

(熱伝導)

理想気体と置き替えられた準粒子系の熱伝導率 λ は(4.3.7)式で表される。

$$\lambda = \frac{1}{3} c v \ell \quad (4.3.7)$$

ここに、 c は定積比熱、 v は準粒子の平均速度、 ℓ は平均自由行程である。フォノンと準電子によるエネルギー輸送を考えると、全体としての熱伝導率は(4.3.8)式となる。

$$\lambda = \lambda_{ph} + \lambda_e \quad (4.3.8)$$

絶縁体ではフォノンによるエネルギー輸送が支配的であり、 ℓ の影響を大きく受ける。結晶体などの格子欠陥が少ない固体が低温の場合には(4.3.4)式により

$$\lambda_{ph} \propto T^3 \quad (4.3.9a)$$

となる。高温では

$$\ell \propto \exp(\theta/T), \quad T \ll \theta \quad (4.3.9b)$$

$$\ell \propto 1/T, \quad T \gg \theta \quad (4.3.9c)$$

である。

格子欠陥が多い材料ではフォノンによるエネルギー輸送に対する抵抗が大きい。Fig.4.3.3は水晶と石英ガラスの熱伝導率の温度依存性を示している。水晶では、上述の定性的な説明がよく当てはまるが、石英ガラスでは、はるかに小さな熱伝導率になっていることがわかる。

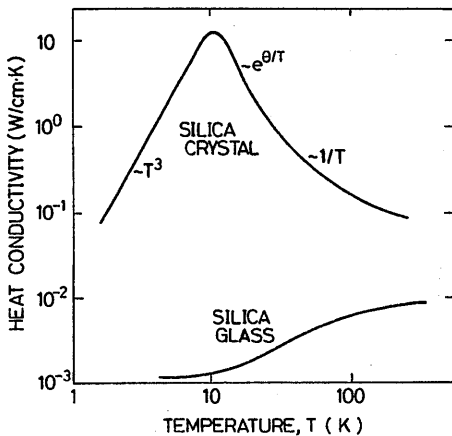


Fig.4.3.3 水晶と石英ガラスの熱伝導率の温度依存性

導体、特に金属の場合、 λ_{ph} と λ_e がともに重要となる。金属の λ_{ph} と λ_e は(4.3.10)、(4.3.11)式で表わされる。

$$\lambda_{ph} \propto T^2 \quad (4.3.10)$$

$$\lambda_e \propto T \quad (4.3.11)$$

(4.3.10)(4.3.11)式より(4.3.12)式が得られる。

$$\lambda = AT + BT^2 \quad (4.3.12)$$

ここに、 A 、 B は定数である。

Fig.4.3.4に各種材料の熱伝導率の温度依存性を示した。Fig.4.3.5に液体窒素温度程度までの各種保温材料の熱伝導率を示した。

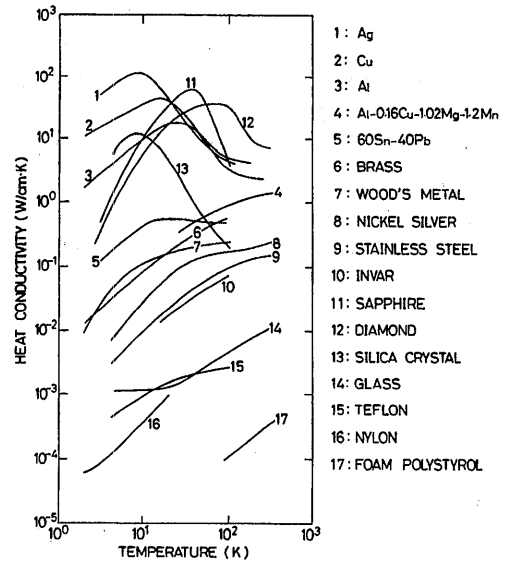


Fig.4.3.4 各種材料の熱伝導率

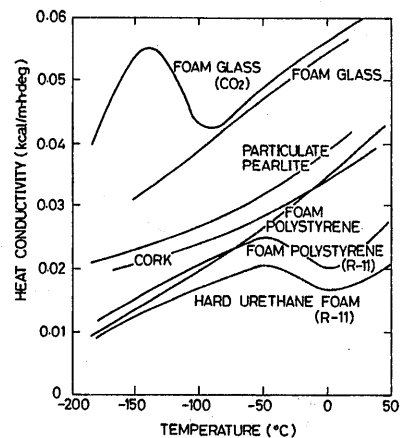


Fig.4.3.5 各種保温材料の熱伝導率 (()内は発泡気体) (29)

合成樹脂など非晶質材料の熱伝導率は、一般に小さい。大きな熱伝導率が要求される時には、熱伝導率の大きな粉末あるいは繊維を混ぜることで所定の熱伝導率が得られる。FRPなどの繊維強化材料では繊維の方向による熱伝導率の異方性が現れる場合があるので、注意を要する。

(熱膨張)

固体の熱膨張は原子のポテンシャルの非対称性から説明される。原子間距離に対してポテンシャルエネルギーはFig.4.3.6のようになる。0 Kでは原子はポテンシャル曲面の底で止まり運動しない。温度が上昇すると、原子のエネルギーが大きくなり熱運動するようになる。温度 T における原子の熱運動の範囲は d_a から d_b であり、平均原子間距離は d_e となる。ポテンシャル曲面の非対称性から、 d_e は 0 Kにおける原子間距離 d_0 より大きくなる。この平均原子間距離の温度依存性が熱膨張である。Fig.4.3.6を見てもわかるように、平均原子間距離の温度依存性は低温では小さく、高温になるほど大きくなる。Fig.4.3.7に線膨張の線図を示した。0 K近傍ではポテンシャル曲線がほぼ対称であるため、熱膨張は小さい。

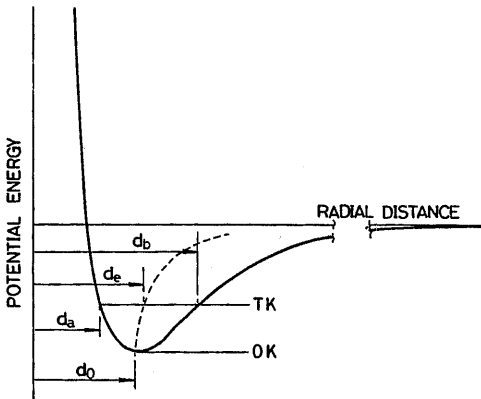


Fig.4.3.6 原子間距離とポテンシャルエネルギーの関係

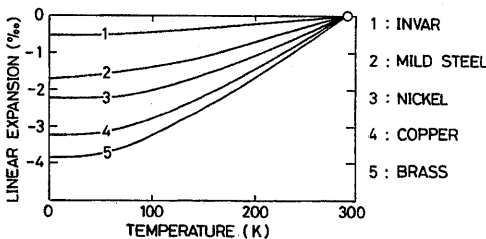


Fig.4.3.7 金属材料の熱膨張

体積膨張係数は等方性材料では線膨張係数の3倍となる。異方性材料では方向によって線膨張係数が異なる。特異な材料、 α ウランなどでは負の線膨張係数を持つ方向がある。繊維強化材料でも繊維の方向によっては著しい異方性を示す場合がある。

4.3.2 機械的性質

機械的性質の温度依存性を単一のモデルで表現する事は不可能に近い。固体の伸-荷重関係は一般にFig.4.3.8に示される温度依存性を持つ。すなわち、温度が低くなるほど、弾性率および破断強度が上昇し、伸びが低下する。Fig.4.3.9に縦弾性係数の温度依存性を、Fig.4.3.10に降伏応力あるいは0.2%耐力の温度依存性を示した。金属材料では低温における靱性が問題となる。複合材料では温度依存性の異なる材料が用いられており、破壊モードが変化したり複雑な現象が観察される場合がある。

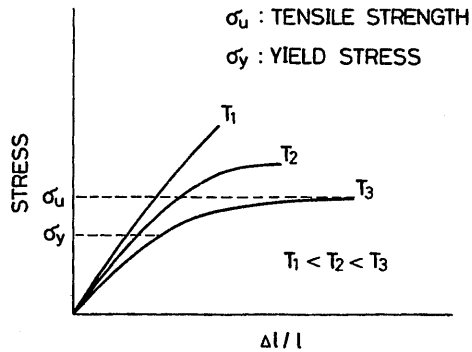


Fig.4.3.8 応力-ひずみ関係と温度

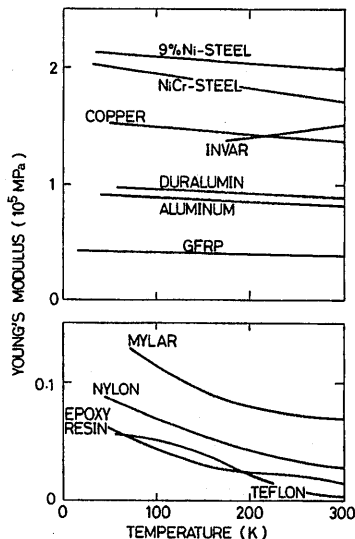


Fig.4.3.9 各種材料の縦弾性係数

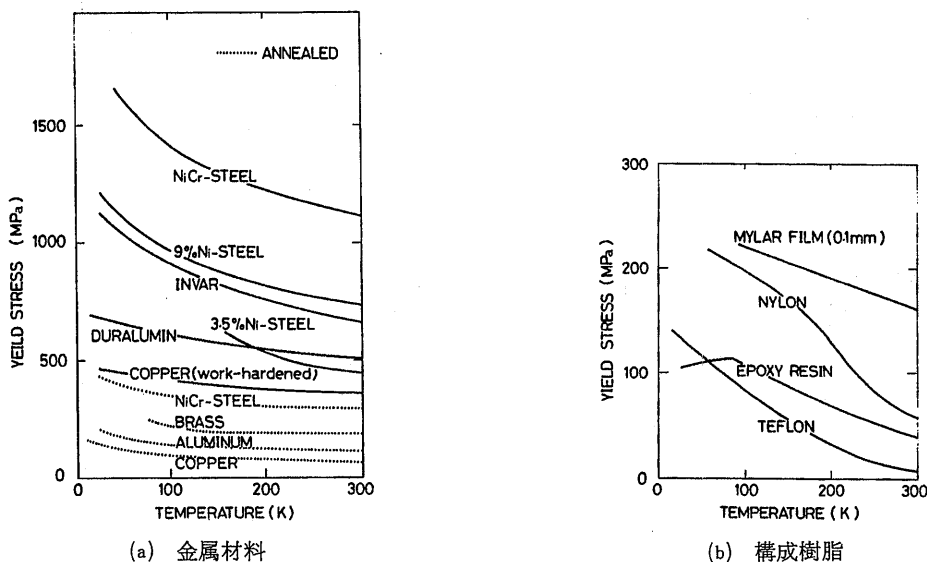


Fig.4.3.10 各種材料の降伏応力 (0.2%耐力を含む)

(金属材料)

低温、極低温でも、金属材料は有望な構造材料の候補である。Table 4.3.1に極低温構造材料の用途と要求される性質をまとめた。これを見ると、304、304L、316などのオーステナイトステンレスが主要な材料であることがわかる。析出物強化型あるいは窒素強化型金属材料では、4.2Kでの降伏応力・靱性の大ききあるいは急激な伸びの低下に問題があり

一般的なオーステナイトステンレスに優るものではない。Fig.4.3.11~13に各種オーステナイトステンレス鋼の引張特性を示した。

オーステナイトステンレスの他にもTiおよびTi合金は極低温における伸びが大きく注目に値する材料である。Fig.4.3.14にこれらの材料の引張特性を示した。

Table 4.3.1 極低温用構造材料の用途及び特性

| 用途 | | 核融合用超電導マグネット | | 超電導発電機 | | 磁気浮上列車 | 液体燃料ロケット | 高エネルギー物理 | |
|-------|------|--------------------------------------|-----------------------------------|--|--------|------------------------------------|------------------------------------|-----------------------------------|----------------------|
| 特性 | | コイル枠(容器) | 支持材料 | トルクチューブ | 電磁ダンパー | クライオスタット | タンク材料 | 水素泡箱 | コイル枠 |
| 機械的性質 | 強度 | ◎ | ◎ | ◎ | ◎ | ○ | ○ | ◎ | ○ |
| | 延性 | ○ | ◎ | ○ | ◎ | ○ | ○ | ◎ | ○ |
| | 脆性 | ◎ | ◎ | ◎ | ◎ | ○ | ○ | ◎ | ○ |
| | 比強度 | ◎ | ◎ | ◎ | ◎ | ○ | ○ | ◎ | ○ |
| 物理的性質 | 疲労特性 | ◎ | ◎ | ◎ | ◎ | ○ | ○ | ◎ | ○ |
| | 溶解 | ○ | ◎ | ○ | ◎ | ○ | ○ | ◎ | ○ |
| | 熱伝導率 | ○ | ◎ | ○ | ◎ | ○ | ○ | ◎ | ◎ |
| | 非磁性 | ○ | ◎ | ○ | ◎ | ○ | ○ | ◎ | ◎ |
| 候補材料 | ヤング率 | ○ | ◎ | ○ | ◎ | ○ | ○ | ◎ | ◎ |
| | 熱膨張率 | ○ | ◎ | ○ | ◎ | ○ | ○ | ◎ | ◎ |
| 使用例 | 電導率 | ○ | ◎ | ○ | ◎ | ○ | ○ | ◎ | ◎ |
| | 候補材料 | ステンレス鋼 高Mn鋼 超合金 チタン合金 | ステンレス鋼 高Mn鋼 超合金 繊維強化樹脂 | ステンレス鋼 チタン合金 超合金 | 銅合金 | ステンレス鋼 アルミ合金 チタン合金 繊維強化樹脂 | ステンレス鋼 アルミ合金 チタン合金 繊維強化樹脂 | ステンレス 高Mn鋼 | ステンレス 高Mn鋼 超合金 |
| 使用例 | | LCT : 304LN 316LN MFTF : 304LN | LCT : 316LN MFTF:304LN A286 | A286 Inconel 718 Ti-6Al-4V Ti-5Al-2.5Sn | | 304L | 301 2219-T87 2014-T6 | CERN: Mod. CX-20 Kromarc 58 | |

○:必要とされる特性 ◎:特に必要とされる特性

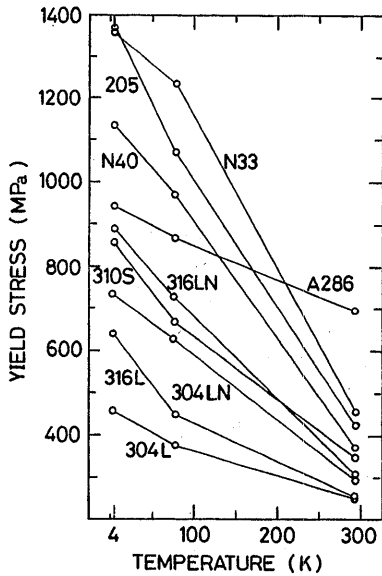


Fig.4.3.11 降伏応力

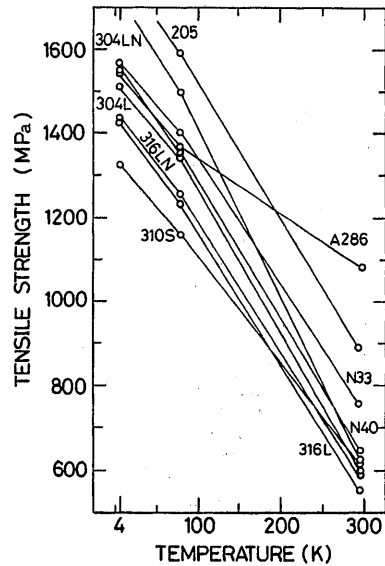


Fig.4.3.12 引張強さ

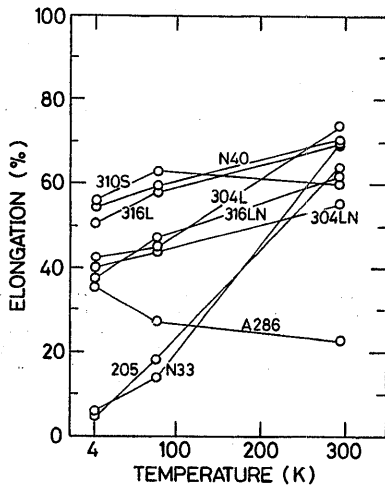


Fig.4.3.13 伸び

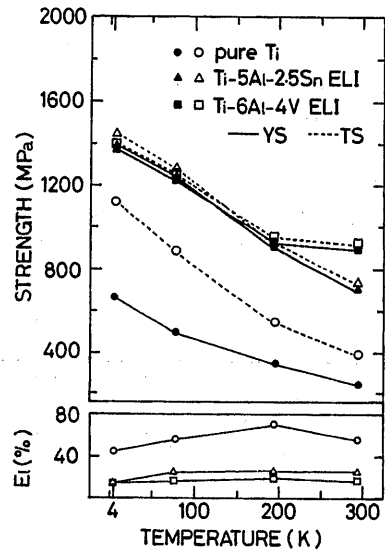


Fig.4.3.14 TiおよびTi合金の引張特性

極低温における靱性は体心立方晶型の一般的な鋼では小さい。オーステナイトステンレスは降伏応力の温度依存性により、むしろ靱性が増加する傾向が見られる。しかし、炭素量が大きいほど、降伏応力が高いほど靱性は低下する。Fig.4.3.15,16に304, 304Lステンレスの靱性に及ぼす炭素量と降伏応力の影響を示した。

構造材料として金属を用いる時、疲労強度につい

での検討が必要である。一般に、極低温に至っても伸びの低下しない金属材料では、疲労強度も低下しない。Fig.4.3.17にTi合金のS-N曲線を、Fig.4.3.18にオーステナイトステンレスのS-N曲線を示した。これらをFig.4.3.13, 14を参考にしながらめると、低温でも伸びの低下しない材料は温度低下に伴って疲労強度が増加することがわかる。

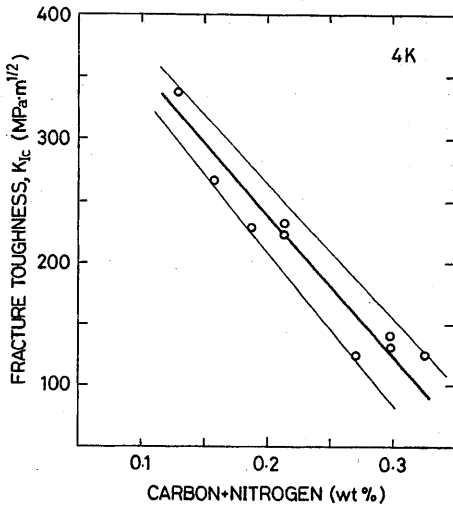


Fig.4.3.15 304ステンレスの靱性に及ぼす炭素当量の影響 (4 K)

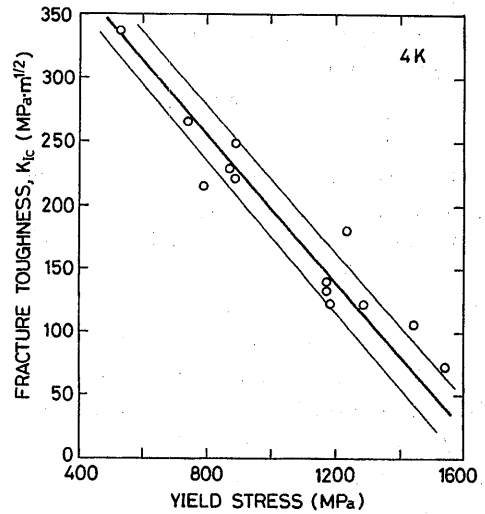


Fig.4.3.16 304ステンレスの靱性に及ぼす降伏応力の影響 (4 K)

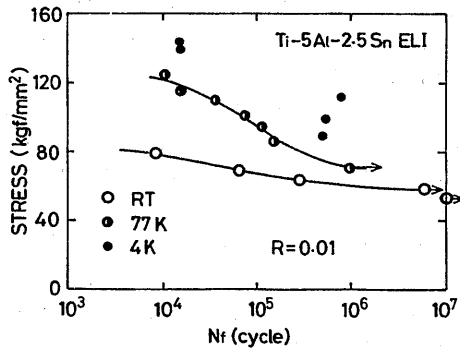


Fig.4.3.17 Ti合金のS-N曲線

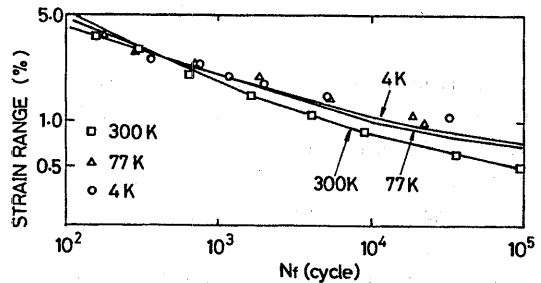


Fig.4.3.18 304LステンレスのS-N曲線

(FRP)

FRPは電気あるいは熱的な絶縁性が必要とされる場合には、有望な構造材料である。GFRP、CFRPともに、温度が低下するに従って引張強度、層間せん断破壊応力、切欠靱性が増加する。これらの強度増加は、繊維の強度増加によるものであって、マトリックスとしてのポリマーの強度は温度低下と共に若干低下する (Fig.4.3.10のエポキシ樹脂を見ると、90K以下で強度の低下が見られる)。そのため、引張強度の増加に比べて層間せん断破壊応力の増加は少ない。また、切欠靱性は低温では大幅に増加するが、破壊の機構が変化する。常温では繊維の破断、極低温では繊維とマトリックスの付着破壊が生じる。

参考文献

- 1) 岡田東一：低温工学ハンドブック、内田老鶴圃新社、(1982)、PP.297~314
- 2) 中嶋秀夫ほか：極低温構造材料の開発と構造設計基準—核融合炉用超電導コイルを中心として、低温工学、第21巻第4巻(1986)、PP.197~204
- 3) 高橋良昌ほか：超伝導磁力計、島津評論、第41巻、第1・2号(1984)、PP.99~113
- 4) 別所久美ほか：FRPクライオスタット、低温工学、第17巻第6号(1982)、PP.322~325
- 5) 伊藤大佐ほか：大型FRPクライオスタットの開発、低温工学、第17巻第6号(1982)、PP.326~331
- 6) 倉岡康郎ほか：プラスチックデュワーの開発、低

- 温工学、第17巻第6号(1982)、PP.332~336
- 7) 門谷建蔵ほか：FRPクライオスタットの開発状況、強化プラスチック、第31巻第3号(1985)、PP.123~129
- 8) J.R.Benzinger, et al.: *Advances in Cryogenic Engineering*, vol 26, (1980), p.252
- 9) 倉岡康郎ほか：GFRP材料の特性試験—大型GFRPデューワー開発のために—、低温工学、第21巻第1号(1986)、PP.30~36
- 10) 倉岡康郎ほか：大型GFRPデューワーの開発、低温工学、第21巻第1号(1986)、PP.44~50
- 11) 緒形俊夫ほか：低温工学の将来展望／構造材料、低温工学、第21巻別冊(1986)、PP.41~44
- 12) R.P.Reed, et al.: *Materials at Low Temperatures*, ASM, (1983)
- 13) 福士慶滋：GFRPの低温特性、低温工学協会材料部会資料(1987)
- 14) 堀内健文ほか：極低温用断熱支持材料の熱的・機械的特性、神戸製鋼技法、第25巻第4号(1975)、PP.84~88
- 15) G.Hartwig, et al.: *Kunststoffe*, No.64(1974), P.32
- 16) R.J.Corruccini, et al.: *Thermal Expansion of Technical Solids at Low Temperatures*, NBS Monograph, No.29(1961)
- 17) 前田利雄ほか：0°C~LHe温度における繊維強化複合材の諸特性、FRP漁船、第122号(1989)、PP.29~34
- 18) 萩原宏康：応用超電導、日刊工業新聞社、初版(1986)、P.238
- 19) M.B.Kasen, et al.: *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol 28, (1981), P.271
- 20) H.Becker, E.Eroz: *Advances in Cryogenic Engineering*, Vol 26, Plenum Press, NY(1980), P.259
- 21) 王永安ほか：三次元織物で強化されたGFRPの極低温特性、第37回低温工学研究発表会予稿集、低温工学協会、(1987)、P.17
- 22) 王永安ほか：3D-GFRPの低温における剛性と強度、昭和62年度秋季低温工学会予稿集、低温工学協会、(1987)、P.163
- 23) 有沢三治ほか：三次元織物、強化プラスチック、第33巻第5号(1987)、PP.208~212
- 24) 西嶋茂宏ほか：低温におけるガラス・カーボンハブリッド材料の機械的性質、低温工学、第21巻第6号(1986)、PP.321~326
- 25) 小林久恭ほか：加圧超流動および飽和超流動によるハイブリッド冷却用プラスチック・デューワー、低温工学、第22巻第2号(1987)、PP.133~135
- 26) 岡田東一：低温工学ハンドブック、内田老鶴圃新社、(1982)、PP.248~263
- 27) M.G.Kaganer: *Thermal Insulation in Cryogenic Engineering*, Israel Program for Scientific Translations, (1969)
- 28) スリーエム社：“スコッチライト” グラスバブルス 技術資料
- 29) F.Ruccia, R.Hinckley: *The Surface Emittance of Vacuum-Metalized Polyester Films*, *Advances in Cryogenic Engineering(AICE)*, Vol. 12, (1967)
- 30) G.Cunnington, C.Tien: *Apparent Thermal Conductivity of Vncoated Micro-sphere Cryogenic Insulation(AICE)*, Vol.22, (1977)
- 31) 前田利雄ほか：超低温用プラスチック構造材の接合方式(第1報)、第44回船舶技術研究所研究発表会講演集(1984)、PP.151~154
- 32) S.R.Baliozian, et al.: *Low Thermal Mass Dewar Neck Plug*, IBM Technical Disclosure Bulletin, Vol. 25, No. 7B(1982), PP.3805~3806
- 33) 榎ほくさん：FRPデューワー 技術資料
- 34) J.R.Becker, et al.: *GFRP Support for the Helium Tank of a Space Cryostat*, *Proceedings of 8th International Cryogenic Conference*, (1980), PP.93~96
- 35) 西嶋茂宏ほか：プラスチックのAE GFRPデューワーのAEによる監視、低温工学、第22巻第1号(1987)、PP.50~54
- 36) 伝熱工学資料(改訂4版)、日本機械学会編、(1986)、P.214, P.331
- 37) 超電導技術の現状、極低温冷却技術の現状、日本造船振興財団、(1986)、P.31, P.26
- 38) Peck, S.D.: *Practical Design Aspects for Superconducting Magnets Cooled with Pool Boiling He I*, *Cryogenics*, 31(1986), P.375
- 39) 西尾茂文、Chandratilleke, G.R.: 超伝導コイル冷却安定性の改善に関する研究、第24回日本伝熱シンポジウム講演論文集、(1987)、P.371
- 40) 桜井彰、塩津正博ら：蒸気膜崩壊に伴う膜沸騰極小点からの非定常熱伝達(II)、第22回日本伝熱シ

- ンポジウム講演論文集、(1985)、P.58
- 41) 成合英樹、稲坂富士夫ら：狭あい流路における均一加熱条件での限界熱流束（クオリティ零近傍での特性）、日本機械学会論文集、54-502B(1988)、P.1406
- 42) 波江貞弘、汐崎浩毅：ら旋細線などを挿入した管内における環状液膜流の研究（蒸発伝熱の改善を目的とするエントレインメント抑制について）、日本機械学会論文集、56-524B(1990)、No.89-0354A
- 43) 中込秀樹、栗山透：極低温機器における伝熱、伝熱研究、28、108(1989)、P.127
- 44) 伊藤猛宏：超臨界圧の乱流熱伝熱、伝熱研究、26、103(1987)、P.83
- 45) 天野俊之：窒素-4フッ化炭素混合冷媒の沸騰熱伝達に関する研究、第26回日本伝熱シンポジウム講演論文集、2(1989)、P.448
- 46) 岩村：固体の統計力学、槇書店、(1968)
- 47) VDI : Lehrangshandbuch Kryotechnik, (1977). (邦訳) VDI低温工学ハンドブック、内田老鶴圃新社、(1982)
- 48) R.L.Tobler, D.T.Read, & R.P.Reed: Strength/Toughness Relationship for Interstitially Strengthened AISI 304 Stainless Steels at 4 K Temperature, Fracture Mechanics:13th Conf., ASTMSTP 743, (1981), PP.250~268.
- 49) 町田：低温度領域(-40~160℃)における熱伝導率の測定、建材試験報告、3(1983)、PP.14~21.
- 50) E.Fitzer, R.Weiß & G.Hartwig: Fracture of Carbon-Fiber-Reinforced Epoxy Resins at Low Temperatures, High Temperatures-High Pressures, Vol.15, (1983), pp.147~150.
- 51) 小川 他：極低温用構造材料の低温特性、FAPIG, No106, (1984), PP.28~35.
- 52) 極低温化学技術の研究推進について、科学技術庁研究調整局極限科学技術(極低温)研究推進連絡会報告書、(1977)
- 53) 園井 他：チタニウム、ジルコニウム、Vol.22, No.3(1974), PP.143
- 54) 西垣 他：軽金属溶接、Vol.14, No.1(1976), PP.25~
- 55) 石川 他：第30回低温工学研究発表会予稿集、(1983)、PP.53
- 56) 関根、藤田、穴山：極低温における繊維分散有機

複合材料の破壊靱性と微視破壊機構、低温工学、Vol.20, No2(1985), pp.95~101

- 57) 鈴木、深倉、森：液体He温度での軸ひずみ制御による304Lステンレス鋼の疲労特性評価、第17回(A85070458)、(1985)、P.133~137.
- 58) D.Xuet al.: Fracture Behavior of Glass-Cloth/Polyester Composite Laminate at Low Temperature, J.I.Reinforced Plastic and Composites, Vol.4, (1985), PP.205~211.

5. 超電導を利用した新計測技術

5.1 強力な磁場を利用する計測法

超電導マグネットより発生される高安定かつ高強度の磁界を利用した計測法として、間接的な利用法を含めて次の2点をあげてみたい。

- ① SOR (Synchrotron Orbital Radiation、シンクロトロン放射光) を利用する計測法
- ② NMR (Nuclear Magnetic Resonance、核磁気共鳴) を利用する計測法

5.1.1 SORを利用した計測法

SORは、高エネルギー電子が磁場等により偏向された時に発する光であり、電子のエネルギーが十分高ければ、そのスペクトルは電波領域からX線領域に及ぶ連続分布となる。放射光の強度が最大になる波長 λ_c は、式(5.1.1)で示される。¹⁾ (Fig.5.1.1)

$$\lambda_c = 18.64 / (B_0 \cdot E) \quad (5.1.1)$$

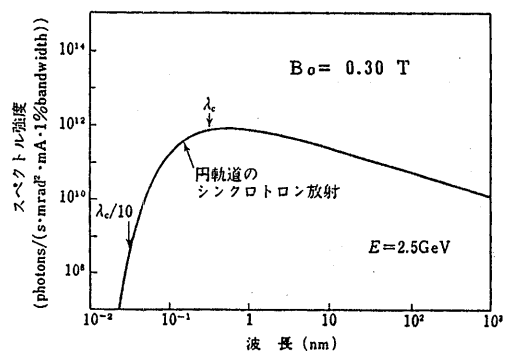


Fig.5.1.1 シンクロトロン放射スペクトル例¹⁾

λ_c はÅ単位で表わした時の波長、 B_0 は偏向磁場の強さで単位はT(テスラ)、 E は加速電子のエネルギーで単位はGeVである。従って、波長を短くするには

B_0 または E を大きくする必要がある。 B_0 を発生させる偏向用電磁石をウィグラーあるいはアンジュレータと言うが、この磁場に超電導マグネットの高磁場を利用するものである。 $B_0 = 1.5 \sim 1.8 \text{ T}$ の磁場では通常の電磁石が用いられているが、X線回折に必要な 1 A 以下の波長領域のX線を得るには、超電導マグネットの使用が必要であり、また、磁界の安定性の向上、設計の容易さ、装置の小型化も可能となることから、超電導マグネットを用いたウィグラーの開発が行なわれている。

SORより得られるX線は、X線管を使って得られる特性X線強度の $10^2 \sim 10^3$ 倍の強度を持つと同時に連続波長である。SORより得られる放射光をX線源として用い、小角散乱法、EXAFS(Extended X-ray Absorption Fine Structure)法等により物質の原子配列、電子状態を分析する手段は、現在、最も注目されている計測技術の一つである。³⁾ 物質に入射されたX線のエネルギーが原子の内殻電子を励起できるエネルギー以上では、電子の励起に伴ってX線が吸収される。吸収は励起エネルギーに等しくなるところで鋭く立ち上がり、より高エネルギー側では振動的に変化する。²⁾ (Fig.5.1.2) EXAFSでは、この振動的変化の微細構造を解析することにより原子周辺の配位構造を知ることができ、長距離秩序を有しない極薄膜、アモルファス、融体、液体、構造的乱れの大きい系について適用可能である。

また、SORより得られるX線は、次世代の超集積化電子デバイス作成用のリソグラフィ用光源としても注目を集めている。

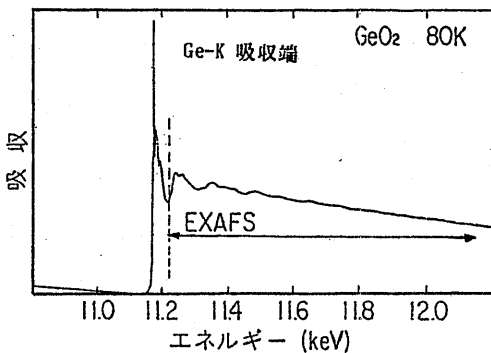


Fig.5.1.2 六方晶 GeO_2 のEXAFS例²⁾

5.1.2 NMRを利用する計測法

磁気を帯びたコマと考えられる原子核を静磁場 B_0 の中におくと、磁場 B_0 方向を軸として、角速度 ω_0 で回転運動(ラーモア歳差運動)を行い、運動方程式は式(5.1.2)で示される。(Fig.5.1.3)

$$\begin{aligned} dJ/dt &= \mu \times B_0 = J \times \omega_0 \\ (\omega_0 &= \gamma B_0) \end{aligned} \quad (5.1.2)$$

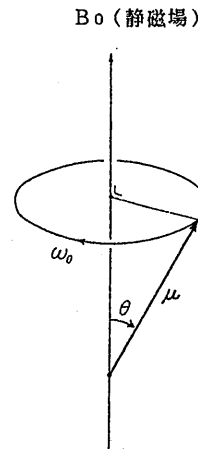


Fig.5.1.3 ラーモア歳差運動

J は、原子核の持つ角運動量(スピン)で量子数 I によって決まる原子核固有の値である。 μ (γJ) は、原子核の持つ磁気モーメントで原子核固有の定数 γ (磁気回転比)とスピン量によって決まる。共鳴周波数 ω_0 をラーモア周波数と言ひ、原子の結合状態により周波数 ω_0 がソフトする。

静磁場 B_0 の直角方向から振動磁場 B_1 (B_0 に比べ磁場強度は弱くてもよく、実際はrf (radio frequency) 電磁波) をかけると、 B_1 の周波数が ω_0 近傍付近でエネルギーの吸収が起こる。NMRの測定は、振動磁場用電磁波の周波数を共鳴周波数近傍で掃引し、物質の周波数領域でのスペクトルデータを得る方法(CW法)と、共鳴周波数近傍の振動磁場をパルス的に加え、時間応答を示す T_1 (スピン格子緩和時間)、 T_2 (スピン-スピン緩和時間) を測定する方法(パルス法)があるが、一般にはパルス法がよく用いられる。特定の原子NMRを観察することにより化合物の分子構造の決定、分子相互作用の解明だけでなく、反応の追跡も行いうることができるのが大きな利点である。測定可能な原子核は、角スピンを有する全ての核種が対象となるが、

濃度、感度の問題もあって、 ^1H 、 ^{13}C 、 ^{31}P 、 ^7Li 等が対象となっている。

超電導マグネットは、空間的に均一で、高磁場かつ時間的に安定な必要がある磁場 B_0 を発生させるために使用される。すでに医学診断用としては、 $0.5\sim 1.5\text{T}$ (テスラ)の超電導マグネットを使用したMRI (磁気共鳴断層撮影装置、NMR-CTとすべきか)が米、西独、日本などのメーカーにより市販されており、人体に殆ど悪影響がないことからX線CTに変わる癌組織などの診断装置として注目されている。^{4)、5)}

工学的な応用で最も注目されているのは、生体材料、各種プラスチック、エラストマー、複合材料などの各種非破壊検査への応用である。特に、航空宇宙機器の構造材料への応用が進められている複合材料の非破壊検査では、複合材料内のポイドや層間剝離といった物理的な欠陥以外にも、マトリックスとして使用されている樹脂の化学変化を知ることにより硬化度や湿度、熱、化学物質などによる劣化、⁶⁾ 衝撃力によるダメージの程度などの測定が可能とされているが、現状は、医学、生物分野に比較し、基礎的段階にある。

Fig.5.1.4~Fig.5.1.6にMatzkanin^{7)、8)}によって試みられたNMRを用いた複合材料の非破壊検査の実験結果を示す。

Fig.5.1.4、Fig.5.1.5は、 30MHz のrfコイルを用い、パルス法によりKFRP (ケブラー繊維強化プラスチック) 及びGFRP (ガラス繊維強化プラスチック) 内の湿度を測定した結果であり、 $200\mu\text{s}$ のパルス加えたときの材料内の水素の自由誘導減衰 (Free Induction Decay, FID) 振幅を測定したものであ

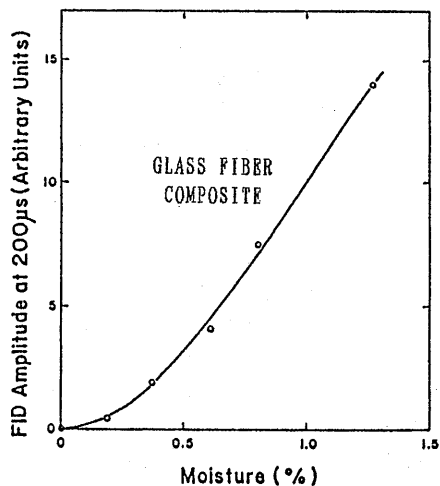


Fig.5.1.4 自由誘導減衰(FID)と湿度の関係 (GFRPの場合)⁸⁾

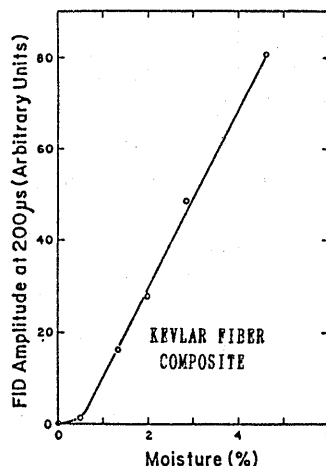


Fig.5.1.5 自由誘導減衰(FID)と湿度の関係 (KFRPの場合)⁸⁾

る。FID、 T_1 及び T_2 時間により特徴づけられる値であり、材料内の湿度とリニアな関係が得られている。Fig.5.1.6は、合成繊維のナイロン、アクリル、ポリエステル製の三種のファイバーについて、rf周波数を変え、スピン格子緩和時間(T_2)を測定した結果である。ナイロン、ポリエステルは周波数についてリニアであり、水素の T_1 時間に相当するが、アクリルについては不連続点が現れ、ファイバー中の窒素の四重極モーメントによるものであるとしている。その他、KFRPに衝撃損傷を与えた時のNMR信号の変化を測定した結果も報告されている。

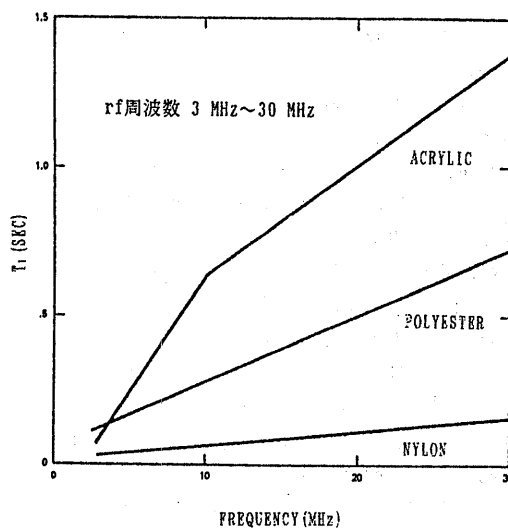


Fig.5.1.6 各種ファイバーのスピン格子緩和時間(T_1)⁸⁾

5.2 SQUIDなどを利用する計測法

5.2.1 ジョセフソン効果と計測技術⁹⁾

ここでは超電導電子特有の振る舞いを利用したジョセフソン効果による計測技術及びその応用について述べる。大電流或は強磁界を対象とする強電への応用に対し、弱電への応用と言うことが出来る。

ジョセフソン効果は超電導体に挟まれた薄い絶縁層(常電導体でも良い)を超電導電子が通り抜ける現象で、Fig.5.2.1に示す特性を持つ。 I_0 は超電導状態での最大電流、 I_0 を越すとBの常電導状態に移り、原点にはCを経て戻る。このようなジョセフソン接合には、従来の素子では得られない次の特長を持っている。

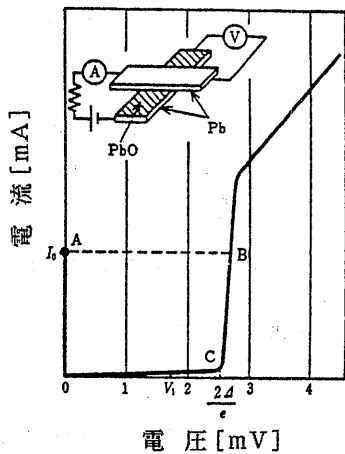


Fig.5.2.1 典型的ジョセフソン接合の特性⁹⁾

- ① 応答時間が極めて早い(A→B)。半導体素子の百倍以上早いので、スイッチング素子として、高速電子回路(超高速コンピューター)への応用が考えられている。
- ② 超電導電子の量子力学的波動の挙動が直接観測できる。具体的には、外部磁場の効果が鋭敏に電流の変化として観測されたり、加えた電圧に比例した周波数の電磁波を発生、或は逆に照射電磁波の周波数に比例した直流電圧が発生する等これまでのエレクトロニクス素子にない特長を有している。

磁場に敏感な点はSQUIDという磁場測定に適した計測回路に生かされており、極めて高感度の磁束計として、実用化されている。また、多くの計測量が磁束変化に換算できるので、磁束の計測にとどまらず、精密計測の分野で多様な応用が考えられてい

る。この分野は本章のメインテーマなので節を改めて説明する。

照射電磁波(マイクロ波)と直流電圧の間の比例定数は材料定数を含まず、材料に依らない物理定数のみから成り立っているので、極めて正確な標準電圧が得られる。従って、現在多くの国で標準電池に替る標準電圧として採用している。長い年月に渡る経年変化の計測には有力な道具となろう。

- ③ 動作温度が低いので、熱雑音が小さい。分解能の高いサブミリ波検出器が可能であり、宇宙の微弱電波を捕らえる電波望遠鏡の検出器等に利用されている。

Fig.5.2.2はこれらのジョセフソン効果の応用分野の樹枝状図である。SQUIDには多岐に渡る応用分野がある。

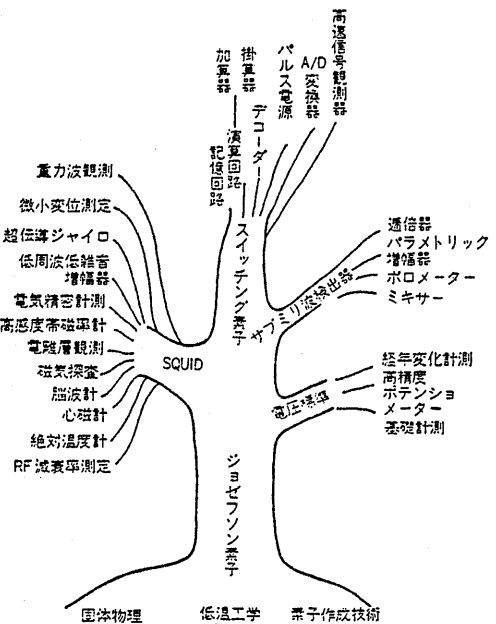


Fig.5.2.2 ジョセフソン素子応用樹枝状図⁹⁾

5.2.2 SQUIDの原理及び特長

SQUIDはSuperconducting QUantum Interference Device (超電導量子干渉素子)を略したもので、磁場によって乱される超電導電子波の干渉を利用して、磁束を高精度で計測するものである。形式としては、超電導体で作られたリング中にジョセフソン接

合を2個含むDC-SQUIDと1個含むAC-SQUIDがある。

DC-SQUIDはリング内に2個のジョセフソン接合を持ち、Fig.5.2.3に示すとおり外部から供給する電流とAB間に表われる電圧を観測する。動作原理は固体量子論を基礎としており、その理解は容易でないが、定性的に以下のように考えることが出来る。

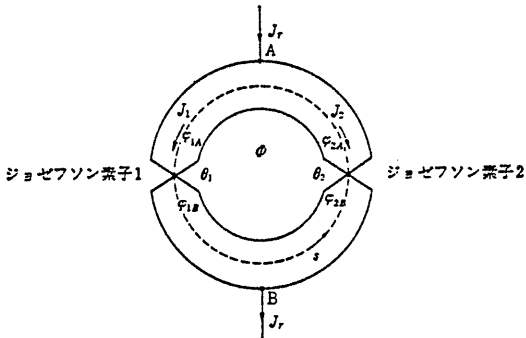


Fig.5.2.3 DC-SQUID⁹⁾

Fig.5.2.3において磁場がない場合には、左右の接合を通る電流は等しい。外部磁場が加わると、外部磁場に対する遮蔽電流（環状電流）が加わる。従って、2接合に流れる電流は等しくなく、超電導状態で外部から流せる最大電流 J_c は減少する。さらに外部磁場が大きくなり、リング内外の磁束の差が $-\phi_0/2$ 或は $\phi_0/2$ （正確には磁束密度、 ϕ_0 は磁束量子 $=h/2e$ 、 h はプランク定数、 e は電子の電荷）となると、 J_r はゼロとなる。すなわち、電流の大きい方の接合部は常電導状態となり、接合部を通して1本磁束（ ϕ_0 ）がリングに進入する。この場合、遮蔽電流の向きはリング内外の磁束密度の差を打ち消すべく、侵入前と逆方向に流れる。さらに外部磁場が大きくなると、遮蔽電流ゼロのとき J_r が最大を示した後、再びリング内外の磁束密度の差が $\phi_0/2$ 或は $-\phi_0/2$ となったところで、更に一本磁束が侵入するというサイクルを繰り返す。

磁束密度とSQUIDの外部供給電流の関係はFig.5.2.4のごとくなる。一般には2接合の特性が等しくないため、ここに示した通り、それぞれの接合の最大超電導電流 J_{r1} 、 J_{r2} の和と差の間を ϕ_0 周期で繰り返す。実用の回路構成はFig.5.2.5に示すように、交流で信号を扱えるような変調方式を用い、常にDC-SQUID

の $V-\phi$ 特性の極値で動作するよう帰還をかけ、帰還電流の大きさから ϕ を求める。入力部も超電導体コイルとして、直流の信号磁束をトランス結合でSQUIDリングに伝える。

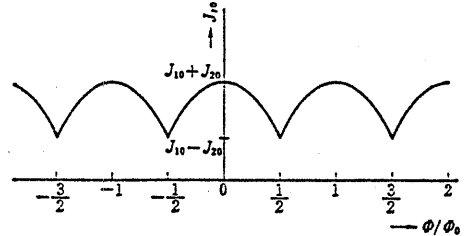


Fig.5.2.4 DC-SQUID最大超電導電流と磁束密度の関係⁹⁾

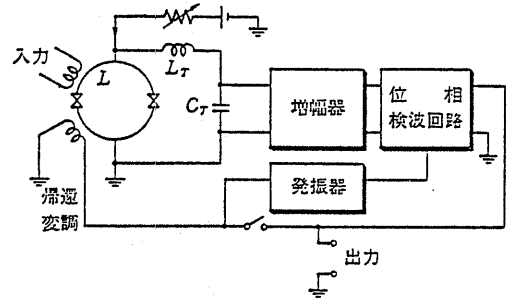


Fig.5.2.5 DC-SQUID回路方式⁹⁾

SQUIDは磁束量子単位で動作するため極めて高い磁束分解能を有する。DC-SQUIDの磁束分解能は、 $V-\phi$ 特性の振幅 ΔV 、増幅器の入力換算ノイズ δV 、増幅器直前の共振回路の Q 値を用いて、次の通り表わされる。

$$(\delta \Phi)_{min} = \Phi_0 (\delta V / \Delta V Q) \tag{5.2.1}$$

$$Q = 2\pi f L_T / R_d$$

ここで、 f は変調周波数、 R_d はDC-SQUIDの抵抗、 L_T はFig.5.2.5に示す通りである。 $\Delta V = 2 \mu V$ 、 $\delta V = 2 \times 10^{-9} V/Hz^{1/2}$ 、 $f = 100 kHz$ 、 $L_T = 220 \mu H$ 、 $R_d = 1 \Omega$ を用いると、

$$(\delta \Phi)_{min} / \Phi_0 = 1 \times 10^{-5} [Hz^{-1/2}] \tag{5.2.2}$$

となる。SQUIDの半径を1mmと仮定すると、検出可能最小磁束密度 $(\delta B)_{min}$ は

$$(\delta B)_{min} = 6 \times 10^{-15} [THz^{-1/2}] \tag{5.2.3}$$

$$= 6 \times 10^{-11} [GHz^{-1/2}]$$

となる。これまで最高感度とされてきたルビジウム磁束計より1000倍ほど鋭敏であり、地磁気の約 10^{-10} の大きさが測定可能である。SQUIDの面積を大きくすれば、さらに感度向上ができる。しかし、測定原理から磁束の絶対値の精密計測より、変化量の測定に適していると言える。

また、周波数応答も良く $\phi 0$ 程度の磁束ならば、20 kHzぐらいまで応答する事が分かる。高分解能と高速応答性がSQUIDの特長である。

RF-SQUIDはリング中にジョセフソン接合をひとつしか持たず、また外部から直流電流も供給しない。磁束の信号も検出信号もすべてトランス結合によっている。動作原理は、DC-SQUIDと同様に外部磁場の増加に従い磁束が1本ずつリング内に侵入するが、そ

の際のインダクタンス変化を検出コイルで検出する方式である。代表的な仕様は、

$$(\delta\Phi)_{min}/\Phi_0 = 4 \times 10^{-4} [Hz^{-1/2}] \quad (5.2.4)$$

スルーレート $10^4 \Phi_0 [S^{-1}]$

が得られている。性能はDC-SQUIDよりやや劣り（磁束分解能）、動作温度のコントロールもDC-SQUIDより精密に行なう必要がある。しかし、接合を1つしか持たず、構造、調整が簡単のため、市販されているSQUIDにはRF-SQUIDが多い。Fig.5.2.6に製品化されたRF-SQUIDの例を示す。RF-SQUIDでは変調周波数をマイクロ波まで高め、1 GHzまでの磁場変化を計測した例もある。

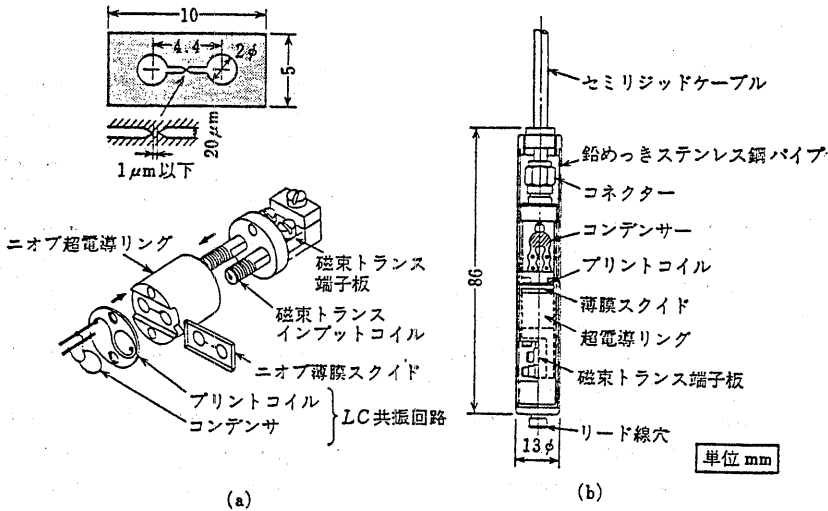


Fig.5.2.6 市販RF-SQUIDの例⁹⁾

5.2.3 微弱磁界の計測⁹⁾

SQUIDは前述したとおり、現在の磁束計測器としては最高の分解能を有する。Fig.5.2.7に各種現象における磁界強度と各磁気センサーの守備範囲を示す。

この図から、SQUIDセンサーによって、生体が発生する種々の磁界が計測可能な事が分かる。X線や超音波と異なり人体に何も入れずに内部の活動状況の情報が得られる点で、これからの発展が期待される。

SQUID計測では、Fig.5.2.7に示した通り、対象とする計測量よりも、地磁気や都市雑音の方がずっと大きい。例えば、屋内に配線した商用電源からは、 10^{-7}

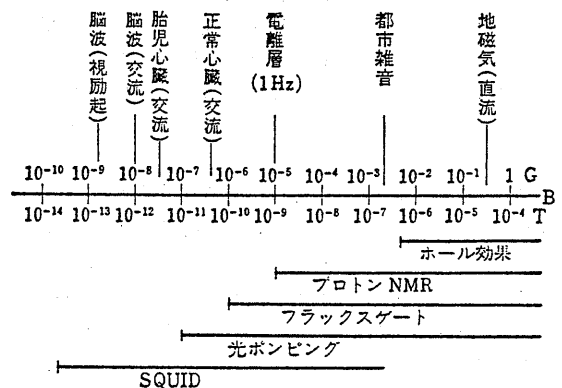


Fig.5.2.7 各種現象における磁界強度と磁気センサーの守備範囲⁹⁾

Tを越える磁界が検出される。また、電車は1kmぐらい離れても計測しじゃまになるノイズを発生する。

これらのノイズを取り除くために、幾つかの方法が考えられている。測定対象が小さい場合には、超電導体で磁気遮蔽する方法がある。しかし、リード線の取り入れ等のため完全な遮蔽は困難なので、通常さらに外側を高透磁率の材料（パーマロイ等）で取り囲む。微小材料の高精度帯磁率の測定に用いられている。大きな測定対象には、高透磁率材料・高電導度材料で囲んだ上に、ヘルムホルツコイルを用いて、地磁気等の残留直流磁場を打消す方法がある。都市雑音レベルを 10^{-11} Tまで落した記録がある。

他の有力な方法は、ノイズを拾わない検出部とすることで、Fig.5.2.8に示す検出コイルを用いる。(a)では L_1 を貫く磁束をすべて検出するが、(b)に変えると L_{11} と L_{12} を貫く磁束の差だけが検出される。ノイズとなる地磁気や都市雑音は通常計測器から離れているので、二つのコイル出力の差を取る(b)方式では検出されない。近くの測定対象が発生する磁束だけが検出される。ノイズ除去効果は、 $L_{11} = L_{12}$ の精度で決まる。

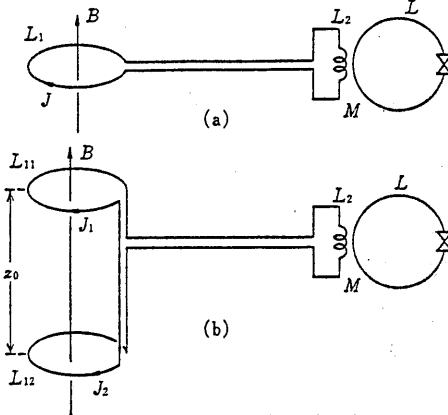


Fig.5.2.8 ノイズを除去する磁束検出部⁹⁾

$(L_{11} - L_{12}) / L_{11} = 10^{-6}$ のノイズ除去が可能である。この方法は磁界の勾配のみを検出するので、グラジオメーターと呼ばれる。上述の生体磁場の計測はグラジオメーターによって、容易になった。

5.2.4 SQUID計測技術の工学的応用

SQUIDを用いた計測法は極めて高感度であり、その応用が多くの分野で試みられているが、極低温及びノイズ遮蔽が必要であるため、工学的な実用化例は少

ない。しかし、近年高温超電導体が発見され、液体窒素温度で作動するSQUIDも実験室レベルでその可能性が確かめられている¹¹⁾。近い将来比較的使いやすい計測法となる可能性がある。従って、工業的応用もさらに推し進められるであろう。ここでは、当研究所で取組み可能な応用を考える。

1) 磁気検査への応用^{12), 13)}

鉄鋼材料を主体とした現代の多くの構造物において、鋼材の磁氣的性質を利用した計測法が、その機能・安全性確保のため多く用いられている。例えば、磁気弾性効果を利用した応力測定法は、初期値の設定が不要なので、出来上がった構造物の残留応力測定には無くてはならないものである。また、変動荷重を受ける構造物の疲労度の推定、高温稼働中機器の熱による材料劣化、原子炉材の中性子照射脆化の評価など、材質変化に敏感な磁氣的計測法の適用が望まれる範囲は広い。

これらの磁気計測法は、古くから研究されているが、その金属学的原理は必ずしも明らかでない。鋼材が塑性変形或は熱処理を経験すると、磁気計測値は、それまでと異なる挙動を示し、応力測定、疲労度の推定などは困難となる。Fig.5.2.9は応力-透磁率関係に及ぼす塑性ひずみ(ϵ)の効果の例を示す。これらは、塑性変形によって導入されたマイクロストレス或いは熱処理によるマイクロストレス、金属組織変化が原因と考えられているが、その機構には明らかでない部分が多い。

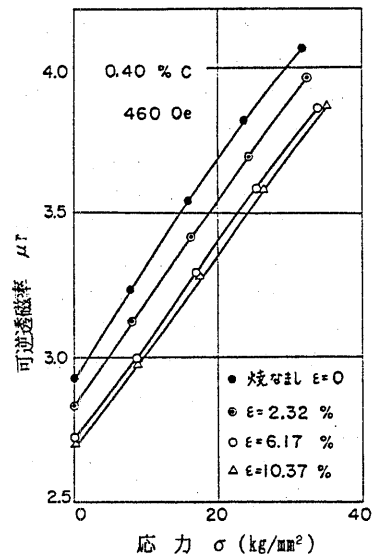


Fig.5.2.9 炭素鋼の応力-透磁率関係に及ぼす塑性変形の影響¹²⁾ (41)

これまでの磁気センサーは常電導体のピックアップコイルやホール素子などによるもので、マクロな大きさであれば、センサーとして十分な感度確保が可能であるが、小型化した場合には、感度低下を補うことが出来ない。SQUID磁気センサーは元々超高感度なので、素子製作技術があれば超小型化が可能である。Fig.5.2.10は実際に超電導体で作製された径25ミクロンのピックアップコイルをもつSQUIDシステム図である。図中Luがピックアップコイルであり、Ltのステップアップトランスをへて磁束信号は左側のLi(SQUID)に伝えられる。現在の

超微細加工技術を用いれば、さらに小さな素子製作も可能であろう。

このような高分解能磁気センサーを用いれば、鋼材の結晶粒単位或いは結晶粒内の磁気構造の計測が可能となり、上記のマイクロストレス、金属組織の効果の内容解明、塑性や熱処理に伴う磁気計測値挙動の変化について新しい知見を得ることが出来、磁気計測法確立に大きな寄与が出来るであろう。また、マイクロな磁気構造を明らかにする顕微鏡としても多くの利用が可能と考えられる。

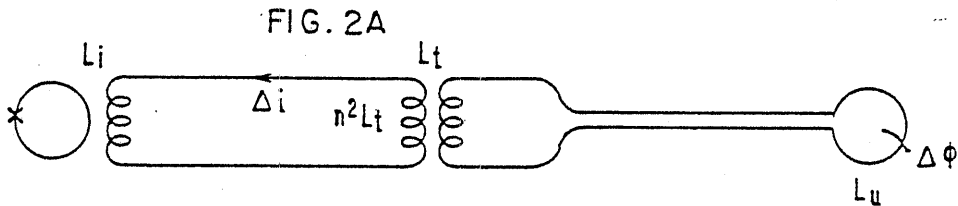


Fig.5.2.10 高位置分解能SQUID磁気センサー回路図¹³⁾

2) 電気抵抗計測への応用¹⁴⁾

金属材料の電気抵抗は、金属結晶中のわずかな原子配列の乱れや、不純物元素に敏感であり、格子欠陥等の物理研究に用いられている。これらの性質を利用して、金属材料に対する電気抵抗法は、欠陥検査より、材質評価法として用いられる事が多い。例えば、高温稼働中の熱による材質劣化及び中性子照射による脆化などは、不純物元素と格子欠陥の挙動によるものと考えられており、その解明は実用的見地からも大きな意味がある。

しかし、磁気検査でも述べた様に、結晶粒界の影響が大きく、これまでのマクロな測定では解明できない現象が多い。Fig.5.2.11は粒界数と抵抗の関係である。マイクロな領域の電気抵抗は極めて小さな値となるため、電圧として取り出せる信号は極端に小さく、従来計測法では、測定困難である。

SQUIDは内部抵抗のない検出器であるため、小さな抵抗 R_s を持つ源から生じる電圧 V_s に対する感度は大きい。 $R_s = 3 \times 10^{-5} \Omega$ で電圧感度 $10^{-13} V$ が得られている。これは R_s の極低温での熱雑音で決まっている。通常の計測法では $10^{-8} V$ が限界である。材料劣化現象におけるマイクロ領域の電気抵抗変化の解明により、電気抵抗法による材質評価技術の一層の高度化が期待される。

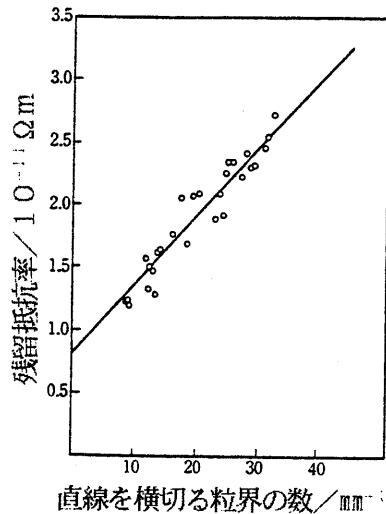


Fig.5.2.11 銅の抵抗率と粒界密度¹⁴⁾

3) 海洋探査技術としての応用^{15), 16)}

磁気探査技術としては海中に潜む潜水艦を対象としたいわゆるMADがあるが、文献にはその記事は殆ど表われず、その詳細は不明である。しかし、磁束密度は距離の3乗に比例して拡散するので、水深が大きくなると急激に困難となろう。

陸上では磁気嵐等地球以外から来る低周波電磁振動による地電流応答をSQUID計測法で求め、地下構造を推定する方法が、資源探査に有力な武器となりつつある。特に、高電導度の地層を伴う場合が多い石油・ガス田、地熱資源の探査で近年関心と呼んでいる。

Fig. 5.2.12は低周波電磁振動の表皮効果の深さを各種岩石について示したものである。低周波を用いることにより10kmに及ぶ探査が可能である。海中ではその比抵抗が $0.24 \Omega \cdot \text{m}$ と岩石に比べて小さいので深海底の探査にはさらに低い周波数が必要である。

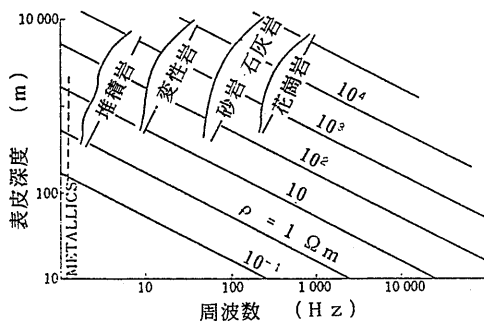


Fig. 5.2.12 各種岩石の表皮深度¹⁵⁾

このような低周波 ($\sim 0.03 \text{ Hz}$) の微小磁場変動 ($\sim 2 \times 10^{-7} \text{ G}$) 及びその誘導の測定は従来の誘導コイルによる方法では容易でない。SQUIDによれば $10^{-9} \sim 10^{-10} \text{ G}$ 、DC $\sim 10 \text{ kHz}$ の感度を容易に得ることができ、海洋調査、海底地質調査に大きく役立つと思われる。

また、地震予知との関連で海底地殻変動のモニター法として、海底磁気計測が行なわれ、その磁気検出部としてSQUIDの利用が試みられている。海底では、地上と比較しノイズが少ないので精度の高い計測が可能となる。

4) その他の応用

上記以外にも沢山の応用が図られている。最も研究が盛んなのは、脳波、心電図等を非接触で計測する試みで既に、研究室レベルでは実用に近いものができている¹⁷⁾。近年はさらに空間磁界分布を計測し、磁界を生み出している電流分布をコンピューターを用いて再構成する研究も進められている¹⁸⁾。このような技術が進歩すれば、物体中の電流分布を非接触で検出できることになり、材料・欠陥評価にも大き

く役立つであろう¹⁹⁾。

また、渦流探傷への応用²⁰⁾、NMRの電磁波検出部をSQUIDで行ないSN比向上或は低周波NMRを実現する試み²¹⁾、SQUIDによる超高感度変位計測法を用いて、重力波を検出する試み²²⁾など極めて広範囲の応用が進められている。これらについては説明を省略し、文献を挙げるに留めたい。

参 考 文 献

- 1) 近藤淳：ウィグラー及び自由電子レーザー、電子技術総合研究所調査報告、第200号、(昭54-5月)
- 2) 電総研ニュース：蛍光EXAFSによる極薄膜の構造解析、第418号(1984)
- 3) 高良和武：新ビーム技術による高性能機能材料の分析・評価技術、科学技術総合シンポジウム、(昭63-3月)
- 4) 巨瀬勝美、佐藤幸三他：NMR-CTスキャナ、東芝レビュー、38巻8号(1983)
- 5) S.Foner, T.P.Orlando：Superconductors—The Long Road Ahead, TECHNOLOGY REVIEW, February/March (1988)
- 6) E.Kong：Physical Aging in Epoxy Matrices and Composites, Advanced Polymaterials Science, Vol.80, (1986)
- 7) G.A.Matzkanin：NMR peers into materials analyses nondestructively, Plastic engineering, May (1987)
- 8) G.A.Matzkanin et al：Applications of Nuclear Magnetic Resonance to the NDE of Composit, ASME Winter Meeting, Chicago, December (1986)
- 9) 中村 彬：クライオエレクトロニクス入門、オーム社
- 10) 中村 彬：ジョセフソン効果の応用、固体物理 Vol.9, No.5(1974), pp.251-259
- 11) Robbes D, Monfort Y, Lam Choksing M, Stephan R：Dispositif magnéto-métrique à sonde céramique YBaCuO, C R Acad Sci Ser 2(FRA), 306[2], (1988), pp.121-124
- 12) 岩柳 順二：炭素鋼の磁気ひずみ効果による残留応力測定に関する基礎的研究、船舶技術研究所報告、第12巻、第2号 (昭和50年)
- 13) J.M.Jaycox and M.B.Ketchen：High Spatial

Resolution Magnetometer Head for Commercially Available SQUID, IBM Technical Disclosure Bulletin Vol.27, No.5, (1984), pp2822-2823

- 14) 中道 功、紀 隆雄：SQUID（超伝導量子干渉計）による個々の結晶粒界の電気抵抗の測定、日本金属学会会報、第27巻、第2号(1988), pp.102-109
- 15) 駒井 二郎、陶山 淳治：SQUID磁力計の物理探査への応用、応用物理、第44巻、第4号(1975), pp.342-349
- 16) 中埜 岩雄、堀田 隆俊、江村 富男：海底超伝導磁力計の試作、海洋科学技術センター試験研究報告No.11(1983), pp.131-148
- 17) D.Cohen：Magnetic Fields of Human Body, Physics Today, 23-8,33/34(1976)
- 18) M.Singh, D.Doria, V.W.Henderson, G.C.Huth and J.Beatty：Reconstruction of Images from Neromagnetic Fields, I E E E Transaction on Nuclear Science, Vol.NS-31, No.1, February (1984), pp.585-589
- 19) P.Chauhari, M.B.Ketchen, L.Krusin-Elbaum and C.C.Tsuei：Use of SQUID System to Locate Resistance Leakage in Elctronic Packages, IBM Technical Disclosure Bulletin, Vol.25, No.1, June (1982), pp8-14
- 20) J.C.Moulder and T.E.Capobianco：Detection and Sizing of Surface Flaws With a SQUID-Based Eddy Current Probe, J. of Research of the National Bureau of Standard, Vol.92, No.1. Jan-Feb. (1987), pp27-33
- 21) L.J.Friedman, A.K.M.Wennberg, S.N.Ytterboe, and H.M.Bozler：Direct Detectin of Low-Frequency NMR using a dc SQUID, Rev.Sci. Instrum. 57(3).March (1986), pp410-413
- 22) H.A.Chan, H.J.Paik, M.V.Moody and J.W.Parke：Superconducting Technique for Gravity Survey and Inertial Navigation, I E E E Transaction on Magnetism, Vol.MA G-21. No.2, March (1985), pp411-414

6. 流体・燃焼場などへの応用

6.1 超伝導電磁推進及び流場制御

6.1.1 緒 論

流体力学的効率の向上を目的とした流場制御に関する研究は、今日まで多くの研究者によってなされてきた。これら多くの研究の成果として、例えば、航空分野では翼におけるボルテックスジェネレーターや境界層吸い込み、多段フラップや前縁スラット、船舶の分野では、船首尾のバルブやダクトプロペラ等が挙げられよう。しかしながらこれらは境界層吸い込みを除き、主として付加物によって流場の制御を行おうとするものであった。

一方、船舶の推進に電磁力を利用する電磁推進の調査がPhillips¹⁾や、山口ら²⁾によって行われ、また北野ら³⁾は模型船を用いた電磁推進法の研究を行った。その結果、海水の電気抵抗が非常に大きいため、推進効率は非常に小さいこと、また電磁推進に要求される磁場の強さは非常に大きいことなどが明らかにされ、それらは電磁推進船の実用化に大きな支障となるものであった。しかしながら、近年の低温工学や超伝導工学の進歩は目を見はるものがあり、今までは実現が困難とされてきた強磁場の発生やその工学への応用が可能となりつつある。実際、日本造船振興財団では昭和60年から超伝導電磁推進船の開発研究を進めており、昭和63年には内部磁場型超伝導電磁推進船の磁力航行試験を行っている。⁴⁾

これらの技術のバックボーンのひとつとして、流体運動に電磁力が及ぼす影響に関する基礎的研究が必要不可欠である。その具体例として、本所で行われた研究を以下に照会する。

船舶の推進手段としての電磁力の利用は、推進効率の悪さが問題となる。一方、部分的な流場の制御には電磁力の利用は可能ではないかと考えられる。こういったことを背景に、電磁力を利用した流場制御技術の可能性を評価することを目的とした研究がおこなわれた。

研究の手法は、主としてCFD(Computational Fluid Dynamics)によった。CFDは流場の支配方程式を、直接数値計算によって解こうとするもので、近年の計算機の大型化、高速化に伴って各方面で急速に発展している分野である。

一般に電磁流体力学上の実験は、コストが非常にかかり、また流場計測用のプローブが電磁場を乱さないように配慮せねばならないなど、実験そのものも難し

い。このような場合でも、CFDによればパラメータを変えるだけでいろいろな状況をシミュレートすることができ、かつ流場に関する多くの情報がえられるので、非常に有力な手段となる。

6.1.2 数値計算⁵⁻¹⁶⁾

弱い電導性を有する流体の電磁場中での運動の無次元化された支配方程式を以下に示す。

$$\frac{Du}{Dt} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \Delta u + \frac{Ha^2}{Re} (E + u \times B) \times B \quad (6.1.1)$$

$$\nabla \cdot u = 0 \quad (6.1.2)$$

乱流場における平均流に関する支配方程式を以下に示す。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu_T \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial k}{\partial x_i} \\ &+ \frac{Ha^2}{Re} \epsilon_{ijk} (E_j B_k + \epsilon_{ilm} \bar{u}_l B_m B_k) \end{aligned} \quad (6.1.3)$$

式中の渦動粘性係数 ν_t を得るために $k-\epsilon$ モデルを用いた。 k 及び ϵ 方程式を以下に示す。

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} &= \nu_T \left[\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right] \left[\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{Ha^2}{Re} B_i B_j \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{1}{Re} + \frac{\nu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \epsilon - \frac{4}{3} \frac{Ha^2}{Re} C_a B_j^2 k \end{aligned} \quad (6.1.4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{1}{Re} + \frac{\nu_T}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] \\ &+ C_1 \frac{\epsilon}{k} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \nu_T \left[\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right] - C_2 \frac{\epsilon^2}{k} - \frac{4}{3} \frac{Ha^2}{Re} \\ &\cdot C_b B_j^2 \epsilon \end{aligned} \quad (6.1.5)$$

$$\nu_T = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}, \quad C_\mu = \text{constant} \quad (6.1.6)$$

$$C_\mu = 0.09, \quad \sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\epsilon = 1.3, \quad C_1 = 1.44,$$

$$C_2 = 1.92 \quad (6.1.7)$$

計算は3種類の系(層流状態の翼型周り流れ、乱流状態の翼型周り流れ及びWigley船型周り流れ)について行った。層流場の計算には式(6.1.1、6.1.2)、乱流場の計算には式(6.1.2~7)を用いた。ただし、乱流状態のWigley船型周り流れについては $k-\epsilon$ モデルを用いなかった。各式を、計算対象とする物体に適合する座標系に返還した後、離散化して解くことにより、シミュレーションをおこなった。ここでは、数値解析スキームとして、IAF法(Implicit Approximate Factorization; 近似因数分解法)^{17,18)}を用いた。計算の詳細については、文献を参照されたい。

6.1.3 結果及び考察¹⁶⁾

(1) 層流状態の翼型周りの流場制御の計算¹⁰⁾

翼型周りの計算にはFig.6.1.1に示したC-グリッドを用いた。計算に用いた翼型はNACA0012で $Re = 10^4$ で迎角は 5° とした。Fig.6.1.2に格子分割を示す。壁近傍で格子間隔が小さくなるように分割している。Fig.6.1.3に電磁力を印加しない場合の翼型周りの流れの計算結果を示す。翼背面で大きな層流剝離をおこなっているのがわかる。

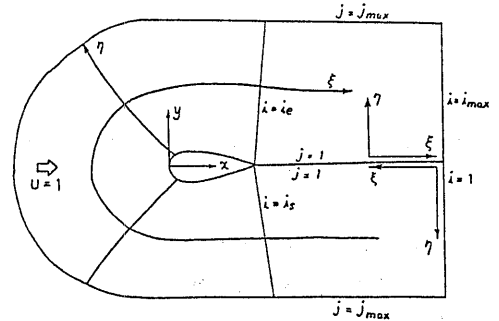


Fig.6.1.1 Coordinate system for C-grid topology

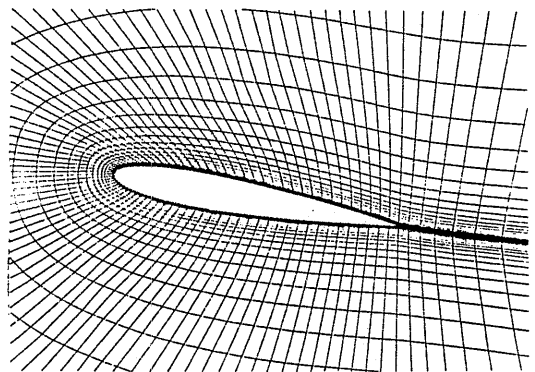
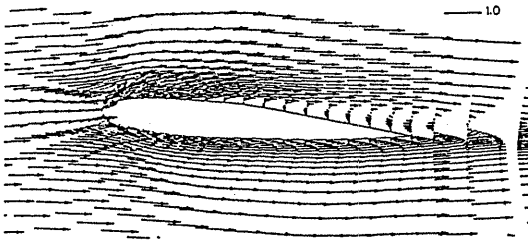


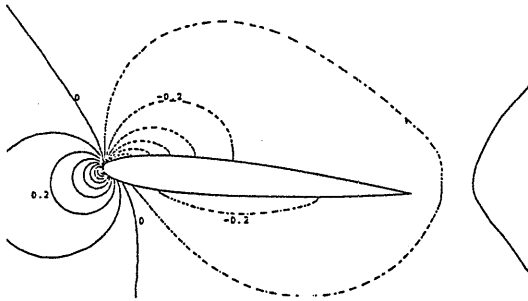
Fig.6.1.2 Mesh division for computation of flow around wing section (angle of attack=5 deg.) (45)



(a) Velocity distribution



(b) Vorticity distribution



(c) Pressure distribution

Fig.6.1.3 Computed result of flow around wing section in non-MHD condition ($Re=10^4$, angle of attack=5 deg.)

翼背面に生じた剥離を電磁力の作用によって消滅させるには、翼背面で電磁力を翼後縁に向かうように印加すればよい。このため、翼背面にFig.6.1.4に示すような磁場を印加した。この磁場の翼背面後半部に紙面垂直に手前から裏側に向かって電流を流すとFig.6.1.5で示すような電磁力が発生する。

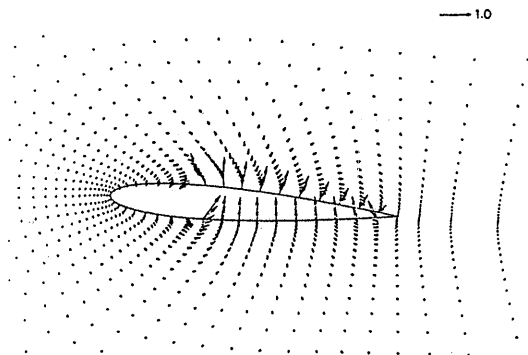


Fig.6.1.4 Distribution of magnetic field around wing section (46)

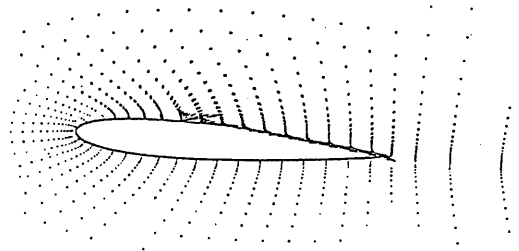
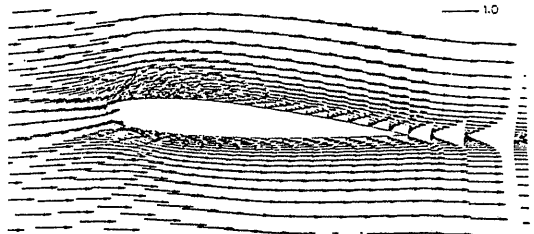


Fig.6.1.5 Lorentz force distribution around wing section

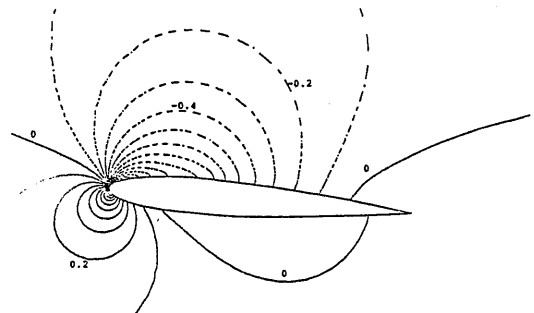
この電磁力を流場に作用させたときの計算結果をFig.6.1.6に示す。ここで想定した磁場強さは、最大磁場強さで無次元加して Ha (Hartmann Number) = 12.64とし、電場の強さは $E = -200$ としたものである。



(a) Velocity distribution



(b) Vorticity distribution



(c) Pressure distribution

Fig.6.1.6 Computed result of flow around wing section ($Ha=12.64$, $E=-200$) ($Re=10^4$, angle of attack=5 deg.)

有次元化すると翼弦長が10cm、一様流速が10cm/secとしたとき最大磁場強さは2 tesla (1 tesla=10⁴gauss)程度、電場強さは40V/mとなる。背面の剝離は消滅している。電場を印加すると翼背面の圧力が低く、また翼正面側でも負圧の大きさが小さくなっているのがわかる。Fig.6.1.7に翼面圧力分布を示す。電場を印加すると翼背面負圧のピークが大きくなっているのがわかる。また翼後端圧力が電磁力の印加によって負から正へと変化し、それに伴って翼正面の圧力が正の方向に増大している様子がよくわかる。なお、翼背面圧力分布に屈曲がみられるが、これは電磁力の分布がこの付近から急激に大きくなっているためである。

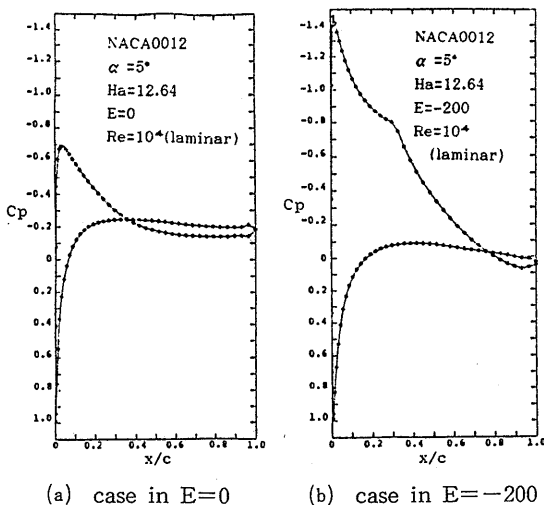


Fig.6.1.7 Comparison of computed pressure distribution (Re=10⁴, angle of attack=5 deg.)

Fig.6.1.8に電場の強さと揚力及び揚力成分の関係を示す。揚力はほとんど表面圧力積分による成分で決まっているのがわかる。電磁力の反作用による揚力成分は、電磁強さと比例関係にある。これは電磁力項のうち $(E \times B)$ の項が $(u \times B) \times B$ の項に比べて圧倒的に大きいからである。電場の強さが0から-100付近までは、電場の強さと揚力の関係は線型的であるが、電場の強さをさらにあげて行くと、この関係は非線型的関係に変化している。この理由は、印加する電磁力が小さいときは、主として電磁力方程式の圧力勾配項に影響を及ぼし、大きくなると非線型項である対流項に影響を及ぼすようになるためと思われる。

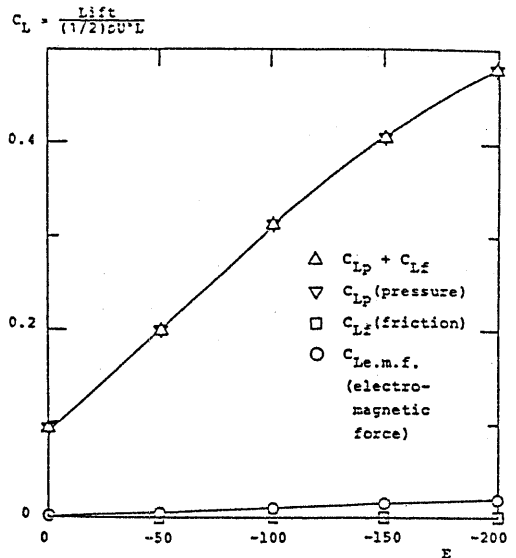


Fig.6.1.8 Relation between intensity of applied electric field and lift coefficient of wing (Re=10⁴, angle of attack=5 deg.)

Fig.6.1.9に抗力及びその成分と電場強さの関係を示す。摩擦応力に起因する抗力成分と表面圧力による抗力成分はほぼ同じ大きさであるが、電場強さの増大につれて、摩擦応力により成分がまざってくる。一方、翼前縁の圧力低下により前縁吸引力が、推力として作

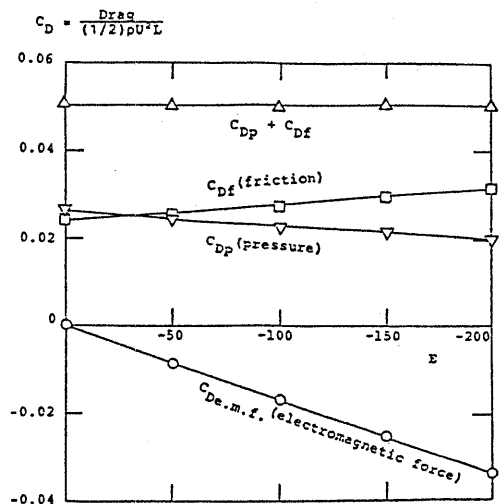


Fig.6.1.9 Relation between intensity of applied electric field and drag coefficient of wing (Re=10⁴, angle of attack=5 deg.)

用するので、結果的にはこれら両者の和はほぼ一定である。一方、電磁力の反作用による抵抗は負となり、かつ推力として作用しているのがわかる。この電磁力成分による推力は、電場強さと比例関係にある。この推力の大きさは $E = -200$ では摩擦応力による抗力成分を上回っており、全抗力を結果的に減少させる重要な働きをしている。

(2) 電磁力による翼型周り乱流場の流場制御の計算¹⁴⁾

翼型周りの乱流場の、電磁力による流場制御の計算を行った。迎角は10度とした。印加磁場はFig.6.1.4と同じである。電場の印加領域も、同じく翼背面後半部に限った。

無次元磁場強さ Ha は126.4の一定とした。これは $Re = 10^6$ のとき、一様流が1 m/s、翼弦長が1 mとしたとき、最大磁場強さが2 tesla 程度に対応する。無次元電場強さは-800まで変化させた。このとき電磁力項 $(E + u \times B) \times B \times Ha^2 / Re$ のオーダーは最大値で $O(10)$ 程度になる。また無次元電場強さが-800は、上記の状態では-1600v/m程度となる。以下に結果を示す。

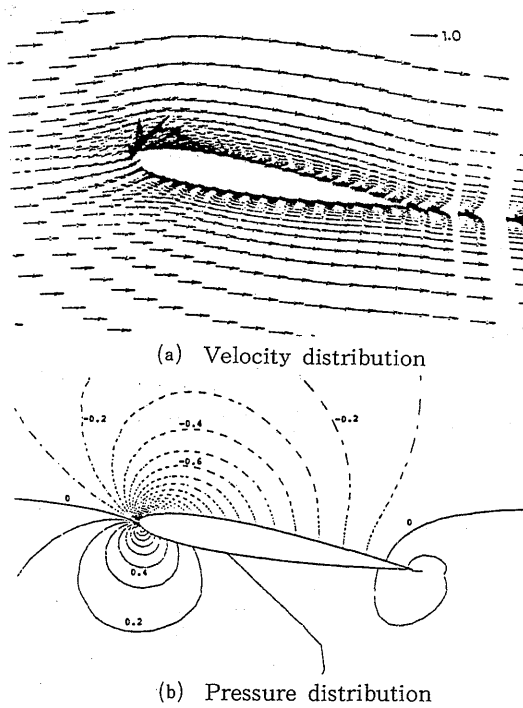


Fig.6.1.10 Computed result of flow around wing section ($k-\epsilon$ model, non-MHD condition, $Re=10^6$, angle of attack=10 deg.)

(48)

Fig.6.1.10には、電磁力の作用がない場合の流速分布を示す。流れの剝離は生じていない。Fig.6.1.11には、 E が-800のときの、流速分布と圧力分布を示す。大きな電磁場を印加したとき、翼後縁から流体がジェット状に吹き出している様子がわかる。圧力分布を見ると、前縁付近で負圧が大きくなっている。Fig.6.1.12に翼表面圧力分布を示す。層流状態の場合と同様の傾向が見られる。

Fig.6.1.13に揚力係数と印加電場強さの関係を示す。摩擦力による揚力係数成分は非常に小さいことが乱流の場合でもいえる。印加電場の増大に伴って、揚力が増大している。ここで、電場強さが-600付近から揚力の増え方が鋭くなっているのは、電磁力の影響が、支配方程式の非線形項である対流項に大きく作用しているためと思われる。しかし層流状態で示されたような大きな揚力の利得は得られず、外部乱流場を電磁力によって制御することの困難さが理解される。 $Re = 10^6$ の層流状態では、電磁場が印加されないときは、翼背面で剝離流が生じており、これが電磁力効果により消滅するという流場の大きな変化があった。乱流状

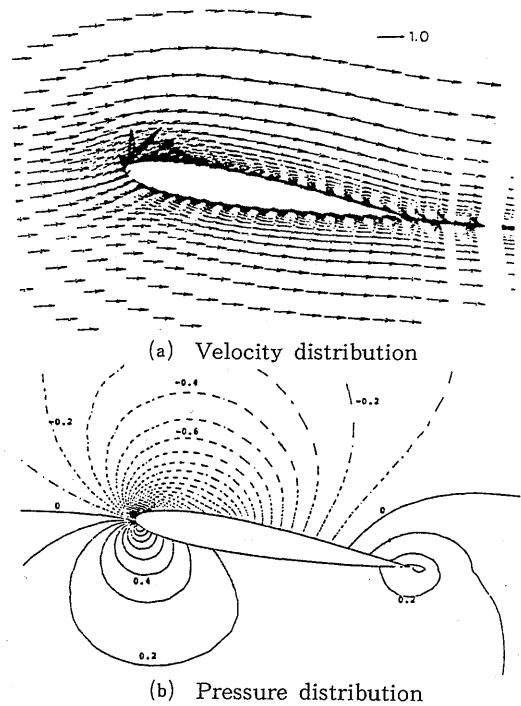
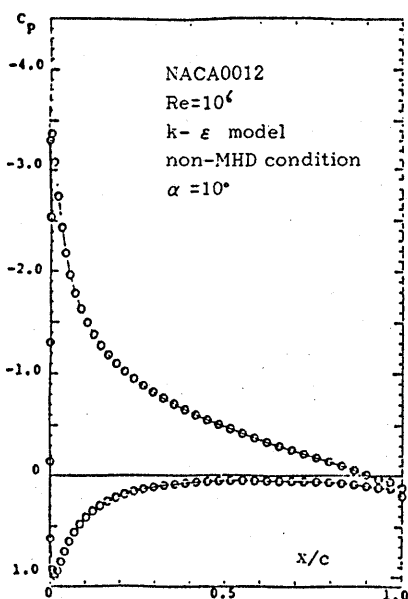


Fig.6.1.11 Computed result of flow around wing section ($k-\epsilon$ model, $Ha=126.4$, $E=-800$, $Re=10^6$, angle of attack=10 deg.)



(a) case in non-MHD condition

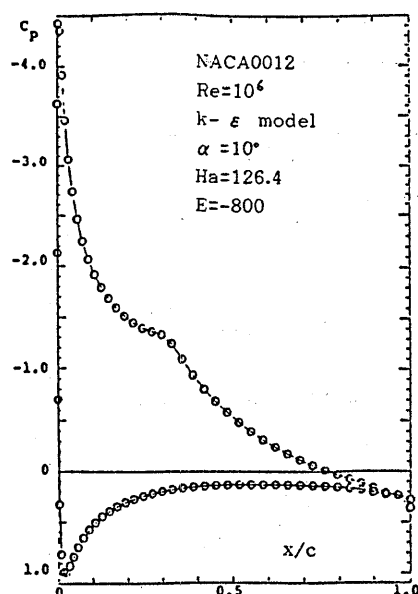
(b) case in $Ha=126.4$, $E=-800$

Fig.6.1.12 Comparison of computed pressure distribution
($Re=10^6$, angle of attack=10 deg.)

$$C_L = \frac{\text{Lift}}{(1/2)\rho U^2 L}$$

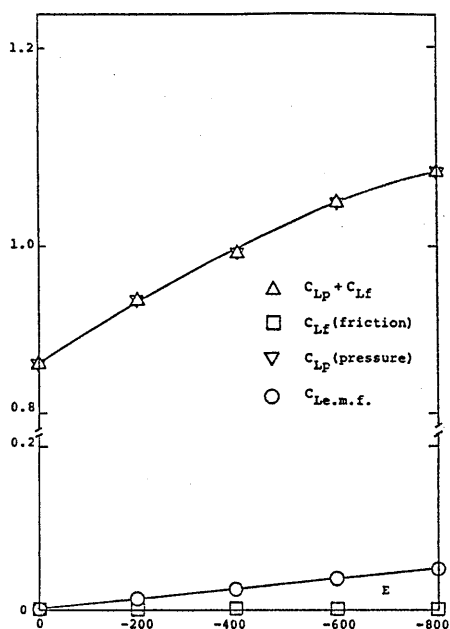


Fig.6.1.13 Relation between intensity of applied electric field and lift coefficient of wing

($Re=10^6$, angle of attack=10 deg.)

態では、電磁力の印加がないときでも流れの剥離が生じないために、層流状態ほど大きな電磁力により効果を示すことはできなかった。

Fig.6.1.14に抗力係数と印加電場強さの関係を示す。電場強さを大きくすると、摩擦力による抗力が増加している。しかし、同時に圧力による抗力が減少しており、圧力と摩擦力による抗力の和は、電場強さの変化に関係なくほぼ一定である。これは、層流状態のときにも見られた傾向である。電磁力による力は、推力として働いているため、トータルとしての翼抗力は電場強さの増加とともに減少し、 $E=-800$ ではほぼ0になっている。

(3) Wigley 船型まわりの乱流場の電磁力による 流場制御シミュレーション

ここでは、三次元流場に対する電磁力を利用した流場制御法について考察する。計算の対象として、Wigleyの数式船型まわりの流れを用い、 $Re=10^6$ で乱流とした。

Wigley船型周りの高レイノルズ数流れの計算は、児玉¹⁴⁾によって行われているが、そこで用いられているBaldwin-Lomaxの0方程式モデルを、本計算で

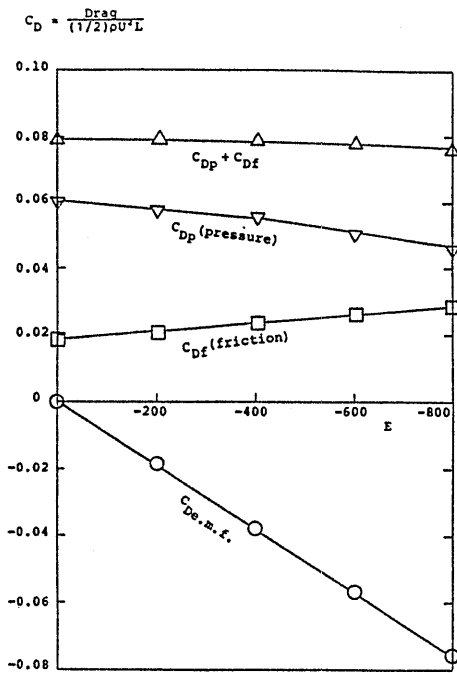


Fig.6.1.14 Relation between intensity of applied electric field and drag coefficient of wing
($Re=10^6$, angle of attack=10 deg.)

も乱流モデルとして用いる。また、電磁力の乱流モデルに与えられる影響も無視し、電磁力項は単に外力として与えた。

今回の計算に使用した格子分割をFig.6.1.15に示す。直交座標系は、船体長さ方向に x 軸、幅方向に y 軸、深さ方向に z 軸をとり、物体適合座標系は、船体長さ方向に ξ 軸、ガス方向に η 軸、船体から放射方向に ζ 軸をとった。

印加磁場は次のようにして与えた。船体表面上にFig.6.1.16に示すように矩形的環状電流を配置しそれが誘導する誘導磁場をビオーサバルの式を用いて計算した。実際に配置した環状電流の位置をFig.6.1.17に示す。

電場は、環状電流で囲まれる領域 (ξ, η) に対し、 ζ が 2 から 18 までに囲まれる 6 面体を考え、その領域に対して、 η 軸に沿うように電流がながれるものとして与えた (Fig.6.1.18参照)。これは近似的に、Fig.6.1.18でハッチングを施した箇所に電極板を置いたときに得られる電流と見なすことができる。この位置に環状電流を置いた理由は、電磁力によって、水面付近の広い速度欠損部分を出来るだけ改善することを狙ったためである。

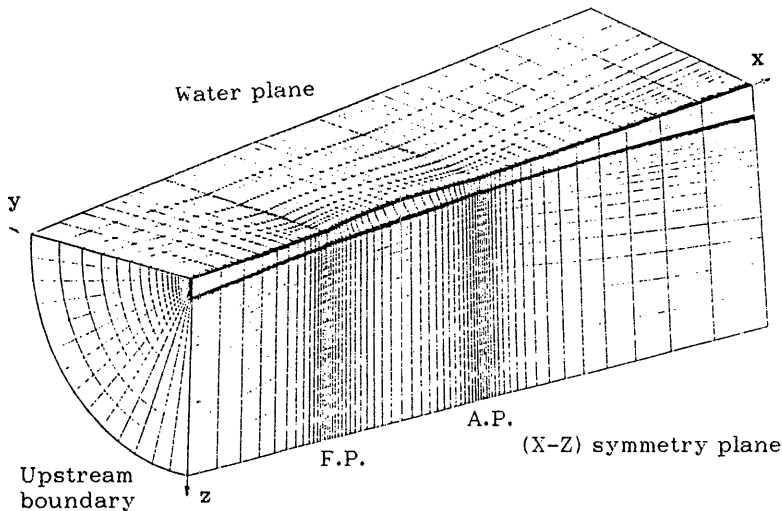


Fig.6.1.15 Grid division around Wigley ship form

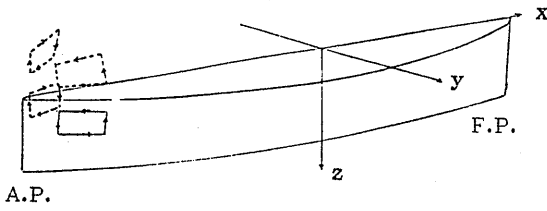


Fig.6.1.16 Arrangement of rectangular circuit for computation of magnetic field

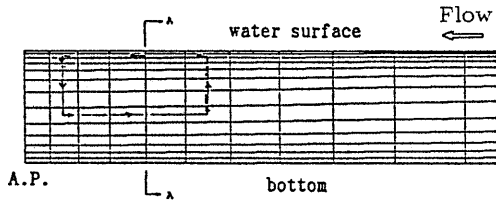
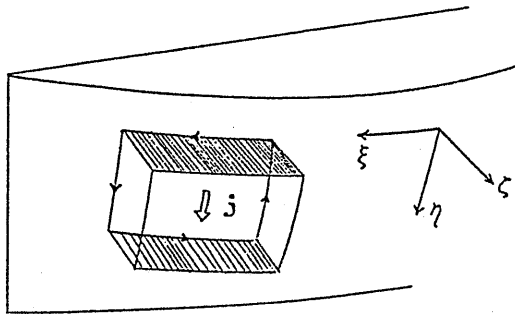


Fig.6.1.17 Actual location of rectangular circuit



A.P.

Fig.6.1.18 Illustration of domain of applied electric field

今回与えた磁場強さは、印加磁場の最大値を代表磁場強さとして、 $Ha = 126.4$ 、無次元電場強さは800とした。これは、例えば船長を4 mとしたとき、磁場強さは0.5tesla、電場強さは、 $Re = 10^6$ から船速が0.25m/sとなるので、100v/m程度に相当する強さである。

はじめに、電磁力が印加されていないときの計算結果を示す。Fig.6.1.19にはA.P.での伴流分布を実験値と計算値の比較を示す。実験値と計算値はよく合っている。Fig.6.1.20(a)にはA.P.での伴流分布の計算結果を、(b)には船体表面圧力分布を示す。実線が正圧を、破線が負圧を表している。

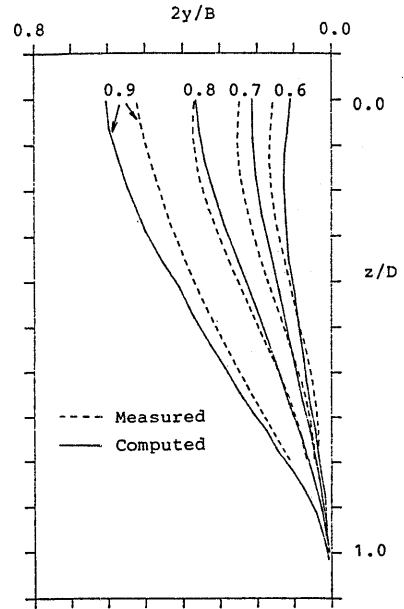
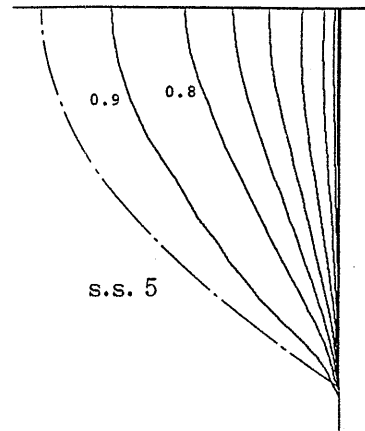
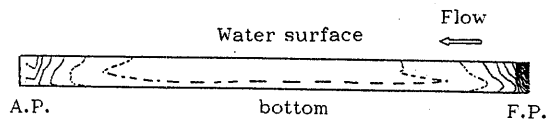


Fig.6.1.19 Comparison between experiments and computations on the wake at A.P. (Wigley model, $Re=10^6$)



(a) Computed wake distribution at A.P.



(b) Computed hull surface pressure distribution

Fig.6.1.20 Computed result of flow in non-MHD condition (Wigley model, $Re=10^6$)

次に、電磁力を印加したときの結果を示す。Fig.6.1.21(a)には伴流分布を示す。電磁力により、境界層の厚さが薄くなって流れが加速されているのがわかる。このときの船体表面圧力分布をFig.6.1.21(b)に示す。電磁力が流れをA.P.側に加速するために、A.P.で圧力が上昇しその結果船尾付近での圧力の回復が電磁力の印加がないときに比べて著しい。

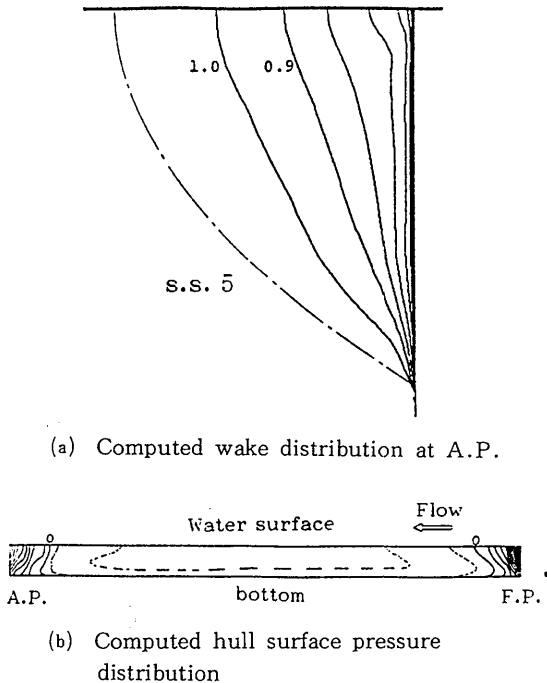


Fig.6.1.21 Computed result of flow
($Ha=126.4$, $E=800$, Wigley model, $Re=10^6$)

今回の計算に対応する入力パワーを概算してみると両舷全体では0.294馬力となる。一方、Wigleyの4 m模型の抵抗試験の結果から、 $Re=10^6$ で有効馬力は0.124馬力であった。このことから、流場制御に要した入力パワーは、有効馬力の2.37倍に相当することがわかり、効率的には非常に悪いと言えよう。

6.2 燃焼制御

6.2.1 はじめに

燃焼制御は燃焼研究のメインテーマであり、各種工業炉、ボイラや熱機関が所定の性能を発揮するように燃料、空気を制御することや、1970年代に入り大気汚

染が内外共に厳しく問題にされるようになってから、それらが排出する大気汚染物質を低減することなどのために盛んに研究されている¹⁾。

ここでは、燃焼制御に関連した問題のうち、将来安価で使い易く、安定な高温超電導物質が開発されたときに超電導技術の応用が考えられる、燃焼に及ぼす電場、磁場、プラズマの効率に関する問題に限って述べる。

6.2.2 燃焼に及ぼす電場の効果

燃焼現象を電場を用いて制御しようとする試みはかなり古くからしばしば行われてきたが、確立した技術として成功したものは現在までほとんどないと言っても過言ではない²⁾。しかし、電場の効果に対する基礎研究は地道に行われているので、その花がいつか実を結ぶことを期待して、次に、幾つかの文献を示す。

(1) 火炎への影響

Nooraniら^{3,4)}はメタン-空気の予混合火炎に電場を印加すると火炎の安定性が増すと報告している。流量 $75\text{cm}^3/\text{s}$ で電場を印加しないときの火炎の安定下限界はメタン5.5%であり、10kVの直流電場を印加すると約3%に下がる。縦方向電場はメタン-空気火炎の安定に著しい効果をもつ。横方向電場はメタン-空気火炎の安定に寄与しない。バーナの吹き消え下限界は電場がないときの吹き消え下限界を数倍広げる。結果として、バーナはより希薄な混合気でも燃焼できる。火炎伝播速度に対する電場の効果は見いだせないと述べている。

Bermanら⁵⁾はメタン-空気の予混合火炎に電場を加えて、すすの生成、火炎の安定性に及ぼす影響を調べた。燃焼エネルギーの0.1%以下の電場を印加すると最大噴出速度を2.5倍に、燃料/空気比の範囲を3.2倍に、すすの生成速度を2.5倍に広げる。電場はイオンに機械的に作用し、火炎中での滞留時間を制御すると述べている。

田中ら⁶⁾は円形バーナによるプロパン-空気の拡散火炎に交流電場(10Hz-50kHz, 0-5kV)を印加して電場中の火炎の挙動を調べた。電場をかけると火炎は変形し、電圧が低いとき火炎は少し伸び、電圧を高くして行くと、大きく伸縮振動し、更に高い電圧では大きな横方向振動(蛇行)、及び回転振動する。電圧が高くなると、火炎輝度は低くなる。火炎の変動はほぼ80Hz付近までは、電源電圧と同じ変動周波数で火炎輝度も変化するが、その変動振幅は周波数が大きくなると逆に小さくなる。100Hz以上の電源周波数の場

合は変動振幅の大きな10-20Hzの低周波の変動火炎となると述べている。Fig.6.2.1に電場による等輝度分布図を示す。

今後、電場をかけた場合の火炎の温度分布、濃度分布、乱れ分布などの火炎構造の詳細な計測が望まれる。

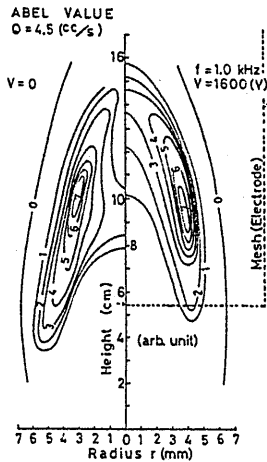


Fig.6.2.1 電場による等輝度分布図⁴⁰⁾

(2) すすへの効果

ディーゼル機関から排出されるすすは50-100mg/Nm³ (同規模のガソリン機関の40-100倍)で、その重量の約70%はサブミクロン粒子であり、大気中に長く浮遊する。そのすすの表面には種々の有害成分が付着しているので、人体に悪影響を及ぼすことが懸念され、現在すすの排出規制が行われつつある。この現状に鑑み、ディーゼル車のすす低減に関する研究は喫緊のことである。

最近、東大で開かれたシンポジウム“燃焼機構の解明と制御”で、河野⁷⁾は拡散火炎のすす粒子に及ぼす電場の効果について以下のように概説している。

燃焼におけるすすの生成に関連して、電場の効果があることは非常に古くから知られている。例えば、1814年に、Brandeは対向した電極の間にローソクの火炎を置いた実験を行い、負電極の加熱される程度の大きいこと、ローソクの火炎先端からでるすす(煙)や輝炎が負電極方向に引き寄せられることなどを報告している。続いて、1924年にMalinowskiらは伝播する炭化水素燃料の火炎に電場を印加した実験を行い火炎が拘束されるのは炭素の付着が認められるときだけで

あること、それ以外の場合には火炎速度が減少していることを確かめた。燃焼に及ぼす電場の効果はすすの粒子が発生しない場合、通常輝炎が発生しない条件においても存在する。その代表的なものがイオン風であり、含まれている正イオンによって火炎が負電極の方へ偏移する現象として古くから知られている。

Heinsohnらは対向拡散火炎について、見かけの火炎強度が電場強度とともに若干増大すること、Jonesら、Dayalらはイオン風効果によって火炎帯が移動することによる流速、温度分布の変化があることなどを報告している。これらの研究で用いられた1kV/cm程度の電場ではイオン風効果以外の燃焼に対する影響はほとんど無い。輝炎の発生、火炎から未燃のすす排出がある場合に、電場によって火炎の輝度変化、すす生成量、形状などが影響を受ける。Weinbergらは電場によるすす生成の制御に重点を置き、イオン風の影響を最小にするために対向形バーナを使い、アセチレンを主燃料とした。すす生成を制御するには強電場(2kV/cm以上)が効果的であり、帯電核の除去によりすす生成量を90%も減少できること、熱分解帯における滞留時間を変えることによって生成量、大きさが制御できること、完全に成長したすすを電気的に捕集出来ることなどを確認している。このような強電場で捕集されるすす粒子の直径はほぼ一定で9.2nmであると述べている。また、粒子の移動度の測定などから全ての粒子は正の単位電荷をもち、従って、すす生成はイオンなどの関係しない中性核上で成長し、前述の大きさになって帯電し、電場の影響を受けていると考えられている。このような強電場では火炎帯のイオンが減少し、核生成に寄与することが不可能であるためと考えられているが、イオン濃度が最大となる弱電場(約0.5kV/cm)では、帯電核、中性核によって生じた2種類のすす粒子が存在することが認められ、その割合が電場強度によって変化することが報告されている。Mitchelらはすすを排出している乱流拡散火炎に半径方向に交流電場(最高400Hz)を印加し、電場強度の増加とともに火炎長が減少し、横幅が増大すること、輝度が減少することなどを報告している。中原らは拡散火炎および予混合火炎に流れと直角方向の交流電場(最高800Hz)を印加し燃焼場のすす粒子の大きさ、形状を調べた。電場による火炎の変形に代表される流れ場の変化と言う2次的な影響が無視できない。この程度の周波数ではイオンや直径20nm程度のすす粒子に対しても直流電場と同等の作用をすると考えられる。従って、電場

は比較的大きいすす粒子の凝集、酸化、燃焼、鎖状大粒子の振動による乱れの発生などに対して交流特有の影響を及ぼすものと考えられる。辻川らは単一燃焼液滴に更に高い周波数（ $\sim 20\text{kHz}$ ）の電場を印加し、燃焼時の蒸発係数が周波数によって変化し、すす生成の傾向の大きい燃料ほど影響を受け易いと述べている。この場合に、イオン風の影響と燃料蒸発に及ぼす影響が無視できないと考えられる。Howardらは凝集の過程において、すす粒子の帯電が凝集速度、凝集体が鎖状に成長すること、凝集体に含まれる粒子の個数などに関係することを示唆している。また、1気圧のプロパン-酸素及び低圧（ 20mmHg ）のアセチレン-酸素の予混合火炎を用いて、すす粒子が前者では1-2個の単位電荷を保有し、後者では全体の約1/3が帯電していることを示唆していると述べている。

謝ら⁸⁾は拡散火炎のすす生成に及ぼす高周波数電場の影響を調べるために、多孔質円筒バーナにより、すすの発生し易いアセチレンの対向流拡散火炎を使い、その生成と密接に関連する火炎輝度に及ぼす電場（直流-10MHz）の効果を実験した。Fig. 6.2.2にフォトトランジスタにより測定された火炎輝度に及ぼす電場の影響を示す（電場を印加しない場合を100とする）。

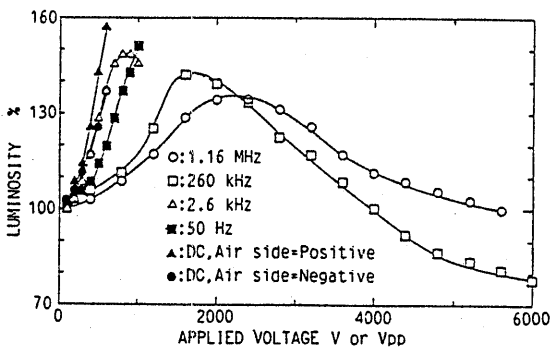


Fig. 6.2.2 火炎輝度に及ぼす電場の影響⁴²⁾

2.6kHz以下の低周波では印加電圧を増加すると、ある電圧で火炎の変形が発生する。50Hzと直流では輝度が電場強度とともに一様に増加する。2.6kHz以上の周波数では火炎輝度は一旦ピークを示してから減少する。電場を印加すると輝度分布が主として空気側で変化する。そのメカニズムは火炎の空気側におけるすすの生成量が電場によって影響を受ける、またはすすが電場の影響によって温度の異なる領域に移動するこ

とによると考えられている。260kVの時逆に輝炎の厚みは減少する。青炎に電場を印加した時、高周波電場と低周波電場では火炎輝度分布が非常に異なると報告している。

定方ら^{9,10)}はコロナ放電プラズマによるすすの酸化を調べた。拡散火炎バーナを用いて都市ガス（主にメタン）を還元性雰囲気中で燃焼し、放電場のすすの酸化はOHラジカルが最も重要な化学種である。また、放電によりすすはCOに転化し、排ガス中のCO₂が放電により一部COに解離すると述べている。

電場による火炎中のすすへの効果に対する研究には上述のほかにかついくつかの文献¹¹⁻¹⁷⁾がある。

(3) 幅射への影響

幅射に対する電場の効果は未だ殆ど調べられていないが、浅川¹⁸⁾は水の赤外線吸収スペクトルを調べて、端数 $3,000-4,000\text{cm}^{-1}$ 付近で電場による吸収が大きくなると述べている。

(4) 熱伝導への影響

浅川は固体の熱伝導に対する電場の効果として、電極を磁性管に入れ、固体中に挿入し、15kVの交流を印加すると鉄ブロックの冷却が遅くなると述べている¹⁹⁾。

(5) 液滴への影響

Kajiら²⁰⁾は液滴に電場を印加し伝熱を促進させる研究を行った。液滴の変形振動は断続する電場と正弦波状に変わる電場で生じ、主に電場方向に偏長したラグビーボールのような回転楕円体の形に変形し、元の球形に戻る形状振動をする。電場の周波数が大きくなるにつれて、最大変形量まで達しなくなり効果が小さくなるが、球の共鳴振動域でも形状振動が生じており、熱伝達率は最大3倍程度まで増大すると報告している。

(6) 燃焼技術への応用

a) 火炎体の増大法

Weinbergによる火炎中に存在する帯電微粒子を用いて燃焼過程を電氣的に制御し、すす生成の抑制または促進、燃焼ガスから固体への伝熱促進の試みがある。このような火炎内部での現象の解明と共に、その性質を利用したり、より積極的に火炎構造を人工的に改造して、有用な火炎構造をつくり出すことも考えられており、その例として、竹野²¹⁾による火炎帯の幅を人工的に厚くして火炎の負荷率を増やす構想がある。自然の層流予混合火炎の火炎帯幅はきわめて薄く常圧で1mm以下であるが、火炎を技術的に利用する場合にこのように薄くしておく必然性はなく、火炎帯の幅が増やせばそれだけで混合気の滞留時間が増えて負荷率は増

大する。簡単な理論モデルによる計算から火炎帯の厚さを10倍にするだけで混合気吹き飛びの限界速度が燃焼速度の100倍近くになると述べている。このような新しい燃焼技術の芽が今後幾つも現れると期待されている。

b) ボイラへの応用

ボイラに於ける伝熱では火炎幅射が重要であるので、火炎形状を電場で制御できれば、伝熱促進効果も大きくなりうる。また、高電圧コロナ放電によりイオン風は蒸発、燃焼、熱伝達にも促進効果があり、浅川の方法²¹⁾ (コロナ放電部分を火炎の中に配置する方法) では火炎形状に大きな影響が現れる。火炎形状変形の効果として、燃料油の蒸発を伴う拡散火炎の場合、火炎横幅の増大、火炎長さの増大が観察されている¹⁹⁾。

c) 燃焼器への応用

土方ら²²⁾ は拡散形低温触媒燃焼器の熱負荷(10-25 kw/m²)を広げるために電場の効果を調べた。電場の印加によりコロナ風による酸素輸送量の方が対流熱伝達率の促進より優っているために、熱負荷50kw/m²まで、熱効率のかなりの向上が認められると述べている。Fig.6.2.3に電場による熱負荷と燃焼効率の関係を示す。

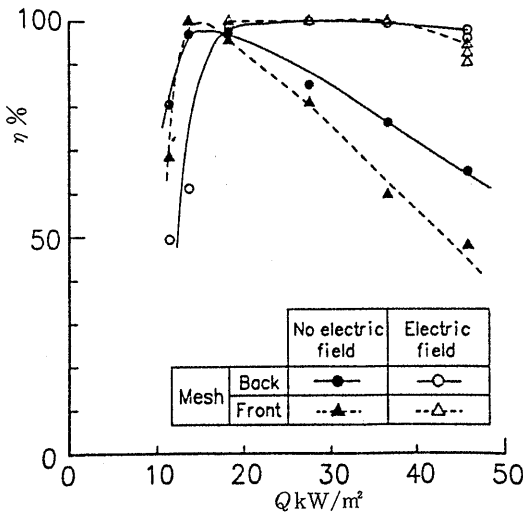


Fig.6.2.3 電場による熱負荷と燃焼効率⁵⁶⁾

d) 家庭用燃焼器への応用

西田ら²³⁾ は単炎ロバーナ、多炎ロバーナ、家庭用ガスコンロ、家庭用湯沸器の火炎に及ぼす電場の影響

を調べた。Fig.6.2.4に電場による多炎ロバーナの熱流束の比較を示す。多炎ロバーナではバーナを陽極にして電場を加えると火炎の流れが被加熱側へ加速され熱流束が増加する。家庭用ガスコンロのバーナ部を電

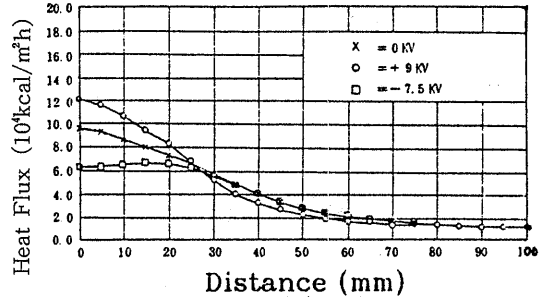
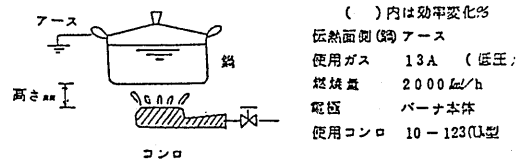


Fig.6.2.4 電場による多炎ロバーナの熱流束の比較⁵⁷⁾

極にし鍋をアースして、バーナに+5 kVの直流電圧を印加すると熱効率が3-5%増加する。Table.6.2.1に電場によるガスコンロの熱効率の変化を示す。この変化は火炎が鍋に引き寄せられるために鍋側の境界層厚さが減少し伝熱が促進されることによる。バーナに-5 kVのDCまたは5 kVのACを印加すると、熱

Table 6.2.1 電場によるガスコンロの熱効率の変化⁵⁷⁾

| バーナ付加電圧 空気孔 高さ mm | 電場 無付加 | 直流 (+) | | 直流 (-) | 交流 |
|----------------------|-----------|--------|--------------|---------------|---------------|
| | | +5 kV | -5 kV | +5 kV | |
| 大 | 15 mm | 49.2% | 52.0% (2.8%) | | |
| | 20 | 48.3 | 52.0 (3.7) | 45.5% (Δ2.8%) | |
| | 30 | 48.5 | 50.8 (2.3) | | |
| 中 | 15 | 49.0 | 52.6 (3.6) | | |
| | 20 | 51.2 | 54.1 (2.9) | | 50.2% (Δ0.1%) |
| | 30 | 46.2 | 51.5 (5.3) | | |
| 小 | 15 | 53.1 | 56.2 (3.1) | | |
| | 20 | 48.3 | 52.8 (4.5) | 47.7 (Δ0.6) | |
| | 30 | 46.1 | 49.3 (3.2) | | |



効率は印加しないときとほとんど変わらない。Fig.6.2.5に家庭用湯沸器でバーナ部を電極とし、熱交換器をアースにとった時の燃焼特性を示す。湯沸器のバーナに-5 kVのDCを印加すると良好燃焼領域が拡大する。これらの実験で電場を印加するのに消費した電力は1 W以下で、燃焼に使用された熱エネルギーの0.1

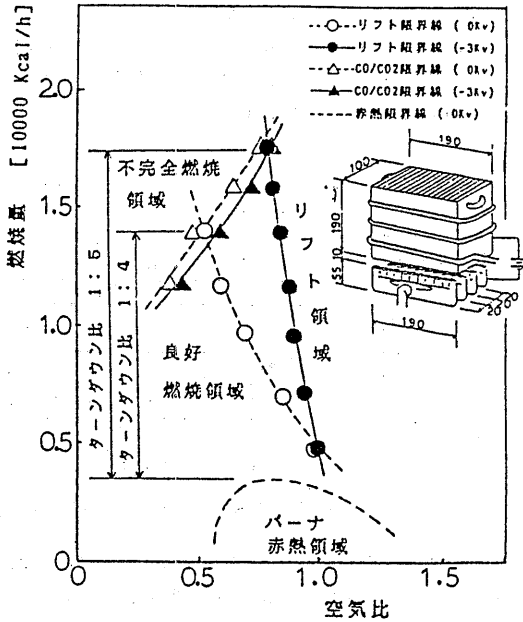


Fig.6.2.5 電場による家庭用湯沸器の燃焼特性⁵⁷⁾

%以下である。燃焼火炎に電場を印加すると火炎は陰極側に引き寄せられる。針電極のような極端な不平等電場中では極性に関係なく針電極からのコロナ風に支配される。リフトし易いバーナに於いてはバーナ側を陰極にすれば燃焼の安定化に役立つ。コンロの様に燃焼に余裕のあるバーナではバーナ側を陽極にすると、火炎の集中化、火炎速度の増加から熱効率向上に役立つと述べている。

(7) EHD熱交換器への応用

静電場を印加すると凝縮、沸騰、強制対流等の電熱が促進される現象を利用した技術にEHD (Electro-Hydro-Dynamics電気流体力学)熱交換器^{19,24,25)}がある。

6.2.3 プラズマの利用

プラズマは熱機関、プラグ、MHD発電などへの利用が考えられており、電磁場で制御できるので以下にとりあげた。

(1) プラズマジェット

プラズマジェット^{2),26)}は電場、磁場を用いて制御が可能であり、熱機関への応用が考えられているので、次に、いくつかの文献にふれる。

Harrisonら²⁷⁾は化学量論比のメタン-空気混合気火炎に窒素プラズマを注入すると火炎の吹き消え限界

流量を7倍に増加できる事を示した。また、プラズマジェット中に生成されたラジカルによる優れた保炎特性や着火特性についても述べている。

Homらはプラズマジェットが乱れを発生させる効果と活性粒子による燃焼反応促進効果をもつことを示した。乱れは火炎面の増加によって燃焼を促進させるが、乱れが強すぎると反対に火炎面を引きちぎるので局部的に消炎効果をもたらし、その結果燃焼を抑制することがある。燃焼速度の早い化学量論比付近の混合気に対しては乱れの増加が効果的であり、一方希薄な可燃限界付近の混合気では活性粒子が効果的であると述べている²⁾。

(2) プラズマジェットの応用

a) 燃焼器への応用

プラズマ注入がすすの生成を抑制したり、窒素酸化物を減少させる効果が見いだされている。プラズマジェットによる保炎性能の増加は種々の燃焼器、特に連続燃焼器において利用価値がある。ジェットエンジンの再着火用プラグ、微粉炭燃焼器における保炎装置、寒冷地におけるディーゼルエンジンの始動装置などへの応用が考えられている。燃焼器に応用する場合の最大の問題点はプラズマを発生するための電極の損耗が大きいことと電極などでのエネルギー損失が大であることである²⁾。

木村ら²⁸⁾はプラズマジェットとして電力を5%負荷するとプロパン-空気混合気を用いた攪拌燃焼器の負荷率が3倍に増加すると述べている。

極超音速旅客機(HST)用の超音速ラムジェット(Scramjet)エンジンは反応速度の大きい水素を燃料として用い、マッハ数2~3、静温1,000K程度の気流中での乱流拡散燃焼が考えられている。この場合、火炎安定化と燃焼器の長大化が問題となり、このような超音速燃焼における火炎の安定化、燃焼の促進に対してプラズマジェット(投入電力3kw程度以上)が有効であるといわれる²⁹⁾。

b) 内燃機関及びプラズマジェットプラグへの応用

Tozziら³⁰⁾は希薄混合気を燃焼する火花点火機関にプラズマジェットを用い、キャビティ容積やガスの種類を変えて燃料消費率や大気汚染物質濃度などの測定を行った。希薄混合気に対する燃料消費率が著しく改善され、大気汚染物質濃度も改善されることを示した。Fig.6.2.6に燃料消費率に与えるプラズマジェットの効果を示す。