

MPDスラスタの熱設計とその検証実験のための予備的検討

○川崎央（東工大・院），宮崎兼治（東海大），佐藤博紀（総研大），
窪田健一（JAXA），堀澤秀之（東海大），船木一幸（ISAS/JAXA），奥野喜裕（東工大）

要 旨

自己誘起磁場型 MPD スラスタの実機開発において最も重要な課題の1つとなる熱設計について，アルゴン推進剤を対象に推進剤流れの電磁流体解析とスラスタヘッドの熱解析を連携して行うことで数値的に検討を行った．推進剤流れの電磁流体解析とスラスタヘッドの熱解析を連携させる本研究の解析手法は，スラスタの形状パラメータ変化による電極への着弧様態の変化に追従した放電室の温度分布の詳細な解像を可能とする．スラスタヘッドでは特に陽極出口端および陰極先端で高温化がみられた．陰極半径を減少させると，推進性能は向上する一方で，Hall 効果の顕著化に起因する陽極出口端の更なる高温化および熱通過率の低下に起因する陰極先端の更なる高温化に至り，陰極径の減少は熱的には厳しくなる状況を招くことがわかった．

キーワード：MPD スラスタ，自己誘起磁場型，熱設計，電磁流体解析，熱解析

記 号 の 説 明

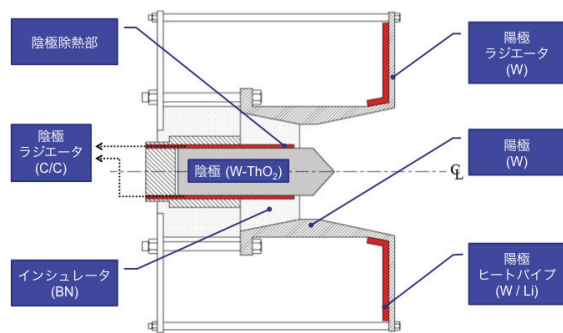
B :	磁束密度ベクトル
c_c :	陰極熱負荷係数
E_h :	重粒子全エネルギー密度
δE :	電子から重粒子へのエネルギー緩和
e :	電気素量
\bar{I} :	単位テンソル
J_d :	放電電流
j :	電流密度ベクトル
j_a :	陽極壁面上電流密度
j_c :	陰極壁面上電流密度
k :	Boltzmann 定数
\dot{m} :	推進剤質量流量
n_e :	電子数密度
n_h :	重粒子数密度
\dot{n}_i :	イオン生成速度
p :	(総)圧力
p_e :	電子圧力
p_h :	重粒子圧力
q_a :	陽極壁面上熱流束
q_c :	陰極壁面上熱流束
r_c :	陰極半径
T_{cr} :	陰極根本温度
T_e :	電子温度
T_h :	重粒子温度
t :	時間
U_e :	電子内部エネルギー密度
u :	速度ベクトル
V_d :	放電電圧
$V_{a,conv}$:	陽極熱伝達相当電圧
$V_{a,sheath}$:	陽極シース電圧
z :	軸方向位置
λ_e :	電子熱伝導率
λ_h :	重粒子熱伝導率

μ_0 :	真空透磁率
ρ :	密度
ρ_i :	イオン密度
$\dot{\rho}_i$:	イオン生成速度
σ :	電気伝導度
$\bar{\tau}$:	粘性応力テンソル
ϕ_a :	陽極材料の仕事関数

1. 諸 言

近年，小惑星探査機「はやぶさ」の輝かしい成功にも象徴されるように，電気推進機技術は目覚ましい発展を続けている．その1つの方向性として電気推進機の大規模化・大推力化が挙げられるが，これによって電気推進機の活躍の場はますます拡大するものと予想される．また，現段階においては，この方向性では単体で投入電力 100kWe を超える大型・大推力スラスタを実現することが究極的な目標と位置づけられるであろう．本研究の主対象である自己誘起磁場型 Magnetoplasmadynamic (MPD) スラスタは，投入電力が 100kWe を超える非常に大電力な領域でも，クラスタ化無しに単体での作動が可能な次世代の大型電気推進機の筆頭候補と目されており，有人深宇宙カーゴミッションを実現するためのメインエンジンとして，その一早い実用化が強く望まれている．

自己誘起磁場型 MPD スラスタが良好な推力/重量比のもと高比推力・高推進効率を発揮するためには，コンパクトな放電ヘッドにて大電流での定常的な駆動が必要であるが，その際には大電流アーク放電に伴い電極への非常に過酷な熱負荷が生じ，壁面での熱流束は通常の工学機器に比して桁違いに大きくなる．このことは，宇宙空間で実際に使用する実用機を開発する場合の大きな障壁となり得る．他方で，実験室での作動実験は，試験装置の都合からほとんどの場合高々 ms オーダーの放電時間で行われており，スラスタの熱的慣性により特別な冷却を必要としてこなかった．また，定常的な作動をする場合にも，水冷を援用することがそれほど困難ではなかった．これらの事由もあいまって，



第1図 輻射冷却 MPD スラスタの概略図

自己誘起磁場型 MPD スラスタでは、宇宙空間においても電極溶融の生じない熱的に実現可能な推進機設計は未だに得られていない。

本研究グループでは、大電力自己誘起磁場型 MPD スラスタに関して、実機による本格的な設計・試験の予備段階として数値解析を援用した数値設計に取り組んでおり、これまでに投入電力 400kWe 級アルゴン MPD スラスタにおいて、比推力 990 秒、推進効率 21% のもとの熱設計の成立可能性を提示した⁽¹⁾。本論文では、参考文献(1)で用いた設計手法の概略について述べると共に、アルゴンを推進剤とする場合の設計例について報告する。

2. 数 値 設 計 の 手 法

本研究における数値設計の手順は、

- 1 - 形状および作動条件の設定
- 2 - 電磁流体解析による推進剤流れの模擬
- 3 - 電極熱負荷モデルに基づく電極熱負荷の算出
- 4 - 熱解析によるスラスタ温度の推定

の4段階からなっており、この一連の手順（設計ルーチン）を適宜反復することで、熱的妥当性を制約条件とした上でスラスタ性能を最大化する設計点の探索を行う。

形状および作動条件を設定する際には、非常に煩雑な設計ルーチンの反復を必要最小限に留めるために、ある程度良好な性能と熱的妥当性の両立する可能性のある設計パラメータを予め推定しておく。これに電磁流体解析を適用し、推進剤流れの定常プロファイルを模擬することで、推力、比推力、消費電力、推進効率といったスラスタ性能と電極壁面での電流密度分布が得られる。続いて、電磁流体解析によって得られた電流密度分布は、電極熱負荷モデルに基づいて、電極へ負荷される壁面熱流束に変換される。最終的に、得られた壁面熱流束を熱解析の境界条件として適用してスラスタ温度分布を推定し、熱的な妥当性の判別を行う。

2.1 初期形状の推定 MPD スラスタのスラスタヘッドは、実験機の場合には、放電のための陽極および陰極、陰極を固定する陰極ホルダ、両電極を隔絶するインシュレータから構成され、これらが同軸上に配置されるのが一般的である。実用機では、これらに加えて、両電極への熱負荷を深宇宙に排熱するために放射冷却パネルである陽極ラジエータおよび陰極ラジエータ、スラスタ電極からラジエータまで熱輸送を行う熱輸送デバイスも必要となる。これら

の構成要素からなるスラスタヘッドの模式図を第1図に示す。

陽極内径はスラスタの推力と作動限界を特徴付ける重要な因子である。陽極内径を大きく取れば、陽極／陰極半径比（以下では単に「半径比」と呼ぶ）が大きくなるため電磁推力が増加する。よって、電磁推力の強調といった観点からは、陽極の内径を可能な限り大きくすることが望まれる。一方で、MPD スラスタの電磁推力は理想的には推進剤の流量に影響を受けないため、高比推力・高効率作動を標榜する際には推進剤流量を小さく絞るのが一般的であり、陽極内径を大きく取り過ぎると、陽極近傍、特に陽極出口端での推進剤密度が低下し、電流担体粒子の欠乏から放電が不安定となる。よって、陽極内側半径は、半径比の増大による電磁推力の増加と推進剤密度の減少による臨界電流値の低下のトレードオフを考慮して定めることが重要となる。そこで、陽極出口で推進剤が理論臨界電離速度に達した状態でも電子の自然な熱拡散によって放電電流が賄えるように陽極出口半径を定めた。

陰極半径は、陽極内側半径とあいまって半径比を決定するので、電磁推力を決定付ける重要なパラメータであるが、同時に、陰極の軸方向の熱通過率にも影響を与える。スラスタの高比推力・高効率作動といった観点からは、できる限り小さく取ることが望ましいが、一方で、陰極の先端から根本への熱通過率を確保し、陰極の溶融を防ぐといった観点からは、十分に大きく取ることが肝要となる。よって、陰極半径は、電磁推力の強調と熱通過率の確保のトレードオフを考慮して定める必要があり、本研究では 12mm と 20mm の2つのケースについて検討した。

第1表に本研究で検討を行ったスラスタ寸法について主要諸元をまとめた。

第1表 スラスタの主要諸元

Anode inner radius	40 mm
Cathode radius	12 or 20 mm
Anode length	100 mm
Cathode length	23 mm

2.2 プラズマ流れの電磁流体解析 プラズマ流れの電磁流体解析には、著者らの研究グループで従前から開発を行ってきた MPD スラスタ内部のプラズマ流れの電磁流体解析ソルバである MAPS コード⁽²⁾を用いた。MAPS コードでは、2次元軸対称性を仮定した上で、アルゴン推進剤に対して、以下に示す全質量、イオン質量、運動量、重粒子エネルギー、電子エネルギーに関する各非定常保存式と磁場の誘導方程式を連立させ、対流項については2次精度 TVD/MUSCL Lax-Friedrichs スキームにより、拡散項については2次精度中心差分により、有限体積的に離散化し、時間積分には1次精度 Euler 陽解法を用い、時間進行法により定常解を得る。この際、局所時間刻み法により収束を加速させている。電離非平衡や重粒温度と電子温度の熱的非平衡、Hall 効果、粘性、熱伝導等の各種実在気体効果を考慮しており、MAPS コードによる解析結果は、実験との良

好な一致を確認できている⁽³⁾.

全質量保存

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1)$$

イオン質量保存

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_i \mathbf{u}) = \dot{\rho}_i \quad (2)$$

運動量保存

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u} + p \bar{\mathbf{I}}) = \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \nabla \cdot \bar{\boldsymbol{\tau}} \quad (3)$$

重粒子エネルギー保存式

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_h}{\partial t} + \nabla \cdot [(E_h + p) \mathbf{u}] \\ = p_e \nabla \cdot \mathbf{u} + \mathbf{u} \cdot (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) + \nabla \cdot (\lambda_h \nabla T_h) + \nabla \cdot (\bar{\boldsymbol{\tau}} \mathbf{u}) + \delta E \end{aligned} \quad (4)$$

電子エネルギー保存式

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_e}{\partial t} + \nabla \cdot (U_e \mathbf{u}) \\ = -p_e \nabla \cdot \mathbf{u} + \frac{j^2}{\sigma} + \nabla \cdot \left(\lambda_e \nabla T_e + \frac{5}{2} \frac{kT_e}{e} \mathbf{j} \right) - \delta E - \dot{n}_i V_i \end{aligned} \quad (5)$$

誘導方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \\ = -\nabla \left[\frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla \times \mathbf{B} + \frac{1}{\mu_0 e n_e} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \right] \end{aligned} \quad (6)$$

ここで、電離過程は電子衝突によるもののみを考慮し、順反応速度係数は Lotz の式を用い、逆反応速度係数は順反応速度係数と平衡定数を用いて評価した。重粒子全エネルギー密度および電子内部エネルギーは、

$$E_h = \frac{1}{2} \rho \mathbf{u}^2 + \frac{3}{2} n_h k T_h \quad (7)$$

$$U_e = \frac{3}{2} n_e k T_e \quad (8)$$

と定義し、電流、圧力に関しては、

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \quad (9)$$

$$p = p_h + p_e = n_h k T_h + n_e k T_e \quad (10)$$

の関係を仮定している。

MAPS では、バルクプラズマ領域のみを模擬しており、Debye 長程度と非常に薄く、電氣的に非中性になり得る電極シース領域は考慮していない。バルクプラズマと電極壁は電極シースを介してエネルギーを授受しているが、電極シース領域でもエネルギー消費は生じ得るので、バルクプラズマ・電極シース境界での熱流束は容易には評価できない。よって本研究では、簡単のため、重粒子および電子のエネルギー式の境界条件として電極表面との間の温度勾配による熱輸送は無いとした。最後に述べる様に、電磁流体解析と熱解析を連成させ、電極シースを介してのエネルギーの授受を正確に評価し、より確度の高い検討を進めることが今後必要となる。

解析条件は第2表の通りとした。10N 超級の推力を発生

し、かつ電磁推力が十分強調される作動条件として、推進剤質量流量 1.8g/s、放電電流 10kA を選定した。

第2表 解析条件

Propellant	Ar
Mass flow rate	1.8 g/s
Discharge current	10 kA
Heavy particle temperature at inlet	1,000 K
Electron temperature at inlet	1,000 K
Ionization degree at inlet	0.01
Anode sheath voltage	0 V
Cathode sheath voltage	20 V

2.3 スラスタヘッドの熱解析

スラスタヘッドの熱解析には汎用有限要素法ソルバである MSC.Nastran⁽⁴⁾を用い、2次元軸対称性を仮定して非線形定常熱伝導方程式を解いた。

MPD スラスタでは、電極シースの存在によりバルクプラズマから電極への伝熱を単純な対流熱伝達では説明できず、これまでに、放電電流に伴って増加する熱負荷が生じることが示唆されている⁽⁵⁾。そこで、電磁流体解析で得られた電極壁面上電流分布を以下に述べる式を用いて壁面上熱負荷に変換し、その分布を陽極および陰極の壁面に熱負荷境界条件として適用した。

陽極では、以下の式⁽⁵⁾

$$q_a = \left(\frac{5}{2} \frac{kT_e}{e} + V_{a,sheath} + \phi_a + V_{a,conv} \right) \cdot j_a \quad (11)$$

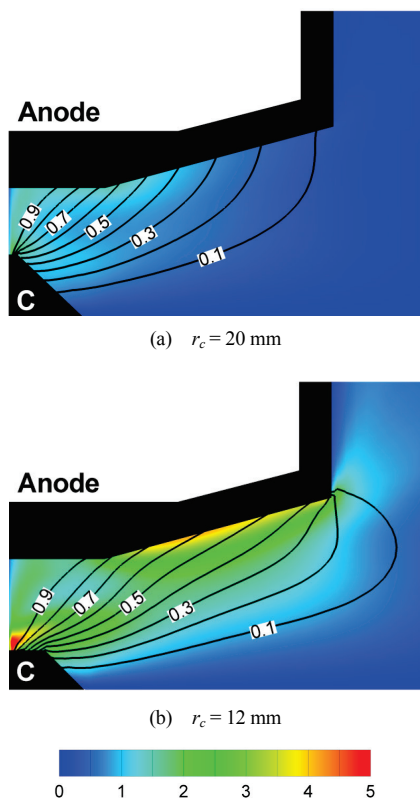
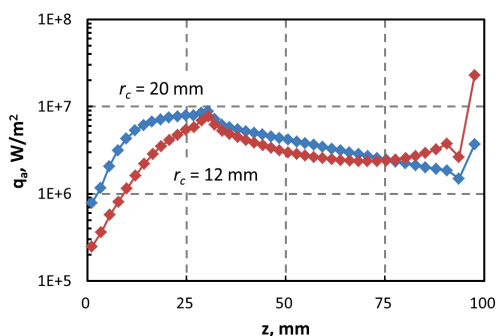
を用いて壁面熱流束を評価した。ここで、 kT_e/e はバルクプラズマの陽極近傍での電子温度に相当する電圧であり、電磁流体解析により得られ、おおよそ 2.5 V、陽極シース電圧は 0 V を仮定、陽極材料の仕事関数はタングステンの 4.5 V を指定、対流熱伝達の影響は経験的な値として 2 V を仮定した。この式では、プラズマや陰極から陽極への輻射の影響は含まれていないが、通常の MPD スラスタではこれらの影響は小さいと考えられている。

陰極では、表面から電子が仕事関数分の電位差を乗り越えてプラズマへ放出され、その際に陰極の熱を持ち去るので、正味の熱負荷は軽減される⁽⁶⁾。Hügel らが行った実験⁽⁷⁾により、アルゴン雰囲気下のアーク放電に対して 1~5 W/A の熱負荷が測定されており、大電流域では熱負荷係数が小さくなる傾向が見られたことから、実験により得られた熱負荷の係数の下限値 ($c_c = 1$ W/A) を採用して、以下の式

$$q_c = c_c \cdot j_c \quad (12)$$

を用いて陰極壁面上熱流束を評価した。

陽極放熱部表面には輻射促進のため溶射コーティングを施したと仮定して輻射率 0.6 にての深宇宙 (3 K) への輻射境界条件を課した。他にも、陽極末広ノズル部内面、陰極先端円錐面、陽極外周、背部絶縁体外周には、それぞれの材料の物性値を参照し、温度に依存する輻射率にての深宇宙への輻射境界条件を適用した。また、陰極除熱部は、温度境界条件 ($T_{cr} = 600$ K) を指定することによりその作動を模擬した。

第2図 Hall パラメータと電流経路 ($\text{Ar}, \dot{m} = 1.8 \text{ g/s}, J_d = 10 \text{ kA}$)第3図 陽極上壁面熱流束 ($\text{Ar}, \dot{m} = 1.8 \text{ g/s}, J_d = 10 \text{ kA}$)

本研究で対象とするスラスタでは、液体金属ヒートパイプの利用を想定しているが、ヒートパイプに関する伝熱現象を詳細に取り扱うにはヒートパイプ内での相変化や蒸気流れを扱わなければならない非常に煩雑となる。よってここでは、ヒートパイプを等価的な熱伝導率を指定した熱の良導体として取り扱った。ヒートパイプの等価的な熱伝導率の算出に際しては、コンテナおよびウィック材料としてタングステンを、作動液としてリチウムを、ウィック種としてスクリーン網ウィックを想定した。熱抵抗は主要なもののみ、即ち、蒸発部の壁面およびウィック、凝縮部のウィック壁面およびウィックの熱抵抗をそれぞれ勘案し⁽⁸⁾、陽極のヒートパイプでは等価的な熱伝導率として 280000 W/m-K とした。なお、ヒートパイプとしては、ロッド状のものが陽極外周に飛び飛びに配置されることを想定しているが、2次元軸対称解析でこの状況を模擬するために、1

本のヒートパイプの等価的な熱伝導率に、ヒートパイプの配置されている部分と配置されていない部分の割合を考慮した係数を乗じている。

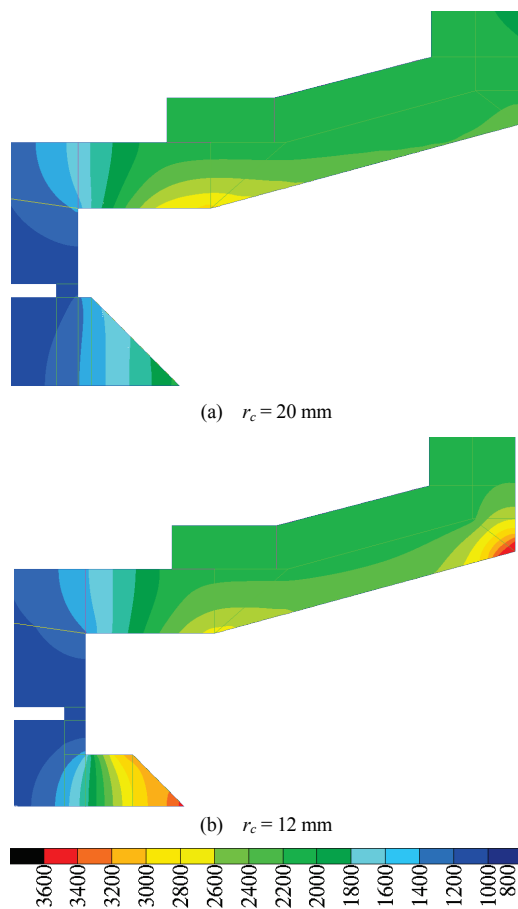
3. 解析結果

陰極半径を 20 mm から 12 mm へと細くするに従って、推進剤の電磁加速の増強により推力、比推力および推進効率 は向上した。

第2図に陰極半径が 20 mm および 12 mm の場合それぞれの Hall パラメータ分布と電流経路を示す。陰極が細くなると、陰極近傍での磁束密度の増大およびスラスタ内での加速増強による静圧低下から、スラスタ内の Hall パラメータが増大し、Hall 効果が顕著化する。これによって、陰極が細くなると、放電電流経路はスラスタ出口に向かって大きく膨らみ、陽極出口端への電流集中が顕著化する傾向が見られた。

第3図に陽極上壁面熱流束を示す。上に述べた通り陰極半径を 20 mm から 12 mm へと細くすると陽極出口端への電流集中が顕著化することから、熱負荷も陽極出口端で大きくなる傾向が見られた。

第4図に陰極半径が 20 mm および 12 mm の場合の放電室の温度分布を示す。陰極を細くすると、陽極出口端で熱負荷が増大すること、断面積の減少による陰極先端から陰極根本への熱通過率が低下することから、陽極出口端および

第4図 放電室温度分布 ($\text{Ar}, \dot{m} = 1.8 \text{ g/s}, J_d = 10 \text{ kA}, T_{cr} = 600 \text{ K}$)

陰極先端での温度上昇が見られた。陰極を細くすることは、推進性能の観点からは有利であったが、熱的には厳しくなる傾向を招くこととなることがわかる。ここで、陰極径の寸法が陽極温度分布に影響を与えるという挙動を捉えられたことは本研究で用いた解析手法の大きな特徴である。即ち、本研究では電磁流体解析と熱解析を連携させていることで、形状パラメータの変化が推進剤流れに与える変化を捕捉でき、結果として電極への着弧様態の変化を捕捉できることにつながり、温度分布の詳細な解像が可能となっている。

4. 結 言

自己誘起磁場型 MPD スラスタについて、推進材流れの電磁流体解析とスラスタの熱解析を連携して行う数値解析を援用した新しいスラスタ設計の手法について概観し、解析例を示した。

電磁流体解析と熱解析を連携して行う本研究の手法は、スラスタの形状パラメータ変化による電極への着弧様態の変化に追従した放電室の温度分布の詳細な解像を可能とする。

本研究で用いた電極への熱負荷モデルは実験あるいは単純化された理論に基づく粗いモデルである。今後は、電磁流体・熱・電極現象のモデルの精緻化を図り、それらを連成させて解析し、電極シースを介したバルクプラズマと電

極間のエネルギーの授受を模擬することで、より角度の高い検討を進めることが必要である。また、数値計算モデルと数値設計の妥当性を確認するための実験についても併せて進めていくことが必要である。

参 考 文 献

- 1) 川崎央, 窪田健一, 船木一幸, 奥野喜裕: 数値計算による自己誘起磁場型アルゴン MPD スラスタの熱設計, 投稿中.
- 2) 窪田健一, 佐藤博紀, 船木一幸, 奥野喜裕: MPD スラスタの電磁流体数値シミュレーション, 日本航空宇宙学会誌, **59** (2011), pp. 396-401.
- 3) Kubota, K., Funaki, I., and Okuno, Y.: Comparison of Simulated Plasma Flow Field in a Two-Dimensional Magnetoplasma Dynamic Thruster With Experimental Data, IEEE Trans. Plasma Sci., **37**(2009), pp. 2390-2398.
- 4) MSC Software: MD Nastran & MSC Nastran 2011 Quick Reference Guide, www.mscsoftware.com, 2011
- 5) Bruno, C.: Nuclear Space Power and Propulsion Systems, AIAA, Inc., Reston, Va., 2006
- 6) Shin, K.T., and Pfender, E.: Electrode Energy Transfer Mechanisms in a MPD Arc, AIAA J., **8**(1970), pp. 211-215.
- 7) Hügel, H., and Krülle, G.: Phänomenologie und Energiebilanz von Lichtbogenkathoden bei niedrigen Drucken und Hohen Stromstärken, Contributions to Plasma Phys., **9**(1969), pp. 87-116.
- 8) El-Nasr, A. Abo, and El-Haggar, S.M.: Effective Thermal Conductivity of Heat Pipes, Heat and Mass Transfer, **32**(1996), pp. 97-101