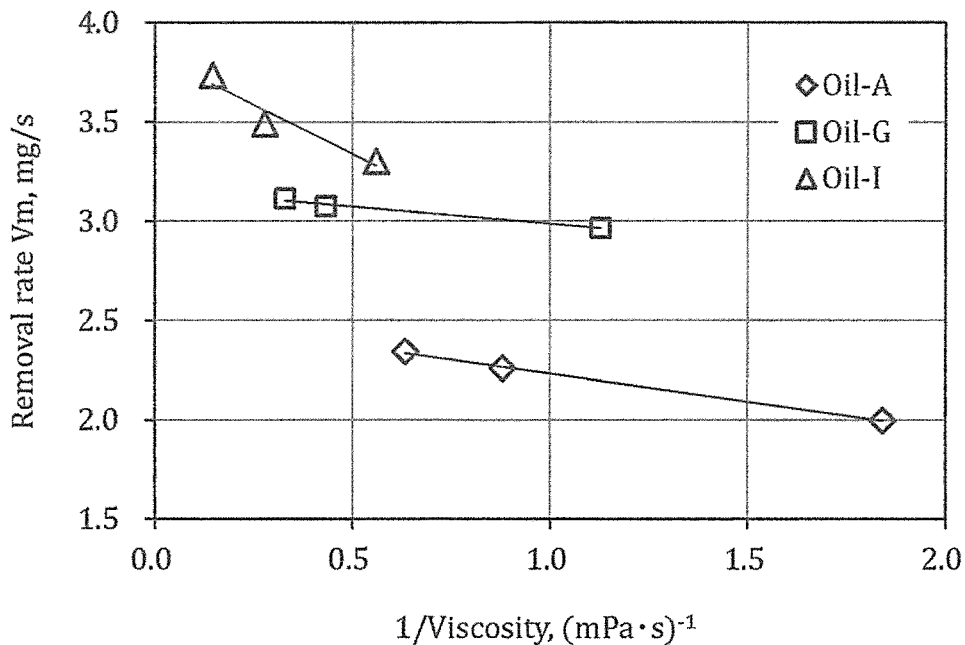


Fig. 5.24 Relationship between reciprocal of viscosity and removal rate V_m

5.5.3 修士論文における加工速度差の原因

図 5.17 に示したように、加工速度は流動コンダクタンスの影響を受けて変化することが明らかとなった。ここで、第 1 章で述べた筆者の修士論文[16]における絶縁油による加工速度差（図 1.8）についても流動コンダクタンスで説明できるのか確認を行った。

流動コンダクタンスを算出するためには粘度の値が必要なので、表 1.2 の動粘度と密度の積を求め粘度とした。ただし、表 1.2 の動粘度は 313K での値で、密度は 288K での値であり、両者の積を求めても正確な粘度にはならない。しかしほかに手段がないのでこの積を粘度の推定値として採用した。また、流動コンダクタンスの算出には放電ギャップの値も必要であるが、修士論文[16]では放電ギャップの測定を行っていないので、図 5.15 のサーボ基準電圧 40V における放電ギャップ 35 μm を仮定値として採用し流動コンダクタンスの推定値を算出した。修士論文[16]での加工条件は本研究での加工条件と異なるので、加工速度の値そのものについて本研究との比較はできない。従って、加工速度ではなく比加工速度（図 1.8）と流動コンダクタンス推定値との関係を求め図 5.25 に示した。また、図 5.25 の 3 つのプロットの流動コンダクタンス値はそのまま使用し、図 5.25 中の b で示したプロットを図 5.17 の回帰線上に置き、図 5.25 の他の 2 つのプロットも b との比率を維持させた状態で図 5.17 に重ね書きしたものを図 5.26 に示す。図 5.26 中の矢印で示したデータが図 5.25 のデータであるが、ほぼ回帰線の上に乗っていることがわかる。従って、図 1.8 に示した加工速度差の原因も流動コンダクタンスの違いによって生じたものと考えられる。

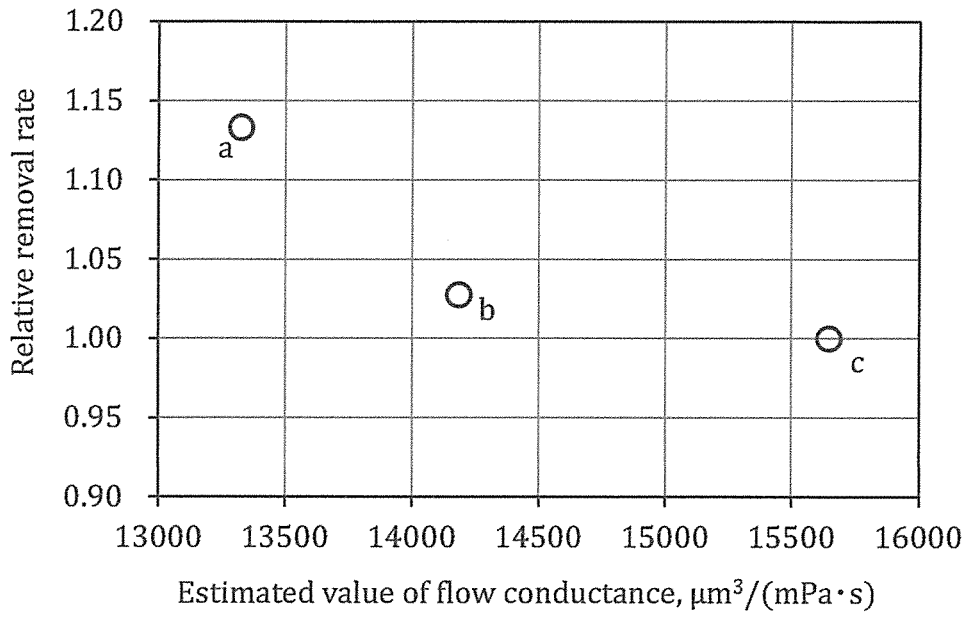


Fig. 5.25 Relationship between estimated flow conductance for the data of Fig. 1.8 and relative removal rate

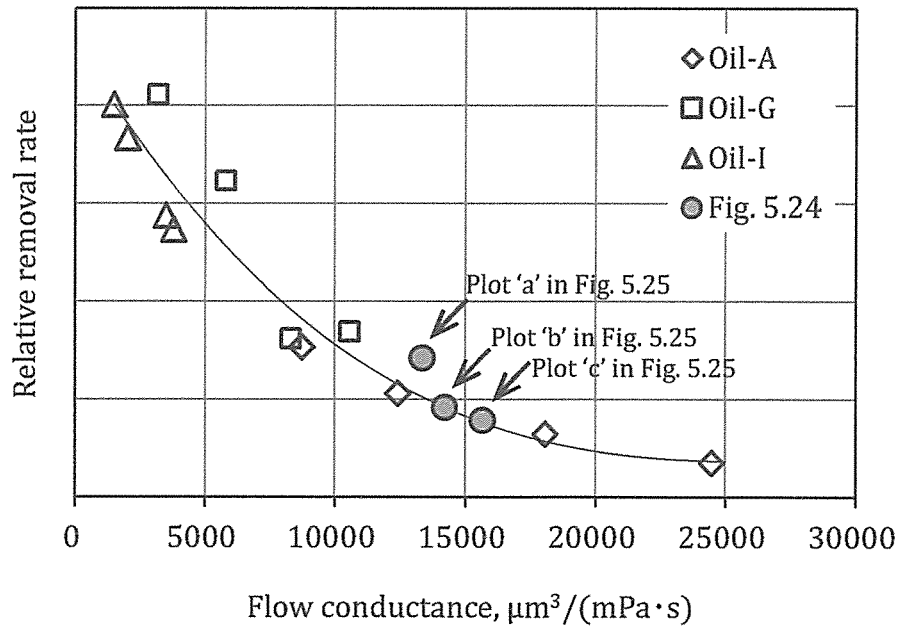


Fig. 5.26 Comparison of Fig. 5.25 with Fig. 5.17

5.6 第5章のまとめ

第4章では非定常熱伝導解析の結果と実験結果の比較を行い、使用する絶縁油によって溶融量が異なるのは、実効熱入力半径の違いが大きく寄与していることを明らかにした。この実効熱入力半径は溶融量を左右する重要な値であるが、直接測定することは困難である。本章では流体力学的考察を行い、実効熱入力半径に影響するパラメータを導出し実験結果との比較を行った。その結果、以下の結論を得た。

- (1) 導出したパラメータは工作物－工具電極間の絶縁油の流れやすさを表すもので、本研究ではこれを流動コンダクタンス(C_f)と呼ぶ。流動コンダクタンスは絶縁油の粘度(μ)と放電ギャップ(h)から、 $C_f = \pi h^3 / (6\mu)$ として計算される物理量である。
- (2) 絶縁油粘度と放電ギャップを実測して流動コンダクタンスを計算し、実験結果から求めた溶融量・除去効率・加工速度との関係を調べたところ、溶融量と加工速度は流動コンダクタンスの減少に伴い増加することがわかった。除去効率は流動コンダクタンスとは関係がなく、放電ギャップの減少に伴い増加していることがわかった。
- (3) 流動コンダクタンスが減少した場合、実効熱入力半径が小さく抑えられ工作物への熱流束が大きくなるために、工作物の溶融量が増えて加工速度は増加すると考えられる。

本章では、流動コンダクタンスという物理量が、加工速度に影響していることを示した。この特性を利用すると、入力エネルギーを変えることなしに加工速度を変化させることが可能となる。

第5章 参考文献

- [1] M. Kunieda, *Advancements in Fundamental Studies on EDM Gap Phenomena, Proceedings of the 16th International Symposium on Electromachining (2010)* pp.15-23
- [2] 山本学, 村山精一, *プラズマの分光計測*, 学会出版センター (2002)
- [3] A. Kojima, W. Natsu, M. Kunieda, Spectroscopic measurement of arc plasma diameter in EDM, *CIRP Annals - Manufacturing Technology Vol.57 (2008)* pp.203-207
- [4] S. Hinduja, M. Kunieda, Modelling of ECM and EDM processes, *CIRP Annals - Manufacturing Technology Vo.60 (2013)* pp.775-797
- [5] 早川伸哉, 道家輝哉, 糸魚川文広, 中村隆, 形彫り放電加工の極間隙における気泡挙動の観察, *電気加工技術*, Vol.32, No.102 (2008) pp.23-28
- [6] S. Hayakawa, T. Doke, F. Itoigawa, T. Nakamura, Observation of Bubble Expansion and Flying Debris in Parallel Flat Gap Space in Electrical Discharge Machining, *International Journal of Electrical Machining*, No.14 (2009) pp.29-35
- [7] *科学機器入門増補改訂版*, 東京科学機器協会 (2010)
- [8] 堀口博, *赤外吸光図説総覧*, 三共出版 (2007)
- [9] 志田保夫, 笠間健嗣, 黒野定, 高山光男, 高橋利枝, *これならわかるマススペクトロメトリー*, 化学同人 (2010)
- [10] *日本分析化学会近畿支部編, ベーシック機器分析化学*, 化学同人 (2013)
- [11] 古賀憲司, 野依良治, 村橋俊一, 大寫幸一郎, 小田嶋和徳, 小松満男, 戸部義人, *ポルハルトショアー現代有機化学 (第4版) [上]*, 化学同人 (2010)
- [12] *日本化学会原子専門委員会, 原子量表* (2013)
- [13] M. T. Shervani-Tabar, A. Abdullah, M. R. Shabgard, Numerical study on the dynamics of an electrical discharge generated bubble in EDM, *Engineering Analysis with Boundary Elements*, Vol.30 (2006) pp503-514
- [14] B. N. Zolotykh, The Mechanism of Electrical Erosion of Metals in Liquid Dielectric Media, *Soviet Physics-Technical Physics*, Vol.4, No.12 (1959) pp.1370-1373
- [15] P. T. Eubank, M. R. Patel, M. A. Barrufet and B. Bozkurt, Theoretical models of the electrical discharge machining process. III. The variable mass, cylindrical plasma model, *Journal of Applied Physics*, Vol.73, No.11 (1993) pp.7900-7909
- [16] 岩田知樹, *形彫放電加工における絶縁油が加工速度に与える影響*, 岩手大学大学院工学研究科博士前期課程金型・鋳造工学専攻修士論文 (2009)

第6章

結論

6.1 各章で得られた結論の総括

本論文における各章の位置づけは次のようになる。

第 1 章では本論文の背景，形彫り放電加工の原理と主な特性，そして本論文の目的について述べた。

第 2 章では，市販されている形彫り放電加工用絶縁油の中から 9 種類を準備し加工速度を測定した。その結果，絶縁油によって加工速度が異なること，表面性状は加工速度と相関性が認められること，を示した。

第 3 章では，第 2 章で得られた絶縁油によって加工速度が異なる現象の原因を探るために，代表的な絶縁油を使用したときの工作物溶融量について調べ，絶縁油によって溶融量は異なることを示した。また除去効率についても調べたところ，除去効率は絶縁油によって殆ど変化しないことを明らかにした。

第 4 章では，第 3 章で示した絶縁油によって溶融量が異なることの原因を調べるために非定常熱伝導解析を行った。その結果，実効熱入力半径の違いが溶融量の差に大きく寄与していることがわかった。

第 5 章では，実効熱入力半径に差が生じる原因を調べるために，工作物と工具電極間の絶縁油に対する流体力学的考察を行い，流動コンダクタンスというパラメータを導出した。そしてこのパラメータと加工速度との関係について調べた。その結果，流動コンダクタンスと加工速度の間には，流動コンダクタンスが減少すると加工速度が増加する関係があることが明らかとなった。

以下に第2章から第5章の各章で得られた結論を記す。

第2章では

9種類の絶縁油の加工速度と加工後の表面性状について調べた。加工速度は除去質量と総放電持続時間の比として求め、表面性状は表面粗さと負荷曲線におけるコア部中空体積の2つについて評価した。その結果以下の結論を得た。

- (1) 加工速度は絶縁油によって最大で1.48倍の差があり、その差は1放電パルス当りの除去量の違いに起因している。
- (2) 加工速度と表面粗さの間には寄与率73.8%（相関係数0.859）の良好な相関関係が確認できた。
- (3) 加工速度と負荷曲線のコア部中空体積（ V_{vc} ）の間には寄与率78.8%（相関係数0.888）の良好な相関関係が確認できた。

第3章では

絶縁油によって加工速度に差が生じる原因を調べるために、代表的な絶縁油を用いて溶融量と除去効率について調べた。その結果以下の結論を得た。

- (1) 除去効率は絶縁油によって差が無い。
- (2) 加工速度は1放電パルス当りの溶融量で支配されている。

第4章では

絶縁油によって溶融量が異なる現象の原因を探るために、実効熱入力半径という考えを導入して非定常熱伝導解析を行った。実効熱入力半径の説明図を図6.1に示す。放電によって生じるプラズマの半径は放電持続時間の経過とともに拡大していくが、工具電極平板と工作物平板の間で拡大するプラズマ半径の挙動を求めることは困難である。そこで本研究では、拡大するプラズマと工作物溶融能力が同等な半径が固定されたプラズマを定義した。この半径を実効熱入力半径と呼ぶ。実効熱入力半径は工作物への熱入力がガウス分布となっていると

いう特徴がある.

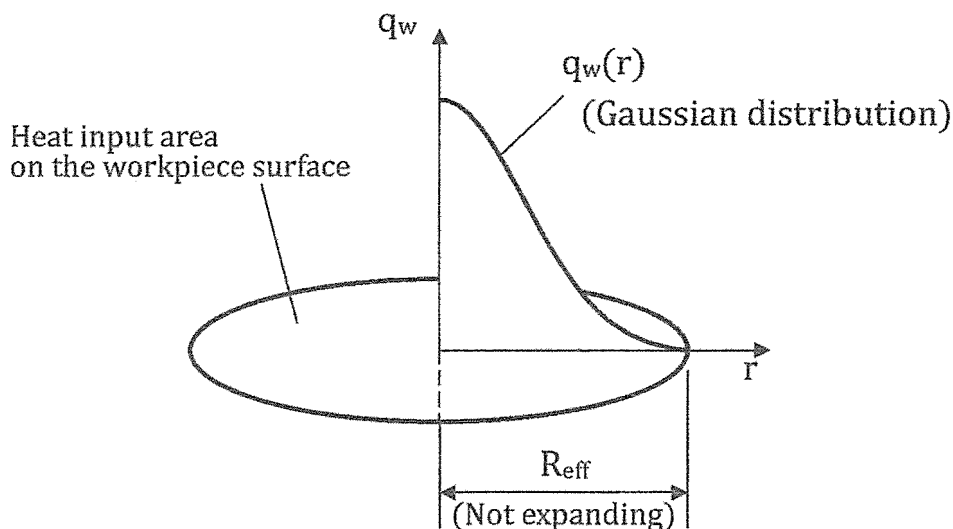


Fig. 6.1 Explanation of R_{eff} and heat input distribution

この実効熱入力半径と工作物へのエネルギー配分率をパラメータとして非定常熱伝導解析を行い、実験結果との比較により以下の結論を得た。

- (1) 3つの絶縁油の工作物へのエネルギー配分率 F_w は、油 A で 12.4%、油 G で 12.2%、油 I で 12.8% と推定され、変動幅 ΔF_w は $\pm 0.3\%$ である。
- (2) 3つの絶縁油の工作物表面での実効熱入力半径 R_{eff} は、油 A で $272\mu\text{m}$ 、油 G で $255\mu\text{m}$ 、油 I で $246\mu\text{m}$ と推定され、変動幅 ΔR_{eff} は $\pm 13\mu\text{m}$ である。
- (3) 計算の結果、エネルギー配分率 F_w に対する溶融体積の変化率は $811\mu\text{m}^3/0.1\%$ 、実効熱入力半径 R_{eff} に対する溶融体積の変化率は $1266\mu\text{m}^3/\mu\text{m}$ となる。これは溶融体積が ΔF_w に対して $\pm 2433\mu\text{m}^3$ 変動し、 ΔR_{eff} に対して $\pm 16458\mu\text{m}^3$ 変動することを意味する。従って、絶縁油による溶融体積の違いに対して、実効熱入力半径の寄与が大半を占めている。

第5章では

絶縁油によって実効熱入力半径が異なるのは、工具電極－工作物間に存在する絶縁油の流動し易さが影響していると考え、流体力学的考察を行い以下の結論を得た。

- (1) 実効熱入力半径に影響するパラメータを導出した。このパラメータは工作物－工具電極間の絶縁油の流れやすさを表すもので、本研究ではこれを流動コンダクタンス (C_f) と呼ぶ。流動コンダクタンスは絶縁油の粘度 (μ) と放電ギャップ (h) から計算できる物理量であり、式(6.1)で表される。

$$C_f = \frac{\pi \cdot h^3}{6\mu} \quad (6.1)$$

- (2) 絶縁油粘度と放電ギャップを実測して流動コンダクタンスを計算し、実験結果から求めた溶融量・除去効率・加工速度との関係を調べたところ、溶融量と加工速度は流動コンダクタンスの減少に伴い増加することがわかった。除去効率は流動コンダクタンスとは関係がなく、放電ギャップの減少に伴い増加していることがわかった。
- (3) 流動コンダクタンスが減少すると加工速度が増加するメカニズムは次のとおりである (図 6.2 参照)。流動コンダクタンスの減少により絶縁油の流動に対する抵抗が大きくなり、気泡が拡大し難くなる。するとプラズマ半径の膨張も制限を受けて実効熱入力半径 (R_{eff}) が小さく抑えられ、工作物表面への熱流束 (Q_w) が大きくなり工作物の溶融量が大きくなる。つまり、流動コンダクタンスが小さくなると工作物の溶融量が大きくなる。また、除去効率は放電ギャップが小さくなると 100% に向かって増加していく。放電ギャップが小さいということは流動コンダクタンスも小さくなり溶融量を増加させるので、結局、流動コンダクタンスが小さくなると加工速度は増加する。

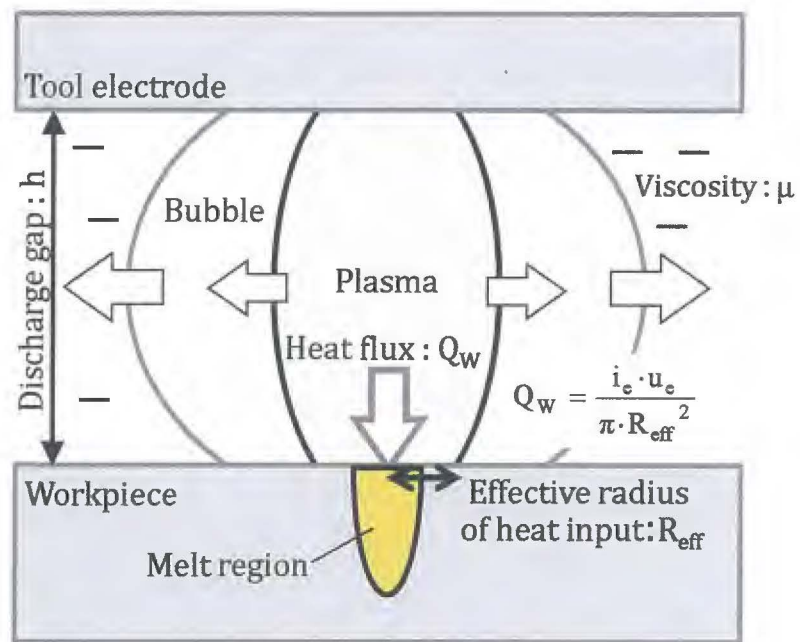
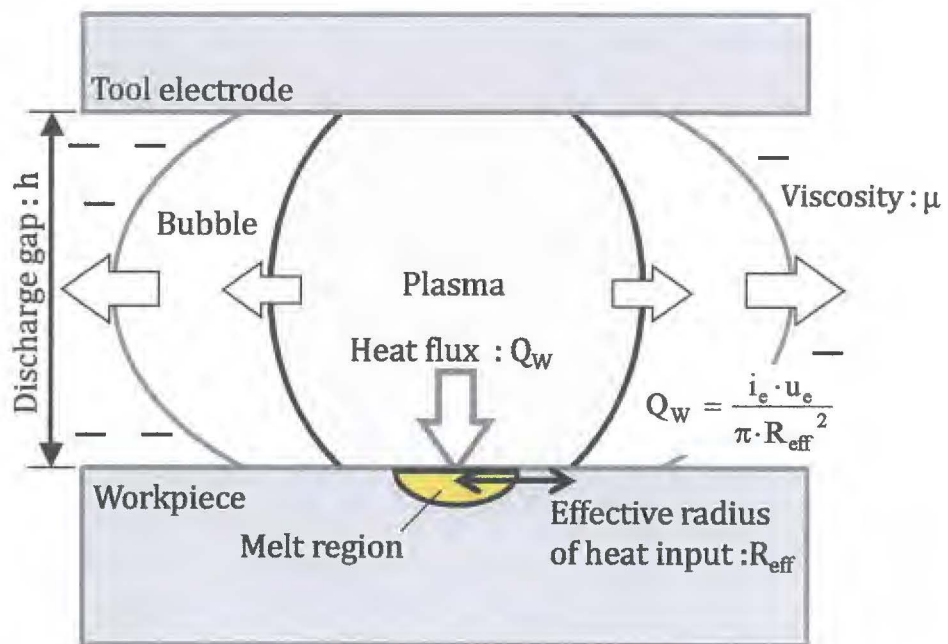
(a) In the case of small C_f (large melt region)(b) In the case of large C_f (small melt region)

Fig. 6.2 Explanation of the effect of flow conductance C_f on melt region of workpiece surface

6.2 本研究の意義

本論文では、筆者の修士論文での研究を更に進め、加工メカニズムの解明とより競争力の高い形彫り放電加工の実現を目指し、工作物の除去に対する絶縁油の作用について、溶融量・除去効率・加工速度という視点から研究を行った。研究に当たっては、小型電子部品用射出成形金型の荒加工用として用いられている放電電流 10A、放電持続時間 250 μ s という条件を主に使用した。

その結果、加工速度が絶縁油によって異なることを示し、加工速度差が溶融量の違いに起因していることを明らかにした。そして、非定常熱伝導解析の結果と実験結果の比較により、絶縁油によって実効熱入力半径が異なっていることを示した。この実効熱入力半径の違いは熱流束の差となってあられ溶融量を左右する。さらに、流体力学的考察により流動コンダクタンスという実効熱入力半径に影響するパラメータを導出し、流動コンダクタンスが加工速度を左右するメカニズムを明らかにした。絶縁油によって加工速度が違うのは、絶縁油によって流動コンダクタンスが異なるからである。

あらためて、本研究から得られた結果には以下のように工学的な意義と工業的な意義がある。

- (1) 工学的な意義は2つある。1つは絶縁油粘度と放電ギャップによって計算される流動コンダクタンスというパラメータを導入し、絶縁油によって溶融量が異なる理由を明らかにした点である。この知見は、今後形彫り放電加工の加工メカニズムを明らかにしていく上で大いに貢献するものと考えられる。
- (2) もう1つの工学的な意義は、除去効率に絶縁油による違いはなく、除去効率は放電ギャップの影響を受けて変化することを明らかにした点である。この知見も、今後形彫り放電加工の加工メカニズムを明らかにしていく上で大いに貢献するものと考えられる。
- (3) 工業的な意義は、流動コンダクタンスと加工速度の関係を利用することで、入力エネルギーを変えないで加工速度を変化させることが可能になることを示した点である。この知見は、今後加工特性を改善していく上で大いに貢献するものと考えられる。

これらの結果は、本研究の目的である加工メカニズムの解明とより競争力の高い形彫り放電加工の実現に大きく寄与するものである。今後は、流動コンダクタンスというパラメータを変化させるための手段を中心とした、実用化のための研究が重要になる。

謝辞

終わりに臨み、本研究に対し終始懇切丁寧なご指導とご鞭撻を賜りました岩手大学工学部機械システム工学科（工学研究科機械・社会環境システム工学専攻）の廣瀬宏一教授に厚く感謝の意を表します。

また、入学以来継続して研究活動に対する有益なご指導とご助言をいただきました岩手大学学長の岩渕明博士に心より感謝の意を表します。

本研究にあたり有益なご指導を賜りました岩手大学工学部機械システム工学科（工学研究科機械・社会環境システム工学専攻）の水野雅裕教授，同大学工学部機械システム工学科（工学研究科フロンティア物質機能工学専攻）の清水友治准教授に感謝の意を表します。

実験装置を貸していただきました岩手県北上市基盤技術支援センター，研究遂行にご協力いただきました岩手大学工学部附属金型技術研究センターの亀田英一郎特任教授，ならびに金型技術研究センター関係者の皆さまに感謝の意を表します。

また，実験の遂行にご協力いただいた佐藤匠氏（現，トヨタ自動車東日本株式会社），秋山尚紀氏（現，東日本旅客鉄道株式会社），栗山大樹氏，金型・製造工学専攻2年生の吉崎佑哉氏，同専攻1年生の高橋寛光氏に感謝いたします。

そして，社会人という立場で研究を継続できたのは，株式会社エフビー代表取締役会長の田鎖巖氏，同じく代表取締役社長の田鎖健一氏からの多大なるご支援とご配慮があつてのことでした。ここに深く感謝申し上げます。また，職場の皆さまのご理解とご支援に深く感謝いたします。

さらに，日頃からお世話になり，研究遂行の実務面から精神的な面まで常に支援していただいた事務補佐員の小布施潮子氏に深く感謝いたします。

最後に、長期間に渡り健康面や精神面において支えてくれた妻と家族に心から感謝します。