



室蘭工業大学

学術資源アーカイブ

Muroran Institute of Technology Academic Resources Archive



室蘭工業大学研究報告. 理工編 第42号 全1冊

メタデータ	言語: eng 出版者: 室蘭工業大学 公開日: 2014-03-13 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/10258/2804

(ISSN 0580 - 2415)
(CODEN : MKDKBC)

室 蘭 工 業 大 学
研 究 報 告

理 工 編

第 42 号
平成 4 年 11 月

MEMOIRS

OF

THE MURORAN INSTITUTE OF TECHNOLOGY

Science and Engineering

NO.42

Nov.,1992

MURORAN HOKKAIDO

JAPAN

Editing Committee

K. Honda	Prof.	<i>Chairman Chief Librarian</i>
S. Miura	Asst. Prof.	<i>Civil Engineering and Architecture</i>
T. Arai	Asst. Prof.	<i>Mechanical System Engineering</i>
J. Maeda	Asst. Prof.	<i>Computer Science and Systems Engineering</i>
H. Nakane	Asst. Prof.	<i>Electrical and Electronic Engineering</i>
R. Kawashima	Asst. Prof.	<i>Materials Science and Engineering</i>
M. Sugioka	Prof.	<i>Applied Chemistry</i>
Y. Baba	Asst. Prof.	<i>Literature</i>
K. Fujikawa	Prof.	<i>Science</i>

All communications regarding the memoirs should be addressed to the chairman of the committee.

These publications are issued at irregular intervals. They consist of two parts, Science and Engineering and Cultural Science.

理 工 編

目 次

高温超伝導体による磁束計の基礎検討.....	和田 尚 人 中 根 英 章	1
パーソナル・コンピュータによる有限要素解析 プリ/ポスト処理システム.....	守 山 貴 庸 松 田 敏 彦	21
Characteristics in an RF Superconducting Quantum Interference Devide as a Function of Applied Magnetic Flux : Systematic Calculations I	青 地 強 志 戎 修 二 永 田 正 一	33
Characteristics in an RF Superconducting Quantum Interference Devide as a Function of Applied Magnetic Flux : Systematic Calculations II	青 地 強 志 戎 修 二 永 田 正 一	45
A Mathematical Theory for Blood Flow Dynamics in the Arterial System Analysis of Rotation Angle and Dynamical Equations for Forces and Moments Operating on Arterial Wall.	平 山 博 史 菊 池 慎 太郎	67
グラフの変化過程.....	山 口 忠	95
学術研究発表集録 (平3. 4. 1~平4. 3. 31)		103

高温超伝導体による磁束計の基礎検討

和田 尚人, 中根 英章 (室蘭工業大学 電気電子工学科)

Magnetometer using High Temperature Superconductor

Hisato WADA and Hideaki NAKANE

Faculty of Eng., Muroran Institute of Technology

Abstract

A new magnetometer was constructed using a high temperature superconducting bulk core ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) in the liquid nitrogen. The permeability of bulk core changes with applying a coil-current magnetic field or an external magnetic field due to flux penetration effect. Sensitive nonlinear inductance characteristics of high temperature superconducting bulk core with tightly wound coils was utilized for fluxgate magnetic-field sensors. The sensor is used for second-harmonic type.

第1章 序 論

磁気と人類のかかわりは古く、紀元前から磁石の存在が知られている。日常生活にも磁気を応用したものは数多く存在し、磁気に関する研究も数多く進められている。その中でも現在もなお幅広く研究されているものに磁場を精密に測定するための磁気センサがある。中でも微小磁場を測定するための磁気センサの開発は従来からの課題の一つである。

現在、最も感度のよい磁気センサとしては超伝導量子干渉素子 (SQUID : Superconducting Quantum Interference Device) がある。SQUIDの感度は $10^{-6} \sim 10^{-9}$ [G] であるといわれている (Fig. 1)。しかし、SQUIDは磁束の相対的変化のみを検出できる計測装置であるため、磁場の絶対的な大きさと方向を知ることができない。また、SQUIDの持つ課題の一つは動作温度が4.2 [K] と低いことである。そのために液体ヘリウムを用いることによりコストが高く取り扱いが難しい。

本研究においては、高温超伝導体を用いた磁束計の検討を行なった。今日の磁気センサの中でSQUIDに次いで感度の高いものに磁性体を用いるフラックスゲート型磁束計がある。フラックスゲート型磁束計の感度は最新のもので $1 \sim 10^{-5}$ [G] である (Fig. 1)。フラックスゲート型磁束計の測定範囲とSQUIDの測定範囲の中間部 ($10^{-3} \sim 10^{-6}$ [G]) を測定できる簡便な装置は今までなかった。しかし、この領域には肺や肝臓などの生体磁気信号や、非破壊検査などに必要とされる磁気信号があり、そのような測定装置が望まれていた。今回、フラックスゲート型磁束計の原

理を利用し、高温超伝導体を用いた感度の良い磁束計を実現しようとするものである。この磁束計は、磁性体を用いた従来のフラックスゲート型磁束計以上の感度を目指すものである (Fig. 1)。また、SQUIDでは測定できない磁場の絶対的な大きさと方向を求めることができるという特徴がある。

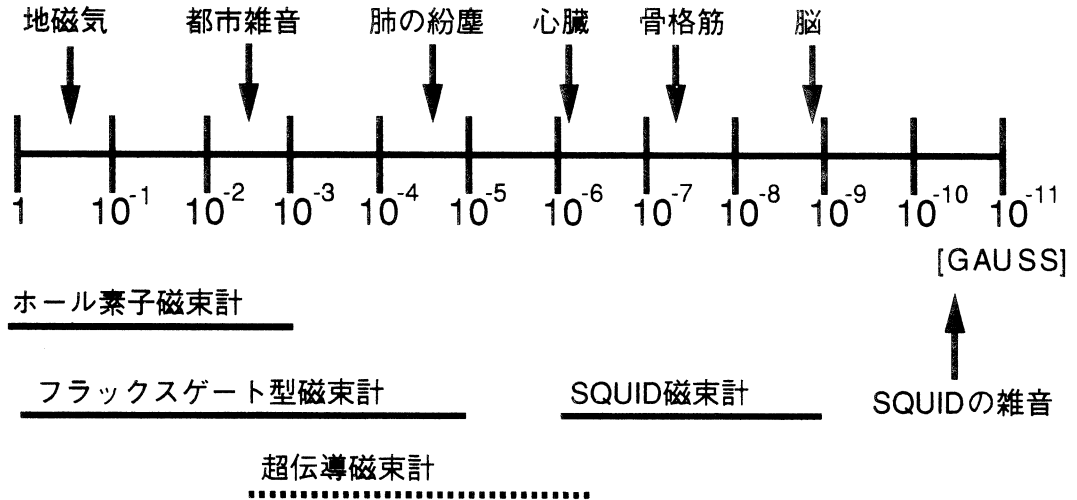


Fig. 1 磁気センサの感度

酸化物超伝導体に磁場を印加すると、通常の金属超伝導体と同様に特定の磁場 (HC_1) 以上で内部に磁場が入り込み、超伝導体特有の完全反磁性状態が崩れてくる。この際、酸化物超伝導体が焼結物であると、 HC_1 より小さい磁場中で少しずつ磁束が入り始める。内部に侵入した磁束は量子磁束 Φ_0 ($\Phi_0 = 2.07 \times 10^{-15} \text{Wb}$) 単位でトラップ磁束となる (Fig. 3-1)。この弱磁場中のトラップ磁束は外部磁場により移動することができる。これは、強磁性体材料における磁気スピンの向きが外部磁界により偏向するのと相似関係にあると言ってよい。酸化物超伝導体におけるこのような現象の特徴は強磁性体中の現象と異なり、極めて小さな外部磁場において発生することである。そのため従来のフラックスゲート型磁束計よりも感度が上がることが期待される。また、高温超伝導体を用いることの利点に、液体窒素 (77°K) で超伝導状態になる点がある。これにより、安価で取り扱いが簡単な装置にすることができる。

微小磁場を測定するための磁気センサは、医療分野での応用が考えられる。生体磁場を検出することにより、より細かい体の異常を知ることができる。放射線を発したり、強い磁場をかけるのではなく、体内で発している磁界をそのまま測定することにより、安全な医療機器への応用が期待される。脳や、心臓で発生する磁界は、変動しているためにその変化をSQUIDによって求めることができる。しかし、肺の中の磁性体粉塵や肝臓の場合は直流磁界であるためそのままではSQUIDで検出することができず本研究で取り扱うような磁束計が必要となる。さらに、原子力の

配管や鉄骨構造材のように破壊検査ができず、遠隔計測が必要な分野においても微小直流磁界の計測技術が望まれている。本研究はその基礎となる技術を検討するものである。

非破壊検査技術の分野においては、J. R. Buckley等が鉄材中の幅 6 mm、深さ 6 mmの溝を感知できることを報告している。また、Meir Gershensonは、この型の磁束計の装置自体の雑音は 1.7×10^{-5} [G] と報告している。この値は従来のフラックスゲート型磁束計よりも低い値である。

第2章 超伝導体の作製と特性

この研究では、高温超伝導体の中でも $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ を用いて測定を行なった。 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ を用いる利点としては次のことがあげられる。

- 作製方法が簡単である。
- 超伝導特性がはっきりと現れ、安定している。
- T_c が90~95 [K] であるため、液体窒素温度 (77K) で充分超伝導状態になる。

これらのことにより $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ を用いることにした。

以下に作製の手順について記す

2-1 超伝導体 ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) の作製

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ の作製方法としては、蒸発乾固法、共沈法、ゲル法等の方法がある。その中でも、簡単に作製できるものとして蒸発乾固法で行なった。

[蒸発乾固法]

- 10mmolの硝酸イットリウム [$\text{Y}(\text{NO}_3)_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$]
- 20mmolの硝酸バリウム [$\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$]
- 30mmolの硝酸銅三水和物 [$\text{Cu}(\text{NO}_3)_2 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$]

を200mlのイオン交換水に溶解させる。さらに200mmolのエチレングリコールを加え攪拌する。この溶液の入ったビーカーをガスバーナーを用いて加熱した。溶媒をすべて蒸発させ、残留物を乳ばちで粉碎した。その後、950°Cの電気炉で約5時間空気中で焼成した。焼成物は、その後自然冷却の後、取り出した。焼成物を再び乳ばちで粉碎し、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ の粉末を得た。

2-2 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ の抵抗-温度特性

2-1の方法により作製した粉末を、圧縮し(試料圧力 2.0×10^3 [kg/cm²]) 固めそれを再び電気炉を用いて950 [°C] で約4時間空気中で焼結した。長さ9.8mm、幅1.8mmの小片に焼結させたものを用いて抵抗温度特性を測定した。測定は4端子法で行なった。

Fig. 2-2-1に測定装置の概要を示す。両端より定電流電源を用いて1mAの電流を流し、中間の2点での電位差を測定した。測定範囲は、液体窒素温度77 [K] より、273 [K] の間で行なった。測定は、試料を一度77 [K] まで下げ、その後温度を上昇させたときの電位差の変化を測定した。温度の測定には半導体温度センサと銅コンスタンタン熱電対を用いた。半導体温度センサ

(ANALOG DEVICES社製 AD590) には 6 [V] の電圧を印加し、その時の電流値が絶対温度として 1 [$\mu\text{A}/\text{K}$] で読み取れるものを用いた。

Fig. 2-2-2のグラフは測定結果であり、横軸に温度 [K]、縦軸に電位差 [μV] を示している。グラフより、92 [K] の値から電位差に変化が現れてきているのが読み取れる。91 [K] 以下の

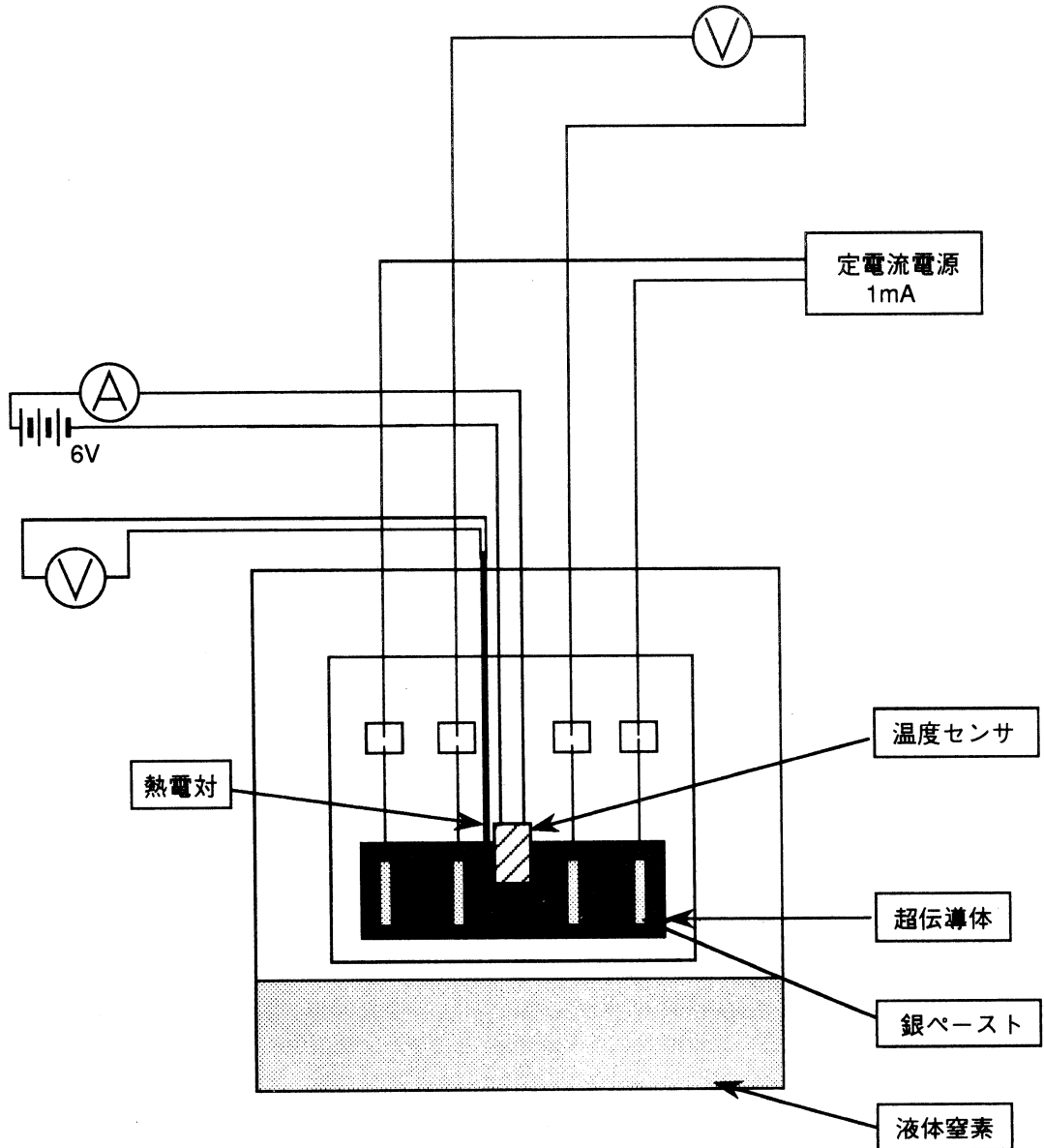


Fig. 2-2-1 抵抗温度特性測定装置の概略図

温度では電位差は0であり、92 [K] から電位差が現れ、92 [K] の T_c (T_c onset) を確認した。

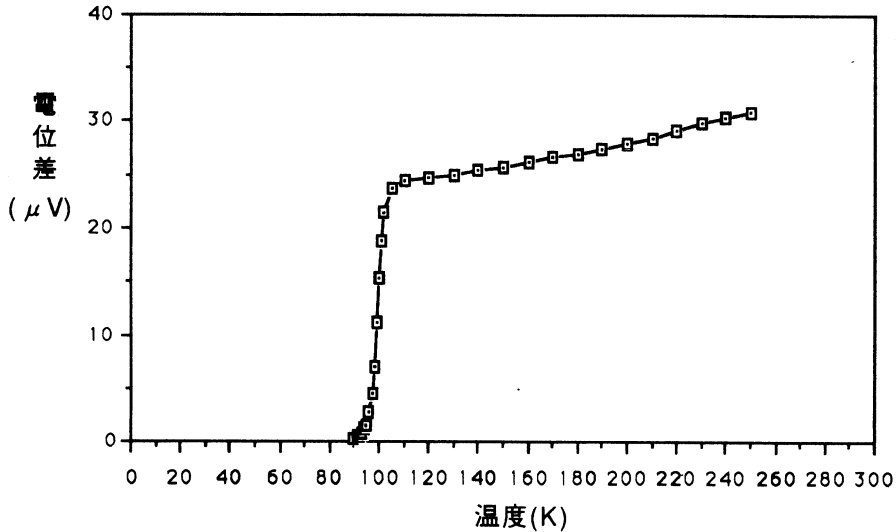


Fig. 2-2-2 超伝導体の抵抗-温度特性

2-3 YBa₂Cu₃O_{7-δ}の超伝導特性

2-2で用いた小片と同じく製造した小片の帯磁率の温度変化を測定した。測定装置は、QUANTUM DESIGN社製のSQUID帯磁率測定装置である。この装置は、温度の下限が2.0 [K] であり、磁場の上限が50000 [G] である。試料の大きさとしては数mg程度のものでも測定が可能である。

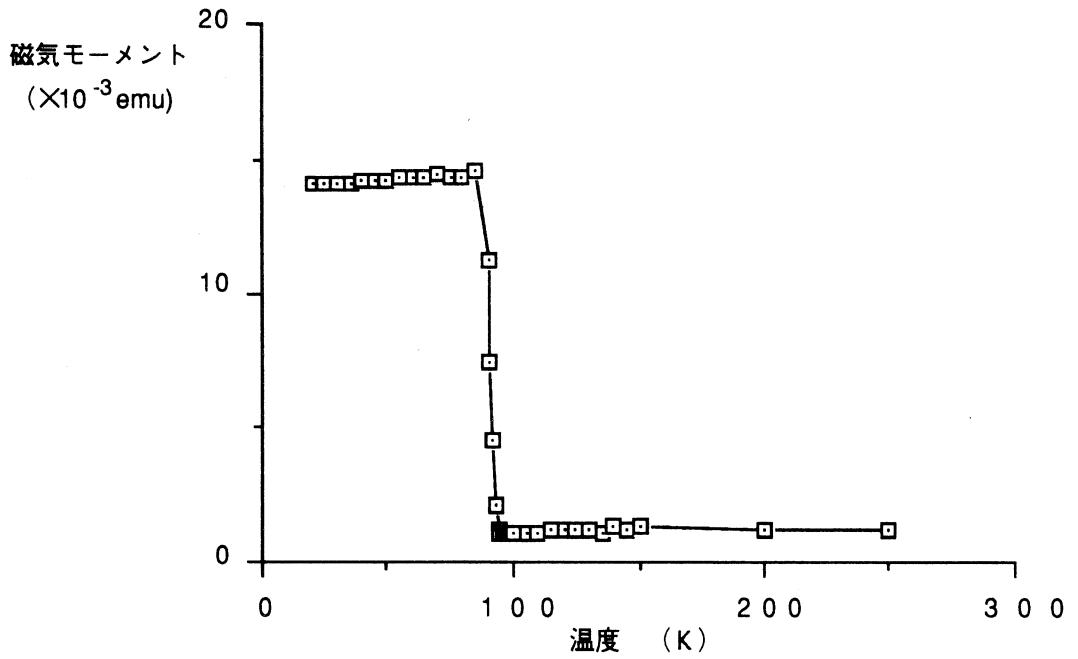
今回の測定は、0 [G], 10 [G], 100 [G] での温度変化に対する磁気モーメントを測定し、 T_c の変化を求めた。(Fig. 2-3-1)

Fig. 2-3-1(a), (b), (c)のグラフは、横軸は温度 [K]、縦軸は磁気モーメント [emu] を示している。グラフより、外部磁場を印加していない時 (0 [G]) と、外部磁場を印加している時 (10 [G], 100 [G]) では、磁気モーメントは反転していることがわかる。これは装置の残留磁気によるものであり、本来は10 [G], 100 [G] のような変化をするものと考えられる。

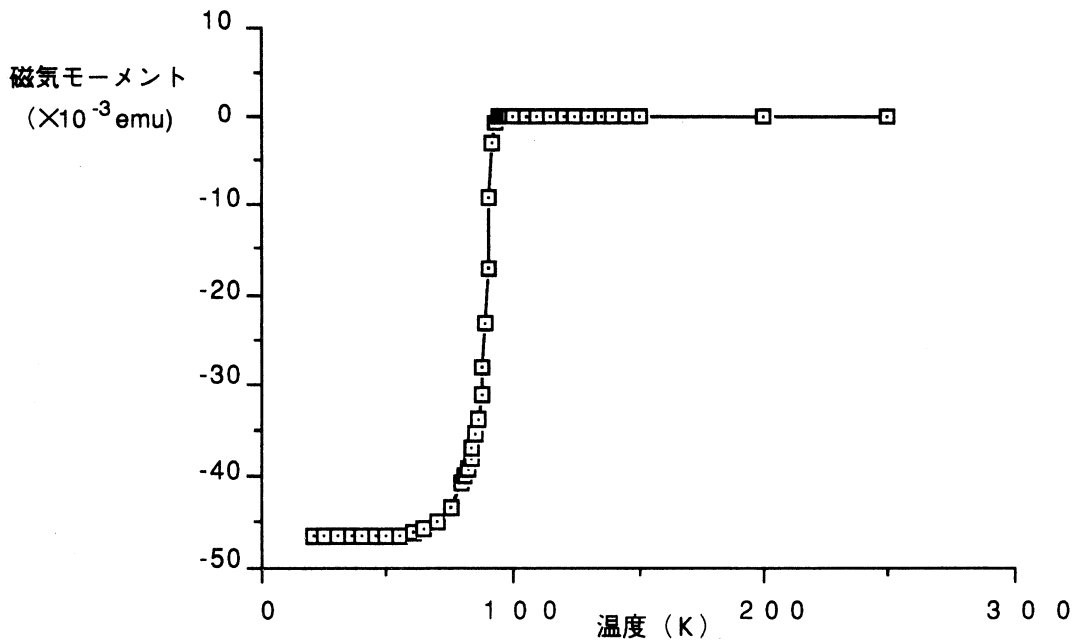
Fig. 2-3-1(d)のグラフは、横軸は印加磁界 [G]、縦軸は T_c [K] を示したグラフである。このグラフより、外部磁場を印加することによって T_c が低下するのが分かった。

次に、一定温度 (77°K) で磁場を変化させ、そのときの磁気モーメントの変化を求めた。(Fig. 2-3-2)

Fig. 2-3-2の2つのグラフは、横軸は印加磁界 [G]、縦軸は磁気モーメント [emu] である。これは、1連の測定結果であるが測定結果全体のグラフでは H_{c1} を求めることができないため、 H_{c1} 付近でのグラフを抜き出した。(Fig. 2-3-2(a)) また、この測定装置は 5.0×10^4 [G] までの磁界しか印加できないため、 H_{c2} はグラフを線形に外挿し、磁気モーメントが0となる点を読み

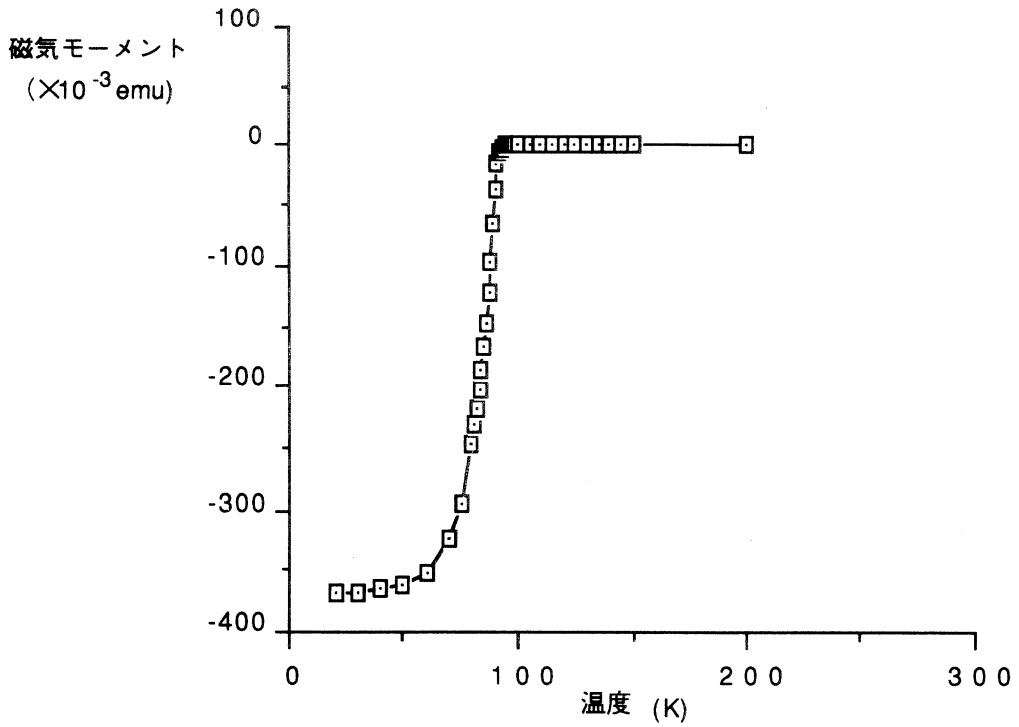


(a) 0 gauss

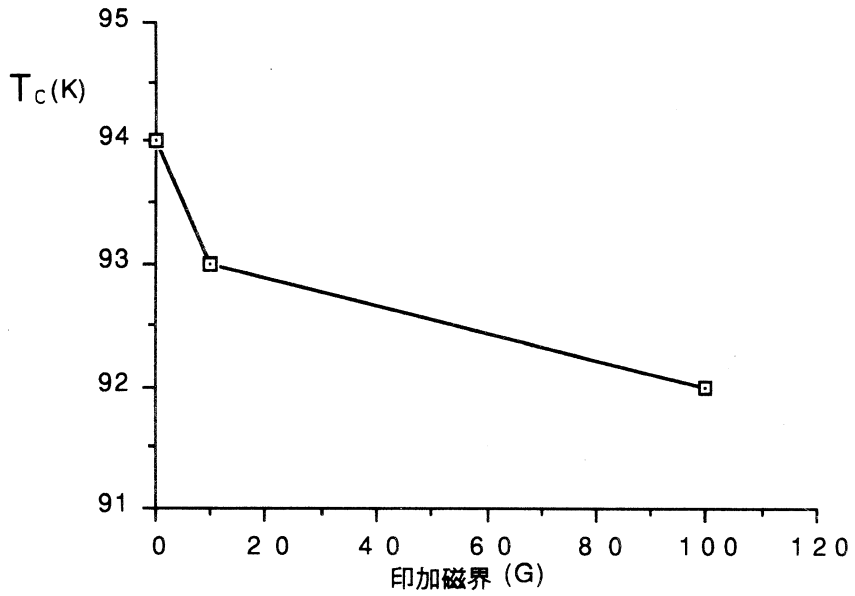


(b) 10 gauss

Fig. 2-3-1 帯磁率の温度特性

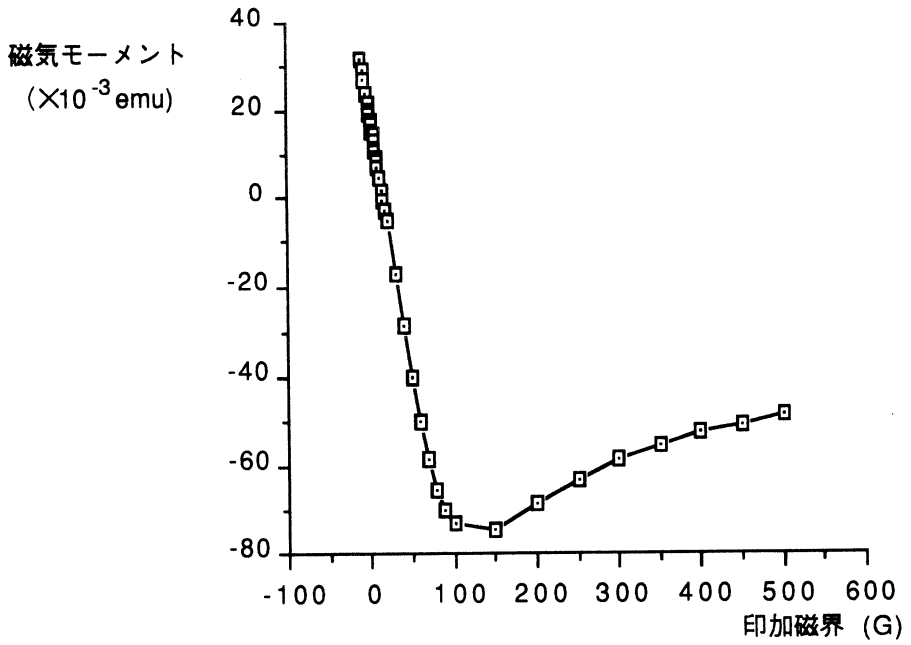


(c) 100 gauss

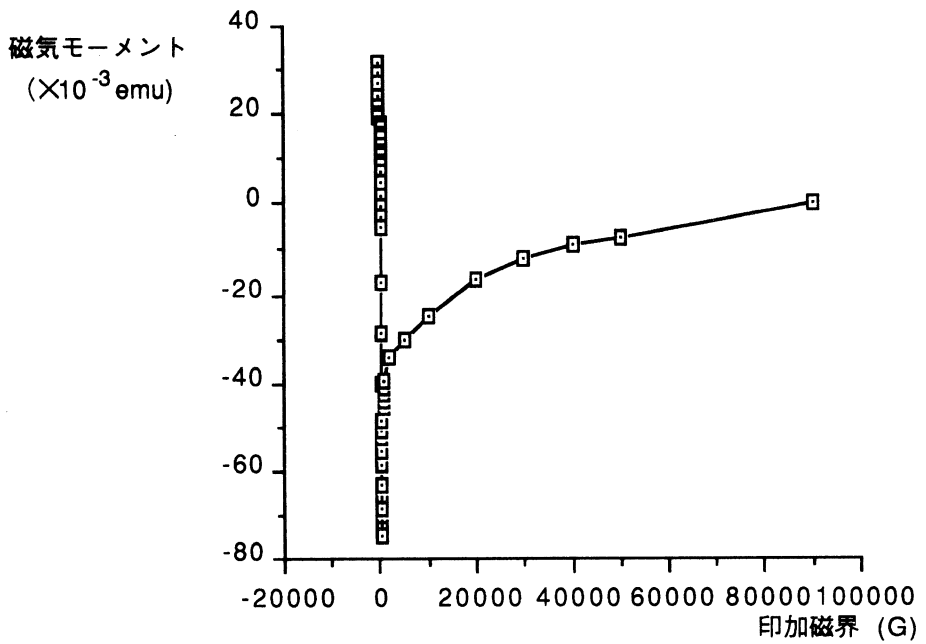


(d) T_c の変化

Fig. 2-3-1 帯磁率の温度特性



(a).



(b)

Fig. 2-3-2 超伝導特性

取った。(Fig. 2-3-2(b)) H_{c1} はグラフより線形性の崩れるところが本来の値となるが、数値が小さいため今回は磁気モーメントの最も下がった値を読んだ。そのため正確な H_{c1} よりは大きな値となっている。

$$H_{c1} = 150 \text{ [G]}$$

$$H_{c2} = 9.0 \times 10^4 \text{ [G]} \text{ となった。}$$

第3章 測定原理と実験装置

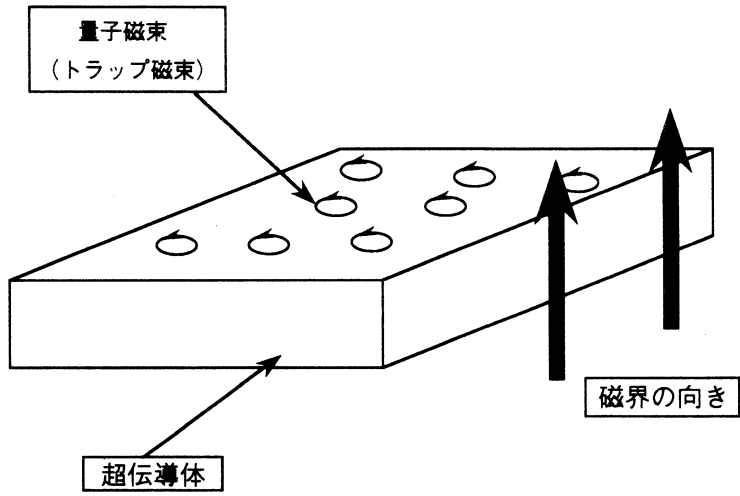
3-1 測定原理

本研究における磁気センサは、フラックスゲート型磁束計に似ている。フラックスゲート型磁束計は、強磁性体の非線形な磁化の結果として生じる第2次高調波を用いている。この超伝導磁束計は、第二種超伝導体に見られる非線形な磁化が強磁性体のそれと似ていることによる。

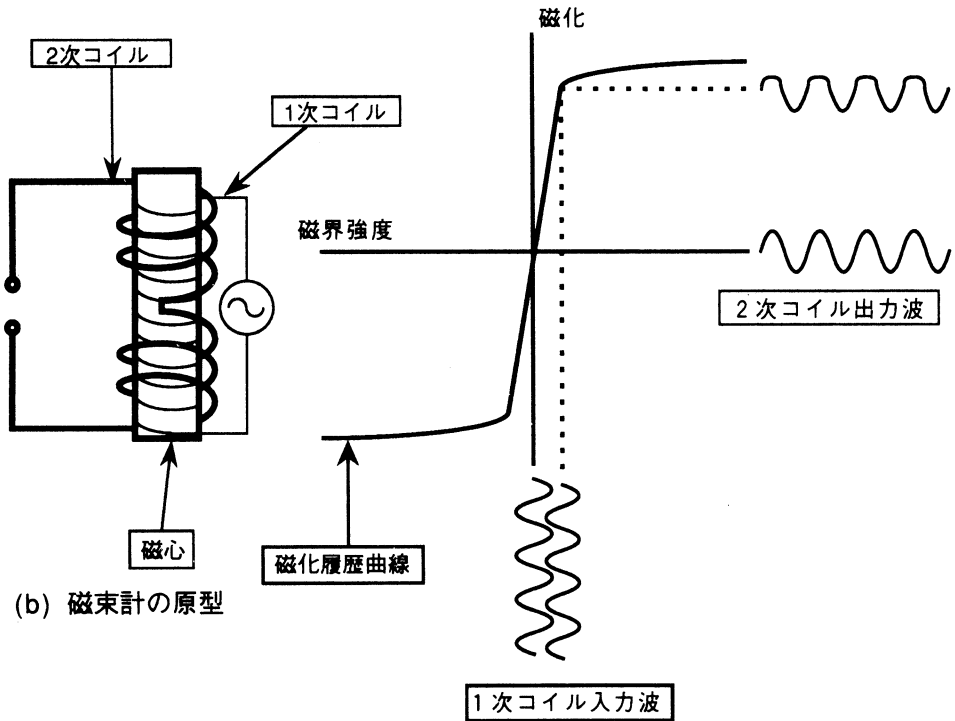
従来のフラックスゲート型磁束計の原理は、磁性材料を交流磁界で対称かつ周期的に励磁して被測定磁界に置けばその透磁率及び磁束の波形が変化することを利用している。これは、無磁界中では磁性体の磁気曲線が正弦波外部磁界によって対称に振られるが、測定磁界中では対称性が破れ、第2次高調波が現れる。この現象を用いて比較的弱い磁界を測定する方法がフラックスゲート型磁束計である。

本研究で用いる超伝導体は、 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ の酸化物超伝導体である。これは通常の金属超伝導体と同様に特定の磁場 (H_{c1}) 以上で内部に磁場が入り込み、超伝導体特有の完全反磁性状態が崩れてくる。この際、酸化物超伝導体の焼結物であると、 H_{c1} より小さい磁場中で少しずつ磁束が入り始める。内部に侵入した磁束は量子磁束 Φ_0 ($\Phi_0 = 2.07 \times 10^{-15} \text{ Wb}$) 単位でトラップ磁束となる (Fig. 3-1(a))。この弱磁場中のトラップ磁束は外部磁場により移動することができる。これは、強磁性体材料における磁気スピンの向きが外部磁界により偏向すると相似関係にあると言ってよい。酸化物超伝導体におけるこのような現象の特徴は強磁性体中の現象と異なり、極めて小さな外部磁場において発生することである。そのため従来のフラックスゲート型磁束計よりも感度が上がることが期待される。

この磁束計で実際に測定するのは、検出コイルに現れる第2次高調波である。この第2次高調波の発生原理は次のようなものである。磁心に1次コイルとその上に2次コイルを巻く (Fig. 3-1(b))。2次コイルは一方向にコイルを巻き、途中よりそれとは正反対の方向にコイルの巻く向きを変える。コイルは互いに逆向きに同数巻かれたものがつながった形になる。1次コイルは超伝導体に励振磁界を印加するものであり、2次コイルは超伝導体内部の磁束の変化を読み出すものである。1次コイルの励振磁界が2次コイルに直接結合するのを防ぐため、途中から逆向きにしている。1次コイルに励振磁界を印加すると、Fig. 3-1(a)より、磁心の磁化特性がFig. 3-1(c)となる。これは、横軸が磁界強度であり、縦軸が磁化である。外部磁界を印加しないときは、



(a) 超伝導体内のトラップ磁束



(b) 磁束計の原型

(c) 第2次高調波発生原理

Fig. 3-1 実験原理

1次コイルの入力に対する2次コイルの出力は奇関数である。これに対し、外部磁界を印加したときには2次コイルの出力は偶関数成分が生じる。これが第2次高調波として現れる。この第2次高調波の変化が、外部磁界の変化を示し、磁束計としての機能をすることになる。

3-2 実験装置

磁気的な影響をできるだけ少なくするために試料ホルダーその他を木材もしくはアルミによって製作した。外部より磁場を加えるには、ヘルムホルツコイルを用いた。

ヘルムホルツコイルの半径 $a=0.24$ [m] 巻数 $n=250$ 回 (Fig. 3-2(b))

これにより中心磁場が

$$H=0.746 i \text{ [G]} \quad (i \text{ は電流値})$$

で得られる。

ヘルムホルツコイルに流す電流は、直流では電源 (Metromix社412-125) により最大9.0 [A] 流すことができる。このときの直流磁場は最大6.7 [G] であった。

また、交流では交流増幅器 (最大出力100W) により最大1.6 [A] 流すことができ、この時の交流磁場は最大1.2 [G] であった。

超伝導体の試料は、直径1.2cm、高さ2.5cmの円柱状のものを用いた。これに、1次コイル (励振用) ;200回、2次コイル (検出用) ;50×2回を巻いた。(Fig. 3-2(c))

OSCILLATORより正弦波電流 (f_0) を1次コイルに印加する。この時、OSCILLATORの負荷駆動能力が小さいためAMPで増幅した。2次コイルに現れる信号とLOCK-IN-AMPで2次高調波 ($2f_0$) のみを取り出す。この時、OSCILLATORより現れる基準信号 (f_0) をFUNCTION GENERATORに印加して $2f_0$ を発生し、参照信号としてLOCK-IN-AMPに入力し、2次コイルからの $2f_0$ 成分を検出する。その差を検出する。測定時に、励振電圧と検出信号をOSCILLOSCOPEで読み取った。(Fig. 3-2(c))

第4章 実験方法と結果

4-1 直流磁界の変化

ヘルムホルツコイルによって直流磁界を地磁気と反対方向に0~6.5 [G] 印加して測定を行った。

このとき励振用コイルは1kHzの周波数の交流を20 [mV] ~0.2 [V] の間で電圧を変化させた (励振磁界 12.4×10^3 [A/m] ~ 124.4×10^3 [A/m])。このときの第2次高調波成分の電圧を測定した。全体的に地磁気を打ち消す方向に磁界がかかっているときは検出電圧の差が大きくなった。(Fig. 4-1-1)

Fig. 4-1-1の2つのグラフは励振電圧が異なるのみで、同じグラフである。このグラフは、横軸が印加磁界 [G]、縦軸が検出電圧 [μ V] である。グラフの全体に共通する点は、0 [G] ~

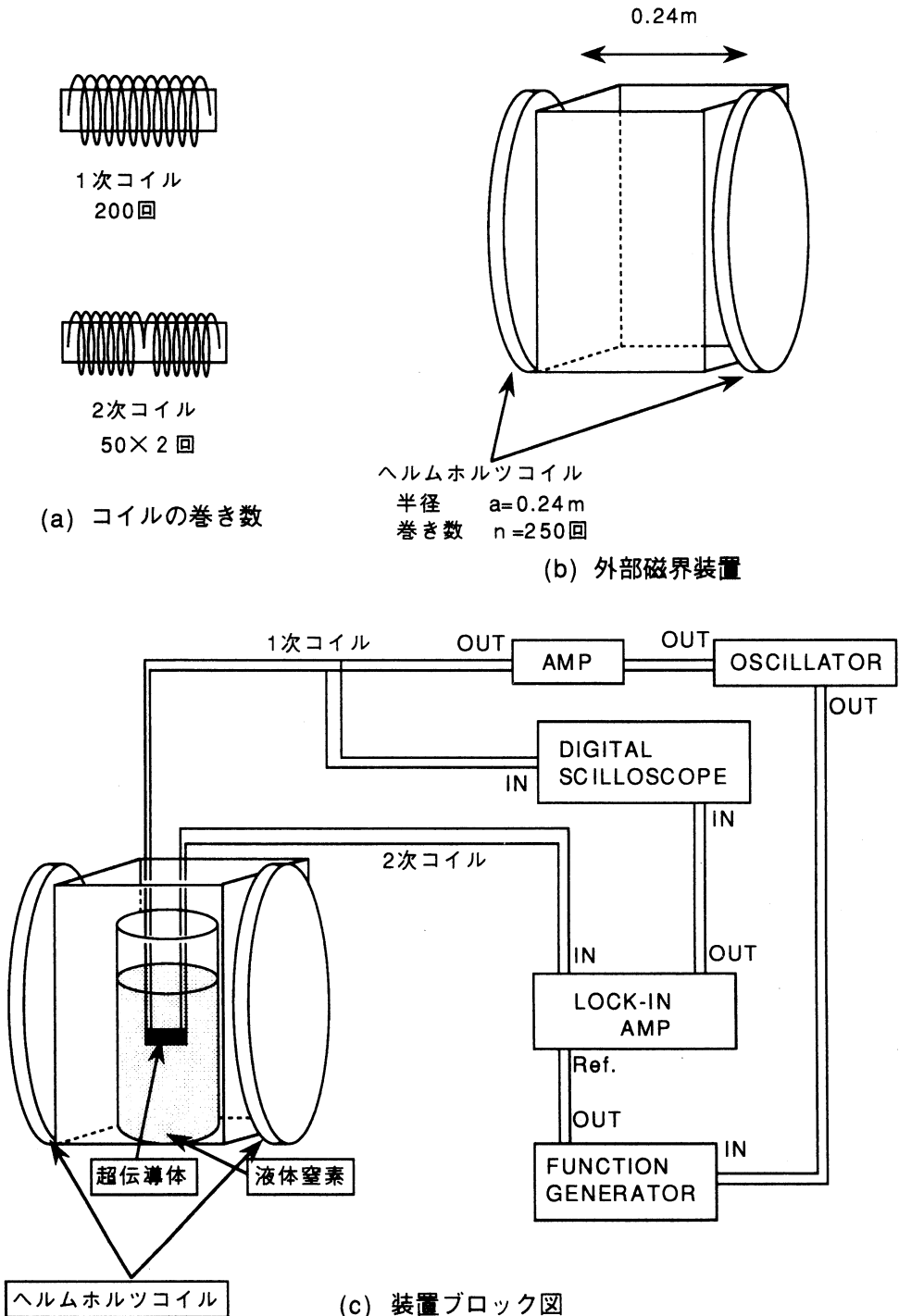
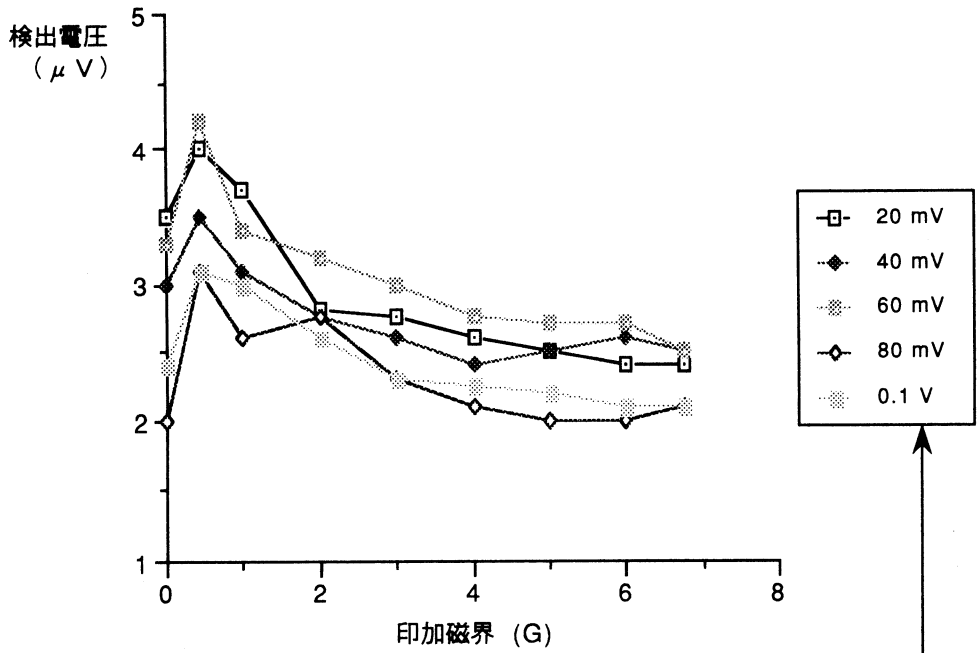
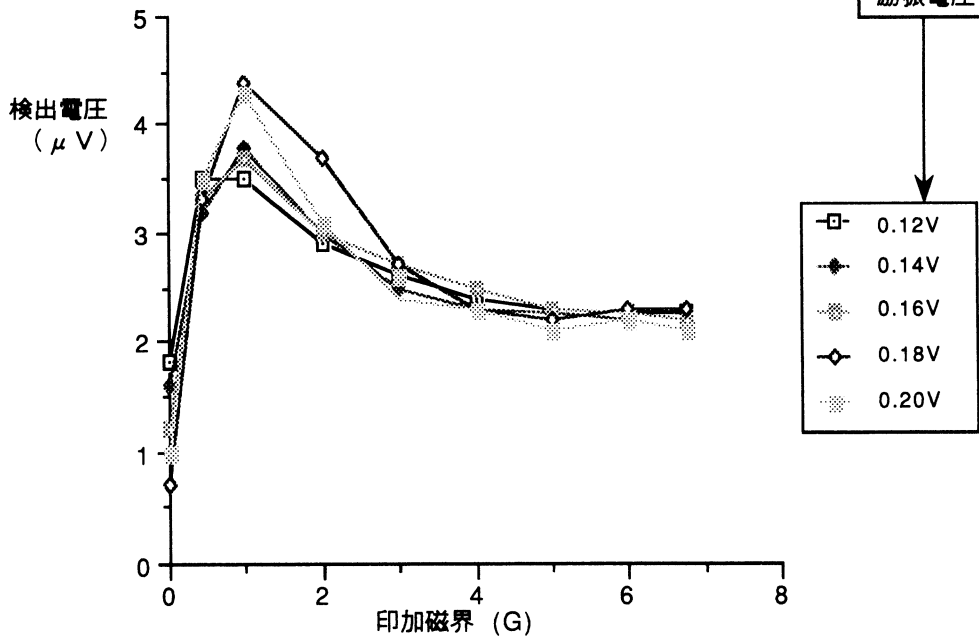


Fig. 3-2 実験装置



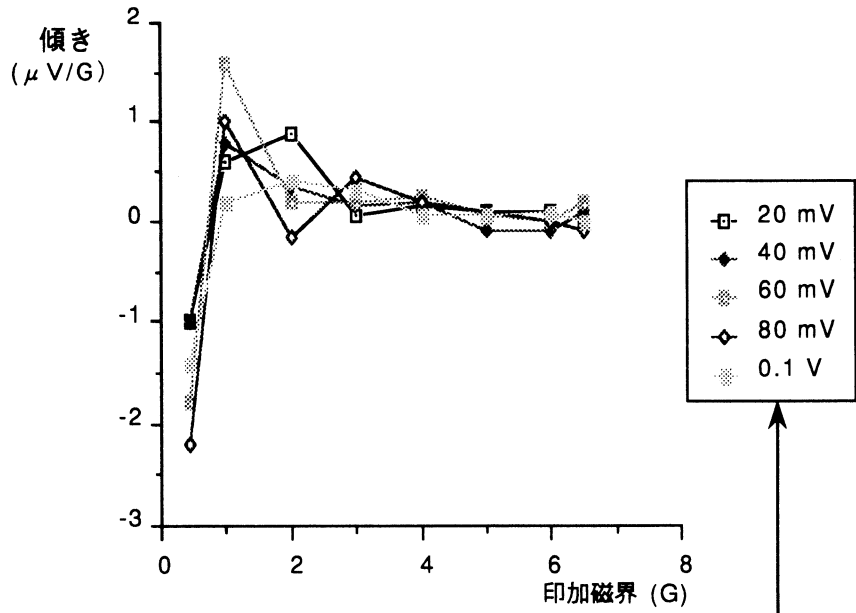
(a)



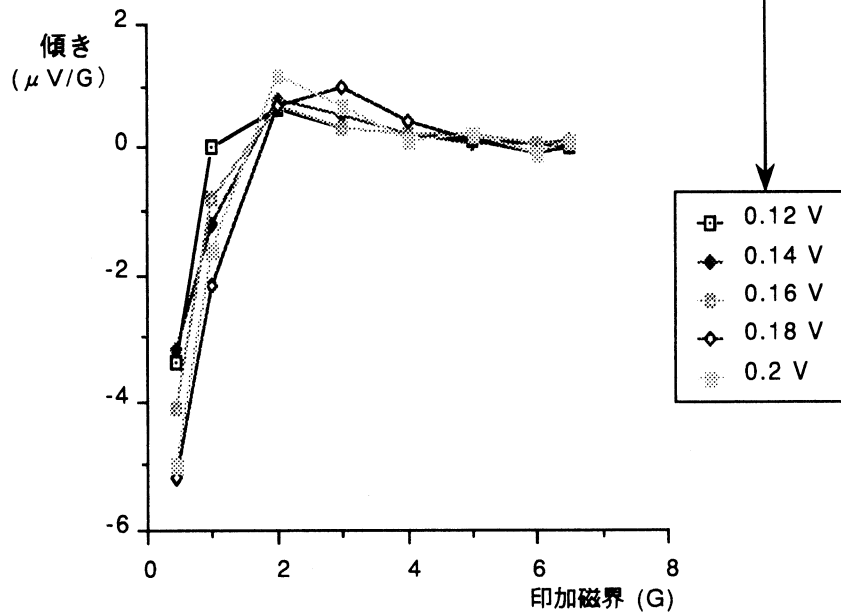
(b)

励振電圧

Fig. 4-1-1 直流磁界での測定結果



(a)



(b)

Fig. 4-1-2 出力電圧の変化 (傾き)

0.5 [G] での変化が最も大きいことである。この時、検出電圧は増加し、それ以降では検出電圧は減少し、また、6.5 [G] の磁界を印加したときには、全体的にほぼ同じ値であった。

0.5 [G] の磁界を印加した時に最も検出電圧が大きかったことと、地磁気 (0.3 [G] ~0.5 [G]) を打ち消した 0 [G] 付近の領域で感度が高くなることを示している。また、6.5 [G] の外部磁界を印加したときには、超伝導体内部のトラップ磁束が飽和したため、全体的にほぼ同じ値の検出電圧となった。0.2 [V], 0.18 [V] のとき特に 0 [G] ~0.5 [G] での変化が大きかったが、3 [G] 以上の磁界に対しては他の場合と同様に変化が見られなかった。

次に、磁界の変化に対してのグラフの傾きを調べた (Fig. 4-1-2)。この傾きの大きなものほど磁束計としての感度が高いと言える。

グラフは、横軸は印加磁界 [G] であり、縦軸は傾き [$\mu\text{V}/\text{G}$] である。このグラフから、0 [G] ~1.0 [G] までは傾きの変化が大きいが、それ以上の磁界では変化が小さい。このことは、微小磁場の検出に有効なことを示している。励振電圧が0.18 [V] の時、傾きが最大であった。このときの傾きは、5.0 [$\mu\text{V}/\text{G}$] であった。

4-2 交流磁界での変化

ヘルムホルツコイルに100Hzの交流磁界を0.1~1.2 [G] 印加して測定を行なった。この時、励振用コイルに10kHzの交流を0.1 [V] ~3.0 [V] の間で変化させた (励振磁界 62.2×10^3 [A/m] ~ 1.8×10^6 [A/m])。この時の第2次高調波成分の電圧を測定した。(Fig. 4-2-1)

Fig. 4-2-1のグラフは、横軸は印加磁界 [G]、縦軸は検出電圧 [V] である。励振用コイルに印加する電圧は、0.8 [V] をピークに感度が低下した。印加電圧が0.1 [V], 0.3 [V], 3.0 [V] では検出電圧はほぼ一定となった。また、0.7 [V], 0.8 [V], 0.9 [V] での検出電圧は同様の変化を示した。0.7 [V], 0.8 [V] では0.7 [G] 以上の磁界がかかると内部にトラップ磁界が発生するため磁場が入り込めなくなる。そのために検出電圧の変化が小さくなった。

次に、磁場の変化に対してのグラフの傾きを調べた結果をFig. 4-2-2に示す。この傾きが大きいものほど外部磁界に対しての感度が優れていると言える。グラフは、横軸は印加磁界 [G] であり、縦軸は傾き [V/G] である。この測定では、直流磁界の測定時とは異なり、出力電圧を外部出力端で読み取ったため、出力電圧が2万倍されている。この測定では、直流磁界の時と同様に地磁気付近までの磁界に対して敏感に反応した。また、励振電圧は大きすぎると感度が低下した。この測定でも、小さな磁場の時に、検出する信号の傾きが大きかった。地磁気付近での微小磁場を測定するのに有効なことを示している。励振電圧が0.8 [V] の時、傾きが最大であった。このときの傾きは、4.0 [V/G] であった。

4-3 磁気ノイズスペクトラム

外部磁界を印加せず、検出コイルより現れる信号についてSPECTRUM COMPARATOR (小野測器CF310) で周波数スペクトラムを分析した。(Fig. 4-3)

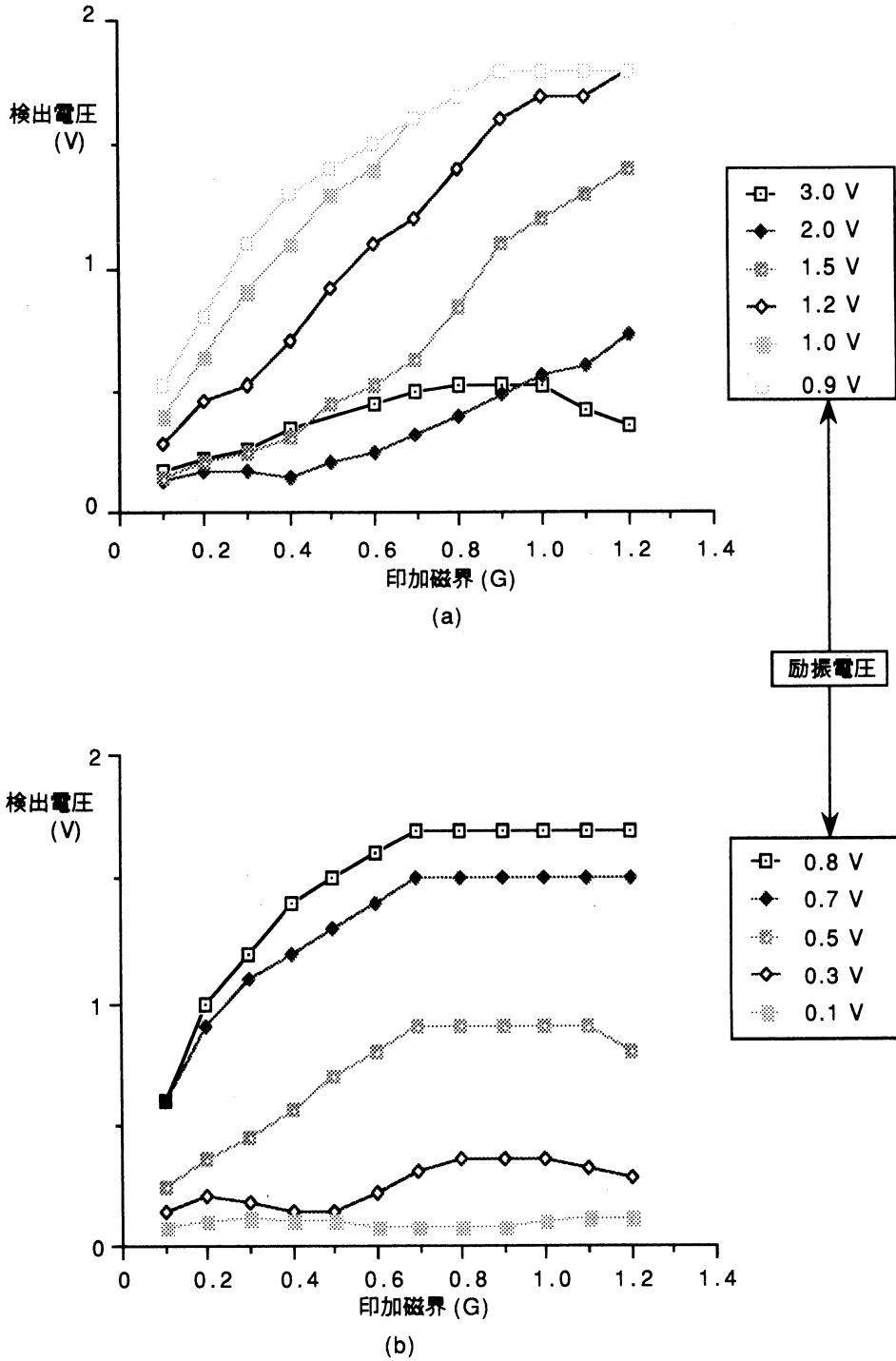
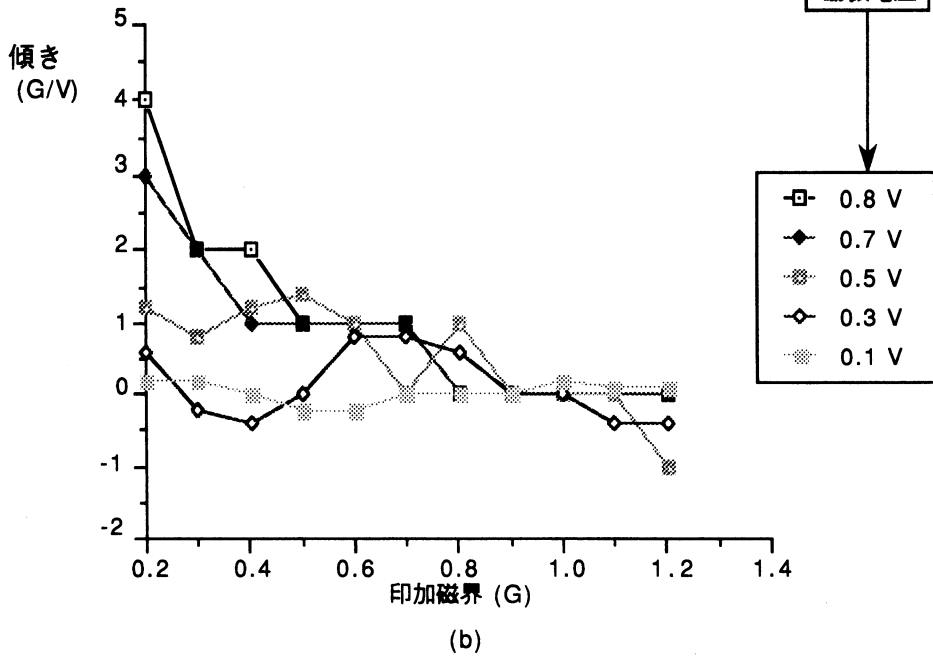
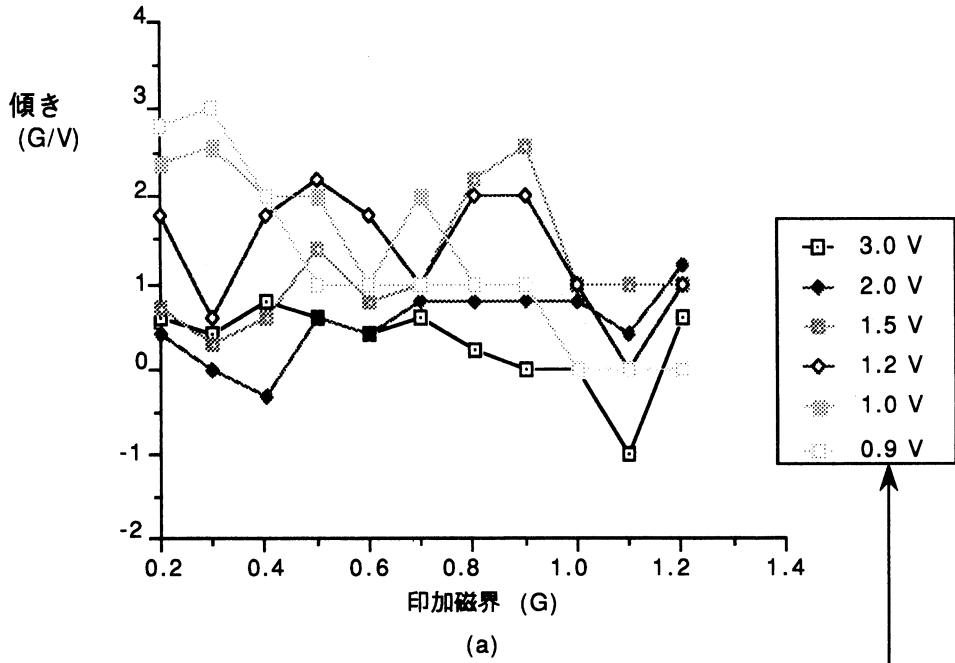


Fig. 4-2-1 交流磁界での測定結果



励振電圧

Fig. 4-2-2 出力電圧の変化 (傾き)

写真の横軸は周波数の対数をとったものであり、これは2.5Hz～500Hzの周波数帯域を測定した。縦軸は、検出電圧をdBにしたものである。

写真の左側の信号は地磁気である。これより、測定される雑音として最大のものは、地磁気の直流成分である。地磁気の直流成分から一様に現れている信号は $1/f$ 雑音である。これら以外に所々現れている雑音は、50Hzの高調波である。50Hzの高調波は、観測できたもので最大250Hzであった。

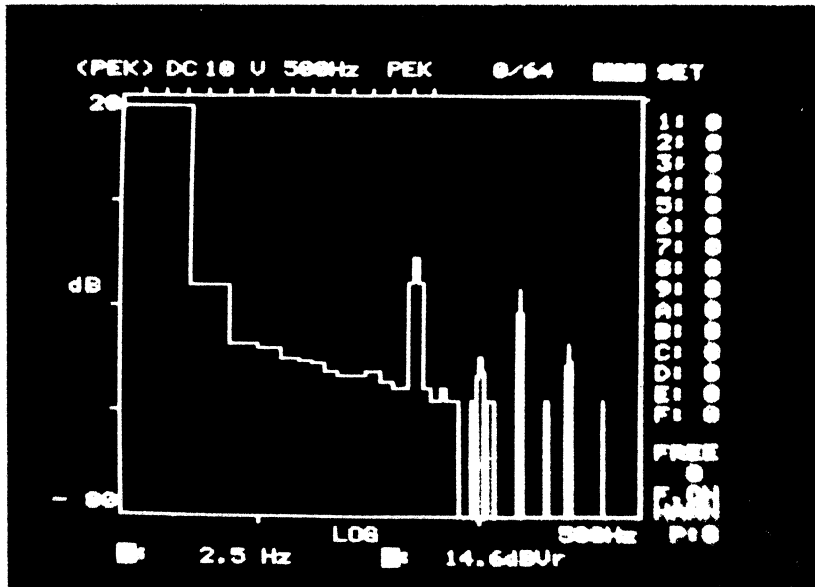


Fig. 4-3 磁気ノイズスペクトラム

4-4 長時間安定性

外部磁界を印加しない状態で検出コイルからの出力電圧をレコーダーに入れ、24時間の連続測定を行ない、安定性を検討した。

測定の結果24時間全体としては、一定の地磁気のみであるが、部分的に他の雑音が入り込むことがある。この雑音は、長時間入るのではなく、短時間のものが数多く入った。これは、電源ノイズと思われるがその原因究明にはいたっていない。

第5章 考 察

これまでの測定より、以下のことをまとめることができる。

- 市販されているフラックスゲート型磁束計より高い感度であることがわかった。
市販されているセンサーの感度は、2.0 [V/G] であるのに対し、今回の実験では、最大4.0 [V/G] の感度を示した。

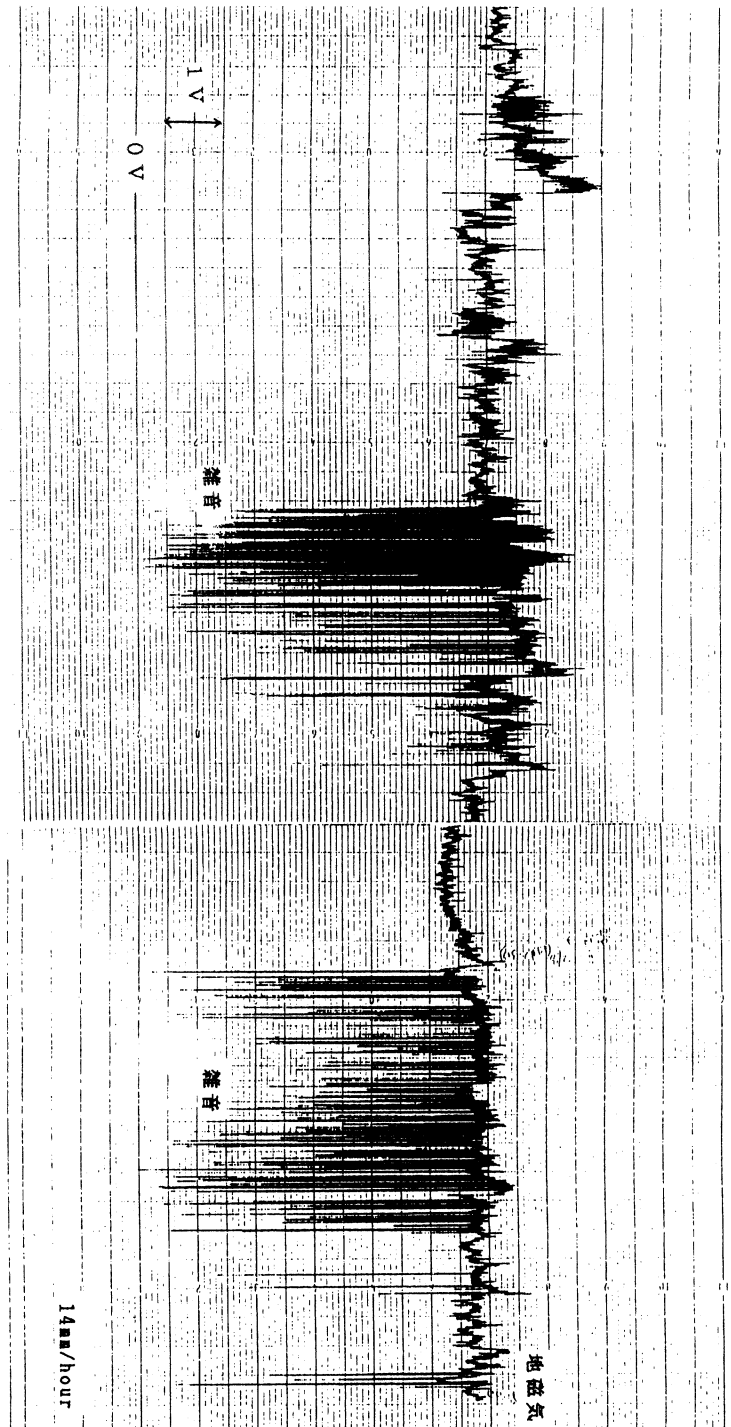


Fig. 4-4 長時間測定の結果

- 磁界が小さいほど感度が高かった。

地磁気付近 (0.1 [G] ~0.8 [G]) までの信号に対してはほぼ一定の感度で反応する。
それ以上の磁場では、磁束がトラップするため感度が低下した。

- 交流磁場に対する周波数特性が良い。

周波数特性の精密な測定は行なっていないが、商用電源 (50Hz) の5倍高調波まで検出しており、変調周波数を上げればさらに向上すると考えられる。

また、今後の課題として以下の改良によって感度をあげることができる。

- 地磁気、雑音の影響を最小限のものにする。

広い場所、磁性材料のないところで測定を行なう、
磁気シールドを施す

- 信号のフィードバックを行なう

低磁界中の高感度特性のままダイナミックレンジを広げることができると考えられる。

これらのことにより市販されているフラックスゲート型磁束計より感度が向上すると考えられる。

参 考 文 献

- 1) 酸化物超伝導体の化学：笹木 和雄・北沢 宏一編 講談社 (18.硝酸塩法による粉末製造：西岡 洋一)
- 2) J. R. Buckley, Neeraj Khare, G. B. Donaldson, A. Cochran and Zhu Hui
USE OF A BULK HIGH TC MAGNETOMETER FOR NON DESTRUCTIVE EVALUATION
IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, VOL. 27, NO. 2, P3501, MARCH 1991
- 3) J. C. Gallop, S. Lilleyman, W. J. Radcliffe and M. Stewart
A NOVEL HTS MAGNETOMETER, EXPLOITING THE LOW j_c OF BULK YBCO
IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, VOL. 25, NO. 2, P896, MARCH 1989
- 4) Meir Gershenson
HIGH TEMPERATURE SUPERCONDUCTIVE FLUXGATE MAGNETOMETER
IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, VOL. 27, NO. 2, P3055, MARCH 1991
- 5) 磁気工学の基礎 I：太田 恵造 著 共立全書
- 6) 超電導入門：A. C. ローズ-インネス, E. H. ロディリック 著 島本 進, 安河 内昂 訳

パーソナル・コンピュータによる有限要素解析 プリ／ポスト処理システム

守山 貴庸, 松田 敏彦

A system of pre – and post – processing on personal computer for finite element analysis

Takatsune Moriyama*, Toshihiko Matsuda

Abstract

A small size system of pre – and post – processing for two – dimensional finite element analysis is presented. It is emphasized to be able to use easily by students with a personal computer. The processing functions of the system are structural drawing with a small size CAD; interactive mesh generation; optimization of node number; displaying of flux lines; evaluation of coil inductances; and so forth.

1. まえがき

有限要素法 (FEM) はその考え方の汎用性から構造力学, 流体力学, 電磁気学など, すなわち土木・建築, 機械, 電気・電子工学などの広い範囲に応用されている。また, 近年の汎用パーソナル・コンピューター, 更にエンジニアリング・ワークステーションの機能向上と普及に伴い, 大学院生, 学部卒業研究生の学習と研究における汎用解析手法の一つとして広く活用される動向にある。FEM解析計算における計算前後のデータ準備と処理, 特に分割図の作図とその諸条件を含む計算入力データの作成には多大な時間と労力が必要である。このFEMのプリ／ポスト処理問題については, 研究者グループなどが汎用大型FEMプログラム (市販品など) を準備したり, 個々の研究者が各自の研究問題向けの自作のプログラムを準備し対処しているのが一般であると思われる。

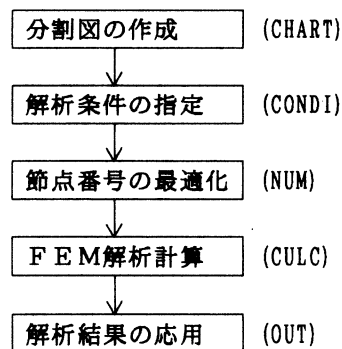
筆者らの研究室ではFEM解析を応用する回転電気機器に関する研究を行っており, 磁極片, 電機子の歯と溝などの比較的複雑な曲線形状体の電磁界FEM解析を行っている。そこで, 最近広く普及してきた汎用パーソナル・コンピューターにより簡便に使用できる事を目的とした2次元FEM用のプリ／ポスト処理システムを開発した。解析対象の構造図には汎用小型のCADプログラムを使用し, 要素分割法は自動分割アルゴリズムではなく, 対話型分割法であるが, これに

* 大学院工学研究科博士前期課程 (電気電子工学専攻)

より分割図と節点座標値データの作成などが気苦勞無く飛躍的な速さで、かつ正確に行えるようになった。ここに、その概要を紹介する。

2. システムの概要

開発したFEM解析プリ／ポスト処理システムの機能ブロックと作業流れの構成を図1に示す。各機能のプログラムモジュールの名称を各ブロックの右側に記してある。各プログラムの開発にはC言語を使用した。FEM解析計算プログラムは巨大な配列を用い、高速な演算を必要とするためワークステーション上で動作し、それ以外のプログラムはメモリー640KB実装の一般的な汎用パーソナル・コンピューター上で動作する。以下、本章では筆者らの取り扱っている磁界解析の場合を例として各プログラムの機能の概要を述べる。



図一1 システム構成図

(1) 分割図作成プログラム (CHART)

節点位置をマウスにより指定して節点を作成した後、要素構成3節点をマウスにより指定して一次三角形要素を作成し、解析対象全体を三角形要素で分割した分割図を作成する。

(2) 解析条件入力プログラム (CONDI)

各種解析条件(要素の電流密度、固定境界条件、材料種類など)を分割図を見ながら入力する。要素・節点の指定はマウスによって行い、電流値・ポテンシャル値の入力はキーボードを用いて行う。入力した解析条件は分割図データの後ろに追加される。

(3) 節点番号最適化プログラム (NUM)

次のプログラム(CULC)で作成される連立一次方程式の全体係数マトリクスのバンド幅が小さくなるように、レベルストラクチャーを用いて節点番号を最適化する。

(4) 2次元FEM解析計算プログラム (CULC)

上記(1)(2)(3)を通して作成された入力データから連立一次方程式を作成し、その解を求め、節点のポテンシャルと要素の磁束密度を出力する。

(5) 解析結果応用プログラム (OUT)

FEM解析計算プログラム(4)の出力データを用いて解析目的諸量の算出、結果の図表示などを行う。すなわち磁束線図の表示、磁束密度分布の色分け表示、磁束密度ベクトル表示とこれらを紙面へ出力する機能が用意されている。指定した節点のポテンシャル及び指定した要素の磁束密度の表示や、それらの値が最小および最大となる要素・節点の探索と最大値、最小値、全体の平均値等の表示、任意コイル間のインダクタンス計算等を行うことが出来る。

3. 各プログラムの機能と特徴

3.1 分割図作成プログラム

本プログラムでは節点の配置と要素の作成をマウスにより対話形式で行い、分割図を作成する。

本プログラムを起動するとまず図2のような画面が表示される。左半面約2/3を作図画面として使用し、右半面約1/3を処理メニューなどの表示に当てている。右半面に表示されている内容は、①処理メニュー、②マウスの位置（CRT上の位置ではなく、分割図上の位置でデカルト座標値と極座標値で表示される）、③作成した節点数と要素数、④全体の縮小図などである。処理メニュー①の内容一覧を表1に示す。

・作図メニュー

ファイル	ロード セーブ
節点作成	追加・削除 移動
要素作成	追加 削除
補助線	表示 非表示 ファイル読み込み
データ チェック	節点チェック 要素チェック
1/4図面からの複写	
プロッターへの出力	

・画面制御メニュー

節点表示（非表示）
重心表示（非表示）
要素表示（非表示）
拡大
縮小

・目盛り線メニュー

方眼目盛り線粗く
方眼目盛り線細かく
方眼目盛り線表示
半径目盛り線表示
角度目盛り線表示
方眼目盛り線固定
半径目盛り線固定
角度目盛り線固定

表-1 分割図作成プログラムのメニュー一覧

分割図作成に必要な処理の選択、節点・要素・節点位置の指定などは全てマウスを用いて行う。すなわち、処理の選択は画面に表示されるメニューをマウスでクリック、またはキー入力する事によりなされ、処理によってはサブメニューが表示される。次に、本プログラムを用いた分割図作成手順の概要を示す。

(1) 解析対象の構造線図の作図 解析対象が複雑な形状をもつ場合は、方眼または極座標型の目盛り線だけでは正確な分割図を作成するのは難しい為、市販CADプログラム等を用いて設計仕様どおりの構造線図を作成し、ベクタ形式で保存しておく。次に、分割図作成プログラムを起動して構造線図を読み込み、節点配置作業に進む。

(2) 既存データの読み込み 分割図を修正する時は「load」メニューを選択し、表示されるファイル一覧の中から、読み込みたい既存の分割図ファイルを指定して分割図を読み込む。

(3) 節点の作成 図2に解析対象構造線図と目盛り線を表示した節点作成時の表示画面の例を示す。

節点作成メニューを選択し、必要により画面の移動、拡大、縮小メニューの選択により表示範囲を調整した後、必要な位置でマウスを左クリックすると、その位置に節点を作成される。節点番号は作成順に自動的につけられる。また節点座標の単位は計算プログラム実行時に縮尺を指定

出来る為、任意の単位を用いれば良い。

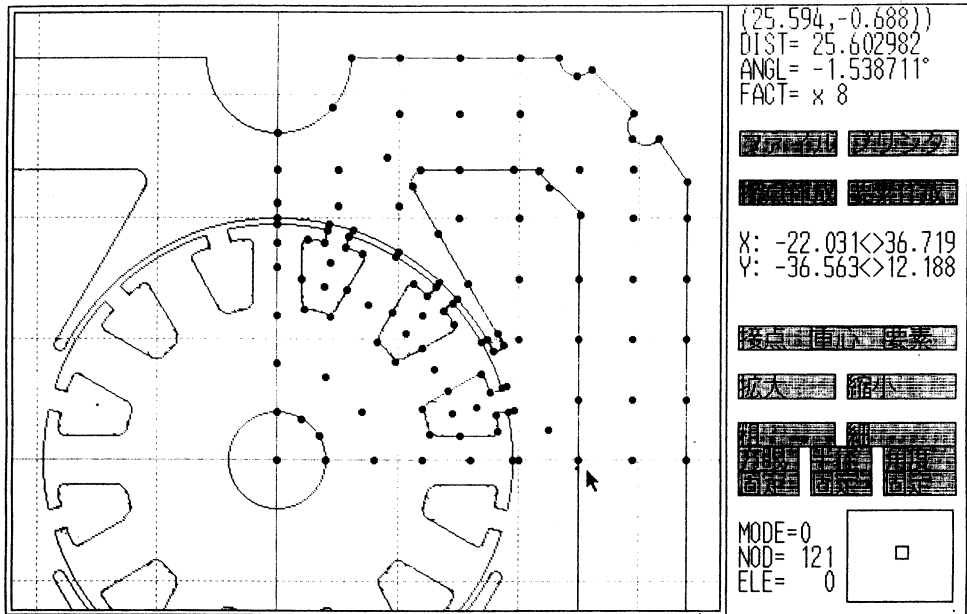


図-2 分割図作成プログラムの表示画面（節点作成時）

図2に示すように、(1)で表示した構造線図上に節点を作成していく事により複雑な形状を持つ物体の分割図も正確に作成できる。直線状に節点を作成したいときは、方眼型目盛り線を表示し、「目盛り線固定」メニューを選択する事により目盛り線からずれた位置を指定していても指定した位置に最も近い目盛り線交点上に節点を作成される。回転機のように円形の境界線が存在するときは同心円型・放射線型の目盛り線を用いる。これらの機能により正確な位置に節点を作成できる。また節点の移動・削除等も行なう事が出来る。

(4) 要素の作成 図3に要素作成段階の表示画面の例を示す。要素作成のメニューを選択し、要素を構成する3つの節点をマウスで順に指定すると、図3の様に指定した3節点を頂点とする一次三角形要素が作成される。要素構成節点は自動的に左回りに並び変えられ記憶される。また要素の削除も行なう事が出来る。

(5) 分割図の複写 回転電気機器など原点对称な物体の場合は節点・要素を第1象現のみに作成しておき、「1/4複写」メニューを選択する事により第2, 第3, 第4象現に対称な分割図が複写される。これにより1/4の労力で分割図が作成できる。

(6) 分割図の出力 必要により、XYプロッターやプリンターへの分割図の出力が可能である。

(7) 分割図の保存 「save」メニューを選択し、ファイル名とコメントを入力すると分割図がファイルに保存される。

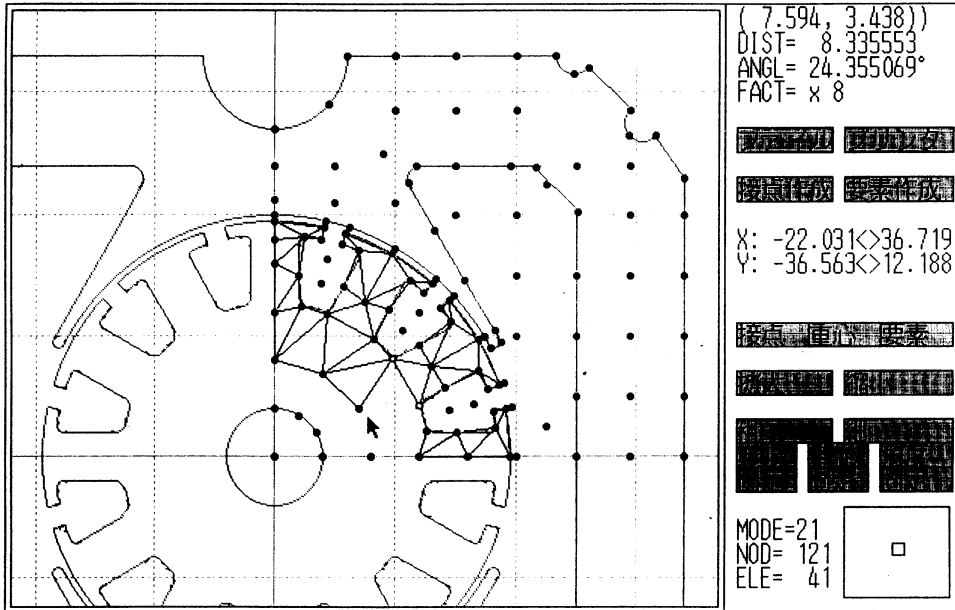


図-3 分割図作成プログラムの表示画面 (要素作成時)

3.2 解析条件入力プログラム

本プログラムでは、3.1で作成した分割図データに既知節点ポテンシャル、要素電流及び要素材料定数の3種の解析条件を付加する。以下、解析条件が付加された分割図データを「条件付きデータ」と呼ぶ。

本プログラムを起動すると、分割図作成プログラムと同様に右半面約1/3にメニューの並んだ画面が表示される。メニューの選択はマウスまたはキー入力によりなされる。メニューの項目一覧を表2に、表示画面の例を図4に示す。解析条件の入手順を以下に示す。

・入力条件選択メニュー

既知節点指定
電流条件指定
エアギャップ指定

・ファイルメニュー

ロード
更新
セーブ

・画面制御メニュー

拡大
縮小

表-2 解析条件入力プログラムのメニュー一覧

(1) 分割図データの読み込み 「load」メニューを選択し、表示されるファイル一覧の中から読み込む分割図データを指定する。解析条件変更の場合は「更新」メニューを選択し、既存の条件付きデータを指定する。

(2) 固定境界条件の入力 入力する条件の種類メニューから「既知節点」を指定する。同じポテンシャル値を持つ既知節点はグループとして取り扱う事が出来るため、必要により、これから指定する既知節点のグループ番号を指定し、そのグループの節点をマウスで指定していく。指定

された節点は赤丸で、別グループの既知節点は図4の内縁や外縁の節点のように緑丸で表示される。リターンキーを押すとグループのポテンシャル値を聞いてくるので入力する。

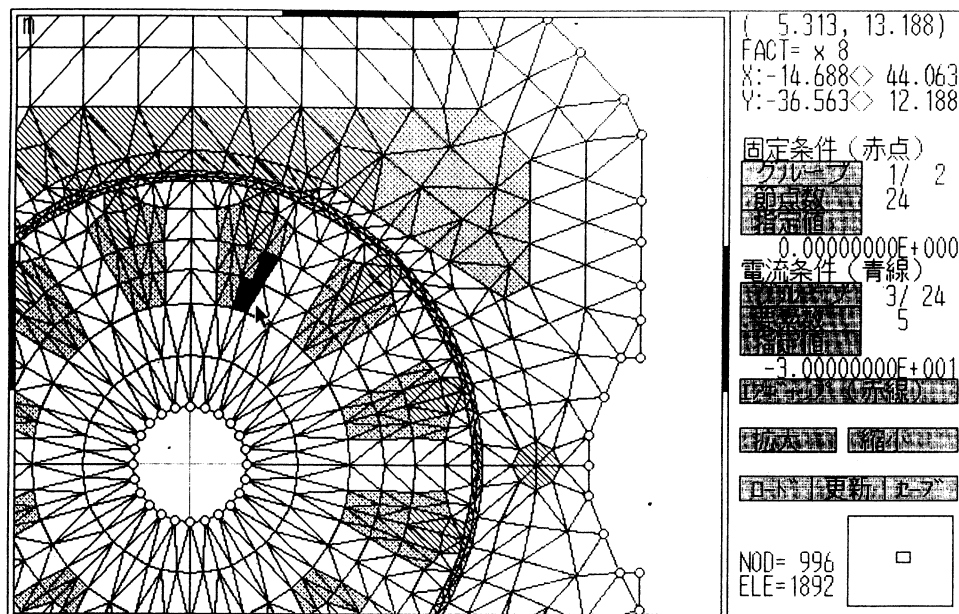


図-4 解析条件入力プログラムの表示画面

(3) 電流条件の入力 入力する条件の種類メニューから「電流条件」を指定する。通電要素は1コイルを構成する要素を1グループとして取り扱う事が出来る為、これから指定する通電要素のグループ番号を指定し、そのグループの要素をマウスで指定していく。指定した要素は図4のように塗りつぶし表示され、別グループの通電要素は青斜線で表示される。リターンキーを押すとアンペアターンが聞かれるので、グループ全体（通常は1コイル当たり）のアンペアターンを入力する。1要素当たりのアンペアターンはFEM解析計算プログラム内で面積配分により計算される。

(4) エアギャップ要素の指定 入力する条件の種類メニューから「エアギャップ」を指定し、マウスによりエアギャップ部分の要素を指定する。指定した要素は赤斜線表示される。

3.3 節点番号最適化プログラム

本プログラムは、連立方程式の全体係数マトリクスのバンド幅を小さくするため、レベルストラクチャーを利用して節点番号の最適化を行う。

プログラムを立ち上げるとファイル一覧が表示されるので、節点番号を最適化したい条件付きデータファイルを選択する。次にレベル1の節点番号（レベルストラクチャーを求める際の起点となる節点の番号で、端の節点を指定すると比較的良好な結果が得られる）とセーブファイル名を

入力すると最適化が行われる。例えば、我々が解析しているモーターでは未知節点862個に対しバンド幅85が得られた。以下3.1, 3.2, 3.3を通して作成されたデータを入力データと呼ぶ。

3.4 FEM解析計算プログラム

本プログラムは3.1, 3.2, 3.3の処理により作成された入力データから、連立一次方程式を作成して解を求め、その結果として得られる節点のポテンシャルと要素の磁束密度の値などを出力する。計算にあたり、計算条件として節点座標に乗ずる縮尺値、線形・非線形解析の選択、誤差判定の有無、繰り返し回数、鉄心の材料定数等を入力する。尚、本プログラムはワークステーション上で実行される。

3.5 解析結果応用プログラム

本プログラムでは、FEM解析計算プログラム用の入力データと解析結果データを用いて種々の後処理を行う。

プログラムを起動すると、分割図作成プログラ

・画面制御メニュー ・解析結果処理メニュー

拡大
縮小
任意倍率
要素指定ジャンプ
節点番号表示
要素番号表示
解析条件表示

解析結果表示
等ポテンシャル線図
磁束密度ベクトル
磁束密度色分け

・その他のメニュー

ロード	分割図ファイル
	分割図+解析条件ファイル
	ポテンシャルファイル
	ポテンシャル+磁束密度ファイル
プロッターへの出力	

表-3 解析結果応用プログラムのメニュー一覧

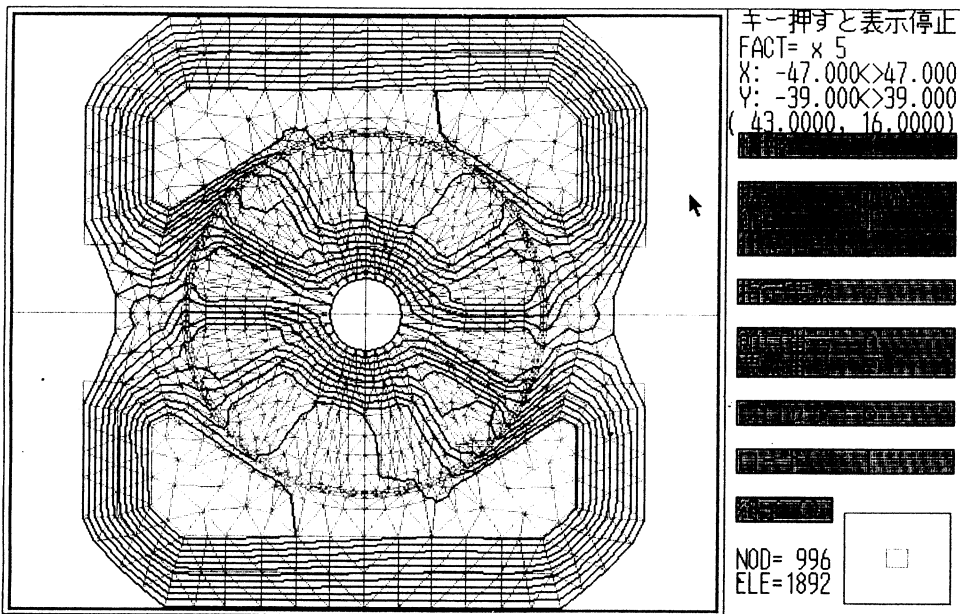


図-5 解析結果応用プログラムの表示画面 (磁束線図表示時)

ムと同様に右半面約1/3にメニューの並んだ画面が表示される。メニューの項目一覧を表3に示す。

そこで、[load]メニューを選択し、3.1、3.2、3.3を通して作成した入力データと、FEM解析計算プログラムの解析結果データを読み込む。分割図が表示され、「解析条件表示」メニューを選択するとエアギャップ要素は青斜線表示で、既知節点は緑丸で、通電要素は赤斜線で表示される。必要により、任意節点のポテンシャル値と要素の磁束密度値の表示、それらの最小値と最大値および平均値の表示、磁束線図表示、磁束密度による色分け表示、磁束密度ベクトル表示、これらの画面のモノクロプリンタによる濃淡印字、分割図のXYプロッターへの出力、任意節点間の磁束鎖交数計算などを行う事が出来る。図5に磁束線図表示の例を示した。

4. 各プログラムの構成

4.1 分割図作成プログラム (CHART)

分割図作成プログラムは、マウスやキー入力があると、マウス位置や入力キーに応じたサブルーチンが呼ばれる構造になっている。図6の様に、節点の座標はdouble型の配列として定義されており、精度は15桁である。作成する節点の位置は、マウスにより指定するためCRT画面上で640×400

```
struct xy {
    double x
    double y
} NOD[i]
int ELE[i][j]
int NODNUM
int ELENUM
```

xおよびy座標に対応する2つのdouble型のメンバを持つ構造体。
節点iの座標
要素iのj番目の構成節点の番号
全節点数
全要素数

図-6 分割図データの内部形式

の解像度しかない。従って正確な分割図を作成するには表示画面を拡大した状態で座標指定を行うか、さきに述べた目盛り線固定機能により指定座標値を目盛り線上に変換する必要がある。要素構成節点番号はint型の配列として定義されている。要素および節点数の上限はメモリ上の制限から2000節点、2000要素程度である。節点座標をfloat型に変更したり、OS2などのOSを用いれば、これ以上のデータを作成する事も可能である。

4.2 解析条件入力プログラム (CONDI)

条件入力プログラムは、マウスやキー入力があると、マウス位置や入力キーに応じたサブルーチンが呼ばれる構造になっている。既知節点、要素電流、要素材料の3種類の解析条件はそれぞれいくつかのグループに分けて指定する。節点及び要素構成節点番号はプログラム

```
int TERMGN[m]
int NTERM[m][g]
int TERMG[m][n]
double TERN[m][g]
```

条件の種類mにおける全グループ数
条件の種類mにおいて、グループgに属する節点(要素)の総数
条件の種類mにおいて、節点(要素)nが属するグループの番号
条件の種類mにおいて、グループgに設定されている条件値
(m=1:既知節点、m=2:通電要素、m=3:要素材料)

図-7 解析条件入力プログラムにおける解析条件データの内部形式

CHARTと同じ形式で記憶され、既知節点・要素の電流・要素の材料種類は図7のようにint型の配列とdouble型の配列を用いてグループ毎に記憶される。

4.3 節点番号最適化プログラム (NUM)

節点番号最適化プログラムは、レベルストラクチャーによりバンド幅が小さくなるように節点番号を最適化する。レベル1の節点番号(起点となる節点の番号)を入力し、その節点の隣接節点をレベル2の節点とする。更にレベル2の各節点の隣接節点をレベル3とし、以下全ての節点のレベルを求める。レベル1の節点から順に番号をつけてゆけばバンド幅が小さくなるように節点番号を最適化する事が出来る。

4.4 解析結果応用プログラム (OUT)

解析結果出力プログラムは、マウスやキー入力があると、マウス位置や入力キーに応じたサブルーチンが呼ばれる構造になっている。FEM解析計算プログラム用の入力データと解析結果データを読み込み各種の処理を行う。節点座標および要素構成節点はCHARTと同じ形式で記憶され、解析条件は図-8のように、int型の配列を用いて指定された節点と要素番号が記憶される。

```
int DIRI [n]  節点nの属する既知節点グループの番号
int CURR [n]  要素nの属する通電要素グループの番号
int AIR [n]   要素nの材料を示す数値(空気= 1, 鉄=-1)
```

図-8 解析結果応用プログラムにおける
解析条件データの内部形式

5. データファイルの書式

5.1 解析計算プログラム用入力データの書式

プリ処理プログラム(CHARTからNUM)を通して作成されたFEM解析計算プログラム用の入力データはMS-DOSのテキスト形式のデータで一般のエディタでの編集が可能である。データの1行目はコメント行である。既知節点は混乱を防ぐためにいくつかのブロックに分けて記述する。通電要素は通常1コイルを1グループとして記述し、グループ全体のアンペアターンを記述する。1要素当たりのアンペアターンはFEM解析計算プログラム内でグループ内の各要素の面積から算出される。入力データの一例を図9に示す。

5.2 解析結果データの書式

FEM解析計算プログラム(CULC)の出力データもMS-DOSのテキスト形式のデータである。1行目はコメント文であり、その後に計算に用いた磁化特性曲線の種類が付加される。全節点のポテンシャル値の後に入力ファイル名、演算時間、鉄心の材料定数、計算に用いるポテンシャル修正値(増分 δA)の最大値(最大誤差)が出力される。また、指定により全要素の磁束密度、磁気抵抗率、全節点のポテンシャル修正値(増分 δA)が出力される。出力データの一例を図10に示す。

```

#サンプルデータ
00010 00009
      3 8 6 2 6 5 3 6 2
      4 3 2 1 2 5 7 1 5
      9 2 1 4 2 9 9 10 4
      ←コメント
      ←総節点数, 総要素数
      ←各要素の構成節点
      要素1は節点3, 8, 6
      を頂点とする要素である。

-4.750000 -7.500000 4.500000 8.250000 ←各節点の座標
16.500000 18.000000 18.500000 6.750000
-14.000000 8.500000 -5.000000 20.250000
-22.500000 -6.500000 6.500000 31.250000
15.750000 -9.250000 30.750000 -10.250000

00002 ←既知節点の総グループ数
00004 0.000000e+000 ←グループ1の節点数, ポテンシャル値
      5 6 7 8 ←グループ1に属する節点の番号
00002 3.000000e+000 ←グループ2
      9 10 ←グループ2

00002 ←通電要素の総グループ数
00003 2.000000e+000 ←グループ1の要素数, アンペアターン値
      1 2 3 ←グループ1に属する要素の番号
00002 -2.000000e+000 ←グループ2
      8 9 ←グループ2

00001 ←形式的な値で必ず1が書き込まれる。
00003 1.000000e+000 ←エアギャップ要素の要素数, 1は形式的な値
      1 2 3 ←エアギャップ部分の要素番号
    
```

図-9 入力データの一例

```

#サンプルデータ.. [CULC4-1].. 35H440近似 ←コメント及び磁気特性近似種類
1.21697549177e+000 1.50818628401e+000 2.03086109146e+000 ←各節点の
2.18412492581e+000 0.00000000000e+000 0.00000000000e+000 ポテンシャル
0.00000000000e+000 0.00000000000e+000 3.00000000000e+000 の値
3.00000000000e+000

-8.90134446947e+001 -8.51432949254e+001 ←各要素の
-6.18030577396e+001 -8.06873253823e+001 磁束密度値
-5.54987827567e+001 -8.86506453608e+001 (x, y成分)
-5.13771129407e+000 -4.77322910474e+001
-2.91585732138e+001 -8.11284670651e+001
-3.76498332305e+001 -6.64408821714e+001
-3.10372437539e+001 -8.43272844711e+001
-5.82186840804e+001 -4.20450439632e+001
-5.04145257088e+001 3.36096838059e+000

----- 計算結果 ( CULC4-1 1992.3/18 ) ----- ←その他の情報
load-file [h:%sample.opt] :縮尺 = 0.001
(サンプルデータ)
TIME=1 [sec] / cul 5 times
ERROR CHECK = ON ( 3.103624e-016 < 1.000000e-010 )
ERROR [ 1]=1.730427e+000
ERROR [ 2]=3.142107e-001
ERROR [ 3]=3.127578e-003
ERROR [ 4]=2.111383e-010
ERROR [ 5]=3.103624e-016
    
```

図-10 出力データの一例

6. あとがき

大型コンピューターやワークステーション上で動作するプリ／ポスト処理を含む有限要素法解析プログラムは存在するが、これを研究室レベルで使用するのには難しい。筆者らはシステム環境としてパソコンを使用する事により、グラフィック画面やプロッター等の外部機器を活用しうるプログラムの作成を容易に行うことが出来た。これらのプログラムにより、特に入力データ作成段階で、分割図や入力した解析条件を視覚的に確認しながら作業を行う事ができ、信頼性の高いデータを飛躍的な速さで作成・変更できる様になった。また計算部分に限りワークステーションを使用する事により、演算時間やデータ転送を含め全体として十分実用的なシステムを構築する事ができ、作業能率が大幅に向上した。回転電気機器以外の解析に於いても、プリ／ポスト処理システムの構築をパソコン上で行う事により、少ない労力でシステムを作成し、作業の大幅な能率化、簡便化が図れると思われる。また、要素分割数が600程度の場合、あるいはOS2等を使用するならばパーソナル・コンピューター上で行列計算を含めた全処理を行える様になり、試算的な解析利用や教育用への利用が可能になるとと思われる。

CHARACTERISTICS IN AN RF SUPERCONDUCTING QUANTUM INTERFERENCE DEVICE AS A FUNCTION OF APPLIED MAGNETIC FLUX : SYSTEMATIC CALCULATIONS I

Tsuyoshi AOCHI, Shuji EBISU and Shoichi NAGATA

Abstract

There has been a lot of discussion of characteristics in superconducting quantum interference device (SQUID). However, much less information is available on systematic calculations of these behavior. In this report, we describe various features in a superconducting ring having one Josephson junction. Systematic computer calculations of static behavior of the \mathcal{rf} - SQUID have been carried out. The characteristic features depend strongly on a parameter $\beta = (2\pi LI_0) / \Phi_0$, where I_0 is a critical current of the junction, L is a self - inductance of the ring and Φ_0 is the flux quantum. In the regime $\beta > 1$, the quantum states are discrete and the transitions between the quantum states are irreversible. The present work is focused on the correspondence between energy of the system and the characteristics in the \mathcal{rf} - SQUID over the range of $\beta = 0.20$ to 2π . The results of the calculations are shown in the following No. 2 paper.

1. Introduction

The superconducting quantum interference device (SQUID) is originated from the epoch - making theoretical prediction of the Cooper pairs tunneling between two superconductors.¹⁾ We will describe here the details of the physical bases and the numerical calculations for the SQUID.

The SQUID has been investigated from various viewpoints and by various kinds of experimental techniques since the first observation by Jaklevic et al. in 1964.²⁻⁴⁾ These subjects represent some of the purest and most fundamental aspects of the superconductivity.⁵⁻⁹⁾

However, much less information is available on systematic calculations of the characteristics of the SQUID. The present work is concerned with systematic computer calculations of the static behavior of the \mathcal{rf} - SQUID, which contains one ideal Josephson junction in the superconducting ring.

The SQUIDs are based on the two physical pillars. The first is fluxoid quantization and the second is Josephson effect. Figure 1 shows a superconducting ring with a single Josephson weak link. We shall make the simplification that the ideal Josephson junction area is small enough for the current density to be uniform, and that it never contains a significant fraction of a flux quantum. The internal magnetic flux Φ passing through the ring includes the magnetic flux LI_s gener-

ated by the current I_s circulating in the ring, where L is the self – inductance of the ring. As shown in Fig. 1, the internal flux Φ threading the ring is then related to the applied flux Φ_x by

$$\Phi = \Phi_x - LI_s,$$

where Φ_x is the applied flux intercepted by the ring, and LI_s is the screening flux generated by the induced supercurrent.

In the present paper, many physical quantities have been calculated as a function of applied magnetic flux Φ_x . Their behavior depends on the dimensionless parameter $\beta = (2\pi LI_0) / \Phi_0$, where I_0 is the critical current of the junction and Φ_0 is the flux quantum. For $\beta < 1$, Φ is a single – valued function of Φ_x , whereas in the regime $\beta > 1$, it is three – valued around half integer values of Φ_x . Then hysteresis appears, for transitions in increasing and decreasing field occur at different Φ_x values. Namely the quantum states are discrete and the transitions between

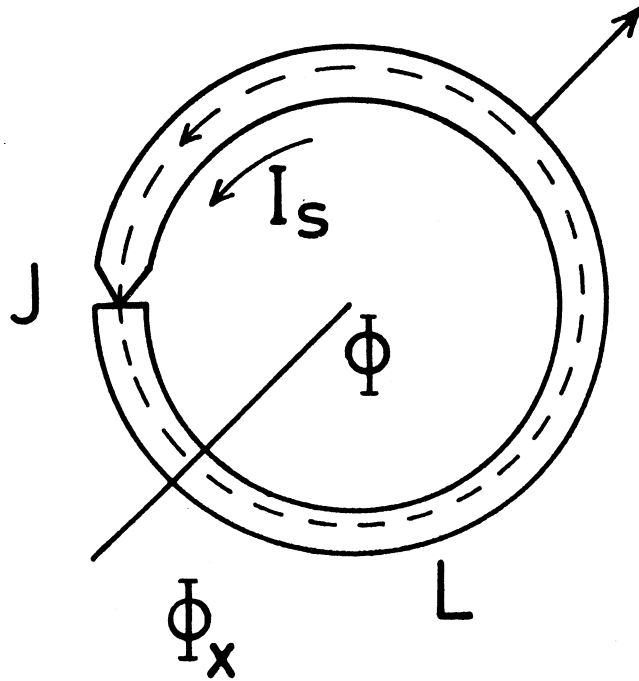


Fig. 1 Superconducting ring with a ideal Josephson junction denoted by J . The contour used for integration is shown by the broken line. Internal magnetic flux Φ , circulating current I_s , self – inductance L and applied magnetic flux Φ_x are related by $\Phi = \Phi_x - LI_s$. Typical values are $L = 5\text{nH}$, and $I_0 = 1\ \mu\text{A}$. The junction resistance in the normal state is $R = 10\ \Omega$, and the diameter of the ring is about 2mm.

the quantum states are irreversible.

Most practical rf – SQUIDs have typical values of $L \sim 5 \times 10^{-10}$ H, $I_0 \sim 1 \times 10^{-6}$ A ; hence the magnitude of β is about 1.50. Our numerical calculations have been carried out for values of β from 0.20 to 2π .

We emphasize the correspondence between the energy of the ring and the various characteristics in the rf – SQUID. For $\beta > 1$, when the applied magnetic flux Φ_x is increased, the potential energy barrier preventing transition from the initial fluxoid quantum state to an adjacent one decreases. Actually, the transition occurs as the energy barrier vanishes at a critical value of Φ_x .

In section 2 the fluxoid quantization, the Josephson tunneling and the energy of the system are briefly reviewed in order to recall their physical meaning and to define physical quantities for the following discussion.

2. Basic Equations

2.1 Fluxoid quantization

2.1.1 Bohr – Sommerfeld quantum condition

A closed line integral of the canonical momentum along a path in a superconducting ring can be derived in the presence of a magnetic field. Then the Bohr – Sommerfeld quantum condition gives the fluxoid quantization, as follows :

$$\oint \mathbf{p} \cdot d\mathbf{l} = nh,$$

$$\mathbf{p} = m^* \mathbf{v} + e^* \mathbf{A} \quad (e^* < 0),$$

where \mathbf{p} is the canonical momentum of a Cooper pair ($m^* = 2m$, $e^* = 2e$), \mathbf{A} is the vector potential and n is an integer. If the superconducting ring is sufficiently thick in comparison to the penetration depth then the contribution $\int m^* \mathbf{v} \cdot d\mathbf{l}$ for the supercurrent vanishes except in the Josephson junction. The dashed line in Fig. 1 represents the integration path. Hence the integral can be written as

$$(1/e^*) \oint \mathbf{p} \cdot d\mathbf{l} = [m^*/(\rho^* e^{*2})] \int_{\text{junction}} \mathbf{j} \cdot d\mathbf{l} + \int_{\text{surface}} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S},$$

which is equal to $n(h/e^*) = n(h/2e) = n\Phi_0$. Here \mathbf{j} is the current density given by $(\rho^* e^* \mathbf{v})$, ρ^* being the number of the Cooper pair per unit volume. The enclosed flux will be called internal magnetic flux and denoted by Φ and the flux quantum is defined to be $\Phi_0 (= h/2e)$.

For simplicity we assume that the Josephson junction is sufficiently small in area. Hence we in-

produce a following definition of phase difference across the junction θ :

$$\begin{aligned}\theta &\equiv - [m^* / (e^* \rho^* \hbar)] \int_{\text{junction}} j \cdot dl, \\ &= 2\pi [\Phi / \Phi_0 + n].\end{aligned}$$

The minus sign indicates that the direction of current j is opposite to that of the increase in Φ , as can be seen in Fig. 1.

2.1.2 Ginzburg – Landau viewpoint

The order parameter is a complex quantity as

$$\Psi = |\Psi(x, y, z)| \exp[i\phi(x, y, z)],$$

where the amplitude is $|\Psi(x, y, z)| = \sqrt{\rho^*}$ and $\phi(x, y, z)$ is the phase. A relationship between the current density flowing in the superconductor and the order parameter in the presence of a magnetic field is given by⁵⁾

$$j = [e^* \hbar / (2m^* i)] \{ \Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^* \} - (e^{*2} / m^*) A |\Psi|^2.$$

Substituting Ψ into this equation, we get

$$\nabla \phi = (e^* / \hbar) A + [m^* / (e^* \rho^* \hbar)] j.$$

From the viewpoint of GL theory, the fluxoid quantization is based on the existence of a single – valued complex superconducting order parameter Ψ . This requires that the phase $\phi(x, y, z)$ must change by an integral multiple of 2π when a complete close circuit has been covered.

$$\begin{aligned}2\pi n &= (e^* / \hbar) \int_{\text{surface}} B \cdot dS + [m^* / (e^* \rho^* \hbar)] \int_{\text{junction}} j \cdot dl, \\ &= (e^* / \hbar) \int_{\text{surface}} B \cdot dS + \theta.\end{aligned}$$

Then, the value of the phase difference θ and defined by

$$\begin{aligned}\theta &\equiv - [m^* / (e^* \rho^* \hbar)] \int_{\text{junction}} j \cdot dl, \\ &= 2\pi [\Phi / \Phi_0 + n].\end{aligned}$$

2.2 Josephson current

The superconducting current I across the junction shown in Fig. 1 depends on the phase differ-

ence θ as¹⁰⁾

$$I = I_0 \sin \{ \theta (0) + e^* Vt / \hbar \}$$

where I_0 is the maximum zero – voltage current that can be passed by the junction and V is a constant dc bias voltage. With no bias voltage (the dc Josephson effect) a dc current will flow across the junction with a value between I_0 and $-I_0$ according to the value of the phase difference θ . This phase difference θ adjusts to the current I , according to the above Josephson relation. If a current greater than I_0 is passed through the junction, a voltage appears across it.

2.3 Energy of the system

If the current through the junction is varying with time, the phase difference θ must also be changing with time, and it can be shown that a voltage V is developed across it. This voltage is related to the time rate of θ by¹⁰⁾

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{2e}{\hbar} V.$$

Consider a junction through which a constant current I_s is flowing, the current having been raised from zero to this value over a time t . During the time the current is increasing, the rate of change of current dI / dt corresponds to a voltage V across the junction. Therefore, power IV is being delivered to it and work, $dE_J = IVdt$, is performed in setting up the current and the consequent phase difference. The value of dE_J is the increase in energy of the junction due to the passage of a current through it and dE_J is given by¹⁰⁾

$$\begin{aligned} dE_J &= IVdt, \\ &= (I_0\hbar) / (2e) \sin \theta \frac{d\theta}{dt} dt. \end{aligned}$$

Then, we obtain the junction coupling energy E_J which depends on the phase difference, as

$$\begin{aligned} E_J &= (I_0\hbar) / (2e) [1 - \cos \theta], \\ &\equiv - E_0 \cos \theta + \text{constant}. \end{aligned}$$

Provided E_J is large compared with the thermal fluctuation energy $k_B T$, phase coherence extends across the barrier and a supercurrent can be passed through up to the critical current I_0 .

On the other hand if the current I goes through the superconducting ring, the magnetic energy of the current flowing in the inductance L is $(1 / 2) LI^2$. The energy of the system of the supercon-

ducting ring is then expressed by two terms,¹¹⁾

$$\begin{aligned}
 U &= \frac{1}{2} L I_s^2 - E_0 \cos \theta, \\
 &= \left(\frac{1}{2L} \right) (\Phi - \Phi_x)^2 - E_0 \cos \left(\frac{2\pi \Phi}{\Phi_0} \right),
 \end{aligned}$$

where the first term is the magnetic energy E_m associated with a current and the second is the junction coupling energy E_J . Here the electro-static Coulomb energy associated with any difference in charge density between the two sides of the barrier is neglected. The extra amount of constant energy is also assumed to be zero.

2.4 Basic equations

The basic equations are summarized and are described below. The main characteristics of the rf – SQUID are the behaviors of the internal flux Φ and of the screening circulating current I_s as a function of the external flux Φ_x . They are derived from the next equations,

$$\Phi = \Phi_x - L I_s, \quad (1)$$

$$\theta = 2\pi [\Phi / \Phi_0 + n], \quad (2)$$

$$I_s = I_0 \sin \theta. \quad (3)$$

Equations (1), (2) and (3) are linked equations for the three unknown quantities Φ , I_s and θ in terms of the applied flux Φ_x . Here we introduce dimensionless parameter β , defined as

$$\beta = (2\pi L I_0) / \Phi_0, \quad (4)$$

where β depends on the value of $L I_0$. The limiting forms of the equations are $\Phi = \Phi_x$ for $L I_0 = 0$, which corresponds to an open ring, and complete flux quantization $\Phi = n \Phi_0$ for $L I_0 \gg \Phi_0$, which corresponds to a closed ring with no weak link. Making the substitution of eqs. (2) and (3) into eq. (1), we get a next relation,

$$\Phi = \Phi_x - L I_0 \sin (2\pi \Phi / \Phi_0). \quad (5)$$

Substituting eqs. (1) and (2) into eq. (3) gives

$$I_s = I_0 \sin (2\pi \Phi / \Phi_0). \quad (6)$$

For the ring with a junction the energy of the system is given by

$$U = \left(\frac{1}{2L}\right) (\Phi - \Phi_x)^2 - E_0 \cos\left(\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}\right). \quad (7)$$

3. Numerical Computer Calculations for the Characteristics in *rf*– SQUID

3.1 The system energy $U(\Phi, \Phi_x)$

The system energy U , normalized by $(\Phi_0^2 / 2L)$, is written as

$$U / (\Phi_0^2 / 2L) = (\Phi / \Phi_0 - \Phi_x / \Phi_0)^2 - \beta / (2\pi^2) \cos(2\pi\Phi / \Phi_0). \quad (8)$$

The energy $U(\Phi, \Phi_x)$ of the system given by eq. (8) is calculated. Figures 2 to 11 show the results of $U(\Phi, \Phi_x)$ for various values of parameter β . Using partial derivative of $U(\Phi, \Phi_x)$ with respect to Φ , the condition at the local minimums of $U(\Phi, \Phi_x)$ is

$$\frac{\partial U(\Phi, \Phi_x)}{\partial \Phi} = 0, \quad (9)$$

which leads to the next equation :

$$\Phi = \Phi_x - LI_0 \sin\left(\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}\right). \quad (10)$$

This is exactly the same equation to eq. (5). We can get the following relation :

$$\frac{d\Phi}{d\Phi_x} = \frac{1}{1 + \beta \cos(2\pi\Phi / \Phi_0)}. \quad (11)$$

For $\beta < 1$, the denominator of eq. (11) has always positive value and then there are no portions of the curve with negative slope in Φ . Therefore, Φ is a single – valued function. As a result, the ring has only one stable state whose Φ value is obtained by eq. (10) for any value of Φ_x . On the other hand, for $\beta > 1$, Φ in eq. (10) is three – valued for some parts of the range Φ_x . Then meta-stable states can exist. Consequently, hysteresis can occur since the transitions in increasing and decreasing flux occur at different Φ_{xc} .

For an example, let explain the behavior of the hysteresis in Fig. 9 in the case of $\beta = 1.50$. Figure 9 shows the behavior in the low energy portion of U for $\beta = 1.50$ in greater detail. There are two specific inflection points at $\Phi / \Phi_0 = 0.366$ and 0.634 in Fig. 9. When increasing the external flux Φ_x , the transition occurs at $\Phi_{xc} / \Phi_0 = 0.544$, whereas it takes place at $\Phi_{xc} / \Phi_0 = 0.456$ when decreasing the flux. Up to flux Φ_{xc} the system is maintained in the lower flux side of the potential valley by the central barrier, even if it is in the unstable equilibrium state (see $\Phi_x = 0.52$ in Fig. 9). Finally the barrier vanishes at Φ_{xc} and the transition takes place. During the back process the system change occurs in the inverse order.

The behavior of the system can be understood by considering its trajectory. The essential feature is that the external flux jumps from an initial fluxoid quantum state to the next fluxoid state.

3.2 The junction coupling energy E_J vs. external flux Φ_x

The junction coupling energy is

$$E_J = -E_0 \cos(2\pi \Phi / \Phi_0). \quad (12)$$

Using the expressions of E_0 and β , we get the normalized form of E_J

$$E_J / (\Phi_0^2 / 2L) = -[\beta / (2\pi^2)] \cos(2\pi \Phi / \Phi_0). \quad (13)$$

Figures 12 to 17 display the E_J vs. Φ_x for the following values of parameter β : 0.20, 0.50, 1.00, 1.50, 3.00 and 2π . The derivative of E_J with respect to Φ_x becomes

$$\frac{dE_J}{d\Phi_x} = \frac{I_0 \sin(2\pi \Phi / \Phi_0)}{1 + \beta \cos(2\pi \Phi / \Phi_0)}. \quad (14)$$

For $\beta > 1$, if $\cos \theta = -1 / \beta$, the denominator of eq. (14) goes to zero, leading to an infinite slope of E_J at Φ_{xc} . Φ_{xc} is given by the next two equations :

$$\Phi_{xc} / \Phi_0 = \Phi / \Phi_0 \pm (\beta / 2\pi) (1 - \beta^{-2})^{1/2}, \quad (15)$$

$$\Phi / \Phi_0 = (1 / 2\pi) \cos^{-1}(-1 / \beta). \quad (16)$$

As an example, in the case $\beta = 1.50$, we get two values of Φ_{xc} / Φ_0 , namely 0.544 and 0.456, in the range $0 < \Phi / \Phi_0 < 1$. These critical values are exactly the same as those obtained from the analysis of the system energy U , as explained previously. That is, hysteresis occurs since the transitions in increasing and decreasing flux takes place at different Φ_x values. These critical values Φ_{xc} correspond to the position at which the slope of E_J takes infinite value.

3.3 The magnetic energy E_m vs. external flux Φ_x

The magnetic energy of the ring is

$$E_m = \left(\frac{1}{2L}\right) (\Phi - \Phi_x)^2. \quad (17)$$

The normalized form is

$$E_m / (\Phi_0^2 / 2L) = [\beta / (2\pi)]^2 \sin^2(2\pi \Phi / \Phi_0). \quad (18)$$

Figures 12 to 17 show the E_m vs. Φ_x behavior with parameter β from 0.20 to 2π .

The derivative of E_m with respect to Φ_x becomes

$$\frac{dE_m}{d\Phi_x} = \frac{(\beta / L)(\Phi_x - \Phi) \cos(2\pi \Phi / \Phi_0)}{1 + \beta \cos(2\pi \Phi / \Phi_0)}. \quad (19)$$

For $\beta > 1$, if $\cos \theta = -1 / \beta$, the denominator of eq. (19) goes to zero, leading to an infinite slope of E_m at Φ_{xc} . The value of Φ_{xc} is the same as obtained by eqs. (15) and (16).

Hysteresis occurs when the transitions in increasing and decreasing flux take place at different Φ_x values. These critical value Φ_{xc} corresponds to the position at which the slope of E_m gives infinite value.

The total energy U , which is normalized, is also shown in Figs. 12 to 17. The value of U in these figures corresponds to the maximum or minimum value in Figs 6 to 11

3.4 E_J , E_m vs. phase difference θ

The junction coupling energy E_J , the magnetic energy E_m and the system energy U are expressed as a function of the phase difference θ as follows :

$$E_J / (\Phi_0^2 / 2L) = - [\beta / (2\pi^2)] \cos \theta, \quad (20)$$

$$E_m / (\Phi_0^2 / 2L) = [\beta / (2\pi)]^2 \sin^2 \theta, \quad (21)$$

$$U / (\Phi_0^2 / 2L) = - [\beta / (2\pi^2)] \cos \theta + [\beta / (2\pi)]^2 \sin^2 \theta, \quad (22)$$

$$= - [\beta / (2\pi^2)] \cos(2\pi \Phi / \Phi_0) + [\beta / (2\pi)]^2 \sin^2(2\pi \Phi / \Phi_0). \quad (23)$$

Equation (23) can be also obtained by making a substitution of eq. (10) into eq. (8). Consequently the physical meaning of eqs. (22) and (23) is that the minimum, the maximum, local minimum or local maximum energies of the superconducting ring are given by eqs. (22) or (23). Figures 18 to 23 show the behavior of these functions for several values of β .

The derivative U with respect to θ gives

$$d[U / (\Phi_0^2 / 2L)] / d\theta = [\beta / (2\pi^2)] \sin \theta [1 + \beta \cos \theta]. \quad (24)$$

When $\beta < 1$, the superconducting ring has a minimum energy at $\theta = 0$ and a maximum energy at $\theta = \pi$. On the other hand, when $\beta > 1$, the system has a minimum energy at $\theta = 0$ and a maximum energy at $\theta = \cos^{-1}(-1 / \beta)$.

3.5 Internal flux Φ vs. external flux Φ_x

In Fig. 24 to 29, results of calculations for Φ versus Φ_x relation are shown. These behavior depends on the dimensionless parameter $\beta = (2\pi LI_0) / \Phi_0$. Taking the derivatives of Φ with re-

spect to Φ_x , we can get the following relations using eqs. (5) or (10) :

$$\frac{d\Phi}{d\Phi_x} = \frac{1}{1 + \beta \cos(2\pi\Phi/\Phi_0)}. \quad (25)$$

For $\beta < 1$, the denominator of eq. (25) is always positive and then, there are no portions of the curve with negative Φ vs. Φ_x slope. Namely, the value of Φ increases monotonically as a function of Φ_x . Therefore, Φ is a single-valued function of Φ_x . The slope of Φ is maximum at $\Phi_x/\Phi_0 = 1/2$. On the contrary, for $\beta > 1$, the Φ vs. Φ_x curves have regions of negative slope. The portions with negative slope in these curves are unstable. This point has been already discussed from the viewpoint of the system energy U . Namely the quantum states are discrete and the transitions between the quantum states are irreversible. Consequently, hysteresis exists when the transitions in increasing and decreasing field occur at different Φ_x values.

For $\beta > 1$, if $\cos\theta = -1/\beta$, the denominator of eq. (25) goes to zero leading to an infinite slope of Φ vs. Φ_x at Φ_{xc} . These values Φ_{xc} are given by the two equations (15) and (16). As an example, in the case $\beta = 1.50$, values 0.544 and 0.456 for Φ_{xc}/Φ_0 correspond to the critical positions of the transitions when Φ_x increases or decreases in a range of $0 < \Phi_x/\Phi_0 < 1$, respectively. These critical values are exactly the same as those obtained from the analysis for the system energy U .

When increasing β , the flux ranges of successive hysteresis path overlaps partly as can be seen in Fig. 29. The critical value of β leading to overlap of the hysteresis path is given by the criterion that the critical external flux Φ_{xc} of the one fluxoid quantum state reaches zero in the decreasing flux process. Then the critical value of β_0 is deduced by the two eqs. (15) and (16), which give the next equation.

$$(1/2\pi) \cos^{-1}(-1/\beta_0) = (\beta_0/2\pi)(1 - \beta_0^{-2})^{1/2}. \quad (26)$$

We can obtain the critical value of β_0 by numerical calculation,

$$\beta_0 = 4.6033. \quad (27)$$

3.6 Induced flux LI_s vs. external flux Φ_x

In Fig. 24 to 29, results of calculations of LI_s versus Φ_x are shown. The numerical calculations have been made by using eq. (1). The calculated curves depend on the dimensionless parameter β . In these figures the positive or negative sign of LI_s correspond to the current direction in the ring. By considering eq. (1), the value of LI_s is obtained by subtracting the value of Φ from the diagonal line in the Φ vs. Φ_x relation. Hence the criterion for hysteresis is derived in

the same way as for the Φ vs. Φ_x curves. For $\beta < 1$, I_s is a single – valued functions of Φ_x , whereas for $\beta > 1$, I_s is three – valued in some parts of the Φ_x range. Hysteresis appears since the transitions in increasing and decreasing flux occur at different Φ_x values. The critical value Φ_{xc} corresponds to the position at which the slope of I_s becomes infinite. These values of Φ_{xc} are exactly the same as those obtained by the analysis of the system energy U as well as the case of Φ vs. Φ_x .

It should be noticed that the transition does not take place at the maximum value I_0 but at the value I_{sc} given by

$$I_{sc} = I_0(1 - \beta^{-2})^{1/2} \quad (\beta > 1). \quad (28)$$

For $\beta = 1.50$, the critical value of the current I_{sc} is $0.745I_0$. In addition, the screening current has the form $I_0 \sin(2\pi\Phi / \Phi_0)$. Then the maximum current appears always at $\Phi / \Phi_0 = 1/4$.

3.7 Phase difference θ vs. external flux Φ_x

In Figs. 30 to 35, the values of the phase difference θ across the junction as a function of external flux Φ_x are shown. Taking the derivatives of θ with respect to Φ_x , we obtain

$$\frac{d\theta}{d\Phi_x} = \frac{(2\pi / \Phi_0)}{1 + \beta \cos(2\pi\Phi / \Phi_0)}. \quad (29)$$

For $\beta < 1$, the denominator of eq. (29) is always positive and there are no portions of the θ vs. Φ_x curves with negative slope. Therefore, θ is a single – valued functions of Φ_x . Instead, for $\beta > 1$, θ is multi – valued for some parts of the Φ_x range. Hysteresis appears since the transitions in increasing and decreasing flux occur at different Φ_x values. These critical values Φ_{xc} correspond to the position at which the slope of θ takes an infinite value.

3.8 Fluxoid vs. external flux Φ_x

In Figs. 30 to 35, results of the absolute value of $|\text{fluxoid} / \Phi_0|$ are shown as a function of Φ_x . The applied flux Φ_x is able to drive the transition from one fluxoid quantum state to another successive quantum state. From eq. (2), $|\text{fluxoid} / \Phi_0|$ is integer n which is expressed as

$$|\text{fluxoid} / \Phi_0| = n = (\theta / 2\pi) - (\Phi / \Phi_0). \quad (30)$$

The derivative of n is

$$\begin{aligned} \frac{dn}{d\Phi_x} &= (1 / 2\pi) \frac{d\theta}{d\Phi_x} - (1 / \Phi_0) \frac{d\Phi}{d\Phi_x}, \\ &= \frac{1}{1 + \beta \cos(2\pi\Phi / \Phi_0)} [(1 / \Phi_0) - (1 / \Phi_0)]. \end{aligned} \quad (31)$$

The derivative can have a non zero value only if $\cos \theta = -1 / \beta$, which corresponds to the transitions between two fluxoid quantum states. These critical values have also the same magnitudes as those given by the analysis of the system energy U . The derivative of eq. (31) is zero if $\cos \theta \neq -1 / \beta$, which means for n to be constant.

For $\beta < 1$, the fluxoid can change at $\Phi_x / \Phi_0 = 1 / 2$: the system energy reaches its maximum value corresponding to $\theta = \pi$ and one flux quantum can enter into the ring.

References

- 1) B. D. Josephson : Phys. Lett. *1*, (1962) 251.
- 2) R. C. Jaklevic, J. Lambe, A. H. Silver and J. E. Mercereau : Phys. Rev. Lett. *12*, (1964) 159.
- 3) A. H. Silver and J. E. Zimmerman : Phys. Rev. *157*, (1967) 317.
- 4) J. E. Zimmerman P. Thiene and J. T. Harding : J. Appl. Phys. *41*, (1970) 1572.
- 5) L. Solymar : *Superconductive Tunnelling and Applications* (Chapman and Hall, London 1972) p. 217.
- 6) M. Tinkham : *Introduction to Superconductivity* (McGraw – Hill, 1975) p. 192.
- 7) T. Van Duzer and C. W. Turner : *Principles of Superconductive Devices and Circuits* (Elsevier, New York, Oxford, 1981) p. 165.
- 8) A. Barone and G. Paterno : *Physics and Applications of the Josephson Effect* (John Wiley & Sons, 1982) p. 383.
- 9) E. Burstein and S. Lundqvist : *Tunneling Phenomena in Solids* (Plenum Press, New York, 1969) p. 477.
- 10) B. D. Josephson : Adv. Phys. *14*, (1965) 419.
- 11) A. M. Goldman, P. J. Kreisman and D. J. Scalapino : Phys. Rev. Lett. *15*, (1965) 495.

Figure Captions

Figures of the numerical calculations of the characteristics in the rf – SQUID and the figure captions are given in the following paper.

CHARACTERISTICS IN AN RF SUPERCONDUCTING QUANTUM INTERFERENCE DEVICE AS A FUNCTION OF APPLIED MAGNETIC FLUX : SYSTEMATIC CALCULATIONS II

Tsuyoshi AOCHI, Shuji EBISU and Shoichi NAGATA

Abstract

Characteristic feature in superconducting quantum interference device (rf - SQUID) is shown on the basis of the analysis of the foregoing paper. The behavior will be given in detail. The parameter $\beta = (2\pi LI_0) / \Phi_0$ changes gradually the characteristic feature, here I_0 is the critical current of the junction, L is the self - inductance of the ring and Φ_0 is the flux quantum. Abrupt transitions between two adjacent quantum states are clearly shown in the regime $\beta > 1$. The results of the systematic calculations of the characteristics in the rf - SQUID are presented over the range of $\beta = 0.20$ to 2π .

1. Introduction

The superconducting quantum interference device (rf - SQUID) is based on the two physical pillars. The first is fluxoid quantization and the second is Josephson effect. Figure 1 shows a superconducting ring with a single Josephson weak link. We shall make the simplification that the ideal Josephson junction area is small enough for the current density to be uniform, and that it never contains a significant fraction of a flux quantum. The internal magnetic flux Φ passing through the ring includes the magnetic flux LI_s generated by the current I_s circulating in the ring, where L is the self - inductance of the ring. As shown in Fig. 1, the internal flux Φ threading the ring is then related to the applied flux Φ_x by $\Phi = \Phi_x - LI_s$, where Φ_x is the applied flux intercepted by the ring, and LI_s is the screening flux generated by the induced supercurrent.

In the present paper, many physical quantities have been calculated as a function of applied magnetic flux Φ_x . Their behavior depends on the dimensionless parameter $\beta = (2\pi LI_0) / \Phi_0$, where I_0 is the critical current of the junction and Φ_0 is the flux quantum.

Our numerical calculations have been carried out for values of β from 0.20 to 2π . The present work is concerned with systematic computer calculations of the static behavior of the rf - SQUID, which is based on the theoretical investigation given in the previous paper of this volume.¹⁾ Here we will present further detailed characteristics of the rf - SQUID.

2. Basic Equations

The basic equations are summarized and are described below. The main characteristics of the *rf* – SQUID are the behaviors of the internal flux Φ and of the screening circulating current I_s as a function of the external flux Φ_x . They are derived from the next equations,

$$\Phi = \Phi_x - LI_s, \quad (1)$$

$$\theta = 2\pi [\Phi / \Phi_0 + n], \quad (2)$$

$$I_s = I_0 \sin \theta. \quad (3)$$

Equations (1), (2) and (3) are linked equations for the three unknown quantities Φ , I_s and θ in terms of the applied flux Φ_x . Here we introduce dimensionless parameter β , defined as

$$\beta = (2\pi LI_0) / \Phi_0, \quad (4)$$

where β depends on the value of LI_0 . The limiting forms of the equations are $\Phi = \Phi_x$ for $LI_0 = 0$, which corresponds to an open ring, and complete flux quantization $\Phi = n\Phi_0$ for $LI_0 \gg \Phi_0$, which corresponds to a closed ring with no weak link. Making the substitution of eqs. (2) and (3) into eq. (1), we get a next relation,

$$\Phi = \Phi_x - LI_0 \sin(2\pi \Phi / \Phi_0). \quad (5)$$

Substituting eqs. (1) and (2) into eq. (3) gives

$$I_s = I_0 \sin(2\pi \Phi / \Phi_0). \quad (6)$$

For the ring with a junction the energy of the system is given by

$$U = \left(\frac{1}{2L}\right) (\Phi - \Phi_x)^2 - E_0 \cos\left(\frac{2\pi \Phi}{\Phi_0}\right). \quad (7)$$

3. Numerical Computer Calculations for the Characteristics in *rf* – SQUID

We have investigated the following problems on the basis of the theoretical analysis of the foregoing our paper : ¹⁾

1. The system energy $U(\Phi, \Phi_x)$
2. The junction coupling energy E_J vs. external flux Φ_x

3. The magnetic energy E_m vs. external flux Φ_x
4. E_J, E_m vs. phase difference θ
5. Internal flux Φ vs. external flux Φ_x
6. Induced flux LI_s vs. external flux Φ_x
7. Phase difference θ vs. external flux Φ_x
8. Fluxoid vs. external flux Φ_x

The results of the systematic calculations are shown in Figs 2 to 35.

4. Summary

Static characteristics of an rf - SQUID are described on the basis of numerical computer calculations. Systematic changes in the behavior of a superconducting ring are found when the parameter β varies from 0.20 to 2π .

When $\beta > 1$, the internal flux Φ and the screening current I_s are continuous single valued functions of the external flux Φ_x . There are no sudden transitions, the superconducting ring can go continuously from one quantum state to the next.

For $\beta > 1$, the transitions between two quantum states are irreversible. The transition to successive fluxoid takes place at $\theta = \cos^{-1}(-1 / \beta)$. The maximum in the system energy $U(\theta)$ corresponds to the critical external flux Φ_{xc} at which the internal flux Φ and the screening current I_s have an infinite slope as a function of the external flux Φ_x . From the energy view point of $U(\Phi, \Phi_x)$, Φ_{xc} corresponds to the value at which the system changes from metastable state to the stable state.

Acknowledgment

The auther (S. N.) would like to thank Professor M. Ocio for critical reading of these manuscripts.

Reference

- 1) T. Aochi, S. Ebisu and S. Nagata : Memoirs of the Muroran Institute of Technology (Science and Engineering) 42, (1992) p.33, (preceding paper in this volume).

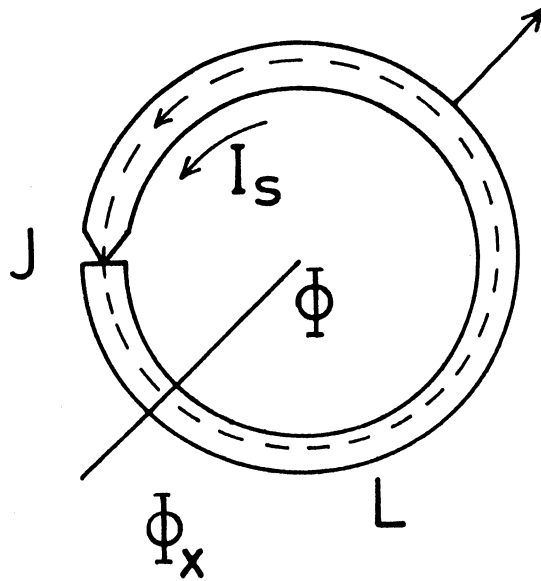


Fig. 1 Superconducting ring with a ideal Josephson junction denoted by J . The contour used for integration is shown by the broken line. Internal magnetic flux Φ , circulating current I_s , self - inductance L and applied magnetic flux Φ_x are related by $\Phi = \Phi_x - LI_s$. Typical values are $L = 5$ nH, and $I_0 = 1 \mu$ A. The junction resistance in the normal state is $R = 10 \Omega$, and the diameter of the ring is about 2mm.

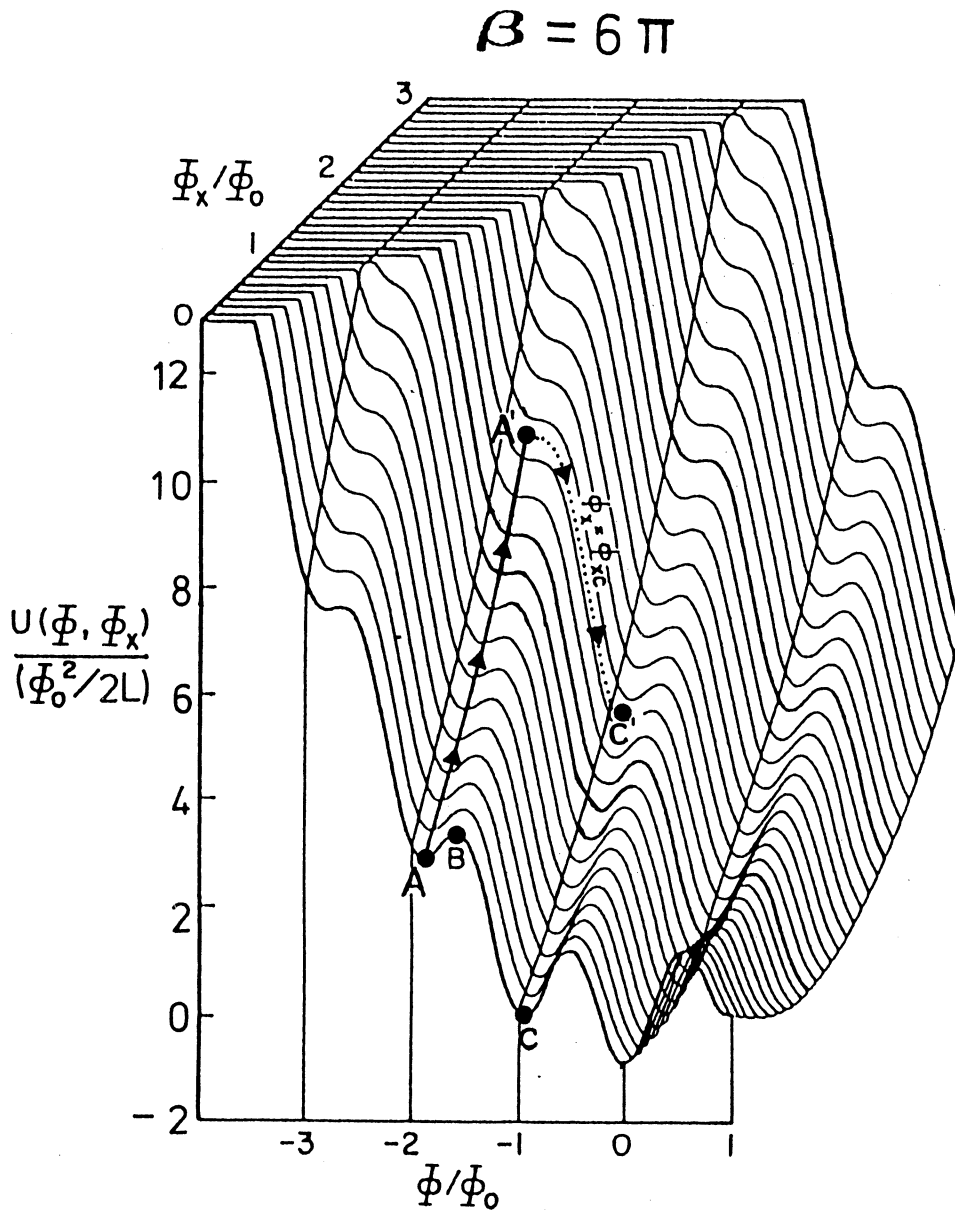


Fig. 2 A demonstration of a flux jump in a potential surface in the case of $\beta = 6\pi$. The system potential $U(\Phi, \Phi_x)$ surface for $\Phi_x = 0$ to $3\Phi_0$ and $\Phi = \Phi_0$ to $-4\Phi_0$ is shown. When $\Phi_x = 0$, the system is trapped around a minimum such as point A in the potential well associated with a fluxoid quantum state. The system is constrained by a potential barrier at B. As Φ_x is increased, the potential energy increases along the valley A - A' and the system can transfer from point A', where $\Phi_x = \Phi_{xc}$ and $\Delta U = 0$, to point C'.

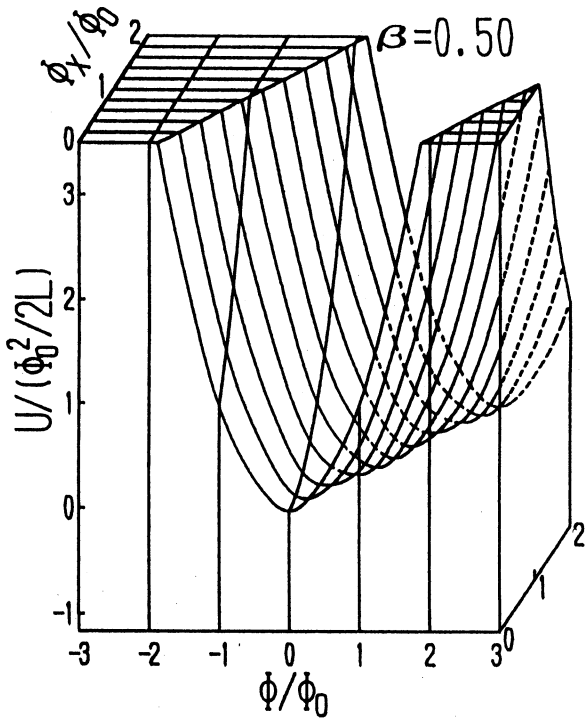


Fig. 3 Potential $U(\Phi, \Phi_x)$ surface for $\Phi_x = 0$ to $2\Phi_0$ and $\Phi = 3\Phi_0$ to $-3\Phi_0$ in the case where $\beta = 0.50$. The sharp transition can not occur between the two adjacent quantum states.

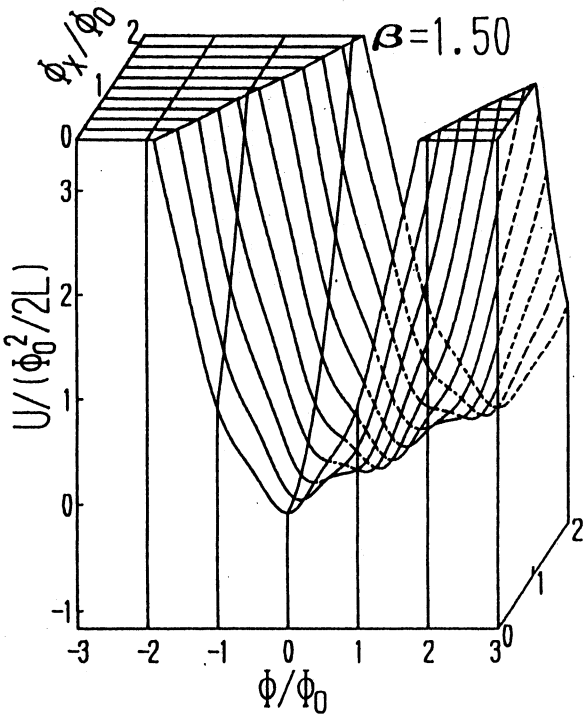


Fig. 4 Potential $U(\Phi, \Phi_x)$ surface for $\Phi_x = 0$ to $2\Phi_0$ and $\Phi = 3\Phi_0$ to $-3\Phi_0$ in the case where $\beta = 1.50$. The sharp transitions can occur between the two adjacent quantum states at $\Phi_x = 0.544\Phi_0$ and $0.456\Phi_0$ in the irreversible process, see Fig. 9.

CHARACTERISTICS IN AN RF SUPERCONDUCTING QUANTUM INTERFERENCE DEVICE AS
 A FUNCTION OF APPLIED MAGNETIC FLUX : SYSTEMATIC CALCULATIONS II

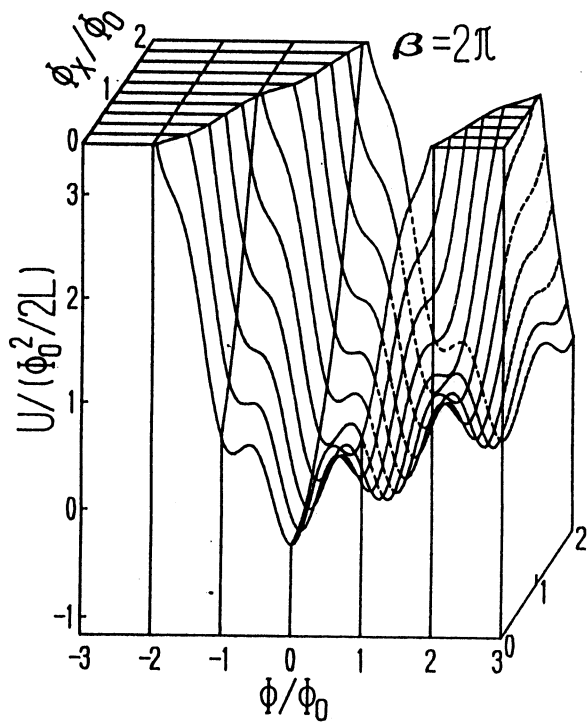


Fig. 5 Potential $U(\Phi, \Phi_x)$ surface for $\Phi_x = 0$ to $2\Phi_0$ and $\Phi = 3\Phi_0$ to $-3\Phi_0$ in the case where $\beta = 2\pi$. The sharp transitions can occur between the two adjacent quantum states, see Fig. 11.

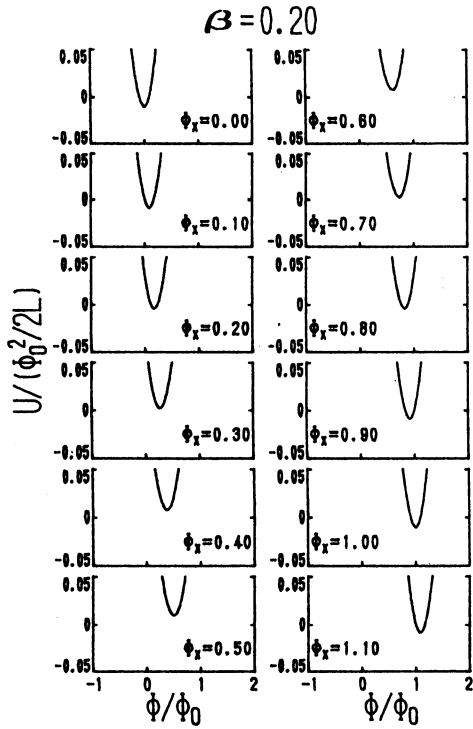


Fig. 6 System energy U for $\beta = 0.20$ as a function of Φ . The energy minimum shifts gradually from a flux quantum state to a neighbor state when the external magnetic flux Φ_x changes. The value of Φ_x denoted in each graph is normalized by Φ_0 .

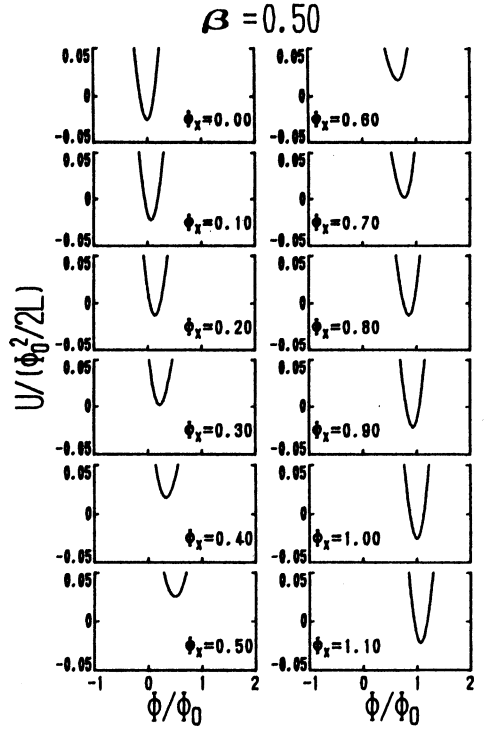


Fig. 7 System energy U for $\beta = 0.50$ as a function of Φ . The value of Φ_x changes from 0.0 to 1.10.

CHARACTERISTICS IN AN RF SUPERCONDUCTING QUANTUM INTERFERENCE DEVICE AS
A FUNCTION OF APPLIED MAGNETIC FLUX : SYSTEMATIC CALCULATIONS II

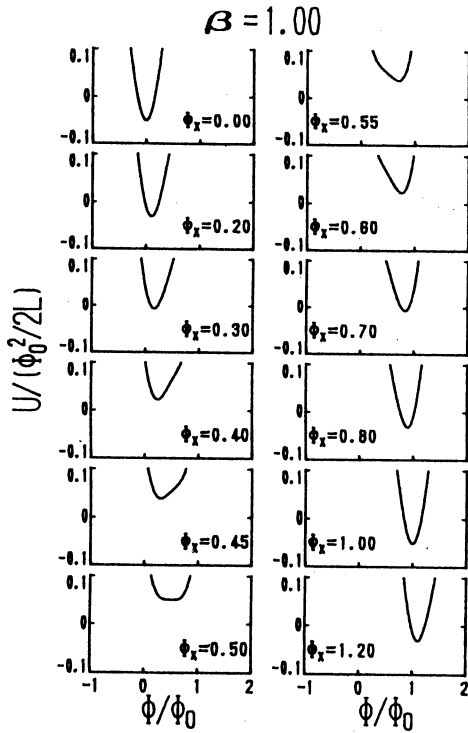


Fig. 8 System energy U for $\beta = 1.00$ as a function of Φ . The value of Φ_x changes from 0.0 to 1.20.

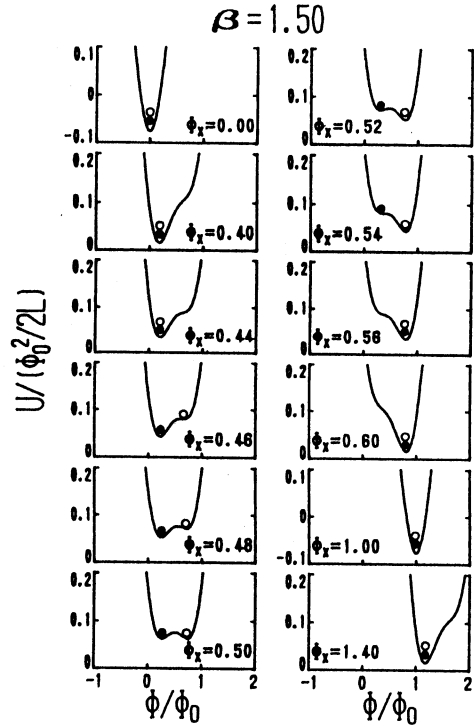


Fig. 9 Behavior of hysteresis in U for $\beta = 1.50$. With increasing external flux Φ_x the superconducting ring stays at the minimum point up to $\Phi_x / \Phi_0 = 0.500$. From 0.500 to 0.544 the system remains in the metastable state and the transition takes place at 0.544. On the other hand, with decreasing Φ_x the transition occurs at 0.456. For simple illustration, the solid circles indicate the flux in increasing process and the open circles show the flux in decreasing process.

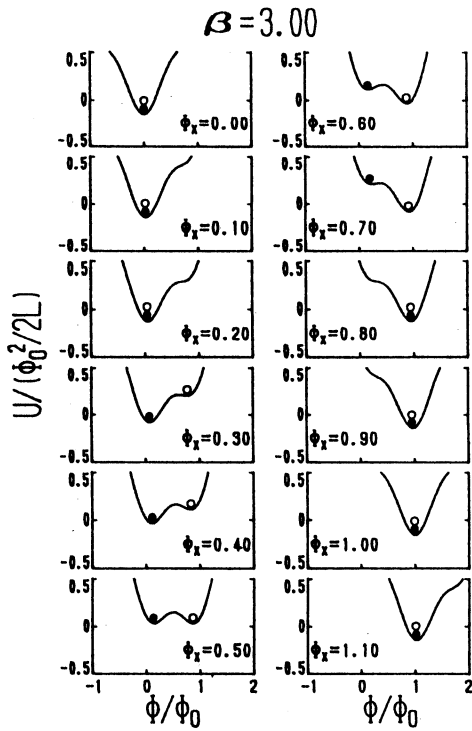


Fig. 10 Behavior of hysteresis in U for the case of $\beta = 3.00$. The hysteresis appears in the same way shown in Fig. 9. The value of Φ_x changes from 0.0 to 1.10.

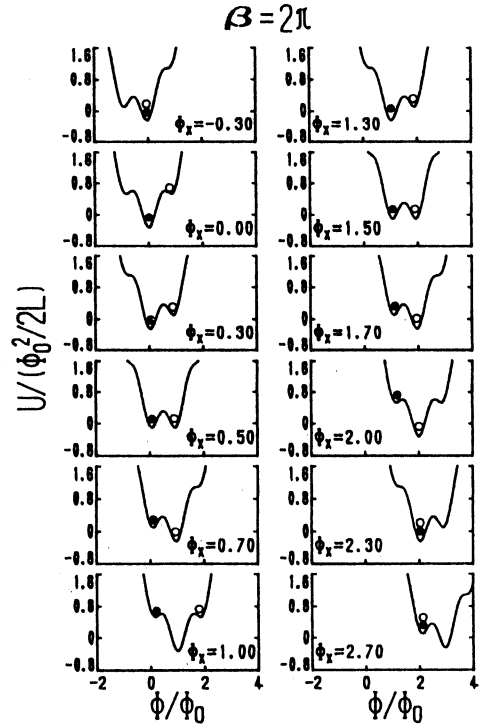


Fig. 11 Behavior of hysteresis in U for the case of $\beta = 2\pi$. The hysteresis appears in the same way shown in Fig. 9. The value of Φ_x changes from -0.30 to 2.70.

CHARACTERISTICS IN AN RF SUPERCONDUCTING QUANTUM INTERFERENCE DEVICE AS
A FUNCTION OF APPLIED MAGNETIC FLUX : SYSTEMATIC CALCULATIONS II

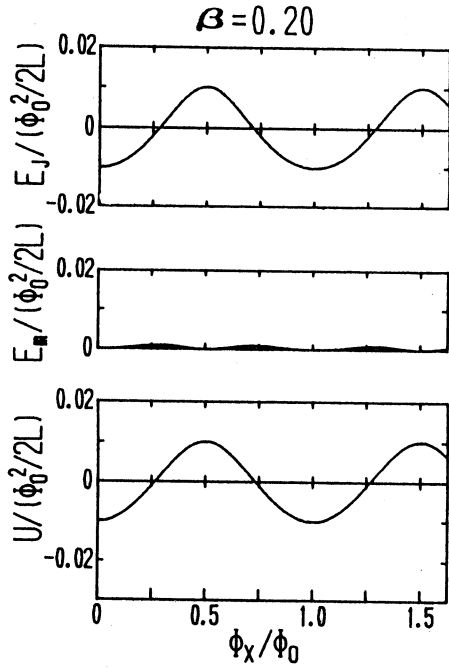


Fig. 12 Junction coupling energy E_J , magnetic energy E_m and system energy U as a function of the external flux Φ_x for $\beta = 0.20$. The value of U corresponds to the minimum value in Fig. 6.

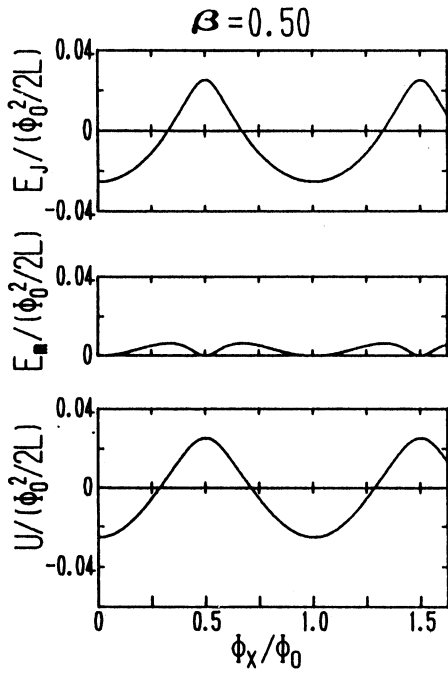


Fig. 13 E_J , E_m and U as a function of Φ_x for $\beta = 0.50$. The value of U corresponds to the minimum value in Fig. 7.

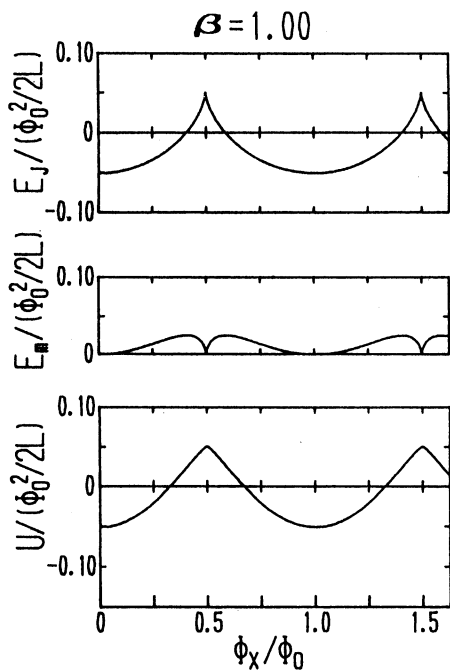


Fig. 14 E_J , E_m and U as a function of Φ_x for $\beta = 1.00$. The value of U corresponds to the minimum value in Fig. 8.

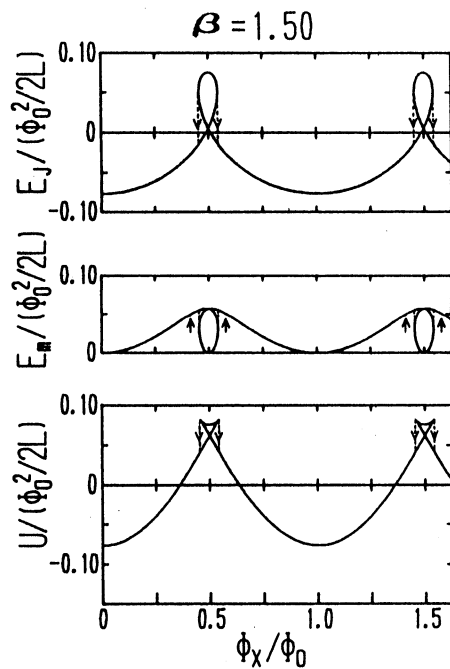


Fig. 15 E_J , E_m and U as a function of Φ_x for $\beta = 1.50$. The hysteresis with transitions at different Φ_x is indicated by arrows. The hysteresis behavior can be understood by considering the correspondence between Fig. 9 and Fig. 15. The value of U corresponds to the minimum or maximum value in Fig. 9.

CHARACTERISTICS IN AN RF SUPERCONDUCTING QUANTUM INTERFERENCE DEVICE AS
A FUNCTION OF APPLIED MAGNETIC FLUX : SYSTEMATIC CALCULATIONS II

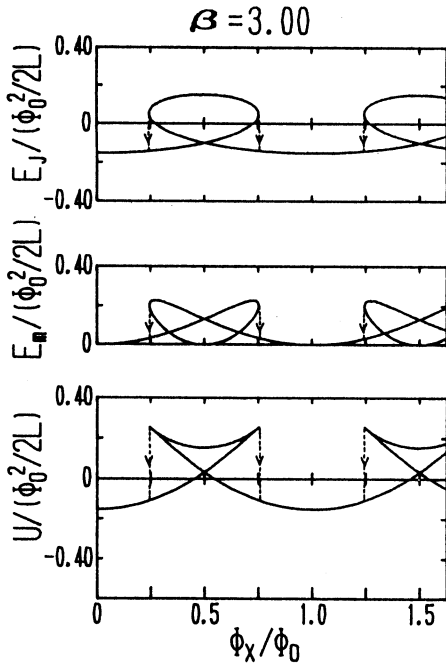


Fig. 16 E_J , E_m and U as a function of Φ_x for $\beta = 3.00$. The hysteresis behavior can be understood by considering the correspondence between Fig. 10 and Fig. 16. The value of U corresponds to the minimum or maximum value in Fig. 10.

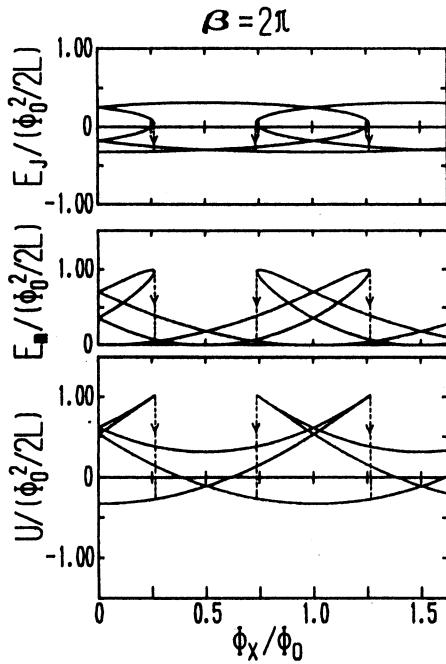


Fig. 17 E_J , E_m and U as a function of Φ_x for $\beta = 2\pi$. The hysteresis behavior can be understood by considering the correspondence between Fig. 11 and Fig. 17. The value of U corresponds to the minimum or maximum value in Fig. 11.

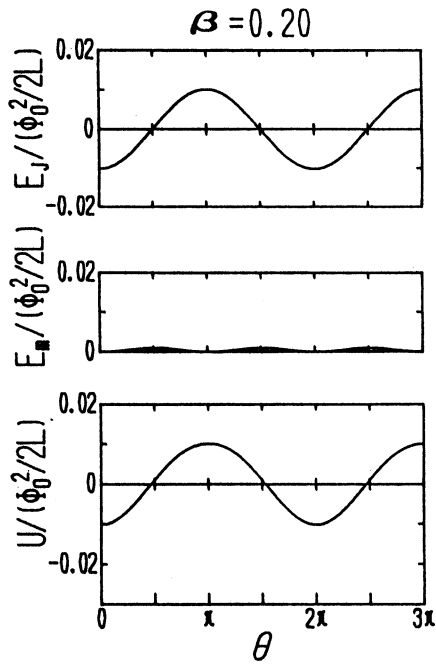


Fig. 18 Junction coupling energy E_J , magnetic energy E_m and system energy U as a function of the phase difference θ across the junction for $\beta = 0.20$.

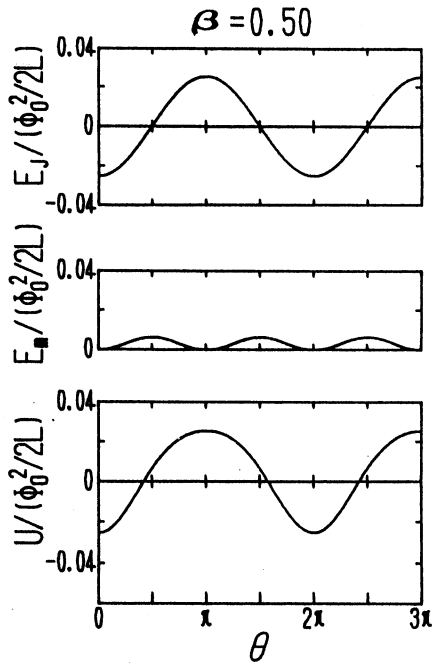


Fig. 19 E_J , E_m and system energy U as a function of θ for $\beta = 0.50$.

CHARACTERISTICS IN AN RF SUPERCONDUCTING QUANTUM INTERFERENCE DEVICE AS
A FUNCTION OF APPLIED MAGNETIC FLUX : SYSTEMATIC CALCULATIONS II

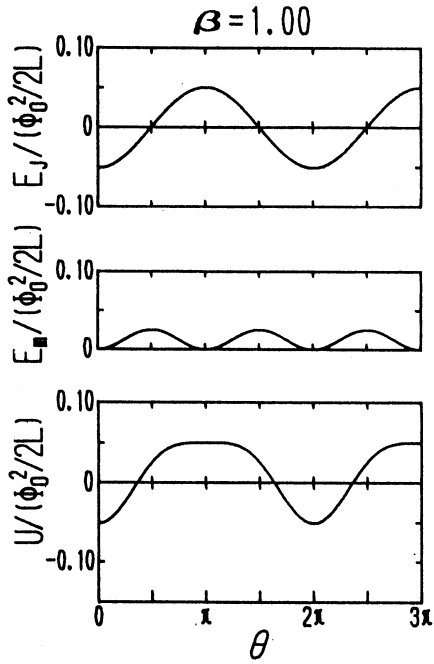


Fig. 20 E_J , E_m and system energy U as a function of θ for $\beta = 1.00$.

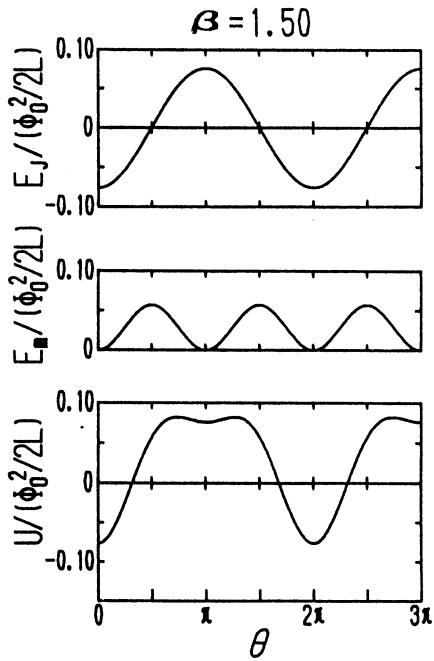


Fig. 21 E_J , E_m and system energy U as a function of θ for $\beta = 1.50$.

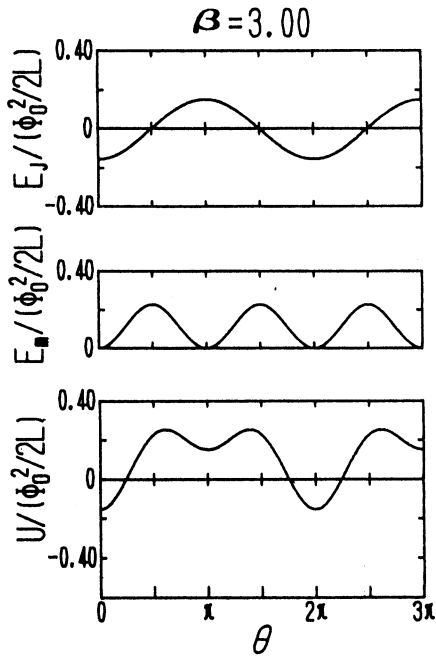


Fig. 22 E_j , E_m and system energy U as a function of θ for $\beta = 3.00$.

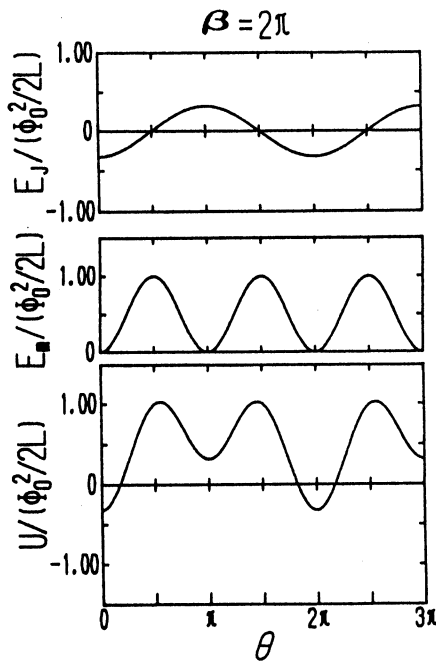


Fig. 23 E_j , E_m and system energy U as a function of θ for $\beta = 2\pi$.

CHARACTERISTICS IN AN RF SUPERCONDUCTING QUANTUM INTERFERENCE DEVICE AS
A FUNCTION OF APPLIED MAGNETIC FLUX : SYSTEMATIC CALCULATIONS II

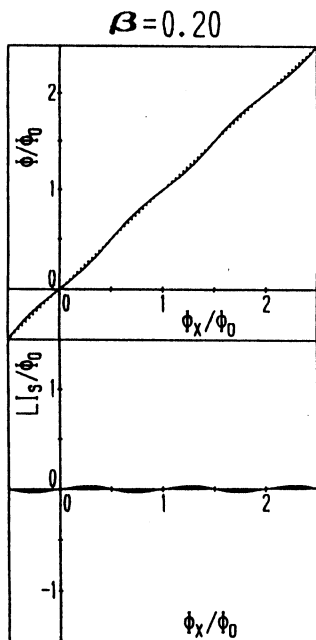


Fig. 24 Internal flux Φ and the flux LI_s induced by screening current as a function of the external flux Φ_x for $\beta = 0.20$.

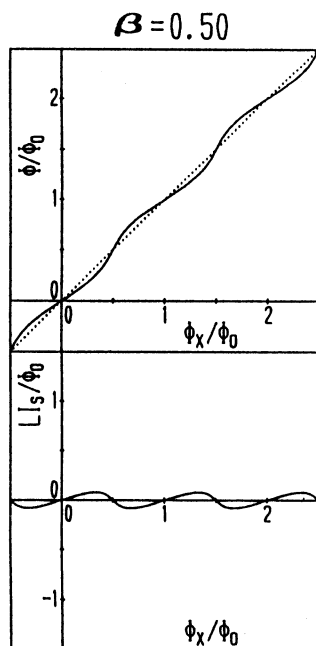


Fig. 25 Internal flux Φ and the induced flux LI_s as a function of Φ_x for $\beta = 0.50$.

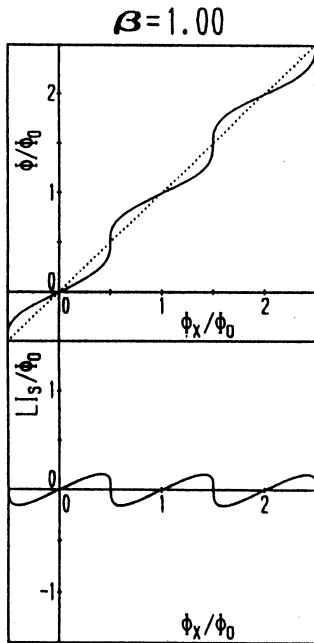


Fig. 26 Internal flux Φ and the induced flux LI_s as a function of Φ_x for $\beta = 1.00$.

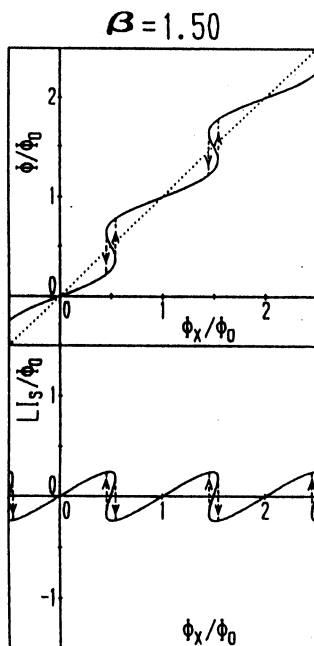


Fig. 27 Internal flux Φ and the induced flux LI_s as a function of Φ_x for $\beta = 1.50$. The hysteresis with transitions at different Φ_x is indicated by arrows. The hysteresis behavior corresponds to that in Fig. 9.

CHARACTERISTICS IN AN RF SUPERCONDUCTING QUANTUM INTERFERENCE DEVICE AS
A FUNCTION OF APPLIED MAGNETIC FLUX : SYSTEMATIC CALCULATIONS II

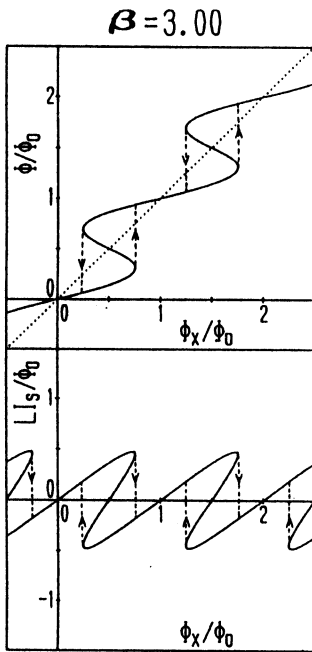


Fig. 28 Internal flux Φ and the induced flux LI_s as a function of Φ_x for $\beta = 3.00$. The hysteresis behavior corresponds to that in Fig. 10.

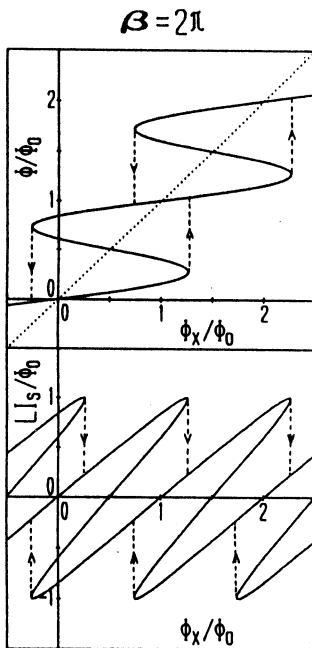


Fig. 29 Internal flux Φ and the induced flux LI_s as a function of Φ_x for $\beta = 2\pi$. The hysteresis behavior corresponds to that in Fig. 11.

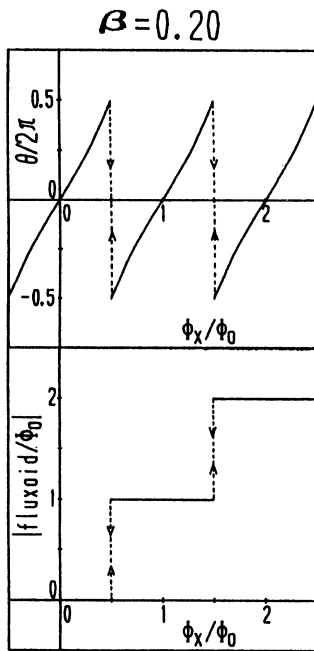


Fig. 30 Phase difference θ across the junction and fluxoid as a function of the external flux Φ_x for $\beta = 0.20$.

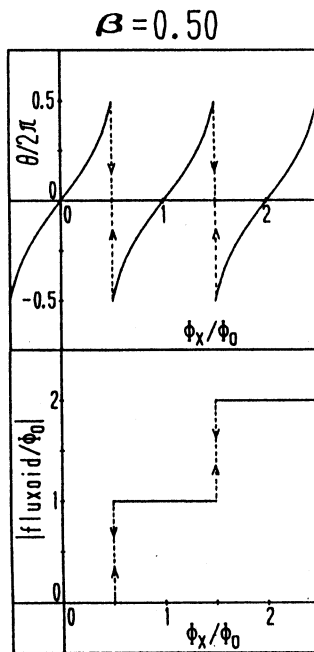


Fig. 31 Phase difference θ and fluxoid as a function of Φ_x for $\beta = 0.50$.

CHARACTERISTICS IN AN RF SUPERCONDUCTING QUANTUM INTERFERENCE DEVICE AS
A FUNCTION OF APPLIED MAGNETIC FLUX : SYSTEMATIC CALCULATIONS II

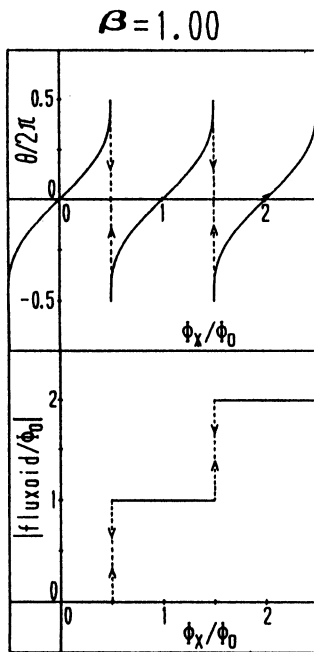


Fig. 32 Phase difference θ and fluxoid as a function of Φ_x for $\beta = 1.00$.

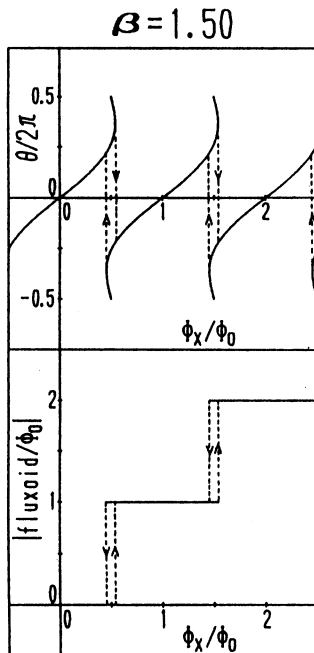


Fig. 33 Phase difference θ and fluxoid as a function of Φ_x for $\beta = 1.50$. The hysteresis with transitions at different Φ_x is indicated by arrows. The hysteresis feature corresponds to that in Fig. 9.

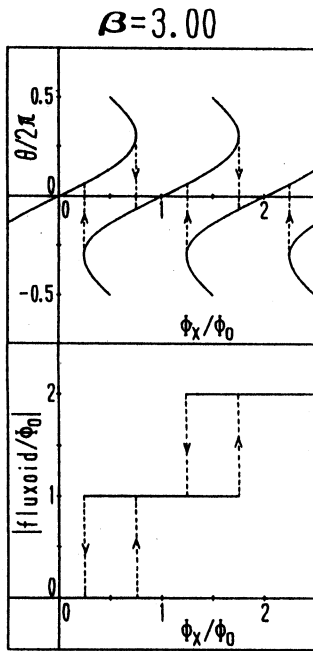


Fig. 34 Phase difference θ and fluxoid as a function of Φ_x for $\beta = 3.00$. The hysteresis feature corresponds to that in Fig. 10.

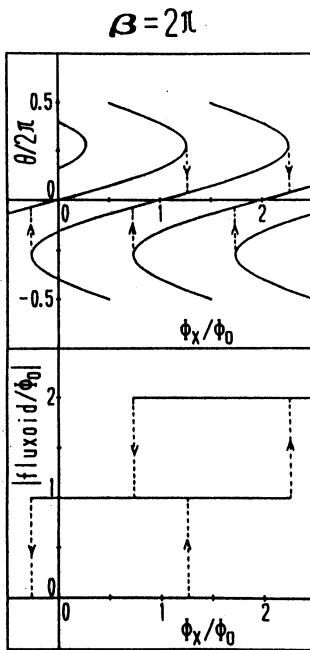


Fig. 35 Phase difference θ and fluxoid as a function of Φ_x for $\beta = 2\pi$. The hysteresis feature corresponds to that in Fig. 11.

A MATHEMATICAL THEORY FOR BLOOD FLOW DYNAMICS IN THE ARTERIAL SYSTEM

analysis of rotation angle and dynamical equations for forces
and moments operating on arterial wall.

Hirofumi HIRAYAMA, Shintaro KIKUCHI

Summary

We have established a mathematical model of arterial system. This paper expands theoretical analysis of the mechanical dynamical structure of the arterial wall. The general deformation theory of dynamical analysis was applied to establish the balancing equations of the forces and moments that operate on the arterial wall surface. To generalize the dynamical problem, we brought the shell theory of the curved surface into the analysis of the arterial wall surface. To associate and identify the directions of the forces and moments before and after the deformation, we firstly analyzed the relative rotation angles between each lines of the micro surface elements around the 3 axes which were founded on the elements. Utilizing these parameters of the relative rotation, movements, we induced the balancing equations of the forces. Since we assume more general case, we also studied the balancing equations of bending, twisting moments and transverse shear. Then we have obtained 6 equilibrium equations in 3 directions. This paper is one of the vital points of the mathematical expansion of our theory.

II The constructive dynamic analysis of the arterial wall II – 1 The rotation angle of the arterial wall and the equilibrium equations for the stress and moments operating on the wall.

Introduction

The fluid dynamical interactions which develop between the blood pressure, flow and pulsatile changes which occur within the arterial system are controlled macroscopically by the cardiac ejection and the geometric and mechanical properties of the arterial system. It is not sufficient to appreciate the pulsatile transmission phenomenon of blood as a simple conduction of change of the biological properties of the system. Rather those phenomena should be accepted as one of the form of information transformation for maintaining the life activity.

Thus to understand the pulsatile transmission of the blood flow is the first step for recognizing the cardiovascular circulation.

In the first series of a modeling of the cardiovascular system, we have established a distributed parameter model of the human arterial system. In the previous paper, we had induced blood flow

Key words: Dynamical analysis – Rotation angle – Forces – Moments.

velocities in the longitudinal and radial direction based on the Womersleys elastic tube theory of arterial system. [1] To obtain the transmission line equation for distributed parameter model, one should constitute not only the fluid dynamical equations but also the structural dynamical equations of the arterial wall and its motion equations. Before precede to the arterial wall motion equations, we must analyze the dynamical equilibrium problems of the stress and moments. Traditionally many researchers analyzed the arterial wall stress or deformations based upon the assumptions that the distribution of the stress, moments and the deformations were axisymmetric. However in the actual arterial wall such as the femoral artery, the wall thickness has certain value and the effects of change of ratio of the wall thickness to the radius would cause developments of the transverse shear and moment. As a result the forces and moments naturally operate on the wall unevenly and cause non – axisymmetric deformation. So no longer the axisymmetric analysis can be applicable. Therefore it is needed to analyze the dynamical equilibrium problem of more general case as the non uniform distribution of the forces and moments on the arterial wall.

In this paper as the second chapter of the mathematical expansion, based on the strict dynamical theory [2, 3, 4, 5], which all assumed that the displacements are small and the stress – strain relation is liner, we analyzed firstly the relative rotation angle of the surface element of the arterial wall, then induced the equilibrium equations of the forces and moments for general non – axisymmetric case.

MATHEMATICAL EXPANSION II

The non axisymmetric loading problem of the arterial wall can be reduced to the mechanical equilibrium problem of the cylindrical shell receiving arbitrary distributed stress. (here shell means that the all wall are shaped to curved surface.). Therefore we expand general case of the stress distributions.

I] Formation of the coordinate system on the surface of the arterial wall.

Because of the extension of the middle surface in three dimensions, we should construct two coordinates to represent the position of the focused point. About the coordinates following definitions are made.

The generator : a straight line along a curve while maintaining it parallel to its original direction.

The profiles : all planes which are normal to the generators. It is this profiles that designate the shape of a section of the deformed arterial wall.

The generators and profiles constitute sets of coordinate lines. We choose an arbitrary profile as the datum line and from this, measure the coordinate x along the generators.

The angle ϕ : the angle which a tangential plane to the cylinder makes with the horizontal plane.

We cut off from it an element bounded by two pairs of the adjacent neighboring generators, and by two adjacent profiles $x, x + dx$. The four sides of element of the cut sectioned surface are depicted in Fig 1.

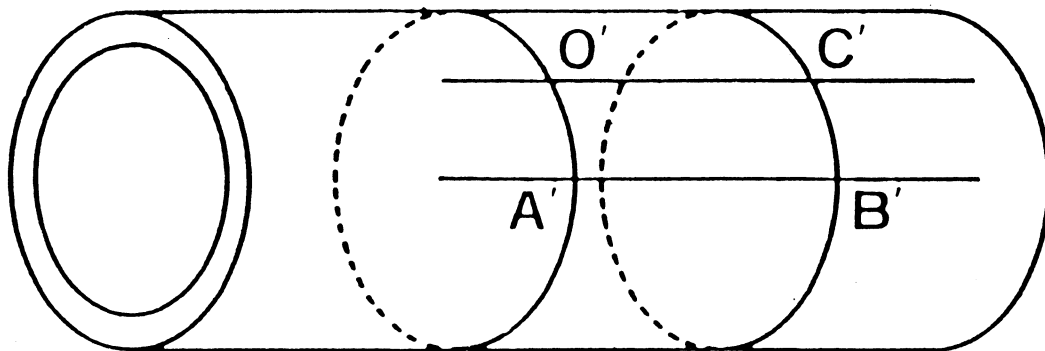


Fig1 Arterial tube

Fig. 1 The schematic illustration of the cross section of the arterial segment. The line $O' C', A' B'$ are generators. The curve $O' A', C' B'$ are the profiles (the circumferential direction). The arterial tube is assumed to have the constant radius for a given compartment.

author HIRAYAMA HIROHUMI

The displacements of the original point due to the deformation are defined as followings

u : the displacement along the axis of the cylindrical tube (parallel circle displacement)

v : the displacement along a circle of the radius $a + z$ (meridian circumferential displacement)

w : the displacement along the normal line (the radial displacement)

Those displacements are expressed utilizing the matrixs as (u, v, w) on the (x, y, z) coordinate on the arterial wall surface.

The element we consider is revealed in Fig 1 as area $ABCO$ and $A' B' C' O'$ which is the deformed surface of $ABCO$. The pattern of the deformed surface is arbitrary pictured in Fig 2.

II] The relative rotation angle.

Since the surface element which we concern is very small and can be treated as a plane, we can construct the x, y, z axes (the Gaussian coordinates) on it. As a result taking the arbitrary point O on the middle surface as the original point, the longitudinal axes (parallel with the generator) can be made to coincide with the x axis, the tangent of the circumferential profile with y axis and the

normal with the z axis.

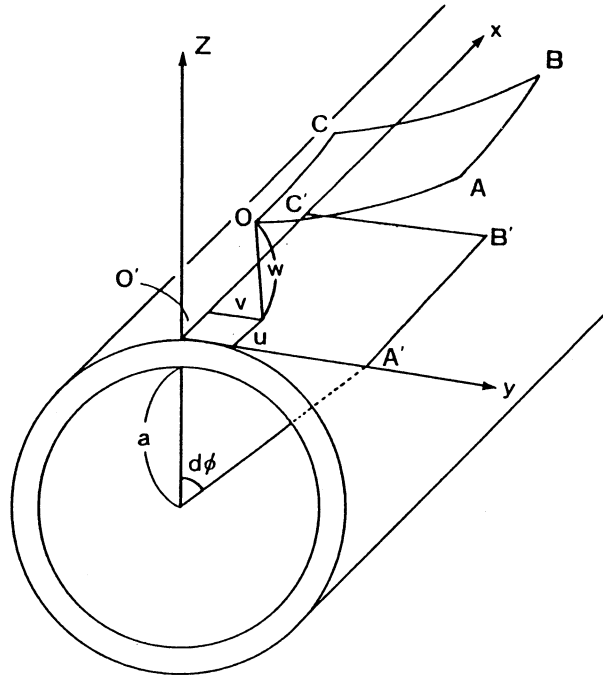


Fig 2 Micro-Surface of the artery

Fig. 2 The element of the arterial wall surface as a shell. Strictly the area $O' C' B' A'$ on the surface have a curvature, but this surface is assumed to be too micro. So one can regard this area as a plane. The $OCBA$ is the curved surface after the deformation had developed. The x (the longitudinal direction) coincides with the tangent of the generator, the y axis (the circumferential direction) with the profile, the z axis (the radial direction) with the normal. (U, V, W) are the displacements of the original point O' in the longitudinal, circumferential and radial direction respectively.

author HIRAYAMA HIROHUMI

However after the deformation had been developed, these x, y, z axes would deviate from what previously established (the coordinate before the deformation has developed). Fortunately the change of the axes could be restricted to only one axis within the x, y, z axes. Since the z axis can be permitted to coincide with the Normal on the middle surface even after the deformation, only the x axis should be treated as the changed axis. Here as an ordinal way, the deformed x axis can be set as the longitudinal tangent line to the previous non deformed x axis (parallel with the generator). Then automatically the y axis after the deformation is settled as vertical line to the $x - z$ plane. Naturally the newly constructed y axis is different from the old, nondeformed y

axis. So each line on the element deviate each other and make the rotative movements around each other. Due to these mentioned circumstances, no simple equilibrium balancing equations hold and one should analyze these rotation angle before establishing the forces and moments equilibrium equations.

1. The relative rotation angle between the side CB to the side OA.

This rotation is dissolved into 3 components which are the longitudinal displacement along the x axis (tangential to the parallel circle), circumferential displacement along the y axis (meridian to the shell), normal displacement along the z axis.

A. The relative rotation angle around the x axis.

This rotation is induced by the displacement v and w.

1. The v produces circumferential revolution of side OA and CB. The side OA rotates v / a around the x axis ($v : 2 \pi a = \Delta \phi : 2 \pi$, then $\Delta \phi = v / a$).

It seems that side CB also revolve parallelly with OA around the xaxis. But in this general case, we consider about the non axisymmetric deformation. So the rotation is not completely identical in strict sense. During the distance of dx (between the side OA and CB), the material (arterial wall) exactly deforms. Therefore the rotation angle of OA (v / a) changes at the ratio of $\alpha (v / a) / \alpha x$... per unit length of the section along the x axis, accordingly at the CB which is distanced dx the side CB rotate $\alpha (v / a) / \alpha x \cdot dx$ surplus. As a result the rotation angle of CB around the x axis by displacement v is $v / a + \frac{\alpha (v / a)}{\alpha x} \cdot dx$.

Therefore the relative rotation angle between OA and CB around the x axis is

$$\frac{\alpha (v / a)}{\alpha x} dx$$

2. The w makes the side OA and CB rotate normally. The rotation of OA around x axis by w is w / a ($w : 2 \pi a = \Delta \xi : 2 \pi$). Further more the micro central angle dφ also participates this rotation. As a result the rotation of OA around the x axis by w per unit central angle is $\alpha \cdot (w / a) / \alpha \phi$. The side CB distance the side OA by dx. Then the $\alpha \cdot (w / a) / \alpha \phi$ change $\frac{\alpha [\alpha (w / a)]}{\alpha x \alpha \phi}$ per unit length of the x axis.

Therefore CB revolves $\alpha [\alpha (w / a) / \alpha \phi] / \alpha x \cdot dx$ more than OA. Consequently the relative rotation angle between the OA and CB around the x axis produced by w and v is given as

$$\frac{\alpha (v / a)}{\alpha x} dx + \frac{\alpha^2 (w / a)}{\alpha x \alpha \phi} dx \tag{1}$$

B. The relative rotation angle around the y axis.

Now we consider the orthogonal projection of side OC on the y axial plane (the plane which is

vertical to y axis.) Fig 3. The displacement ratio of w at O along the x axis is $\alpha w / \alpha x$. Since during dx , this displacement ratio changes $\frac{\alpha (\alpha w / \alpha x)}{\alpha x}$ per unit length of the x axis, so at C the displacement ratio is added by $\alpha (\alpha w / \alpha x) \cdot dx$. Therefore at C , true displacement ratio is $\alpha w / \alpha x + \frac{\alpha^2 w}{\alpha x^2} \cdot dx$. Accordingly the relative rotation angle is

$$-\frac{\alpha^2 w}{\alpha x^2} dx \tag{2}$$

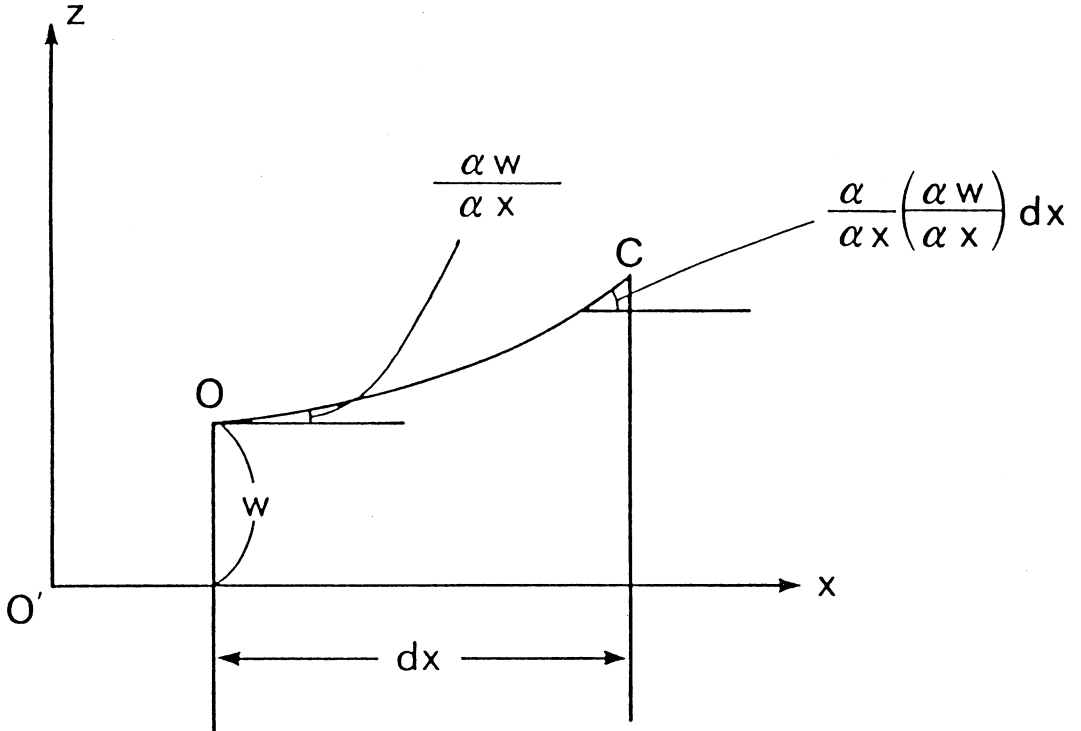


Fig 3 Rotation angle I

Fig. 3 This illustrate the orthogonal projection of the deformed line element OC on the $x - z$ plane (the y axial plane). The strain $\alpha w / \alpha x$ changes along the x axis. At the position distanced for dx , the change of the strain is $\alpha^2 w / \alpha x^2 dx$.

author HIRAYAMA HIROHUMI

C. The relative rotation angle around the z axis. Fig 4.

Similary as B, we set the orthogonal projection of side OC on the $x - y$ plane which is vertical to the z axis, the displacement ratio of v at point O is $\alpha v / \alpha x$. The same consideration about B brings us to the conclution of $\alpha v / \alpha x + \frac{\alpha^2 v}{\alpha x^2} \cdot dx$. Therefore the relative rotation angle around

the z axis is

$$\frac{\alpha^2 v}{\alpha x^2} dx$$

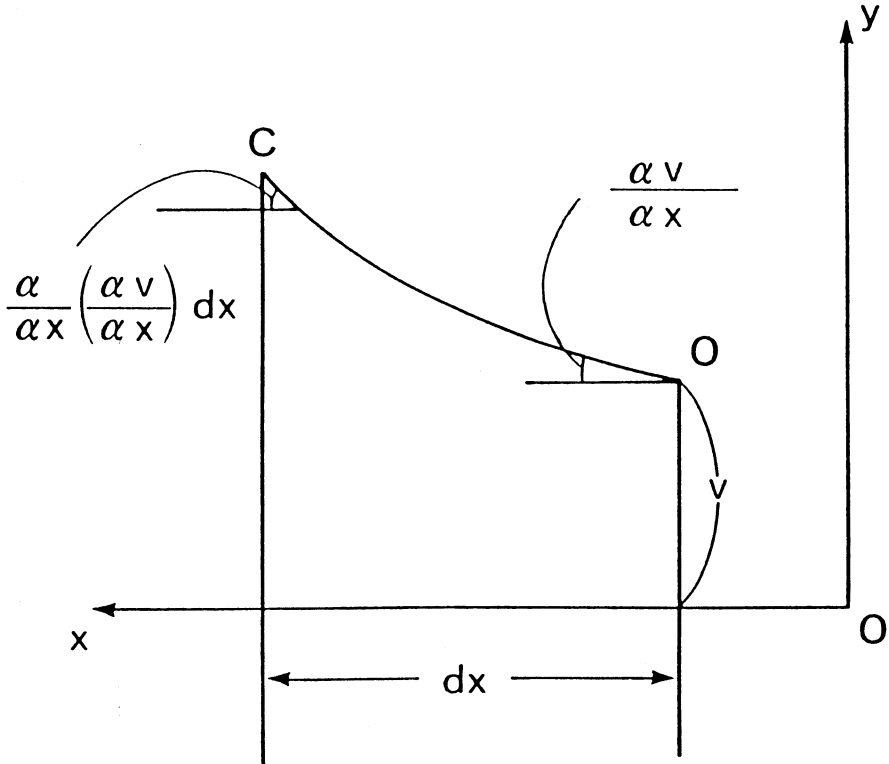


Fig4 Rotation angle II

Fig. 4 This figure illustrate the orthogonal projection of the line element OC on the x – y plane (the z axial plane). The circumferential strain $\alpha u / \alpha x$ changes in the longitudinal direction at the rate of $\alpha^2 u / \alpha x^2$.

author HIRAYAMA HIROHUMI

2. The relative rotation angle between the side OC and side AB.

The central angle composed by these two element is $d\phi$. But the displacements v and w are inevitably modified by $d\phi$.

A. The relative rotation angle around the x axis is the vector difference of following two factors.

1. The revolution of side OC around the x axis is produced by v and w. The contribution from v is v / a . The contribution from w is w / a . This angle is modified by the central angle $d\phi$ into α

$(w/a) / \alpha \phi$. Therefore the rotation angle is obtained as

$$\frac{v}{a} + \frac{\alpha (w/a)}{\alpha \phi}$$

2. The rotation of AB is easily established considering that the side AB is distanced at central angle $d\phi$ between side OC. Therefore the AB rotates $\frac{\alpha [v/a + \alpha (w/a) / \alpha \phi]}{d\phi} d\phi$ more than side OC. Accordingly the rotation angle of side AB around x axis is

$$\frac{v}{a} + \frac{\alpha (w/a)}{\alpha \phi} + \frac{\alpha [v/a + \alpha (w/a) / \alpha \phi]}{\alpha \phi} d\phi$$

Consequently the relative rotation between AB and OC around the x axis is sum of 1 and 2, then

$$d\phi + \frac{[\alpha (v/a + \alpha w/a) / \alpha \phi]}{\alpha \phi} d\phi \quad (4)$$

B. The relative rotation angle around the y axis.

1. The rotation of side OC produced by w around the y axis at the original point O is $-\alpha w / \alpha x$ (the right rotation positive). The side AB is modified by central angle $d\phi$ more. Therefore AB rotates $\frac{\alpha (-\alpha w / \alpha x)}{\alpha \phi} \cdot d\phi$ more. As a result the rotation around the y axis of AB is

$$-\frac{\alpha w}{\alpha x} + \frac{\alpha (-\alpha w / \alpha x)}{\alpha \phi} d\phi$$

Consequently the relative rotation angle between OA and OC by w around y axis is

$$-\frac{\alpha^2 w}{\alpha \phi \alpha x} d\phi$$

2. The rotation produced by v around the y axis.

At the original point O, the rotation angle $-\alpha v / \alpha x$ is modified by the degree of central angle $d\phi$. Consequently the rotation angle is $-\alpha v / \alpha x \cdot d\phi$. As with respect to the point A, the rotation angle $(-\alpha v / \alpha x \cdot d\phi)$ changes

$\frac{\alpha (-\alpha v / \alpha x \cdot d\phi)}{\alpha \phi}$ per unit central angle. So totally the point A rotates $\alpha (-\alpha v / \alpha x \cdot d\phi) / \alpha \phi$ more. Neglecting the higher order of $(d\phi)^2$'s relative rotation angle between OC and AB around the y axis is

$$-\frac{\alpha^2 w}{\alpha \phi \alpha x} d\phi - \frac{\alpha v}{\alpha x} d\phi \quad (5)$$

C. The relative rotation angle around the z axis.

1. The w produces the rotation of the side AB $-\alpha w / \alpha x$ on the x-y plane which is orthogonal to the z axis at the point O. Because of central angle $d\phi$, the side AB rotates truly $-\alpha w / \alpha x \cdot d\phi$ around the z axis.

2. The OC rotates around the z axis $\alpha v / \alpha x$ by displacement v. The side AB rotates $\frac{\alpha^* (\alpha v / \alpha x)}{\alpha \phi} d\phi$ more because of the central angle $d\phi$ Consequently the rotation around the z axis of the side AB is

$$\frac{\alpha v}{\alpha x} + \frac{\alpha (\alpha v / \alpha x)}{\alpha \phi} d\phi$$

Accordingly the relative rotation angle between AB and OC produced by displacement v around z is

$$\frac{\alpha^* (\alpha v / \alpha x)}{\alpha \phi} d\phi$$

The associated relative rotation angle between OC and AB is composed from the contribution of v and w independently and these results are expressed by the vector sum as

$$\frac{\alpha^2 v}{\alpha \phi \alpha x} d\phi - \frac{\alpha w}{\alpha x} d\phi \quad (6)$$

III] The equilibrium equations of the forces operating the elements of the arteridwall.

In this section we induce the equilibrium equations of resultant forces which operate on the sides of element based on the structural dynamical theory of S. Timoshenko. We define the stress as followings

T_{ji} : the i axis component of the stress T which operates on the surface that cross at right angle with j axis..

N_x : The normal force in a section $x = \text{const}$, the force in direction x transmitted by a unit length of section. It is positive if tensile.

N_ϕ : The normal force in a section $y = \text{const}$, the force in direction y (circunferential) transmitted by a unit length of section. It is negative if compressive.

$N_\phi x$: The shearing force in a section $x = \text{const}$, the force transmitted by a unit length of this section and directed tangent to dy . It is positive if it points in the direction of increasing y on the same side of the shell element where a tensile force N_x point in direction of increasing x.

$N_x \phi$: The shearing force in a section $y = \text{const}$, the force transmitted by a unit length of this section and directed tangent to dx .

Q_x : The transverse force in a section $x = \text{const}$, the force normal to the middle surface transmitted by a unit length of each side.

Q_ϕ : The transverse force in a section $y = \text{const}$, the force normal to the middle surface trans-

mitted by a unit length of each side.

The forces which operate on the 4 edges (side line) should all lie in the tangential planes to the middle surface. The load per unit area of the shell element is composed of 3 forces P_x, P_y, P_z in direction of increasing x, y, z (outward) respectively. Fig 5.

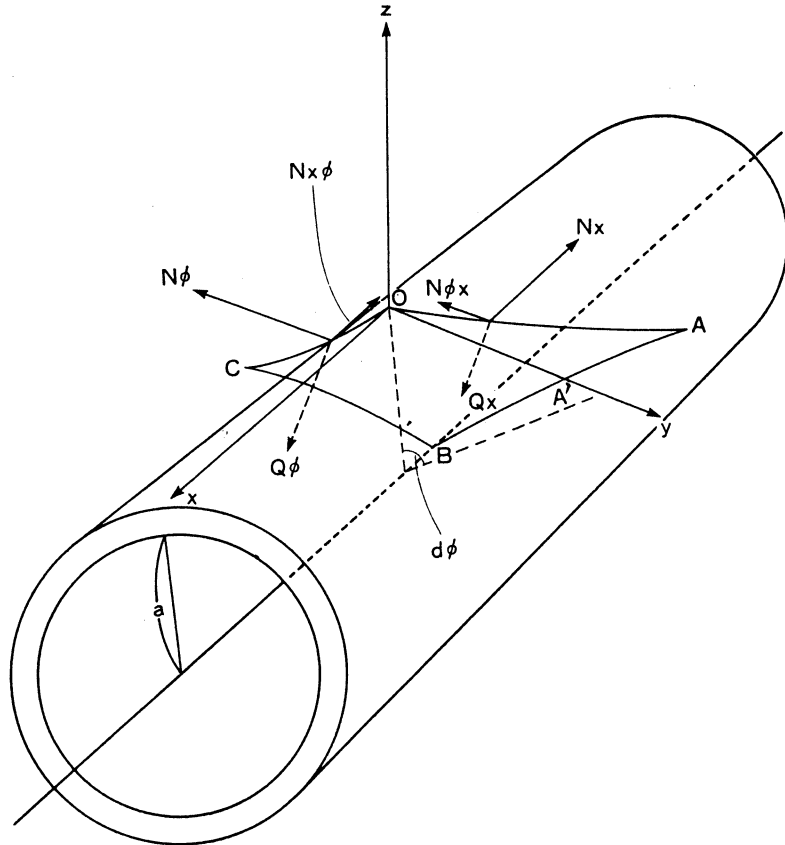


Fig 5 Forces on the micro surface

Fig. 5 This figure describes the distribution pattern of the orthogonal forces N_x, N_ϕ , the shearing forces $N_{x\phi}, N_{\phi x}$ and the transverse forces Q_x, Q_ϕ on just deformed micro surface element OABC.

author HIRAYAMA HIROHUMI

I] The equilibrium equation for the longitudinal direction

1. N_x : Because OA is extremely small, N_x can be treated as constant on the length of OA ($= a \cdot d\phi$). However on the CB which distance at dx from OA, the stress distributes differently from that on the CB. The N_x alters $\alpha N_x / \alpha x$ per unit length of the x axis. Therefore on CB, N_x is added by $\alpha (N_x / \alpha x) \cdot dx$. As a result on CB force

$$(N_x + \alpha N_x / \alpha x \cdot dx) \cdot a \cdot d\phi.$$

Consequently the net force along the x axis of N_x is

$$\frac{\alpha N_x}{\alpha x} dx a d\phi$$

2. $N_{\phi x}$: The x component of the stress N_{ϕ} . Since the OC is very small, the $N_{\phi x}$ is constant along the dx . But on the AB which distances for circumferentially $a \cdot d\phi$ from OC, the $N_{\phi x}$ changes $\alpha N_{\phi x} / \alpha \phi$ per unit angle.

Therefore on AB, the $N_{\phi x}$ suffers additional $\alpha N_{\phi x} / \alpha \phi \cdot d\phi$, then actually $(N_{\phi x} + \frac{\alpha N_{\phi x}}{\alpha \phi} \cdot d\phi) \cdot dx$ acts on the AB. As a result the net effect of $N_{\phi x}$ on the longitudinal direction is

$$\frac{\alpha N_{\phi x}}{\alpha \phi} dx d\phi$$

Seemingly the stress which contributes to the x axis resultant are only N_x and $N_{\phi x}$.

Nevertheless the forces N_{ϕ} , N_x , Q_x , Q_{ϕ} also produce certain effects on the x axis direction because of the relative rotation around the axes between the each sides of the surface element. By multiplying the relative rotation angles around the z axis, we can deduce the effect of contributions of N_x , N_{ϕ} to the x axis stress component and multiplying the relative rotation angle around the y axis, we also obtain the contributions from Q_x , Q_{ϕ} on the longitudinal direction.

3. N_{ϕ} : which operates on OC should be multiplied by the relative rotation angle around the z axis between OC and AB

$$(\alpha^2_v / \alpha \phi \alpha_x - \alpha_w / \alpha x) \cdot d\phi$$

In this case, this component operates constantly along the OC ($= dx$). Therefore the contribution is

$$- N_{\phi} \left(\frac{\alpha^2_v}{\alpha \phi \alpha_x} - \frac{\alpha_w}{\alpha x} \right) dx d\phi$$

4. N_x : which acts on the OA should be multiplied by the relative rotation angle around the z axis between OA and CB $\alpha^2_v / \alpha^2_x \cdot dx$. The N_x can be regarded as constant on OA ($= a \cdot d\phi$). Then the contribution to the x axis is

$$- N_x \phi \frac{\alpha^2 v}{\alpha x^2} dx \text{ a } d\phi$$

5. $Q\phi$ on OC must be multiplied by the relative rotation angle around the y axis between OC and AB

$$- (\alpha^w / \alpha \phi \alpha_x + \alpha v / \alpha x) \cdot d\phi,$$

therefore the participation of $Q\phi$ to the x axis is

$$Q\phi_x (-1) \left(\frac{\alpha^2 w}{\alpha \phi \alpha_x} + \frac{\alpha v}{\alpha x} \right) d\phi dx$$

6. Q_x on OA must be multiplied by the relative rotation angle around the y axis between OA and CB ($-\alpha^2 w / \alpha x^2 \cdot dx$). The participation of Q_x to the x axis is

$$Q_x \frac{-\alpha^2 w}{\alpha x^2} dx \text{ a } d\phi$$

Summing up these contribution and balancing the load T_x along the x axis direction, one should obtain the following equilibrium equation.

$$\frac{\alpha N_x}{\alpha x} dx \text{ a } d\phi + \frac{\alpha N \phi_x}{\alpha \phi} d\phi dx + (-N\phi) \cdot \left(\frac{\alpha^2 v}{\alpha \phi \alpha_x} - \frac{\alpha w}{\alpha x} \right) dx d\phi + (-Q\phi) \cdot$$

$$\left(\frac{\alpha^2 w}{\alpha \phi \alpha_x} + \frac{\alpha v}{\alpha x} \right) dx$$

$$\cdot d\phi - N\phi_x \frac{\alpha^2 v}{\alpha x^2} dx \text{ a } d\phi + Q_x \left(-\frac{\alpha^2 w}{\alpha x^2} \right) dx$$

$$ad\phi = T_x \cdot d\phi \cdot a \cdot dx \tag{7}$$

II] The equilibrium equation for the circumferential direction.

1. $N\phi$: which operates on the OC changes at the rate of $\alpha N\phi / \alpha \phi$ during the transition from OC to AB traveling circumferentially around the central angle $d\phi$. Then the force on AB is given by

$$(N\phi + \alpha N\phi / \alpha \phi \cdot d\phi) \cdot dx.$$

The not effect of $N\phi$ on AB is

$$\frac{\alpha N\phi}{\alpha \phi} d\phi dx$$

2. $N_x\phi$: which operates on the OA changes at the rate of $\alpha N_x\phi / \alpha x$ per unit length of the x axis. Therefore it acts on CB as

$$(N_x \phi + \alpha N_x \phi / \alpha x^* dx)^* a^* d \phi$$

As a result the net contribution of the $N_x \phi$ on circumferential direction is

$$\frac{\alpha N_x \phi}{\alpha x} dx a d \phi$$

Similary as the case of the longitudinal direction, not only the $N \phi$ and N_x , but also N_x , $N \phi x$, Q_x , $Q \phi$ certainly participate to the circumferential resultants.

3. N_x : contributes to y axis resultant by being multiplied the relative rotation angle around the z axis between OA and CB ($\alpha^2_v / \alpha x^{2*} dx$). Therefore the participation from N_x to the circumferential direction is

$$N_x a d \phi \frac{\alpha^2_v}{\alpha x^2} dx$$

4. $N \phi x$: which acts on the OC must be multiplied by the relative rotation angle around the z axis between OC and AB

$$\left(\frac{\alpha^2_v}{\alpha \phi \alpha x} - \frac{\alpha w}{\alpha x} \right) d \phi$$

Therefore the contribution to the circumferential direction is

$$N \phi \times dx \left(\frac{\alpha^2_v}{\alpha \phi \alpha x} - \frac{\alpha w}{\alpha x} \right) d \phi$$

5. Q_x : should participate in the circumferential resultant by being multiplied the relative rotation angle around the x axis between OA and CB. Then the result is

$$(-1) Q_x a d \phi \left(\frac{1}{a} - \frac{\alpha v}{\alpha x} + \frac{\alpha^2_w}{\alpha \phi \alpha x} \right) dx$$

6. $Q \phi$: takes part in the y axis direction by being multiplied the relative rotation angle around the x axis between OC and AB. Then the contribution is

$$(-1)^* Q \phi^* dx^* \left(1 + \frac{\alpha v}{a \alpha \phi} + \frac{\alpha^2_w}{a \alpha \phi^2} \right) d \phi$$

Organiging these terms and balancing the circumferential load T_y per unit area of the y axis, the next equation is obtained.

$$\frac{\alpha N \phi}{\alpha \phi} d \phi d \phi + \frac{\alpha N_x \phi}{\alpha x} dx^* a^* d \phi + N_x a^* d \phi \frac{\alpha^2_v}{\alpha x^2} dx - Q_x a^* d \phi \frac{1}{a} \left(\frac{\alpha v}{\alpha x} + \frac{\alpha^2_w}{\alpha \phi \alpha x} \right) dx + N \phi x dx d \phi$$

$$\left(\frac{\alpha^2 v}{\alpha \phi \alpha x} - \frac{\alpha w}{\alpha x} \right) - Q \phi \left(1 + \frac{\alpha v}{a \alpha \phi} + \frac{\alpha^2 w}{a \alpha \phi^2} \right)$$

$$d \phi \, dx = T_y \, dx^* \, a^* \, d \phi \quad (8)$$

III] The equilibrium equation for the normal direction

1. The Q_x which operates on OA changes $\alpha Q_x / \alpha x$ per unit length of the x axis along the longitudinal direction. Therefore the net effect due to Q_x to the normal direction is

$$\frac{\alpha Q_x}{\alpha x} \, dx \, a \, d \phi$$

2. $Q \phi$ which works on OC changes $\alpha Q \phi / \alpha \phi$ per unit angle. Preceding circumferentially from OC to AB, the net force difference is

$$\frac{\alpha Q \phi}{\alpha \phi} \, dx \, d \phi$$

Equally as the x, y directions, $N_x, N \phi$ on OA and $N \phi, N \phi x$ on OC contribute to z direction by being multiplied the relative rotation angle around each corresponding axis.

3. The participation of the N_x to the z direction can be obtained by multiplying the relative rotation angle around the y axis between OA and CB $(-1)^* \alpha^2 w / \alpha x^2 \, dx$. Then the contribution is

$$(-1)^* N_x^* \, a^* \, d \phi^* \, (-1) \frac{\alpha^2 w}{\alpha x^2} \, dx.$$

4. The contribution from N_x on OA to the normal direction can be calculated by being multiplied the relative rotation angle around the x axis between OA and CB

$$\frac{1 \alpha v}{a \alpha x} + \frac{\alpha^2 w}{\alpha \phi \alpha x} \, dx$$

5. $N \phi$ takes part in z direction by being multiplied by the relative rotation angle around x axis between OC and AB. Therefore the participation to the z direction is

$$N \phi^* \, dx^* \, \left(1 + \frac{1}{a} \frac{\alpha v}{\alpha \phi} + \frac{\alpha^2 w}{\alpha \phi^2} \right) \, d \phi$$

6. $N \phi x$ contributes to the normal direction being multiplied by the relative rotation angle around the y axis between OC and AB.

Consequently the contribution is

$$(-1) N \phi x \, dx \, (-1) \left(\frac{\alpha^2 w}{\alpha \phi \alpha x} + \frac{\alpha v}{\alpha x} \right) \, d \phi$$

Associating these forces and putting equal to the normal axis loading T_z , then the following equation holds.

$$\begin{aligned} & \frac{\alpha Q_x}{\alpha x} dx a d\phi + \frac{\alpha Q_\phi}{\alpha \phi} d\phi d\phi + N_x a d\phi \frac{\alpha^2 w}{\alpha x^2} dx \\ & + N_x \phi a d\phi \frac{1}{a} \left(\frac{\alpha v}{\alpha x} + \frac{\alpha^2 w}{\alpha \phi \alpha x} \right) dx + N \phi x d\phi dx \\ & \cdot \left(\frac{\alpha v}{\alpha x} + \frac{\alpha^2 w}{\alpha \phi \alpha x} \right) + N \phi dx d\phi \left(1 + \frac{\alpha v}{a \alpha \phi} + \frac{\alpha^2 w}{a \alpha \phi^2} \right) \\ & = T_z dx a d\phi \end{aligned} \quad (9)$$

IV] The equilibrium equation of the moments operating the elements.

There are two ways to regard the arterial wall in stand point of the wall thickness. First is to look the wall as thin shell and the second is thick shell. When one stand by the former view, the stress can be regarded to distribute uniformly across the wall thickness. On the other hand when one stand by the latter case, the distribution of the stress changes continuously along the wall thickness. As we will mention in the following paper precisely, even in the aortic arch which can be treated as thin wall, the stress distribution gradient does exist. So in the middle sized artery such as the femoral artery where the ratio of the thickness to the radius exceed 0.1 and should be treated as a thick wall, the stress would distribute unevenly along the wall thickness. Under such condition, some of the stress surely produce moments with respect to the center of the cross section. There will develop at least four moments on the element.

Define the moment symbols as following.

M_{ij} : The j component of the moment M which acts on the surface that cross at right angle with i axis.

Define the moments of longitudinal, circumferential and the normal direction as before

M_x : The bending moment by the stress σ_x in a section $x = \text{const}$ that is transmitted by a unit length of section toward the direction x (tangent to the generator)

M_ϕ : The bending moment by the stress σ_ϕ in a section $y = \text{const}$ that is transmitted by a unit length of section toward the direction y (tangent to the circumferential profile)

$M_{x\phi}$: The twisting moment by the shearing stress $\gamma_{x\phi}$ in a section $y = \text{const}$ that transmitted by a unit length of the section toward the direction y .

$M_{\phi x}$: The twisting moment by the shearing stress $\gamma_{\phi x}$ in a section $y = \text{const}$ that transmitted by a unit length of the section toward the direction x . Fig 6.

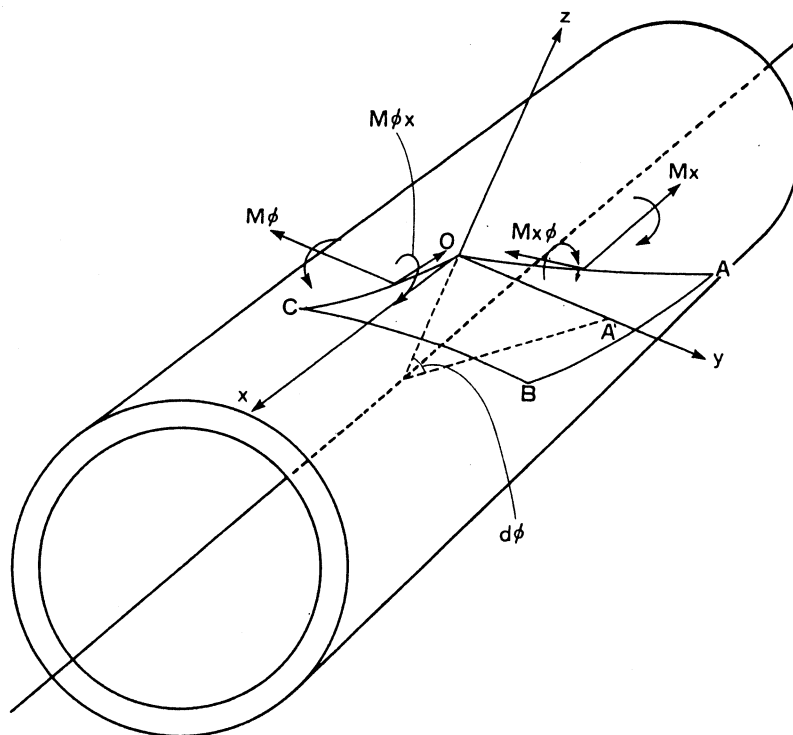


Fig 6 Moments on the micro surface

Fig. 6 This figure present the distribution pattern of the bending moments M_x , M_ϕ and twisting moments $M_{x\phi}$, $M_{\phi x}$ on the micro surface element on the arterial wall. The moments are positive when it rotate in right.

author HIRAYAMA HIROHUMI

I] The moment equilibrium along the longitudinal direction.

1. The M_x which operates on OA changes $\alpha M_x / \alpha x$ per unit length of the xaxis. Therefore on CB, the normal moments along the x axis is added by

$$\frac{\alpha M_x}{\alpha x} a dx d\phi$$

This is the net effect of the M_x to the x axis direction.

2. $M_{\phi x}$ which distributes evenly on OC changes at the rate of $\alpha M_{\phi x} / \alpha \phi$ circumferentially per unit central angle. Then on AB, the moment $(\alpha M_{\phi x} / \alpha \phi \cdot d\phi + M_{\phi x}) \cdot dx$ operates. Consequently the net shearing moment is

$$\frac{\alpha M_{\phi x}}{\alpha \phi} d\phi dx$$

According to the same reasons as forces, under the condition of the cubic deformation of the element, there should be some additional contribution from $M_x \phi$, $M \phi$ through the relative rotation angle between the each side of the element.

3. M_x should be multiplied by the relative rotation angle around the z axis between OA and CB $\alpha^2_v / \alpha x^2 \cdot dx$. Then the contribution of $M_x \phi$ to the longitudinal direction is

$$M_x \phi \cdot a \cdot d\phi \cdot \frac{\alpha^2_v}{\alpha x^2} \cdot dx.$$

4. The participation of the $M \phi$ which operates on the OC to the x axis is obtained by being multiplied the relative rotation angle around the z axis between the OC and AB

$$(\alpha^2_v / \alpha \phi \alpha_x - \alpha_w / \alpha_x) \cdot d\phi$$

The net effect is given as

$$(-1) \cdot M \phi \cdot dx \cdot \left(\frac{\alpha^2_v}{\alpha \phi \alpha_x} + \frac{\alpha_w}{\alpha_x} \right) \cdot d\phi.$$

These moments are balanced with the Q_x (the transverse shear) on OA. Therefore we get the following equation.

$$M_x \phi \cdot a \cdot d\phi \cdot dx \cdot \frac{\alpha^2_v}{\alpha x^2} - M \phi \cdot d\phi \cdot dx \cdot \left(\frac{\alpha^2_v}{\alpha \phi \alpha_x} - \frac{\alpha_w}{\alpha_x} \right) \\ \frac{\alpha M_x \phi}{\alpha x} dx \cdot a \cdot d\phi + \frac{\alpha M \phi x}{\alpha \phi} dx \cdot d\phi = Q_x \cdot a \cdot dx \cdot d\phi \quad (10)$$

II] The moment equilibrium along the circumferential direction.

1. The $M \phi$ which distributes evenly along the OC (= dx) alters at the ratio of $\alpha M \phi / \alpha \phi$ per unit central angle. As a result the total difference of $M \phi$ between OC and AB is

$$(-1) \frac{\alpha M \phi}{\alpha \phi} dx \cdot d\phi$$

$$\alpha \phi$$

that is the net effect.

2. The $M_x \phi$ changes $\alpha M_x \phi / \alpha x$ per unit length of the x axis. Therefore the net moment is given as

$$\frac{\alpha M_x \phi}{\alpha x} dx \cdot a \cdot d\phi$$

3. The contribution from M_x to the circumferential direction is established by multiplied the relative rotation angle around the z axis between OA and CB $\alpha^2_v / \alpha x^2 \cdot dx$. Consequently the con-

tribution of the M_x

$$(-1) \cdot M_x \cdot a \cdot d\phi \cdot \frac{\alpha^2 v}{\alpha x^2} dx.$$

4. The contribution of $M \phi x$ is also calculated by utilizing the relative rotation angle around the z axis between OC and AB . The result is given as

$$(-1) \cdot M \phi x \cdot dx \cdot \left(\frac{\alpha^2 v}{\alpha \phi \alpha x} - \frac{\alpha w}{\alpha x} \right) d\phi$$

These moments are equated to the transverse shearing force $Q \phi$ on OC . Then the following equation is formed.

$$\begin{aligned} & - \frac{\alpha M \phi}{\alpha \phi} dx d\phi + \frac{\alpha M x \phi}{\alpha x} dx a d\phi - M x a dx d\phi \frac{\alpha^2 v}{\alpha x^2} \\ & - M x \phi dx d\phi \left(\frac{\alpha^2}{\alpha \phi \alpha x} - \frac{\alpha w}{\alpha x} \right) = - Q \phi a dx d\phi \end{aligned} \quad (11)$$

III] The moment equilibrium along the normal direction.

1. The component of the contribution from M_x for the normal direction is obtained by multiplying the relative rotation angle around the y axis between OA and CB $(-1) \cdot (\alpha^2 w / \alpha x^2) \cdot dx$.

Then the contribution to the normal direction is

$$(-1) \cdot M_x \cdot a \cdot d\phi \cdot (-1) \frac{\alpha^2 w}{\alpha x^2} dx.$$

2. The contribution from $M_x \phi$ is calculated by multiplying the relative rotation angle around the x axis between OA and CB

$$1 / a \cdot (\alpha v / \alpha x + \alpha^2 w / \alpha \phi \alpha x) dx.$$

As a result, the effect is

$$M_x \phi \cdot a \cdot d\phi \cdot 1 / a \cdot \left(\frac{\alpha v}{\alpha x} + \frac{\alpha^2 w}{\alpha \phi \alpha x} \right) dx.$$

3. The component through which $M \phi$ contributes in the normal direction is obtained by multiplying the relative rotation angle around the x axis between OC and AB $(d\phi + 1 / a \cdot (\alpha v / \alpha \phi + \alpha^2 w / \alpha \phi^2) d\phi)$

Consequently the contribution is given as

$$M \phi \cdot dx \cdot \left(1 + \frac{1}{a} \frac{\alpha v}{\alpha \phi} + \frac{\alpha^2 w}{\alpha \phi^2} \right) d\phi.$$

4. The participation of $M \phi x$ is given by being multiplying the relative rotation angle around they axis between OC and AB

$$(-1) \cdot (\alpha v / \alpha x + \alpha^2 w / \alpha x \alpha \phi) \cdot d\phi$$

Then the contribution is

$$(-1) \cdot M \phi x \cdot dx \cdot \left(\frac{\alpha v}{\alpha x} + \frac{\alpha^2 w}{\alpha \phi \alpha x} \right) \cdot d\phi.$$

These moments are known to be balanced by the difference of $N \phi x$ and $N_x \phi$. Therefore the equilibrium equation is expressed as following.

$$\begin{aligned} Mx a dx d\phi \frac{\alpha^2 w}{\alpha x^2} + Mx \phi a d\phi \frac{1}{a} \left(\frac{\alpha v}{\alpha x} + \frac{\alpha^2 w}{\alpha \phi \alpha x} \right) \\ + M \phi dx d\phi \left(1 + \frac{1}{a} \left(\frac{\alpha v}{\alpha \phi} + \frac{\alpha^2 w}{\alpha \phi^2} \right) \right) - Mx \phi d\phi \\ dx \left(\frac{\alpha v}{\alpha x} + \frac{\alpha^2 w}{\alpha \phi \alpha x} \right) = (N_x \phi - N \phi x) dx a d\phi \end{aligned} \quad (12)$$

However in many text books the equation (12) is written as

$$\begin{aligned} Mx a dx d\phi \left(\frac{\alpha v}{\alpha x} + \frac{\alpha^2 w}{\alpha \phi \alpha x} \right) + Mx \phi a dx d\phi \frac{\alpha^2 w}{\alpha x^2} \\ Mx \phi dx d\phi \left(1 + \frac{1}{a} \left(\frac{\alpha v}{\alpha \phi} + \frac{\alpha^2 w}{\alpha \phi^2} \right) \right) - M \phi dx d\phi \\ \left(\frac{\alpha v}{\alpha x} + \frac{\alpha^2 w}{\alpha \phi \alpha x} \right) = (N \phi x - N_x \phi) a dx d\phi \end{aligned} \quad (13)$$

To obtain such a result, the distribution and the direction of the each moment should be given in the configuration that are expressed in the Fig 5 – 1 of the text book of Fllügge. The distribution of the moments are different from our one. Fig 7. As a result the components of the contributions is different from what we have deduced.

1. The contribution of Mx which acts on the OA is obtained by the relative rotation angle around the x axis between OA and CB

$$1 / a \cdot (\alpha v / \alpha x + \alpha^2 w / \alpha x \alpha \phi) \cdot d\phi.$$

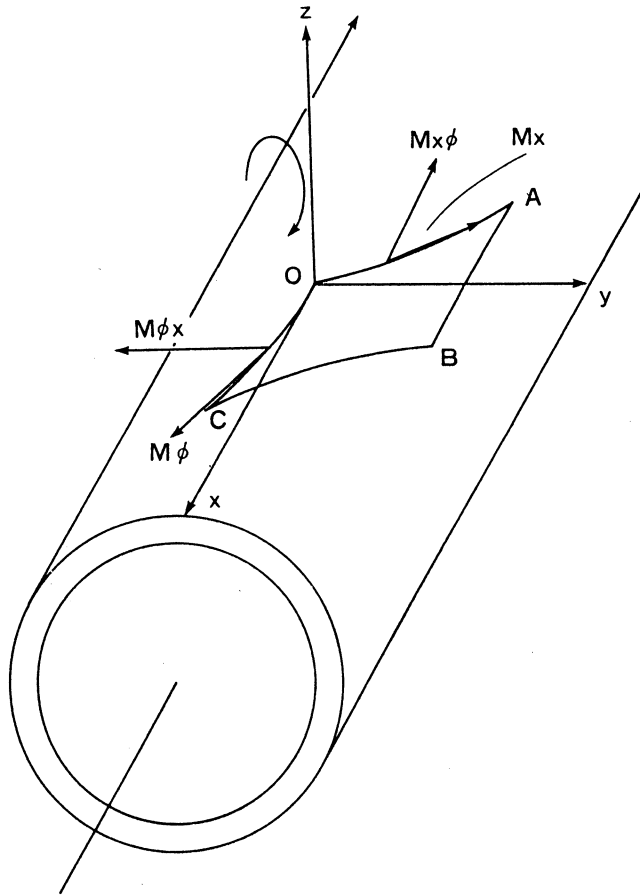
Therefore the contribution to the normal direction from Mx is

$$Mx \cdot a \cdot d\phi \cdot 1 / \cdot \left(\frac{\alpha v}{\alpha x} + \frac{\alpha^2 w}{\alpha \phi \alpha x} \right) \cdot d\phi.$$

2. The contribution of $Mx \phi$ which work on the OA is given by multiplying the relative rotation angle around the y axis between the OA and CB

$$(-1) \cdot \alpha^2 w / \alpha x^2 \cdot dx.$$

Therefore



**Fig 7 Moments on the micro surface
(by Flügge)**

Fig. 7 The distribution of the moments according to the text of Flügge. Note the difference of the line elements on which the moments operate between our dynamical analysis.

author HIRAYAMA HIROHUMI

$$(-1) \cdot M_x \phi \cdot a \cdot d\phi \cdot (-1) \cdot \frac{\alpha^2 w}{\alpha x^2} \cdot dx.$$

3. The contribution of $M \phi$ which acts on the OC to the normal direction is calculated by multiplying the relative rotation angle around the y axis between OC and AB $(-1) \cdot (\alpha^2 w / \alpha \phi \alpha x + \alpha v / \alpha x) \cdot d\phi$.

The result is

$$M \phi \cdot dx \cdot (-1) \cdot \left(\frac{\alpha^2 w}{\alpha \phi \alpha x} + \frac{\alpha v}{\alpha x} \right) \cdot d\phi.$$

4. The contribution of $M \phi x$ which operates on OC is computed by multiplying the relative rotation angle around the x axis between OC and AB

$$d\phi + 1/a \cdot (\alpha_v / \alpha \phi + \alpha^2_w / \alpha \phi^2) \cdot d\phi.$$

Then the contribution to the normal direction is expressed as

$$M \phi x \cdot dx \cdot d\phi \cdot \left(1 + \frac{1}{a} \left(\frac{\alpha_v}{\alpha \phi} + \frac{\alpha^2_w}{\alpha \phi^2} \right) \right)$$

Summing these 4 terms result in the equation (13) /

But practically we don't use the equation (12) or (13) which is soon recognized. Since the definition of $N_x, N \phi, N_x \phi, N \phi x, Q_x, Q \phi$ in the textbook of Fllugge coincide with our definition, we use these equations. The difference of the direction of the moments between our one are not discussed further more in this paper.

Associating these mentioned theoretical expansion in this paper, we have reduced the relative rotation angle between each line on the element equations 1 – 6 and by utilizing these angle we have established the static equilibrium equations of the forces (equation 7 8 9) and moments (equation 10 11 12) by strict dynamical analysis.

DISCUSSION

In this research we have disclosed the relative rotation angles that the arterial wall beared the cubic deformation on the curved three dimensional surface. Then utilizing these parameters, we have induced the static equilibrium equations of the forces and moments. In this discussion we firstly refer to the significance of utilizing the shell theory. Then discuss about the validity of applying the linear theory.

1. Artery as a shell

In this paper we analyzed the mechanical dynamic properties mathematically based on the geometric conception that regard the artery as a shell. Naturally speaking, all pieces of the construction of the arterial wall is a three dimensional body. On the other hand with respect to the geometric feature of the arterial segments, one is tempted to recognize the arterial structure as a shell conformation. In the strict mathematical treatment, the shell is defined as the structure which is enclosed by two curved surface whose distance are shorter than the principal radius of curvature. Ontologically the shell is interpreted as an object which is the substantiation of a curved surface, the arterial wall. This characterization does not necessary mean that the thickness of the shell must be extremely small in comparison with other parameters, nor the components of the shell must be all elastic solid material. So the arterial wall system is one of the most suitable ob-

ject for applying the shell theory.

Except for the singular case of a plane plate in which the displacement of the strained middle surface is inextensional nor incompressive, generally after deformation, the shell structure has no developable surface already due to the extension or compression which had been spreaded around the section. [2]

In the membrane analysis theory it is sufficient to treat only the surface forces and in fact it can express the dynamical state in the shell appropriately. However as the thickness of the shell increases and the developability has disappeared, especially for the section where an abrupt change of the curvature would occur, the transverse forces or moments should operate. Therefore the membrane theory cannot describe the arterial wall dynamics sufficiently. So the bending theory which imply not only the transverse forces but also the bending and twisting moments should be utilized.

For the conventional way of analyzing the forces and moments that operate on the shell, it is enough that one should confine the attention only to the small element of the surface. Generally a curved shell structure can be expressed geometrically by its middle surface, its edge line and its thickness. Those are the necessary and sufficient parameters. As a result one can establish the coordinate system on that surface.

2. About the rotation angle

In the thick walled shell to which the bending theory should be applied, there exist the extension or the compression in the middle surface. The generator, the circumferential tangent (profile) and the normal on the arbitrary point on the middle surface before the deformation coincide with the x , y , z axes respectively. However when the deformation had developed, the configuration of the curved surface changes. So the different coordinates should be adopted.

Therefore after the deformation develops, expect for the normal (parallel with the z axes), not the generator but the tangent of the generator should coincide with the x axes. After establishing those x , z axes, then the y axis is fixed vertical to the $x - z$ plane.

So essentially the generator is curved in comparison with the predeformed generator. Accordingly the direction of the forces would have changed. Especially with respect to the relative configuration of the each line on the element, above mentioned changes in the axes produce the changes of the position and arrangements of the line of the element. As a result there develop rotative movements around each axis and the relative rotation angle between the each line on the element would manifest.

Since the displacements are all extremely small in any direction, the higher order of the differentials could be neglected. However in the case where the cross sectional forces are not small in comparison with the bending forces, these higher order terms will become significant. [2]

3. About the modeling of the arterial wall.

The arterial wall is composed of elastic fiber, collagen fiber and smooth muscle. These components have different biophysical properties respectively and changes with the position of the artery and age. Therefore essentially it is inhomogeneous and the dynamical properties change in direction. Furthermore as will be mentioned later, the arterial wall have viscosity and the deformation attains to over 10% (the finite large deformation). Associating such properties, the arterial wall is never linear and it is almost impossible to establish a model which includes those mentioned conditions completely. However looking the arterial wall macroscopically as one member of the dynamic systemic circulation, the structure of the wall can be treated as homogeneous and within the plane right angle to the tube axis, the directional property of the wall is isotropic. Further more, under the kinds of limiting conditions, the steady and the dynamic stress – strain relations can be regarded as liner. Then we can treat the wall as a linear viscoelastic material.

To express the visco – elasticity of the material by physical model, we ordinary use the spring which describes the lumped elasticity abstractively and dash pot which expresses the lumped viscosity abstractively. Those elements represent the biophysical quality of the wall but do not signify the entity which produces the elasticity or viscosity. The parallel combination of these components is called the Voigt type model and series one is called the Maxwell type model. In many studies of the modeling of the arterial wall, the Voigt type model has been used frequently. However it does not express the dynamic properties of the arterial wall as followings

1. the bounded stress relaxation
2. the plateau of the elastic modulus
3. the frequency dependent damping.

Accordingly this model although express the creep phenomenon except the initial elastic response, the stress response to the step strain input is constant and does not change with time. [6]

The Maxwell model also does not express the following features of the wall

1. the bounded creep
2. the constancy of Young's modulus for frequency higher than 3Hz.
3. the non zero Young's modulus for lower frequency.
4. the stress relaxation to the non zero constant value.

Then this model can describe the stress relaxation in response to the constant strain and continuous irreversible development of the strain in reacting to the step stress but does not express the plateau part of the strain. So the simple model of either type is not suitable to represent the wall mechanics. Maxwell, J, A (1968) [7] examined the applicability of these elements to the expression of the attenuation (damping) of the pulse wave in canine carotid artery at frequency range $40\text{Hz} < f < 200\text{Hz}$. To represent these attenuation, he concluded that the Voigt type model is favourable. However even utilizing this model only the damping of the torsion wave in the wall could be expressed. Further more for the frequency range lower than 5Hz and in the small viscosity of the wall, the damping of the wave could be represented more properly by the Maxwell model. According to his data, the Voigt type model is applicable only for the high frequency range over 40Hz.

Westerhoff and Noodergraaf (1970) [8] following his previous model of the human systemic arterial tree, created a new mathematical and physical model for the wall properties. Their model consisted of combination of two parallel Maxwell model with single spring and totally a five element Voigt model. Their model expressed the frequency dependency of the Youngs modulus, the stress – relaxation phenomenon, creep phenomenon and hysteresis quantitatively. They concluded the model covered all the known aspects of the visco elastic wall properties. However to incorporate such complex arterial mechanical properties which originate from the viscous property of the arterial wall did not affect the frequency – input impedance relation significantly in the total systemic circulation.

Cox, R. H (1972) [6] utilized the phenomenological model to represent the frequency dependence of the mechanical properties of the arteries. He founded that a model consisting a spring in series with a Voigt model, the 3 element model properly exhibit the data obtained from the canine femoral artery for heart rate larger than 2Hz. The 3 element model showed both the creep and stress relaxation phenomenon. The initial transient elastic response which the Voigt model cannot describe, was followed by the exponential creep. The stress relaxed to the non zero value and did not disappeared as the Maxwell model.

By such combination of these elements in complex form, we can make the degree of the approximation increase arbitrary. However in the complex model, the biophysical significance of each elements in the model becomes obscure and the effects of change of the elements on the overall behaviour of the system cannot be detected in clear form. In addition for the actual arterial system in the body, such an unrealistic input form as the step stress input or the delta strain input does not exist nor operate to the arterial wall. The input pattern of the stress or strain is far more com-

plex. So it is not sufficient to examine the aptness of the response to only the step functional strain or the delta form stress of these models.

By the help of engineering analyzing technique, recently some complex model of large finite deformative visco elastic model have been presented. However in our studies the most important purpose is to establish a comprehensive easy treatable model when one wished to understand the circulation system macroscopically. So we adopted only capacitance in this paper to represent the visco – elasticity of the wall. In the following papers we surely present the visco – elastic model that include the wall viscosity.

4. The linearity of the stress strain relation

In this paper we have analyzed the relative rotation angles and equilibrium conditions that forces and moments satisfy. To analyze such situations, we confined our attention to the middle surface of the element and assumed the Hookes law. That means the stress – strain relation is linear. However in the actual arterial wall, the stress – strain relation is complicated. Conventionally the stress strain relation of the biological materials had been investigated by applying the step functional stress or strain and analyzing the resulting strain or stress in Vitro. Therefore the experimental conditions are far from natural.

Wiederheim (1965) [9] utilized the step strain for the canine arteriales ($60\mu\text{m} < D < 150\mu\text{m}$) and analyzed the circumferential stress – strain relation. Although the relation was marked nonlinear for the circumferential strain range $\Delta r / r_0 \leq 0.23$, below this range, the relation was linear.

Attinger (1968) [10] examined the difference of the stress strain relation in different direction. He used the canine femoral artery and kept it in situ length. Inputting the step strain in the longitudinal direction and he measured resulting the stress in the longitudinal and circumferential direction. As a result in the both directions, the stress strain relations were nonlinear, yet the latter exhibited stronger nonlinearity.

To conform to the in Vivo state, converting the developed stress into the pressure dimensions (mmHg), the physiological pressure range $60 < \text{BPmmHg} < 175$ corresponded to the developed stress for the range of $400\text{g} \sim 1200\text{g}$. In this case the longitudinal strain was $0.3 < \Delta L / L < 0.6$. Within such strain range, the stress – strain relation was nonlinear. The linear stress – strain relation manifested only at the range of input stress over 1200g which corresponded to blood pressure over 175mmHg . Further more the nonlinearity in the circumferential direction was markedly influenced by the change of the tonus of the smooth muscle. However the relation in

the longitudinal direction was almost linear for a wide range of the developed stress and was independent of the smooth muscle tonus. In the actual human arterial system, the longitudinal strain due to the pulsatile blood flow is small ($0.1 < \Delta L / L$) because of the longitudinal tethering of the surrounding. That is far from the experimental artificial strain.

Dobrin, P. B. (1969) [11] used the canine carotid artery for the same experimental subject. Inputting the step wise circumferential strain and he has measured the consequential longitudinal and circumferential stress. Within the range of the circumferential strain $\Delta r / r < 0.4$, the circumferential stress – strain relation was almost linear. However for $0.4 < \Delta r / r < 1.2$ which corresponded to the transmural pressure about 50 – 200mmHg in his experimental instrument, the circumferential relation showed marked nonlinearity. Contrary to Attingers results, the relation between the stress in the longitudinal direction and the strain in the circumferential direction was nonlinear under the same circumferential strain. Yet when the strain $\Delta r / r$ was smaller than 0.2, the relation was linear.

Dobrin, P. B. (1973) [12] measured the examined the contribution of the smooth muscle to the arterial stress – strain relation. Utilizing the KCI, he killed the smooth muscle and subtracted these effects from the stress obtained under the condition of maximum constriction that had been induced by Norepinephrine. Therefore the resultant stress – strain relation can be regarded as reflecting purely the effect of the smooth muscle. Under the isometric contraction of strain $\Delta D / D < 0.7$ which corresponded to the blood pressure $50 < \text{BPmmHg} < 150$, the circumferential stress – strain relation was linear.

Cox, R. H. (1975) [13] analyzed the stress – strain relation by employing the strain energy density function for the canine carotid artery. In any direction for circumferential stress – strain, longitudinal stress – circumferential strain, and radial stress – circumferential strain, these relations were all nonlinear. Nevertheless for the strain of $\Delta r / r < 0.2$, the relation could be treated as linear. He also (1976) [14] studied the stress – strain relation of canine iliac or carotid artery that was attributed exclusively to the mechanical property of the smooth muscle. The active stress – strain relation was almost linear until the strain was $\Delta r / r < 0.56$. He suggested the collagenous fiber would have participated in the nonlinearity of the stress – strain relation.

As for the nonlinear analysis of the arterial wall, many researchers used the strain energy density function of variable type. Tanaka (1974) [15] studied the nonlinear stress – strain relation of the canine arterial arch within the physiological range of input stress. He presented the mathematical expression for the Tension (T) – strain (e) relation as $T = Ke^r$. This formula of course suggest the nonlinearity. The e and r were small especially in the peripheral artery. In the case of the

femoral artery, $r = 1.23$ for the longitudinal direction and $r = 1.59$ for the circumferential direction. These values were small comparing with the data of the aortic arch ($1.75 < r < 2.05$). Associating these results, for the small range of e and r , one can regard the stress – strain relation is linear. Although above mentioned nonlinear analysis were based on the least square method, the range which referred were beyond the physiological state. No one can apply the physiological significance to the least square method. Vaishnav (1972) [16], Fung (1979) [17] also applied the nonlinear analysis. But their analyzing procedures were extremely complex and does not give a practical advantage.

Admitting the nonlinear stress – strain relation, Patel, D. J (1967) [18] divided the stress – strain relation into two components in the canine descending aorta in Vivo. He measured the ratio of the incremental stress – strain component to the average stress – strain component within the physiological range. Under the static condition, the circumferential incremental stress was 19 – 20 per cent of the average stress, and for the longitudinal direction the incremental stress was 18 – 25% of the average stress. In addition, the incremental circumferential strain is 5.3 – 14% of the average strain and for the longitudinal direction, it was 4.2 – 7.9% of the average strain. About for the dynamic incremental stress – strain relation, the circumferential incremental stress was 11 – 14.9% of the average stress, the longitudinal one was 3.7 – 4.8% of the average stress. About for the strain for the circumferential direction, the incremental strain was 1 – 1.4% of the average strain, for the longitudinal incremental strain was 0.5 – 0.57% of the average strain. He concluded that the incremental components of the stress or strain are much small in comparison with the average stress, strain in the either direction. He also said that the nonlinear component of the stress – strain relation is small compared with linear one.

Conjoining these experimental results, one may be permitted to regard the stress – strain relation is linear in either direction within the physiological range of the pressure and strains. Thus the linear mechanical dynamics is applicable for analyzing the static equilibrium problems of the forces and moments. Although the mathematical treatments were longsum, such process of analyzing the minute and exact mechanical dynamical properties of the arterial wall is one of the core part of the modeling of the arterial system. In the following paper, we expand the forces – displacements relation for a paving stone of construction of the arterial wall movement equations.

REFERENCES

- 1) Womersley JR (1958) An elastic tube theory of pulse transmission. WADC. TR 56 – 614.

- 2) Shigeoka M, Niwa Y, Yamada Y, Shiraishi S (1970) The constructive dynamics III The dynamics of the plates. Maruzen Press, pp213 – 234.
- 3) Timoshenko S, Krieger SW (1959) Theory of Plates and Shells. McGraw – Hill, pp479 – 484.
- 4) Love AEH (1929) Treatise on mathematical theory of elasticity. Dover, pp499 – 549.
- 5) Flugge W (1960) Stress in Shells. Springer, pp208 – 217.
- 6) Cox RH (1972) A model for the dynamic mechanical properties of arteries. J. Biomechanics 5 : 135 – 152.
- 7) Maxwell JA, Anliker M (1968) The dissipation and dispersion of small wave in arteries and veins with viscoelastic wall properties. Biophys. J 8 : 920 – 950.
- 8) Westerhoff N, Noodergraaf A (1970) Arterial visco elasticity. A generalized model. J. Biomechanics 3 : 357 – 379.
- 9) Wiederheim CA (1965) Distensibility character of small blood vessels. Cir. Res 24 : 1075 – 1084.
- 10) Attinger FM (1968) Two dimensional in vivo studies of femoral arterial wall of dog. Cir. Res 22 : 829 – 840.
- 11) Dobrin PB, Doyle JM (1970) Vascular smooth muscle and the anisotropy of dog carotid artery. Cir. Res 27 : 105 – 119.
- 12) Dobrin PB (1973) Influence of initial length on length tension relationship of vascular smooth muscle. Am. J. Physiol 225 : 664 – 670.
- 13) Cox RH (1975) Anisotropic properties of canine carotid artery in Vivo. J. Biomechanics 8 : 293 – 300.
- 14) Cox RH (1976) Mechanics of canine iliac arterial smoothmuscle in vivo. Am. J. Physiol 230 : 462 – 470.
- 15) Tanaka T, Fung YC (1974) Elastic and inelastic properties of the canine aorta and their variation along the aortic tube. J. Biomechanics 7 : 357 – 370.
- 16) Vaishnav RN, Young JT, Patel DJ (1972) Nonlinear anisotropic elastic properties of the canine aorta. Biophys. J 12 : 1008 – 1027.
- 17) Fung YC, Fronec K, Patitucci R (1979) Pseudo elasticity of arteries and the choice of its mathematical expression. Am. J. Physiol 237 : 620 – 631.
- 18) Patel DJ, Janick JS, Carew TE (1969) Static anisotropic elastic properties of the aorta in living dogs. Cir. Res. 25 : 765 – 779.
- 19) Patel DJ, Janick JS, Vaishnav RN, Young JT (1973) Dynamic anisotropic viscoelastic properties of the aorta in living dog. Cir. Res 32 : 93 – 107.

グラフの変化過程

山口 忠

A Graph Stochastic Process

Tadasi YAMAGUCHI

Abstract

The graph G_{t+1} is defined recursively from G_t by some stochastic rules. We call this sequence $\{G_t\}$ a graph stochastic process.

The rules are described in the following two cases:

(1) an edge is chosen at random, and then its destination is changed at random, (2) some edges are cut with a probability and some edges occur between some vertices pairs with the same probability. In both cases, the processes are characterized by finite Markov chains. In this paper, the way of deriving these transition matrices is reported.

1. はじめに

グラフ・ネットワークが何等かの要因でその構造を変えたり、時間的経過に伴って変化したりすることがある。例えば、通信網・道路網は初めは比較的単純な構造をしていたものが社会・経済・時間的要因でその構造を変える。一方、グラフ論では、グラフの性質を調べるために、グラフに変化を与え、その性質がどう変わるかをみることがある(グラフの丈夫さ、辺・頂点の除去によるグラフ的緒性質の変化)。しかし、グラフを単純に変化過程の対象とみでの研究は多くはない。例えば、対象を木グラフに限定した議論ではあるが組織構造の変化過程の研究はその代表であろう¹⁾。又、小集団における均衡過程の研究²⁾もこの範疇とみなせるが、変化の要因をグラフの均衡化におき、グラフの構造の変化自身を扱っているわけではない。

本報告では、グラフの頂点の増減はないものとし、2つの場合に分けて議論する。まず、(1) 辺の数の増減も無い場合の変化を考える。この仮定のもとでの辺の変化として基本的なものは、辺の交換、辺の付け換えなどがあるが、辺の交換は辺の付け換えの合成とみなせる。ここでは、ランダムな辺の付け換えを扱う。(2) 次に、グラフのいくつかの辺がランダムに切れ、辺の無かったいくつかの頂点对にランダムに辺が生ずるようなケースを扱う。いずれの場合も、ランダムな辺の変化のもとでのグラフの変化はマルコフ連鎖としてモデル化でき、その推移確率の決め方について述べる。

2. 辺の数が一定の場合⁴⁾

2.1 モデルの設定と推移確率

無向グラフ（以下，単にグラフという）を $G = (V, E)$ で表わす。 V は頂点集合， E は辺集合である。頂点 u, v 間の辺は (u, v) で表わす。頂点数 n ， 辺の数 m のグラフ全体を $G(n, m)$ で表わす。グラフに関する用語・概念は文献3) に従う。

定義1. 辺の付け換え $F(u; v, w)$ とは， $E - (u, v) + (u, w)$ 但し， $(u, v) \in E, (u, w) \notin E$ 。この操作を単に F とも記す。グラフ G の頂点 u, v, w に操作 F を施した結果のグラフを $F(u; v, w)(G)$ 又は単に $F(G)$ と記す。この操作（頂点は必ずしも同じではない）を k 回適用した結果を $F^k(G)$ で表わす。 $F^0(G) = G$ とする。

命題1. 任意の $G, H \in G(n, m)$ に対して， $H = F^k(G)$ なる整数 $k \geq 0$ が存在する。即ち， ある k と $(u_i, v_i, w_i) (i = 1, 2, \dots, k)$ が存在して， $H = F(u_k; v_k, w_k) \dots F(u_2; v_2, w_2) F(u_1; v_1, w_1)(G)$ である。

証明：グラフ G, H の頂点に各々適当にラベルをふり， その隣接行列を M_G, M_H とする。 M_G と M_H のハミング距離， 即ち， M_G と M_H の異なる成分の個数を $d(M_G, M_H)$ で表わす。 $d = d(M_G, M_H) = 2k'$ とする。 $k' = 0$ ならば， G と H は等しい。 $k' \geq 1$ とする。 $(u, v) \in E_G \setminus E_H, (w, z) \in E_H \setminus E_G$ なる辺が存在する。ここで， E_G, E_H はグラフ G, H の辺集合である。(1) $u = w$ のとき；このときは $v \neq z$ 。 $F(u; v, z)(G)$ を G' とすると， $d(M_{G'}, M_H) = 2(k' - 1)$ を得る。(2) $u \neq w$ のとき； $v = z$ なら， 上と同様。 $v \neq z$ とする。(イ) $(u, w) \in E_G$ の場合： (u, v) を (u, w) に換え， (w, u) を (w, z) に換える。即ち， $F(w; u, z)F(u; v, w)(G)$ を G' とすると $d(M_{G'}, M_H) = 2(k' - 1)$ を得る。(ロ) $(u, w) \in E_G$ の場合： (w, u) を (w, z) に， (u, v) を (u, w) に換える。即ち， $F(u; v, w)F(w; u, z)(G)$ を G' とすると $d(M_{G'}, M_H) = 2(k' - 1)$ を得る。いずれの場合も対称差の2減少したグラフを得る。この手続きを繰り返して H と対称差が0のグラフを得る。□

定義2. $G_0 \in G(n, m)$ に対して， $G_{t+1} = F(G_t) (t = 0, 1, 2, \dots)$ で与えられる系列 $\{G_t\}$ をグラフ変化過程という。

定義3. (グラフ変化過程にランダム性の導入) 操作 F を次の様に解釈する：グラフ G の1つの頂点 u をランダムに， 即ち， 等確率で選ぶ。次に， その頂点 u に付随する辺 (u, v) を1つランダムに選ぶ。更に， この u に隣接していない頂点 w をやはりランダムに選び辺 (u, w) を加える。即ち， $H = F(u; v, w)(G)$ とする。但し， 上で， (u, v) または (u, w) が存在しなければ， $H = G$ とする。

命題2. 与えられたグラフ G に対して， 定義3で得られるグラフを H とすると， G から H への推移確率は次式で与えられる：

$$\sum (n \cdot r(u))^{-1}$$

但し， $r(u) = d(u) \cdot (n - 1 - d(u)) (0 < d(u) < n - 1), = 1 (d(u) = 0 \text{ 又は } n - 1)$ で与えられる。

グラフの変化過程

$d(u)$ は u の次数である。和は、 $F(u;v,w)(G) = H$ なる $v,w \in V$ の存在する u についてとる。

証明：任意の頂点 u が選ばれる確率は $1/n$ である。その u に対して、 $F(u;v,w)(G) = H$ なる $v,w \in V$ の存在するとき、 v,w の選ばれる確率は $1/r(u)$ である。従って、1組の u,v,w の選ばれる確率は $1/(n \cdot r(u))$ となる。 u の次数が 0 又は $n-1$ のときは G に変化はないので、 $F(u)(G) = G$ であることに注意して、 $F(u;v,w)(G) = H$ となる u について上で得た確率を加えれば上式を得る。□

命題 3. 頂点数 n ，辺数 m のグラフのクラス $G(n,m)$ を番号づけし、 p_{ij} を、命題 2 によって決まるグラフ G_i からグラフ G_j への推移確率とする。このとき、グラフ変化過程 $\{G_t\}$ は $[p_{ij}]$ を推移行列とするマルコフ連鎖になる。

従って、マルコフ連鎖の知識をかりて種々のことが導きだせる。例えば、命題 1 と合わせて、次の命題を得る。

命題 4. グラフ変化過程 $\{G_t\}$ はエルゴード連鎖である。

エルゴード連鎖は定常分布を持つことから、過程 $\{G_t\}$ において、どのグラフがどの程度観察されるかなどの知識が得られる。これらのことを例を通じて説明する。

2.2. 例題

$G(5,3)$ でのグラフ変化過程を例示する。 $G(5,3)$ のクラスのグラフは図 1 の 4 個である。例として、 G_2 からの推移確率を求める。 G_2 から G_1 への推移は表 1 にあるように 2 通りで、確率 p_{21} は $1/20 + 1/20 = 1/10$ である。 G_2 から G_2 への推移は 7 通りで、確率 p_{22} は $2/15 + 4/20 + 1/5 = 8/15$ である。以下同様にして、図 2 のような推移図を得る。

ちなみに、推移行列 $P = [p_{ij}]$ より、 $xP = x$ なる定常分布を求めると、 $x = (1/12, 1/2, 1/6, 1/4)$ を得る。即ち、 G_2 が最もよく観察され、 G_1 はその $1/6$ 程度である、等のことがわかる。

表 1 G_2 からの推移

u	v	w	G_j	$1/(n \cdot r(u))$
1	2	3	G_3	1/15
1	2	4	G_2	
1	2	5	G_4	
2	1	4	G_1	1/20
2	1	5	G_2	
2	3	4	G_2	
2	3	5	G_4	
3	2	1	G_2	1/20
3	2	5	G_4	
3	4	1	G_1	
3	4	5	G_2	
4	3	1	G_2	1/15
4	3	2	G_3	
4	3	5	G_4	
5			G_2	1/5

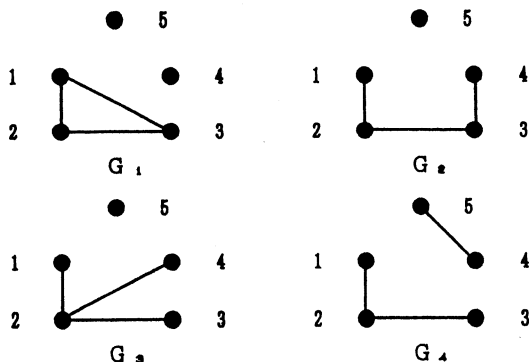


図1 G(5,3)のグラフ

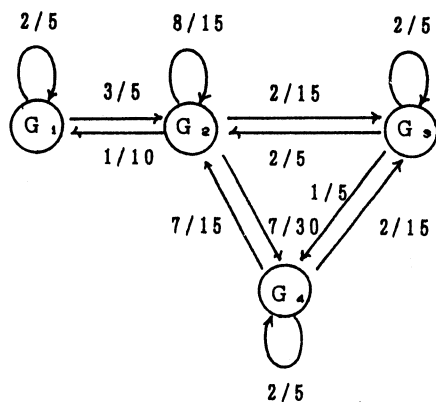


図2 G(5,3)の推移図

3. 辺の数に増減のある場合^{5, 6)}

3.1 モデルの設定

辺の無い点对を補辺ということにする（辺の無い点对は補グラフの辺であるから）。各辺、各補辺がある離散時間（一定）ごとに、そのままの状態（辺は辺のまま、補辺は補辺のまま）か、辺から補辺に、あるいは、補辺から辺にある確率で変化するとし、この確率は、点对によらず一定 p とする。即ち、

$$p = \Pr(\text{辺} \rightarrow \text{補辺}) = \Pr(\text{補辺} \rightarrow \text{辺}), \quad q = 1 - p = \Pr(\text{辺} \rightarrow \text{辺}) = \Pr(\text{補辺} \rightarrow \text{補辺}).$$

この辺、補辺の確率ルールから、グラフをラベルなしグラフとみるとき（即ち、頂点を区別しない）、あるグラフがあるグラフへ変化する確率がどう表わされるかを調べたい。

3.2 ラベルなしのグラフの変化確率

例えば、図3のような変化を考える。この変化は、長さ2のパスと1個の孤立点をもつグラフ G から長さ1のパスと2個の孤立点をもつグラフ G' へ変化している。この素過程は、 G をラベルつきグラフと考えこれが確率的に ${}_4C_2$ 個の G' に対応するラベルつきグラフへの変化過程である。具体的にこの確率を求めてみる： G の2個の辺うちの1つが補

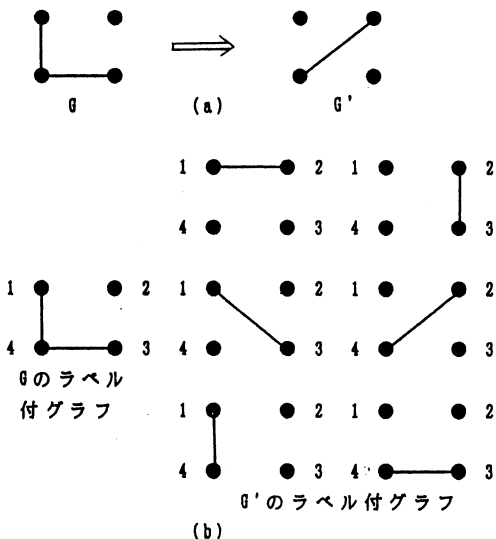


図3 説明図

辺に変化したという事象の確率は $2pq^5$, G の 2 個の辺が共に補辺に変わり, G の 4 個の補辺の 1 つが辺に変化するという事象の確率は $4p^3q^3$ である。従って, $\Pr(G \rightarrow G') = 2pq^5 + 4p^3q^3$ となる。

同様に, 一般の場合を考える。 n 点ラベルなしグラフの全体を $G(n)$ で表わす。

$G, G' \in G(n)$ について, $\Pr(G \rightarrow G')$ の決定, およびその性質を調べる。

1) G の頂点に $1 \sim n$ の番号を付し固定する。

2) G' のラベルつきグラフを $G'_1, G'_2, G'_3, \dots, G'_s$ とする。以下, グラフ G, G'_i の辺集合も同じ G, G'_i で表わすことにする。

3) 各 G'_i に対して, 次のように置く: $a_i = |G \setminus G'_i|$, $b_i = |G'_i \setminus G|$ 。

但し, $A \setminus B = \{x: x \in A \text{ かつ } x \notin B\}$ 。

このとき, 次のことが成立する:

命題 5 G から G' への推移確率は次式で与えられる:

$$\Pr(G \rightarrow G') = \sum_i p^{a_i+b_i} q^{e-(a_i+b_i)}; e = {}_n C_2 = n(n-1)/2$$

証明: G から G'_i への変化を考える。 $a_i = |G \setminus G'_i|$ 個の辺が補辺に変わり, この確率は p^{a_i} , $b_i = |G'_i \setminus G|$ 個の補辺が辺に変わり, この確率は q^{b_i} である。その他の $(e - (a_i + b_i))$ 個の辺および補辺は今までの状態のまま, この確率は, $q^{e-(a_i+b_i)}$ である。

従って, $\Pr(G \rightarrow G'_i) = p^{a_i+b_i} q^{e-(a_i+b_i)}$. (*)

グラフ G'_i について加えて, 上式を得る。□

例題: 3点グラフ $G(3)$ (図 4) 間の推移確率を求める。例えば, G_2 から G_3 への推移は図 5 の様になる。従って, $\Pr(G_2 \rightarrow G_3) = pq^2 + p^3 + pq^2 = 2pq^2 + p^3$ となる。他のグラフ間も同様に求めて, 推移行列は図 6 となる。

一般の $G(n)$ についての推移確率を求めるには, 命題 5 の式を用いざるをえず, 計算が煩雑になるが, 次の命題により, 推移行列の約 4 分の 1 だけを求めればよいことになり, 計算の手間はやゝ軽減される。

命題 6 $\Pr(G \rightarrow G') = f(p, q)$ とおくと,

$$\Pr(G \rightarrow \bar{G}') = f(q, p)$$

$$\Pr(\bar{G} \rightarrow G') = f(q, p)$$

但し, \bar{G} は G の補グラフを表わす。

証明: 第 1 式について示す。 G の頂点に $1 \sim n$ の番号を付し固定する。 G' のラベルつきグラフを $G'_1, G'_2, G'_3, \dots, G'_s$ とする。

$\Pr(G \rightarrow \bar{G}')$ を求める。 G と各 G'_i, \bar{G}'_i との関係に着目すると,

点対の全体 = $E \cup \bar{E} = (G \setminus G'_i) + (G'_i \setminus G) + (G \setminus \bar{G}'_i) + (\bar{G}'_i \setminus G)$ (直和)。

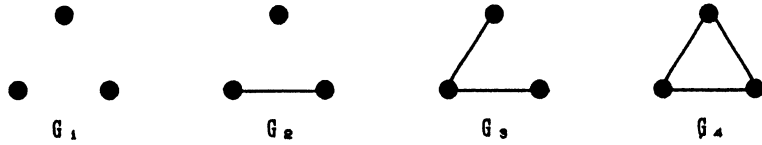


図4 G(3)のグラフ

 G_2	 G_{31}	 G_{32}	 G_{33}
	$a_1=0, b_1=1$	$a_2=1, b_2=2$	$a_3=0, b_3=1$

図5 G_2 から G_3 への変化

右辺の各項の位数を、それぞれ a_i, b_i, c_i, d_i で表わすと、 G から \bar{G}' への確率は、

$$\begin{aligned} \Pr(G \rightarrow \bar{G}'_i) &= p^{c_i + d_i} q^{e - (c_i + d_i)} \\ &= p^{e - (a_i + b_i)} q^{a_i + b_i}. \end{aligned}$$

これは、(*) 式で、 p と q を交換した項になっている。従って、

$$\Pr(G \rightarrow \bar{G}') = \sum_i \Pr(G \rightarrow \bar{G}'_i) = f(q, p) \text{ が成り立つ。} \square$$

この命題は図6でいうと、左上の 2×2 のブロックが決まると残りの成分は p と q の交換して計算した結果から決まることを主張している。

3.3 定常分布

以上で、ここで扱うグラフ過程の推移確率行列の求め方を得た。この行列から種々の性質を引き出せるが、定常分布に関しては、この素過程に戻って、次のことを得る：

命題7 定常分布は、各ラベルなしグラフに対応するラベルつきグラフの個数にのみ依存し、変化確率 p によらない。

証明： n 点ラベルつきグラフの全体集合上で考える。その個数は 2^e である。但し、 $e = n(n-1)/2$ 。任意のラベルつきグラフ G'_i を考える。変化する点対の集合 T を1つ決めると、変化後のグラフ G'_j が定まり、逆にこの G'_j とこの T が与えられると、 G'_i がただ1つ定まる。 $p = \Pr(\text{辺} \rightarrow \text{補辺})$

	G_1	G_2	G_3	G_4
G_1	q^3	$3pq^2$	$3p^2q$	p^3
G_2	pq^2	$q^3 + 2p^2q$	$2pq^2 + p^3$	p^2q
G_3	p^2q	$2pq^2 + p^3$	$q^3 + 2p^2q$	pq^2
G_4	p^3	$3p^2q$	$3pq^2$	q^3

図6 推移確率行列

$= \Pr(\text{補辺} \rightarrow \text{辺})$ より, T 内の点対が変化し, 他の点対が変化しない確率は, T 内の点対が辺か補辺かによらないため, 推移確率は $q_{ij} = q_{ji} = p^t q^{e-t}$, $t = |T|$. 即ち, 推移確率行列 Q は対称になる。このとき, 平衡方程式 $\pi Q = \pi$, $\sum \pi_i = 1$ において, Q が対称より, Q の行和, 列和が 1 になる。従って, $\pi_i = 2^{-e} = \text{一定}$ ($i = 1, 2, \dots, 2^e$) が解になる。ラベルなしグラフ G_i の定常確率 w_i は, G_i に対応するラベルつきグラフ $G'_i (i = 1, 2, \dots, s_i)$ の定常確率の総和であり, $w_i = s_i / 2^e$ となる。□

例えば, $G(4)$ の場合, $w = (1/64)[1, 6, 3, 12, 4, 12, 4, 12, 3, 6, 1]$ となる。ここで, 成分は図 7 のグラフの順である。

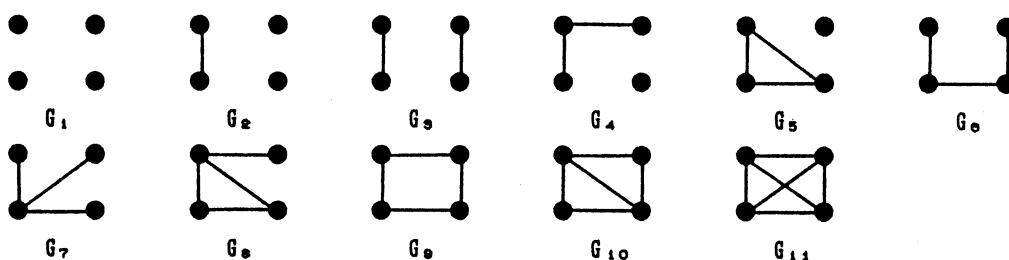


図 7 $G(4)$ のグラフ

4. むすび

本報告では, グラフの変化を把握する試みとして, 辺の付け換えおよび辺と補辺の変化という単純な確率モデルを導入した。そのとき, このグラフ変化過程はマルコフ連鎖として定式化ができ, 辺および辺・補辺の変化確率からグラフ間の推移確率を求める方法を得た。また, 辺・補辺の変化過程についてその定常確率は辺の変化確率によらないことを得た。この変化過程は, 例えば, 符号グラフ過程²⁾への応用などが考えられる。今後, 他の操作の導入 (例えば, 頂点数の変化するもの), グラフ文法との関係, 具体的問題への適用, など考察を進めたい。

謝辞 命題 7 の証明は, 北大・工 栗原正仁氏のご教示による。記して感謝します。

参 考 文 献

- 1) L. A. Tenenbaum : Investigation of One Class of Graph-Dynamic System, Automation and Remote Control,(1978)
- 2) C. Flament : グラフ理論と社会構造, 紀伊国屋, (1963)
- 3) F. Harary : グラフ理論(池田訳, 共立)(1968)
- 4) 山口 : グラフの変化過程, 平成元年電気関係学会北海道支部連合大会, (1989)
- 5) 山口 : グラフの辺変化過程, 1990年電子情報通信学会春季全国大会, (1990)
- 6) 山口 : グラフの辺の変化による推移確率, 1991年電子情報通信学会春季全国大会, (1991)

学術研究発表集録

理 工 編

(平成 3. 4. 1~平成 4. 3.31)

機械システム工学科

Hakaru SAITO Koki KISHINAMI Ikuo TOKURA Koki KANAZAWA (パロマ工業) Jun SUZUKI	Three Dimensional Natural Convective Heat Transfer in Eclousures with Various Geometries	Third International Symposium on Cold Regions Heat Transfer, Univ. Alaska Fairbanks, Fairbanks, Alaska, USA	June 11-14, 1991, Proceedings p.459-504
Hakaru SAITO Koki KISHINAMI Ikuo TOKURA Shigeo TAJIRI (田尻機械) Katsura IZUMI (石川島建機) Masatomo KITADA (北海道松下)	Heat Transfer and Ice Formation on Two Horizontal Tubes Set Across Water Flow	Third International Symposium on Cold Regions Heat Transfer, Univ. Alaska Fairbanks, Fairbanks, Alaska, USA	June 11-14, 1991, Proceedings p.271-280
Ikuo TOKURA Yutaka HANAOKA Hakaru SAITO Koki KISHINAMI	Thermocapillary and Gravity Convection of Liquid Fuel in Open Cavities	Third International Symposium on Cold Regions Heat Transfer, Univ. Alaska Fairbanks, Fairbanks, Alaska, USA	June 11-14, 1991, Proceedings p.505-514
H. Saito I. Tokura	Heat and Mass Transfer in the Frosting Proess on Cold Surface (Chapt. 13 of "Freezing and Melting Heat Transfer in Engineering")	Hemisphere Publishing Corporation	1991. p.415-450
鈴木 淳 斉 浪 機 江 口 勝 夫 (室工大学院) 金 沢 広 輝 (パロマ工業)	同心／偏心二重垂直円筒状多孔物質内の熱及び物質移動	日本機械学会北海道支部第32回講演会	平成 3 年 10月 6 日, 苫小牧 講演概要集 No. 912-1 p.21-23
金 山 秀 行 (室工大学院) 斉 藤 凶 岸 浪 機 小 原 利 宏 (豊平製鋼) 加 藤 慶 明 (日本ビクター)	ステップを有する垂直面上の自然対流熱伝達 (ステップ面要素の壁温が異なる場合)	日本機械学会北海道支部第32回講演会	平成 3 年 10月 6 日, 苫小牧 講演概要集 No. 912-1 p.24-26

Hiromu SUGIYAMA Takakage ARAI Hideyuki SUEKI Hiroshige NAGUMO Hideaki YAMAGISHI (釧路高専)	Experimental Studies on High Speed Gas-Particle Unsteady Flows Around a Circular Cylinder and in a Shock Tunnel Nozzle	The American Society of Mechanical Engineers	FED- Vol. 121, Gas-Solid Flows -1991-, pp.227-232
Hiromu SUGIYAMA Takakage ARAI Tetsuo TAKAHASHI Naotsugu UNO	Three-dimensional structure of pseudo-shock waves in a rectangular duct	Proc. of the 18th Int. Symp. on Shock Waves	July 21-26, 1991, Sendai.
H. SUGIYAMA T. ARAI H. SUEKI F. O. LOPES M. KAWABE	High-Speed Gas-Particle Flows Past Blunt Bodies	Proc. of the Int. Conference on Multiphase Flows '91-Tsukuba	September 24-27, 1991, Tsukuba pp.423-427
杉山 弘	流体工学(3.圧縮性流れ, 3.1超音速混合・噴流, 3.2衝撃波, 3.3境界層)	日本機械学会論文集(B編) 機械工学年鑑(1990年)	57巻540号, pp.2481-2482 1991
杉山 弘 新井 隆 宇野 直 松本 哲 高橋 哲 (日産自動車)	管路内の擬似衝撃波の構造	日本機械学会流体工学部門講演会講演論文集	No.910-50 pp.157-159 1991.8.27-28.
西岡 純二 (北電総研) 鶴間 司 (北電総研) 杉山 弘 新井 隆 景	地中熱利用ヒートポンプの研究開発(採熱管モデル実験)	日本機械学会北海道支部第32回講演会講演概要集	No.912-1 pp.99-100 1991.10.6.
堀川 栄一 杉山 弘 新井 隆 中塚 幸 (山陽国策パルプ)	気泡流中の圧力波伝播に関する研究	日本機械学会北海道支部第32回講演会講演概要集	No.912-1 pp.112-114 1991.10.6.
松本 崇 杉山 弘 新井 隆 宇野 直 景 嗣	スクラムジェットエンジン内の超音速乱流混合に関する基礎研究	日本機械学会北海道支部第32回講演会講演概要集	No.912-1 pp.121-123 1991.10.6.
川辺 真 杉山 弘 新井 隆 未木 秀幸 (王子製紙)	衝撃波風洞ノズル内の微粒子-気体超音速流れ	日本機械学会北海道支部第32回講演会講演概要集	No.912-1 pp.139-141 1991.10.6.
杉山 弘	後向きステップを過ぎる超音速流と擬似衝撃波	衝撃波現象の解明 ワークショップ資料	pp.67-72 1991.10.27-28, 登別.

杉新宇松	山井野本 隆直	弘景嗣崇	正方形管内の擬似衝撃波の3次元構造	平成3年度衝撃波シンポジウム講演論文集	pp.351-356 1992.1.23-25
松杉新宇	本山井野 隆直	崇弘景嗣	噴射を伴う後向きステップを過ぎる超音速流れ場の観察とLDV測定	日本航空宇宙学会第2回ラム/スクラムジェットシンポジウム講演論文集	pp.123-128 1992.2.27-28
杉山		弘	超音速流への取り組み (スクラムジェットエンジン内の流れ他)	日本航空宇宙学会北部支部 高速空気力学と航空宇宙工学に関する特別講演会	1991.10.26
杉山		弘	地域産業に寄与する室蘭工業大学の研究課題と流体工学関連の課題について	室蘭テクノセンター・道機械工業会室蘭支部講演会	1992.2.6
本橋阿高	多場彦 (雪印)	芳健 (乳業)	彦炎吉志	横型回転カラムリアクターを用いた固定化 β -ガラクトシダーゼによる乳糖の加水分解	日本食品工業学会誌 38,384 (1991)
本橋阿高	多場彦 (雪印)	芳健 (乳業)	彦炎吉志	パイロットプラントスケールの横型回転カラムリアクターによる乳糖の加水分解	日本食品工業学会誌 38,614 (1991)
本橋阿高	多場彦 (雪印)	芳健 (乳業)	彦炎吉志	ファイバー状固定化 β -ガラクトシダーゼの洗浄法	日本食品工業学会誌 38,620 (1991)
Hiroshi TAKAHASHI Takao TAKEUCHI				The Analysis of Solids Flow in Iron Making Blast Furnace based on Plasticity Theory	4th World Congress of Chemical Engineering, Karlsruhe / Germany June 1991 Preprints III, 9. 1-32
Hiroshi TAKAHASHI Takao TAKEUCHI				Performance of a moving bed dust collector by a cross flow of gas	4th World Congress of Chemical Engineering, Karlsruhe / Germany June 1991 Preprints III, 9. 5-32
Eiji OBATA Hiroshi TAKAHASHI Koji ANDO				Measurement of particle size distribution by liquid-fluidization	4th World Congress of Chemical Engineering, Karlsruhe / Germany June 1991 Preprints III, 9. 6-6
高橋洋志				高炉移動層の粉体工学的解析	第17回鉄鋼工学セミナーテキスト, 製鉄コース (日本鉄鋼協会編) 110(1991)
高橋洋志				高炉移動層の粉体工学的解析	製鉄プロセス工学, 「応用工学コース」 (新日本製鐵(株)編) 1991
小西高	松山橋	信洋	幸雄志	高炉型移動層における粒子層の流れ挙動	第1回化学工学・粉体工学北海道研究交流会予稿集 29(1992)

木村 薫 竹内 隆 高橋 洋 前野 一 横山 夫 花岡 真 裕吾 裕裕	充填層式グラニューフィルタの集塵特性	化学工学第24回秋季 大会研究発表講演要 旨集	366 (1991)
前野 一 横山 夫 花岡 真 裕吾 裕裕	極低温流体中でのレーザー照射による気泡生 成に関する研究(液体窒素中の気泡挙動)	日本航空宇宙学会誌	39, (449), pp.287-293 (1991)
花岡 裕 戸倉 夫 前野 一 (千葉大)	貯水層からの定常排水渦に関する研究 (第2報, タンク内渦流れ場の数値シミュレ ーション)	空気調和・衛生工学 会論文集	(48), 31-37, (1992)
I. TOKURA Y. HANAOKA H. SAITO K. KISHINAMI	Thermocapillary and Gravity Convection of Liquid Fuel in Open Cavities	Procs. of 3rd Int. Symp. on Cold Re- gions Heat Transfer	1991, 505-514
T. FUKUDA Y. MASUDA Y. HANAOKA I. TOKURA K. MAENO (Chiba Univ.)	Trial Manufacture of Intermittent Cryogenic Wind Tunnel	CRYO - Newsletter	(8), 3-5, (1992)
花岡 裕 杉山 夫 安達 裕 脇 一 (日本製鋼所)	微小重力環境下の熱流体現象および燃焼に関 する基礎研究	平成3年度, 北海道 科学研究事業補助金 研究成果報告書	1992
花岡 裕 戸倉 夫 杉山 夫 安達 裕 (日本製鋼所)	フロン系過熱液体の μG 下における急減圧沸 騰の観察	平成3年度, 微小重 力実験の利用推進に 係わる調査報告書	1992, pp.43-47
横山 真 藤倉 夫 戸倉 夫 前野 一 花岡 裕 (千葉大)	急減圧下でのフロン系液体フラッシングに関 する研究	第28回日本伝熱シン ポジウム講演論文集	1991.5.30
K. MAENO (Chiba Univ.) Y. SANADA T. FUKUDA Y. HANAOKA	Shock Wave Reflection on Cold Wedge Sur- face in Low Temperature Freon - 12	The 18th Int. Symp. on Shock Wave and Shock Tube	1991. 7.
森岡 貴 花赤 憲 保田雄 久本島 船戸康 (東北大)	マグネトロン支援グロー放電プラズマのプ ローブ測定	第8回プラズマ核融 合学会秋季講演集	1991.10.2
花岡 裕 戸倉 夫 三好 重 林森 裕 脇俊 一 兜野 夫 (日本製鋼所) (千葉大)	50m級落下塔を用いた燃料液滴の燃焼実験	第35回宇宙科学技術 連合講演会講演集	1991.10.29

乾花戸	岡倉 孝 徳裕夫 郁 郁	高速度比で混合する凝縮気液二相流の可視化実験	日本機械学会北海道支部第32回講演会概要集	1991.10.6
角花戸本	矢岡倉多 禎 夫裕夫彦 郁 郁 芳 芳 (雪印乳業)	回転型リアクター内の可視化画像による流動解析	日本機械学会北海道支部第32回講演会概要集	1991.10.6
戸花安蓬新	倉岡沢 郁 夫裕男 典 (新日鉄) 沢 (新正直) (ト一カロ)也 田 晋	気泡分散系流体の流動抵抗	日本機械学会北海道支部第32回講演会概要集	1991.10.6
福増花戸前	田岡倉野 靖 傑彦裕夫夫 郁 郁 (千葉大)	間欠式小型低温風洞の性能について	第23回流体力学講演会講演集	1991.11.8
森花赤久本船虫	貴 叙裕也 憲 憲 雄 雄 (核融合研) 幸 (東北大) 基 (川崎医大)	ボロン蒸発による酸素不純物の制御	第32回真空に関する連合講演会予講集	1991.11.1
花岡	裕	低温流体工学のこころみ	第14回北海道核融合研究者会議, 第13回核融合プラズマ材料工学専門委員会	1991.12.18
前福花	野 一 夫 (千葉大) 傑裕 田岡	液相ブローダウン型小型極低温風洞の開発	「航空宇宙分野における三次元流の特性に関する研究」, 「スクラムジェットエンジン内の極超音速反応流」, 「実用レイノルズ数域における乱流のモデリングと実験的・数値流体力学的検証」, 「流体力学の航空・宇宙における先端的应用」シンポジウム	1992.2.3
花戸杉安脇	岡倉山達坂 裕 裕夫弘洋一 郁 郁 (日本製鋼所)	フロン系過熱液体の μG 下における急減圧沸騰の観察	第1回短時間無重力利用に関する講演会	1992.2.12
横津花戸	山田岡倉 治 文克裕夫 英 英 郁 郁	複数排水管による容器内渦流れと空気吸込み量	第26回空気調和・衛生工学会北海道支部学術講演会	1992.3.24

梶谷修一 (茨大・工) 澤則弘 (茨大・工) 林重信 久保田(創価大)	直接噴射式2サイクル・メタノール機関の研究	日本機械学会論文集	B編, 57巻. 539号 平成3年7月
Yuzuru KUBOTA (SOKA Univ.) Shigenobu HAYASHI Shuichi KAJITANI (IBARAKI Univ.) Norihiro SAWA (IBARAKI Univ.)	Step Response of Engine Torque and Speed in Small Two – Stroke Diesel Engine	Society of Automobile Engineers	SAE Tech. Paper series No.920428 平成3年9月
Norihiro SAWA (IBARAKI Univ.) Shuichi KAJITANI (IBARAKI Univ.) Yuzuru KUBOTA (SOKA Univ.) Shigenobu HAYASHI	A Study of Compression Ignition Engine Operated by Various Biomass Fuels	Society of Automobile Engineers	SAE Tech. Paper series 平成3年10月
Yuzuru KUBOTA (SOKA Univ.) Shigenobu HAYASHI Shuichi KAJITANI (IBARAKI Univ.) Norihiro SAWA (IBARAKI Univ.)	On the Frequency Response of Engine Speed in Internal Combustion Engines	Society of Automobile Engineers	SAE 1990 TRANSAC-TIONS Journal of Engines Section 3, Part 2 平成3年10月
Yuzuru KUBOTA (SOKA Univ.) Shigenobu HAYASHI Shuichi KAJITANI (IBARAKI Univ.) Norihiro SAWA (IBARAKI Univ.)	Step Response of Engine Torque and Speed to Load Change in Small Two – Stroke Diesel Engines	Society of Automobile Engineers	SAE Tech. Paper series 平成4年2月
林重信 久保田(創価大) 澤則弘 (茨大・工) 梶谷修一 (茨大・工)	小型予燃焼室式ディーゼル機関の性能に及ぼす菜種油燃料の影響	農業機械学会	農業機械学会誌 Vol. 54. No. 2 平成4年3月

Takakage ARAI Hiromu SUGIYAMA Naotsugu UNO Tetsuo TAKAHASHI	Flow Characteristics of Atomizing Liquid Jet by Supersonic Flow and Related Shock Wave / Boundary Layer Interaction	Proc. of ICLASS -91	pp.165-172 July 15-18, 1991 Gaithers- burg, MD, USA
Takakage ARAI Joseph A. SCHETZ (Virginia Polytechnic Institute and State University)	Penetration and Mixing of a Transverse Bub- bling Jet into a Supersonic Flow	日本航空宇宙学会 第2回ラム/スクラ ムジェットシンポジ ウム講演論文集	pp.131-136 1992.2.27 -28
媚山政良	氷室型保冷庫の庫内温度と冷凍負荷	日本冷凍協会論文集	8, (3)71-76 (1991)
媚山政良 加藤秀秋 (山形県舟形町 役場)			
渡辺晴美 高橋剛 栗野清太郎 (山形県)	雪氷の貯蔵施設「雪室」の熱設計	日本雪氷学会誌雪氷	53, (3) 195-201 (1991)
赤塚信一 川本周期 大野祥嗣			
媚山政良 鴻上正暁	湾内の熱環境の解明とその利用に関する研究 (第3報, 噴火湾と外洋との水交換)	日本機械学会北海道 支部 第32回講演会講演概 要集	(912-1), 33-34 (1991)
山下植也 媚山政良 浜岡幸夫 (前川製作所) 相沢旬一 大野泰司	雪氷の管輸送に関する研究(第2報, 管内固 液二層流の流動解析)	日本機械学会北海道 支部 第32回講演会講演概 要集	(912-1), 35-36 (1991)
松尾史岳 媚山政良	雪の圧密機構に関する研究(第1報, 圧力- 密度履歴)	日本機械学会北海道 支部 第32回講演会講演概 要集	(912-1), 52-53 (1991)
紺井直也 媚山政良	地下の熱環境の利用に関する研究(第3報, 地下水の浸透に伴う熱環境の変化)	日本機械学会北海道 支部 第32回講演会講演概 要集	(912-1), 101-102 (1991)
川本周朗 (北裕建設コン サルタン) 高橋剛 (山形県 舟形町役場)	『氷室計画プロジェクト'88』舟形総合利雪農 業方式のフィジビリティースタディー	寒地技術シンポジウ ム'91講演論文集	1991,53-58
加藤秀秋 渡辺晴美 媚山政良			
媚山政良 山下植也 浜岡幸夫 (前川製作所) 相沢旬一 大野泰司	雪氷の水力輸送に関する研究(固液二相流の 流動解析)	寒地技術シンポジウ ム'91講演論文集	1991, 145-150

Ikuo TOKURA Yutaka HANAOKA Hakaru SAITO Koki KISHINAMI	Thermocapillary and Gravity Convection of liquid Fuel in Open Cavities	Proceedings of 3rd Int. Symp. on Cold Regions Heat Transfer, Univ. Alaska Fairbanks, Alaska, USA.	June 11-14, 1991, p.505-514
Hakaru SAITO Koki KISHINAMI Ikuo TOKURA Koki KANAZAWA (パロマ工業) Jun SUZUKI	Three Dimensional Natural Convective Heat Transfer in Enclosures with Various Geometries	Proceedings of 3rd Int. Symp. on Cold Regions Heat Transfer, Univ. Alaska Fairbanks, Alaska, USA.	June 11-14, 1991, p. 495-504
Hakaru SAITO Koki KISHINAMI Ikuo TOKURA Shigeo TAJIRI (田尻機械) Katsura IZUMI (石川島建機) Masatomo KITADA (北海道松下)	Heat Transfer and Ice Formation on Two Horizontal Tubes Set Across Water Flow	Proceedings of 3rd Int. Symp. on Cold Regions Heat Transfer, Univ. Alaska Fairbanks, Alaska, USA.	June 11-14, 1991, p.271-280
Hakaru SAITO Ikuo TOKURA	Heat and Mass Transfer in the Frosting Process on Cold Surfaces (Chapter 13 of "Freezing and Melting Heat Transfer in Engineering")	Hemisphere Publishing Corporation	1991. p.415-449.
戸 倉 郁 夫 花 岡 典 男 安 沢 (新日鉄) 蓬 沢 正 直 (トーカー) 新 田 晋 也	気泡分散系流体の流動抵抗	日本機械学会北海道支部第32回講演会講演概要集	No.912-1, 平成3年10月6日, p.109-111.
鴨 田 秀 一 (道立工試) 酒 井 昌 宏 (道立工試) 田 頭 孝 介	Ni-Cr-C系自溶合金の溶射皮膜を用いた鑄鉄と鋼の接合	日本金属学会誌	55, No. 4 (1991), 459-465
鴨 田 秀 一 (道立工試) 酒 井 昌 宏 (道立工試) 田 頭 孝 介	低Cr, BのNi基自溶合金溶射による球状黒鉛鑄鉄と軟鋼の接合	日本金属学会誌	55, No. 9 (1991), 1011-1017
田 頭 孝 介 (分担執筆)	機械設計便覧(第3版)	丸 善	1992年3月出版
O. SERI	Preferential removal of intermetallic compound particles in aluminum by dynamic polarization in aqueoussolution	ALUMINUM	67, (1991), 792
O. SERI	Estimation of chloride concentration in pitting cavitris on Al - Fe alloys	RASELM'91 (仙台)	(1991), 377
世 利 修 美 今 泉 美 津 徳	Al-Fe合金のアルカリ溶解挙動の及ぼすNaOH濃度の影響	軽金属	41, (1991), 746
O. SERI M. SUMITANI	Selective removing of intermetallic phase on aluminum - copper alloy by dynamic polarization	7th Asian - Pacific Corrosion Control Conference (北京)	(1991), 1075

世利修美	Al-Fe合金の孔食成長と孔食内塩素イオン濃度の関係	第80回軽金属講演概要集 (名古屋)	(1991),133
世利修美	Al-Zn合金のアノード分極挙動における極大電流	第81回軽金属講演概要集 (東京)	(1991),197
世利修美	耐孔食アルミニウム合金設計に関する一考察	第8回ARS函館 コンファレンス	(1991),1
田中雄一 石井裕士	オーステンバ球状黒鉛鑄鉄の疲れ特性に及ぼす黒鉛粒径の影響	鑄物	63-8(1991), 699-705
田中雄一	オーステンバ球状黒鉛鑄鉄の平面曲げ疲れ特性	日本鑄物協会「球状黒鉛鑄鉄の高性能・高機能化」研究部会	No.7-3, 1991.4.9
長船康裕 田中雄一	オーステンバ球状黒鉛鑄鉄のころがり疲れ特性に及ぼす黒鉛粒径の影響	日本鑄物協会第118 回全国講演大会	1991.5.22
鹿毛秀彦 田中雄一	球状黒鉛鑄鉄の超音波伝播速度による材質判定	日本鑄物協会第118 回全国講演大会	1991.5.22
鹿毛秀彦 王田中雄一	オーステンバ球状黒鉛鑄鉄の平面曲曲げ疲れ特性	日本鑄物協会第118 回全国講演大会	1991.5.22
清横田水内章 田中雄一	オーステンバ球状黒鉛鑄鉄の被削性について	日本金属学会, 日本 鉄鋼協会北海道支 部合同春季講演大会	1991.6.20
鹿毛秀彦 上田中雄一	オーステンバ球状黒鉛鑄鉄の機械的性質に及ぼす残留オーステナイトの影響	日本金属学会, 日本 鉄鋼協会北海道支 部合同春季講演大会	1991.6.21
田清横中水内 雄章弘	オーステンバ球状黒鉛鑄鉄の被削性に及ぼす不安定オーステナイトの影響	日本鑄物協会第119 回全国講演大会	1991.10.5
西境田谷公博 至之	障壁による散乱音場の境界要素解析	日本機械学会 1991環境工学総合シ ンポジウム	1991,7,12
石育岡昌瑞 西田建公 一至	FRP製ボルト締結体におけるリラクゼーションの解析	精密工学会 1991年度北海道支部 学術講演会講演論文 集	1991.9.1
西小田公至 小育熊公義 当建	共鳴器による音響管減音特性の境界要素解析	精密工学会 1991年度北海道支部 学術講演会講演論文 集	1991.9.1
西田公至 鳥瀨公建 当	ボルト締結長方形板の振動及び放射音特性の数値解析	日本機械学会北海道 支部第32回講演会講 演概要集	1991.10.6
渡部哲也 西田公	自動車室内こもり音の境界要素解析	日本機械学会北海道 支部第32回講演会講 演概要集	1991.10.6
小丸林秀敏 丸谷政志	円管の横圧縮変形に関する有限要素解析	日本機械学会論文集 (A編)	57, (538) 93-99 (1991)
小丸林秀敏 丸谷政光 永(住友重機)	円管の横圧縮変形に及ぼす肉厚の影響	日本機械学会論文集 (A編)	57, (538) 100-105 (1991)

Hidetoshi KOBAYASHI Masashi DAIMARUYA	Dynamic and Quasi-Static Tensile Properties of Al-Li Alloy at Low Temperatures	Proceeding of 6-th International Conference of Mechanical Behaviour of Materials (Kyoto)	1,319-324 (1991)
Masashi DAIMARUYA Hidetoshi KOBAYASHI	Dynamic Fracture of Plates due to Impulsive Load	Proceeding of 6-th International Conference of Mechanical Behaviour of Materials (Kyoto)	1,425-430 (1991)
小林秀敏 丸谷政志 永井光輝 (住友重機)	横圧縮を受ける円管の動的及び静的変形挙動	第42回塑性加工連合講演会	1991.9.25-27(札幌)
平船俊一郎 (藤倉電線) 臺丸谷志敏 小林秀敏 小田美樹男	面内方向に衝撃荷重を受ける平板の動的挙動	日本機械学会北海道支部第32回講演会	1991.10.6 (苫小牧)
斉 当 建 一	プラスチックねじの現状と研究の動向	日本ねじ研究協会誌	Vol.22, No.12, pp.385-392 (1991)
津 川 大 輔 横 内 大 弘 宇	ポリプロピレン樹脂の射出成形における熱伝達を考慮した金型内流動解析(第2報)	精密工学会 1991年度秋期大会学術講演論文集	1991年10月, p.43-44
平 中 誠 横 内 弘 宇 津 坂 英 夫	プリント基板の小径穴あけにおける曲がりに関する研究(第2報)～ドリル先端たわみ量の解析～	精密工学会 1991年度秋期大会学術講演論文集	1991年10月, p.657-658
津 川 大 輔 横 内 大 弘 宇	ポリプロピレン樹脂の射出成形加工における対角化分割法を用いた流動解析	精密工学会 1991年度北海道支部学術講演会論文集	1991年9月, p.19-20
平 中 誠 横 内 弘 宇 津 坂 英 夫	プリント基板の小径穴あけにおけるドリルの曲げ剛性解析に関する研究	精密工学会 1991年度北海道支部学術講演会論文集	1991年9月, p.9-10
渡 辺 満 横 内 弘 宇	CCD水平設置型距離センサの研究～スペックルノイズについて～	精密工学会 1991年度北海道支部学術講演会論文集	1991年9月, p.61-62
正 田 弘 光 久保田 光 譲 山 下 光 久	繰返し制御系のモデル追従構成による誤差の低減	計測自動制御学会 第20回制御理論シンポジウム	1991.5.30
正 田 弘 光	スライディングモード制御のサーボ系への応用	電気学会産業応用部門全国大会	1991.8.27
H. HIKITA M. YAMASHITA K. KUBOTA	Design of Variable Structure Control Systems with Internal Models	IFAC Symposium on Design Methods of Control Systems	1991.9.6
前 花 邦 友 山 下 光 久 足 田 弘 光 久保田 光 譲	サーボ構造を持つ適応制御系に関する一考察	第8回SICE北海道支部シンポジウム「デジタル信号処理と数値解析」	1991.9.19
成 田 拓 丘 正 田 弘 光 山 下 弘 光 久保田 光 譲	離散時間モデル追従型繰返し制御	第8回SICE北海道支部シンポジウム「デジタル信号処理と数値解析」	1991.9.20

正山久保田	田下弘光 久保田	光久讓	ある種の非線形系に対する繰返し制御	日本機械学会論文集 (C編)	57,3134-3138 (1991)
前山正久保田	花下邦光 正久保田	友久光讓	サーボ構造を持つ適応制御系に関する一考察 (続報)	第24回計測自動制御学会北海道支部学術講演会	1992.2.3
永湯三	山(三菱電機) 浅品友博	剛典達	ドット形状の階調再現特性への影響	日本印刷学会誌	Vol.28, No.5, p.366-375 1991
三湯水	品博達 浅山剛 (三菱電機)	友典剛	マイクロ形状ゆらぎをともなう網点の階調再現特性シミュレーション	日本印刷学会誌	Vol.28, No.6, p.446-455 1991
三品博達	品博達	博達	研究開発最前線-研究所探訪(1) -フィンランドバルブ紙研究所-	日本印刷学会誌	Vol.28, No.1, p.77-78 1991
三品博達	品博達	博達	研究開発最前線-研究所探訪(2) -ヘルシンキ工科大学-	日本印刷学会誌	Vol.28, No.2, p.164-165 1991
三品博達	品博達	博達	印象記 - T C 130/W G 2参加報告-	日本印刷学会誌	Vol.28, No.2, p.168 1991
三品博達	品博達	博達	センサの事典(高橋 清編) レーザドップラー(5, 2節)	朝倉書店	p.295-302 1991
三品博達	品博達	博達	研究開発最前線-研究所探訪(3) -フォグラ [FOGRA] -	日本印刷学会誌	Vol.28, No.3, p.239-240
三品博達	品博達	博達	印刷物作成工程での画像評価 -管理項目の意味と相互関-	日本印刷学会基礎講座テキスト	p.17-27 1991.6.20
三品博達	品博達	博達	巻頭言 - ニューロ構造の印刷工学-	日本印刷学会誌	Vol.28, No.4, p.446-355 1991
三品博達	品博達	博達	画像品質の評価 -品質の計測・評価法と管理-	日本印刷学会91夏期セミナーテキスト	p.15-21-78 1991.9.12
三田中	品博達 (日本電気) 嶋正之 (東工大)	博二之	高精細画像のカラー処理の国際標準化動向	電子情報通信学会 I E-71	p.65-72 1991.10.18
三湯秋佐	品博達 浅吉(大和製罐) 野泰三 (大和製罐)	友典学	標準画像SCIDの画質評価への応用 1. 階調低減の影響	第86回日本印刷学会 春期研究発表会予稿集	p.77-81 1991.6.6
三伊東中	品博達 下正芳 (凸版印刷) 東吉彦 (大日本印刷) 中嶋正之 (東工大)	達芳彦	SCIDの利用状況調査	第86回日本印刷学会 春期研究発表会予稿集	p.69-72 1991.6.6

中嶋正之 (東工大) 梶光雄 (NECエンジニアリング) 三品博達 井上英一 (プロセス資材)	SCIDの標準化動向	第86回日本印刷学会 春期研究発表会予稿集	p.73-76 1991.6.6
湯浅友典 水山剛 三品博達 (三菱電機)	デジタル網点の階調再現特性(第3報) -雑音特性と階調再現特性-	第86回日本印刷学会 春期研究発表会予稿集	p.161-164 1991.6.6
湯浅友典 三品博達	網点変調画像の特性追跡	第86回日本印刷学会 春期研究発表会予稿集	p.157-160 1991.6.6
千湯田順二 三品博達 三品博達	カラー網点計測と表現色予測(第1報) -刷り重ね網点の計量と色予測-	第86回日本印刷学会 春期研究発表会予稿集	p.153-156 1991.6.6
三品博達	カラー印刷物作成工程での画像評価 -管理項目の意味と相互関連-	日本印刷学会第4回 基礎講座テキスト	p.17-27 1991.6.21
Hhiromichi MISHINA	Activity report about SCID resitration	ISO / TC130 / WG2 Chicago meeting document #131 (26 pages)	1991.9.5
Hhiromichi MISHINA	On Resitration of IT8. 7 / 3 Test Chart as SCID	ISO / TC130 / WG2 Chicago meeting document #133 (6 pages)	1991.9.5
相津佳永 神保正一 小野寺博 三品博達	二重格子空間フィルター速度計の選択特性	第52回応用物理学会 学術講演会予稿集	p.809 1991.10.9
湯浅友典 小野寺正泰 千相三 田津佳一 三品博達	マイクロ転写ゆらぎの階調再現特性への影響 -第2報	第52回応用物理学会 学術講演会予稿集	p.828 1991.10.9
千湯田順二 三品博達 三品博達	カラー網点の分色計量と表現色予測	第52回応用物理学会 学術講演会予稿集	p.828 1991.10.9
杉田利明 萩野浩二 末松雅二 (興和株) 相津佳永 朝倉利光 (北大応電研) 鈴木康正 吉増正之 田寛次郎 (東大眼科)	レーザーベッセルを利用した眼底血流測定(6)	第52回応用物理学会 学術講演会予稿集	p.896 1991.10.11
Hhiromichi MISHINA	Development and uses for the standard color image data (SCID)	Laser in Graphics 91 Conference (Tarpon Spring, Florida)	1991.10.29
湯浅友典 千三品博達 三品博達	デジタル網点の階調再現特性(第4報)	第87回日本印刷学会 秋期研究発表会予稿集	p.41-44 1991.11.15

千湯三	田浅品	順友博	二典達	カラー網点計測と表現色予測(第2報)	第87回日本印刷学会 秋期研究発表会予稿集	p.45-48 1991.11.15	
小野三	寺野品	正泰博	泰三達	空間フィルターを用いた画像入力点検出(第2報)	第87回日本印刷学会 秋期研究発表会予稿集	p.49-52 1991.11.15	
相津	津佳	佳永	永	流速測定装置における光学系の実際 「実用光学系設計技術-重要ポイント・留意点」第5章4節	技術情報協会	p.298-303 1991	
相萩	津野	佳浩	永二	バイオスペックルを利用した網膜血流測定	電子情報通信学会 MBE91-18	p.13-18 1991.6.22	
杉田	利明	(興和株)					
朝倉	利光	(興和株)	(北海道大)				
Yoshihisa AIZU Toshimitsu ASAKURA				Bio - speckle phenomena and their application to the evaluation of blood flow	Optics and Laser Technology	Vol. 23 No.4 p.205-219 1991	
神相三	保津品	一佳博	也永達	分割型フォトダイオードを用いた空間フィルター速度センサ	第27回応用物理学会 北海道支部学術講演会 予稿	p.41 1992.1.29	
湯三小	浅品林	友博	典達正	網点の自動計測	第39回応用物理学関 係 連合講演会予稿	p.798 1992.3.28	
(大日本スクリーン製造)							
千湯三	田浅品	順友博	二典達	カラー網点の分光計量と表現色予測(II)	第39回応用物理学関 係 連合講演会予稿	p.799 1992.3.28	
神相三	保津品	一佳博	也永達	空間フィルター速度計 -分割フォトダイオードによる検出-	第39回応用物理学関 係 連合講演会予稿	p.837 1992.3.30	
藤渡中	原部村	富庸	満治蔵	剛体モデルによるスクリュー圧縮機ロータの 静的角度伝達誤差の解析	日本機械学会論文集	57, (543C), 3662-3668 (1991)	
青木	優和	(日立製作所)					
藤渡中	原部村	富庸	満治蔵	スクリュー圧縮機のロータに作用するガス荷 重の計算	日本機械学会論文集	58, (546C), 565-571 (1992)	
青木	優和	(日立製作所)					
情報工学科							
広佐尤	瀬藤	公一	一彦慶	シールド支保の選定に関する数値シミュレーション	資源・素材学会北海 道支部 平成3年度春季講演 会	1991.6.25	
(焦作鉱業学院)							
浜佐	岸藤	俊一	也彦	アーチ・セッティング・マシンのロボット工 学的モデリング	資源・素材学会北海 道支部 平成3年度春季講演 会	1991.6.25	

小笠原 敦 板倉 賢一 佐藤 一彦	アコースティック・トモグラフィ法によるA E震源標定とその精度	第4回地下と土木の A E国内コンファレ ンス論文集	1991.7.22 8-12, (1991)
後藤 龍彦 板倉 賢一 佐藤 干城 中田 雅夫 (三井建設)	頁岩の環境劣化に伴うA E挙動	第4回地下と土木の A E国内コンファレ ンス論文集	1991.7.22 42-46, (1991)
Kazuhiko SATO Fangming GONG Ken-ichi ITAKURA	Prediction of disc cutter performance using circular rock cutting rig	Proceeding of Inter- national Symposium on Mine Mechanization and Automation	1991.6.10 Vol.1,(1), 31-40, (1991)
Ken-ichi ITAKURA Kazuhiko SATO Atsushi OGASAWARA	Monitoring of AE clustering activity prior to main faulting of stressed rock by acoustic tomography technique	Proceeding of the 5th Conference on AE / MS Activity in Geologic Struc- tures and Materials	1991.6.12 in press
Kazuhiko SATO Ken-ichi ITAKURA Kouichi HIROSE	Evaluation of powered support performance by stiffness matrix method	Proceeding of Inter- national Conference on Re- liability, Production and Con- trol in Coal Mines	1991.9.3 119-126, (1991)
佐藤 一彦	山はねの予知技術	炭鉱保安技術要覧 石炭技術研究所	第2編, 86-105, (1991)
森田 放彦 浅井 秀明	岩石の円周軌道切削における切削抵抗	第24回岩盤力学に関 するシンポジウム講 演論文集	405-409, (1992)
森田 放彦 浅井 秀明	TBM用ディスクカッタの作用するねじり モーメントについて	資源・素材学会1992 年春季大会	1992.3.27
白谷 友一 佐藤 秀彦	振動ジャイロを用いた2種類の3軸姿勢セン サについて	資源・素材学会1992 年春季大会	1992.3.27
板倉 賢一 田上 正義 (石炭技研)	夾炭層岩石、石炭の電気的特性について	資源・素材学会1992 年春季大会	1992.3.28
白谷 友一 佐藤 秀彦	振動ジャイロを用いた2種類の3軸姿勢セン サについて	開発技報	No.34,35- 42, (1992)
森田 放彦 浅井 秀明 佐藤 秀彦	ディスクカッタによる岩石の円周軌道切削実 験方法の開発について	開発技報	No.34,43- 48, (1992)
Mohammed Jamilur RAHMAN Ken-ichi ITAKURA Kazuhiko SATO	Development of measurement system while drilling and its applicability	開発技報	No.34,49- 56, (1992)
畑中 雅彦 吉田 忠候 (東芝)	高速撮像法とGradient Field Echo 法	画像診断別冊10: 誰にもわかるMRI (株秀潤社)	1991 pp.96-104

Yoshio MACHIDA (東芝)			
Sinichi KITANE (東芝)			
Junichi MAKITA (東芝)	Three-Dimensional Magnetic Resonance Angiography of the Head and Neck	Medical Review	(37), pp.16-24 (1991)
Nobuyasu ICHINOSE (東芝)			
Masahiko HATANAKA			
Takehiko GORO (東芝)			
武田 忠 浩 (東芝)			
榎田 淳 一 (東芝)			
町田 好 男 (東芝)	2D-TOF MRAにおける断面設定による撮 影時間の短縮	第18回日本磁気共鳴 医学会大会講演抄録 集	1991.9.25 p.147
児島 富美雄 (東芝)			
畑中 雅彦 五老 健彦 (東芝)			
宮崎 美津恵 (東芝)			
杉浦 聡 (東芝)	Modified Upgraded Selective Spin Echo (MOUSSE) シーケンスの開発	第18回日本磁気共鳴 医学会大会講演抄録 集	1991.9.27 p.347
畑中 雅彦 五老 健彦 (東芝)			
徳永 裕 (東芝)			
畑中 雅彦 五老 健彦 (東芝)	3D-SSFPによるSAS高速化の検討	第18回日本磁気共鳴 医学会大会講演抄録 集	1991.9.27 p.426
山口 弘次郎 (東芝)			
片田 和 広 (保健衛生大)			
町田 好 男 (東芝)			
市之瀬 伸 保 (東芝)			
畑中 雅彦 五老 健彦 (東芝)	“シフトデータ”を用いた最大値投影MRア ンギオ画像の血管描出能の向上について	第18回日本磁気共鳴 医学会大会講演抄録 集	1991.9.26 p.397
八田 純 一 (東芝)			
喜種 慎 一 (東芝)			
市之瀬 伸 保 (東芝)			
町田 好 男 (東芝)			
徳永 裕 (東芝)	頭部表在静脈系のMRA像とSAS画像の重ね 合わせについての検討	第18回日本磁気共鳴 医学会大会講演抄録 集	1991.9.26 p.398
畑中 雅彦 八田 純 一 (東芝)			
片田 和 広 (保健衛生大)			

西 辻 昭	気象レーダによる降水の高精度測定法(I)	衛星による地球環境の解明 平成3年度第1回シンポジウム	1991.7.19 No.11, p.11
山新松坂西 岸田浦口辻 勇 泰希二威昭	アドミタンス法を用いたグロー放電の電子エネルギー分布の測定	電気学会研究会資料	E D-91-83 pp.61-66 (1991)
引畑西 地中辻 政雅 征彦昭	モンテカルロ法による気象レーダに関する基礎資料	電子情報通信学会技術研究報告	A・P 91-69 pp.59-64 (1991)
斉藤西松坂 藤辻浦口 善夫大昭二威	グロー放電の衝突機構と電子エネルギー分布の変形	電気学会論文誌 A	111, (8) pp.711-718 (1991)
西遠 辻藤辰 昭雄 (北大低温研)	雪雲を電波で調べる	電子情報通信学会誌	74, (9) pp.909-913 (1991)
星山満雄 (北大応電研) 西辻昭彦 西尾文彦 和田誠 渡邊興亜 (国立極地研)	アイスレーダによる氷床温度分布の推定(2)	平成3年電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集	1991.10.5 p.127
引畑西 地中辻 政雅 征彦昭	モンテカルロ法による気象レーダに関する基礎資料	平成3年電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集	1991.10.5 p.128
新山松坂西 田岸浦口辻 勇 希泰二威昭	He - Ne 混合ガスのグロー放電陽光柱解析	平成3年電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集	1991.10.6 p.198
辻吉畑西 田中辻 忠 良豊彦昭	CO ₂ レーザを用いた光-音響変換装置の改良(I) -測定用セル形状の考察-	平成3年電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集	1991.10.6 p.429
近吉畑西 藤田中辻 栄雅 寿豊彦昭	CO ₂ レーザを用いた光-音響変換装置の改良(II) -CO ₂ レーザ放電管の試作-	平成3年電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集	1991.10.6 p.430
西 辻 昭	マイクロ波による地球環境計測のための基礎研究(その7の3)-大気圏の降水(雨・雪)強度の推定法に関する基礎研究-	衛星による地球環境の解明 平成3年度第2回シンポジウム	1992.3.2 pp.90-92
Hiromitsu SAKAI Noriaki KANEKI Hirotooshi TANAKA Hiroshi Hara	Determination of Heavy Metal Ions and Characteristics of Urea Sensor Using ISFET	Sensors and Materials	2(4), 217-227 (1991)
Hiromitsu SAKAI Noriaki KANEKI Hiroshi HARA	Characteristics of an Enzyme Immunosensor based on an ISFET for Hepatitis B Surface	Sensors and Materials	2(6), 265-273 (1991)

Noriaki KANEKI Hiromitsu SAKAI Hironori OKII Kennosuke YOKOTA Hiroshi HARA	Enzyme Thermistor Using Immobilized Glucose Oxidase and Peroxidase with Precisely Thermostated Bath for Glucose	Sensors and Materials	2(6), 321-328 (1991)
坂井宏光	水環境汚染による生態系への影響と環境評価(総説)	水処理技術	Vol.32 No.9, 457-472 (1991)
坂井宏光	ISFET 型免疫センサーの特性, 「輸血検査の進歩」(関口定美編集)	富士書院	pp.73-84 (1991)
Hiromitsu SAKAI Noriaki KANEKI Hirotooshi TANAKA Hiroshi HARA	Characteristics of Acetylcholine Sensor Based on ISFET and Its Application to Chemical Analysis	Sensors and Materials	2(3),145- 157(1992)
坂井宏光 金原明弘	ISFET 型アセチルコリンセンサーによる酵素活性阻害物質の測定	第13回化学センサ研究発表会(電気化学会共催)	1991.10.12

電気電子工学科

M. IMAI T. YANO (現株東芝) Y. OHTSUKA (北海道大)	Piezoelectric Polymer Coated Fiber - Optic Phase Modulator	Technical Digest of Workshop on Active and Passive Fiber Components, (Monterey, CA, USA)	1991.4.8 151-152 MD3
今井正明 小田島晟 (道工大) 元井和司 (道工大)	光ファイバ位相制御デバイス	科研費・重点領域研究「超高速・超並列光エレクトロニクス」第1回研究会	1991.8.23 47-52
小田島晟 (道工大) 元井和司 (道工大) 今井正明	圧電高分子被覆光ファイバ位相変調器の高周波特性	科研費・重点領域研究「超高速・超並列光エレクトロニクス」第1回総合シンポジウム	1991.10.5 117-120
A. ODAJIMA (道工大) M. ARISHIRO (現NHK) K. MOTOI (道工大) M. IMAI	Ferroelectric Polymer Jacketed Fiber Optic Phase Modulator and Its Frequency Response	Reports on Progress in Polymer Physics in Japan (RPPPJ)	Vol.34, 249-252 (1991)
今井正明	光ファイバとその応用—光センシング・計測のためのファイバ形部品—	第4回大学・企業技術交流会講演集	1991.10.25 25-35
小田島晟 (道工大) 有城正彦 (現NHK) 元井和司 (道工大) 矢野貴志 (現株東芝) 今井正明	圧電高分子被覆光ファイバ位相変調器の高周波特性	北海道工業大学研究紀要	No.20, 63-72 (1992)

小田島 晟 (道工大)	有城 正彦 (現NHK)	元井 和司 (道工大)	今井 正明	圧電高分子被覆単一モードファイバの位相感度の高周波特性	第38回応用物理学関係連合講演会	1991.3.30 30PY/I-8
有城 正彦 (現NHK)						
有城 正彦 (現NHK)	元井 和司 (道工大)	小田島 晟 (道工大)	今井 正明	圧電高分子被覆光ファイバ位相変調器の感度の解析	電気関係学会北海道支部連合大会	1991.10.6 135
有城 正彦 (現NHK)	元井 和司 (道工大)	小田島 晟 (道工大)	今井 正明	高周波用・高感度光ファイバ位相変調器の設計	第27回応用物理学会北海道支部学術講演会	1992.1.28 A-11
今井 正明 小田島 晟 (道工大)	元井 和司 (道工大)			高周波用・高感度光ファイバ型変調器の位相感度の電極膜厚依存性	第39回応用物理学関係連合講演会	1992.3.29 29P/E-13
Yuji UEDA Koji MATSUURA				Structure and Magnetic Properties of Fe - Cu Multilayered Films	International Symposium on 3rd Transition-Semi metal thin film	1991.5.8
山田 昭弘 上田 勇治				電着Fe - (Cu, Mo, Sn) 合金薄膜の磁性	日本物理学会第46回年会講演予稿集	1991.9.30
池田 正二 上田 勇治				Fe - B - Si 系非晶質合金の透磁率と磁気異方性(II)	電気関係学会支部大会講演論文集	1991.10.6
山田 昭弘 上田 勇治				電着法によるFe - (Cu, Mo, Sn, Cr) 合金薄膜の作製と磁性	電気関係学会支部大会講演論文集	1991.10.6
小高武 泉 昭 倉 弥 笠 幸一 (北海道大)				Fe と低融点金属との多層膜における構造と磁性	電気関係学会支部大会講演論文集	1991.10.6
山高上 田 倉 昭 倉 田 勇 弘 田 治 亘				Fe - (Pb, Sn, Cd, Cr) 合金膜の作製 と磁性	日本金属学会支部秋期講演大会	1991.11.28
小武 泉 昭 弥 笠 幸一 一 (北海道大)				Fe - Pb, Sn 多層膜の構造と磁性	日本金属学会支部秋期講演大会	1991.11.28

池田正二 樋上渡勇 上田治	非晶質Fe - Si - B系合金の透磁率と磁気異方性	日本金属学会支部秋 期講演大会	1991.11.28
Hiroshi TAZAWA Osamu KURODA G. C. WHITTOW (ハワイ大学)	Noninvasive determination of the embryonic heart rate during hatching in the Brown Noddy (Anous stolidus)	The Auk	108, 594-601 (1991)
Yukio HASHIMOTO Takeshi NARITA Hiroshi TAZAWA	Cardiogenic ballistograms of chicken eggs.: Comparison of measurements	Medical & Biological Engineering & Com- puting	29,393- 397(1991)
Hhiroshi TAZAWA Tatsuo HIRAGUCHI Osamu KURODA S. G. TULLETT (ウエスト オブ スコットランド 大学) O. C. DEEMING (マンチエスタ ー大学)	Embryonic heart rate during development of domesticated birds	Physiological Zoolo- gy	64,1002- 1022(1991)
G. C. WHITTOW (ハワイ大学) Hiroshi TAZAWA	The early development of thermoregulation in birds	Physiological Zoolo- gy	64,1371- 1390(1991)
Hiroshi TAZAWA Yukiko HASHIMOTO	Noninvasive investigative techniques for cardiogenic ballistic movements of avian eggs	World Congress on Medical Physics and Biomedical Engineering	1991.7.12
Hiroshi TAZAWA Yukiko HASHIMOTO	Periodic movements of avian eggs : Measurements and applications	3rd International Congress of Compa- rative Physiology and Biochemistry	1991.8.30
Hiroshi TAZAWA Yukiko HASHIMOTO Katsuhiko DOI (山形大学)	Blood pressure and heart rate of the chick embryo within the egg : Responses to autonomic drugs	Satellite Symposium of 3rd ICCPB	1991.9.1
I. SAKAGAMI KAJI T. USAMI (富士通北海道 システム)	Analysis of Multiple Reflections by Transfer Functions of Transmission Line Networks with Branches and Its Application	電子情報通信学会 論文誌 (B) EMI 特 集号	Vol.E57-B, No.3 pp.157-164 1992.3
坂上岩太 松田邦昭 羽鳥孝三 (道工大)	反射と透過インパルス成分による多導体線路のパラメータ同定について	電子情報通信学会 技術研究報告	EMCJ 91-27 1991.7.15
鍛冶明宏 坂上岩太	多分岐伝送線路における過渡応答の考察	電子情報通信学会 技術研究報告	EMCJ 91-28 1991.7.15

坂上岩太 北川伸	結合線路を用いたハイブリットリングについて	電子情報通信学会 技術研究報告	EMCJ 90-43 1991.10.11
I. SAKAGAMI	On the Distributed Coupled - Line Digital Frequency Multipliers - Part II : Output Simulations to Cosine Half Wave Inputs	室蘭工業大学 研究報告(理工編)	41号 1991
池田正志 山岸勇泰 松浦二威 坂口威	拡散方程式を用いたAr グロー放電陽光柱の電界-電流特性	電気学会論文誌A	111 A, (5) 389-395 (1991)
山新泰 松田希 坂浦二 西口威 昭	アドミタンス法を用いたグロー放電の電子エネルギー分布の測定	電気学会研究会資料 放電研究会	E D-91-83 1991.8.1
新田希 山岸勇泰 松浦二威 坂口威 昭	He - Ne 混合ガスのグロー放電陽光柱解析	電気関係学会北海道 支部 連合大会講演論文集	198 1991.10.5
Hirofumi FUJIWARA Koji SHIO Shigeki MIYANAGA Kazuo NAKAGAWA	Self - Diffraction by Two - Wave Mixing in Organic - Dye - Doped Film	Conference Record of International Topical Meeting on Optical Computing (OC'90), Kobe	1990, 181-182
中川一夫 宮永滋巳	有機色素含有高分子膜による位相共役波の発生	島津科学計測ジャーナル	2, (2) (通巻No.229) 71-79 (1990)
Hirofumi FUJIWARA Koji SHIO Shigeki MIYANAGA Kazuo NAKAGAWA	Self - Diffraction by Two - Wave Mixing in Organic - Dye - Doped Film	Japanes Journal of Applied Physics	29 (17) L1235- L1237 (1990)
Shigeki MIYANAGA Hirofumi FUJIWARA	Phase Conjugation by Degenerate Four - Wave Mixing in Saturable - Dye - Doped Planar Waveguides	Proceedings of International Conference on LASERS '89 (D. G. Harris and T. M. Shay (eds). STS Press)	1990, 795-801
Shigeki MIYANAGA Kazuo NAKAGAWA Hirofumi FUJIWARA	Polarization - Dependent Phase - Conjugate Reflectivity in Randomly Oriented Saturable Absorbers	Proceedings of SPIE	1319, 71-72 (1990)
Hirofumi FUJIWARA Koji SHIO Shigeki MIYANAGA	Power Transfer by Nearly Degenerate Two - Wave Mixing in a Saturable - Dye - Doped Film	Journal of Optical Society of America B	8, (8) 1740-1746 (1991)
大宮寛明 立目滋巳 藤原裕文	可飽和吸収媒質を用いた縮退4光波混合による位相共役波の発生効率-4準位近似による取扱	第27回応用物理学会 北海道支部学術講演会	1992年1月

宮永滋己 大立目寛明 藤原裕文	色素の3重項状態からの吸収を考慮した位相共役波の発生効率	第39回応用物理学 関係連合講演会	1992年3月
安達洋 曾田涵清 矢田慶治	圧延タングステン材を用いた熱電界放射陰極の作製	真空	第34巻 第4号 447-451 (1991)
安達洋	走査型顕微鏡 (STM) 凸凹を計る道具としてのSTM	表面科学	第12巻 第10号 644-650 (1991)
安達洋	トンネル効果センサ	センサの事典 (朝倉書店)	186-195 (1991)
関谷寧人 寺岡努 安達達根英 中根章	プロトン高輝度ビーム源のための基礎実験	第2回粒子線の先端 応用に関するワーク ショップ	1991年11月 25-27 野口記念館
安達洋	表面凹凸計測装置としてのSTM (マイクロメカニズムとその医療への応用シンポジウム)	電気学会全国大会 (金沢)	1991年 4月3日 金沢大学
安達洋	高輝度電子ビーム用の陰極	北海道大学触媒化学 研究センター研究集 会予稿集	1991年 22-23
安達洋	STM ファミリーとその応用	第36回電子顕微鏡学 会シンポジウム	1991年10月 11日
Y. SEKIYA T. TERAOKA H. ADACHI H. NAKANE	Ion Source using Permeability of Hydrogen through Palladium	Proceedings of the Second Workshop on Beam Engineer- ing of Advanced Material Syntheses (BEAM 1991)	1991,31-34
A. ABE H. ADACHI H. NAKANE	Electron Beam Assisted Deposition of Sharp Needle of Decomposed Gas Mixture of Methane and Hydrogen	Second European Conference on Di- amond, Diamond - like and Related Coatings (DIAMOND FILM '91)	1991, #049
M. HOSOYA (JRDC) W. HIOE (JRDC) E. GOTO (JRDC) R. KAMIKAWAI (JRDC) Y. WADA (JRDC) N. MIYAMOTO (JRDC) H. NAKANE	Experimental Study of a Dual - Input - Multiplexer Gate	IEEE Transaction on Magnetics	27, (2) 2847-2850 (1991)
J. CASAS (JRDC) R. KAMIKAWAI (JRDC) Y. HARADA (JRDC) N. MIYAMOTO (JRDC) H. NAKANE E. GOTO (JRDC)	Subharmonic Generators and Error Detection by using the Quantum Flux Parametron (QFP)	IEEE Transaction on Magnetics	27, (2) 2851-2854 (1991)

J. CASAS (JRDC) N. MIYAMOTO (JRDC) H. NAKANE E. GOTO (JRDC)	Performance of a Double DC SQUID Magnetometer	IEEE Transaction on Magnetics	27, (2) 2975-2978 (1991)
H. MINAMI (JRDC) Q. GENG (JRDC) K. CHIHARA (JRDC) J. YUYAMA (JRDC) H. NAKANE N. MIYAMOTO (JRDC) E. GOTO (JRDC)	Detection of Trapped Flux Quanta in Superconductors by a Hydrodynamically Controlled SQUID Pick - Up Coil	IEEE Transaction on Magnetics	27, (2) 3009-3012 (1991)
M. HOSOYA (JRDC) W. HIOE (JRDC) J. CASAS (JRDC) R. KAMIKAWAI (JRDC) Y. HARADA (JRDC) Y. WADA (JRDC) H. NAKANE R. SUDA (JRDC) E. GOTO (JRDC)	Quantum Flux Parametron : A Single Quantum Flux Device for Josephson Supercomputer	IEEE Transaction on Applied Superconductivity	1, (2) 77-89 (1991)
H. NAKANE	Superconducting Magnetic Sensor (SQUID, QFP) and Their Application	Technical Digest of the 10th Sensor Symposium (The Institute of Electrical Engineers of Japan)	1991, 109-112
Y. SEKIYA T. TERAOKA H. ADACHI H. NAKANE	Ion Source using Permeability of Hydrogen through Palladium	Proceeding of the Second Workshop on Beam Engineering of Advanced Material Syntheses (BEAM 1991)	1991, 31-34
A. ABE H. ADACHI H. NAKANE	Electron Beam Assisted Deposition of Sharp Needle of Decomposed Gas Mixture of Methane and Hydrogen	Second European Conference on Diamond, Diamond - like and Related Coatings (DIAMOND FILM '91)	1991, #049

材料物性工学科

S. Nagata S. Ebisu T. Aochi Y. Kinoshita S. Chikazawa Y. Yamaya	Superconductivity in the Filamentary Conductor TaSe ₃	J. Phys. Chem. Solids	52 (1991) 761
--	--	-----------------------	------------------

S. Nagata M. Nakajima K. Kido T. Ikeda S. Chikazawa	Systematic Variation for the Temperature Dependence of Normal - state Resistivity in $(La_{1-x}Ba_x)_2CuO_4$ System	Physica C	185-189 (1991)1239
S. Nagata T. Aochi M. Sato S. Chikazawa K. Tsutsumi H. Suzuki	The Meissner Effect in the Layered Superconductor $2H - TaS_2$	Physica C	185-189 (1991)2711
S. Nagata M. Nakajima T. Ikeda K. Kido S. Chikazawa	Systematic Variation for the Temperature Dependence of Normal - state Resistivity in $(La_{1-x}Ba_x)_2CuO_4$	3rd Int. Conf. on MMS - HTSC (Superconductivity) at KANAZAWA	July 22, 1991
S. Nagata T. Aochi M. Sato S. Chikazawa K. Tsutsumi H. Suzuki	The Meissner Effect in the Layered Superconductor $2H - TaS_2$	3rd Int. Conf. on MMS - HTSC (Superconductivity) at KANAZAWA	July 22, 1991
永中城近 田戸澤 正幹 一雄 一進	$(La_{1-x}Ba_x)_2CuO_4$ 系における常伝導状態での抵抗率の系統的変化	日本物理学会 (於：北海道大学)	1991年 9月30日
尾近永 藤澤田 輝正 夫進一	AuFe 合金の非線形磁化率	日本物理学会 (於：北海道大学)	1991年 9月28日
尾近永 藤澤田 輝正 夫進一	AuFe 合金のリエントラント転移点近傍における非線形磁化率	第27回応用物理学会 北海道支部学術講習会(於：北海道大学)	1992年 1月28日
大高近永 場松澤田 一正 之樹 一進	マグネタイト微粒子集合体の磁性	第27回応用物理学会 北海道支部学術講習会(於：北海道大学)	1992年 1月28日
中萩関近永 島埜澤田 幹貴 善善 正進一	単結晶試料の電気抵抗率の角度依存性についての数値解析	第27回応用物理学会 北海道支部学術講習会(於：北海道大学)	1992年 1月29日
萩関近永 埜澤田 正進一	CuV_2S_4 および $CuRh_2S_4$ の結晶成長	第27回応用物理学会 北海道支部学術講習会(於：北海道大学)	1992年 1月29日
関萩尾近高永 埜藤澤柳田 善貴 輝正 隆進一	CuV_2S_4 および $CuRh_2S_4$ の超伝導特性	第27回応用物理学会 北海道支部学術講習会(於：北海道大学)	1992年 1月29日
尾近永 藤澤田 輝正 夫進一	AuFe 合金の非線形磁化率 II	日本物理学会 (於：慶応大学)	1992年 3月29日
永中萩関 田島埜 正幹 一雄 一進	多結晶試料における抵抗率の異方性の平均化に関する考察	日本物理学会 (於：慶応大学)	1992年 3月27日

大 沼 正 人 桑 野 由 寿 濱 口 和	Fe - B - Si 非晶質合金における α - Fe 初晶の晶出状態	金属学会春期大会	1991年 4月
吉 村 敏 彦 (日立機械 研究所)	時効によるステンレス鋼の相分離(6)	金属学会春期大会	1991年 4月
石 川 雄 一 (日立機械 研究所)			
土 屋 俊 一 (日立機械 研究所)			
桑 野 由 寿 濱 口 和			
盛 一 也 濱 口 由 和 森 井 幸 正 舟 橋 達 (原研東海研)	O ₂ - HIP により作製した Y (Ba _{1-x} La _x) ₂ Cu ₄ O ₈ 超伝導体の特性	応用物理学関係連合 講演会	1992年 3月
下 野 功 (道立工業 技術センター)	クエン酸塩法により作製した Bi 系 2223 相 の超伝導特性	応用物理学関係連合 講演会	1992年 3月
小 西 哉 (信州大)			
濱 口 由 和 永 田 正 一			
大 沼 正 人 桑 野 由 寿 濱 口 和	Fe - B - (Si, Ge) の非晶質合金における α - Fe 初晶の晶出状態	日本金属学会誌	56,238-246 1992
桑 野 雄 寿 (日立機械 研究所)	Fe - 28Cr 合金の 2 相分離に及ばず Ni の影 響	金属学会春期大会	1991年 4月
吉 村 敏 彦 (日立機械 研究所)			
濱 口 由 和			
桑 野 由 寿 濱 口 和	ボールミリングによる BBC ナノサイズ合金 の作製	粉体粉末冶金講演大 会	1991年11月
桑 野 由 寿 濱 口 和	ボールミリングにより作製されたナノサイズ Fe - V 合金	粉体および粉末冶金	39,216-220 1991
桑 野 由 寿 濱 口 和	ボールミリングによるナノサイズ Mo 合金の 作製	粉体および粉末冶金	39,211-5 1991
H. KUWANO H. OUYANG (Caltech) B. FULTZ (Caltech)	A Mossbauer Spectrometry Study of Nanoph- ase Cr - Fe Synthesized by Mechanical Alloying : A measurement of grain boundary width	Nanostructured Materials	1,561-568 1992
H. KUWANO H. OUYANG (Caltech) B. FULTZ (Caltech)	A Mossbauer Spectrometry Study of the Magnetic Properties and Debye Temperature of Nanocrystalline Cr - Fe	Materials Science Forum	88-90,562- 8,1992
T. A. STEPHENS (Caltech) H. KUWANO B. FULTZ (Caltech)	Stite Occupations of Ternary Solutes in FeCo - X(X=Mo, Cr)	TMS Annual Meet- ing and Exhibition	1992年 3月

H. OUYANG (Caltech) B. FULTZ (Caltech) H. KUWANO	Grain Boundary Widths of Nanophase Alloys Prepared by Mechanical Attrition	TMS Annual Meeting and Exhibition	1992年 3 月
H. KUWANO Y. ISHIKAWA (日立機械 研究所) T. YOSHIMURA (日立機械 研究所) Y. HAMAGUCHI	Characterization of the Spinodal Decomposition of Fe - Cr alloys by Mossbuer Spectroscopy	Hyperfine Interactions	69,501-4 1992
Hirofumi FUJIWARA Kouji SHIO Shigeki MIYANAGA	Power transfer by nearly degenerate two - wave mixing in a saturable dye - doped film	Journal of the Optical Society of America B	Vol. 8 No. 8 1740 (1991)
Chikara EGAMI Kazuo NAKAGAWA Hirofumi HUJIWARA	Cross - polarized phase conjugation by using azo dye doped polymer films	The 5th. Toyota Conf. on Nonlinear Optical Materials	Oct. 6-9, 1991
藤 原 裕 文	有機色素を用いた位相共役光学	応用物理	61巻, 4号 346(1992)
河 野 克 典 武 田 知 明 中 川 一 夫 藤 原 裕 文	位相共役波干渉法における飽和吸収とホログラフィ成分の位相変化	重点領域研究 超高速・超並列光エレクトロニクス 第1回 総合シンポジウム	1991.10. 5
飛 世 学 藤 原 裕 文	有機色素薄膜における直交偏光 2 光波結合(2)	第52回応用物理学会 学術講習会	1991.10. 9
江 上 力 中 川 一 夫 藤 原 裕 文	メルオレンジ含有 PVA 膜による位相共役波発生機構	第52回応用物理学会 学術講習会	1991.10. 9
河 野 克 典 中 藤 原 一 夫 藤 原 裕 文	エリトロシン B 含有 PVA 膜による位相共役波の飽和吸収成分の位相変動	第52回応用物理学会 学術講習会	1991.10. 9
河 野 克 典 武 田 知 明 中 川 一 夫 藤 原 裕 文	位相共役波干渉法における飽和吸収とホログラフィ成分の位相変化(2)	重点領域研究 超高速・超並列光エレクトロニクス 第3号 研究会	1991.12. 4
江 上 力 中 藤 原 一 夫 藤 原 裕 文	メルオレンジ含有 PVA 膜による位相共役波発生効率の波長依存	第27回応用物理学会 北海道支部学術講演会	1992. 1 .28
大 目 寛 明 宮 永 己 夫 中 藤 原 一 夫 藤 原 裕 文	過飽和吸収媒質を用いた縮退 4 波混合による位相共役波の発生効率... 4 準位近似による取扱...	第27回応用物理学会 北海道支部学術講演会	1992. 1 .28
江 上 力 中 藤 原 一 夫 藤 原 裕 文	メチルオレンジ含有 PVA 膜による位相共役波発生 II	第39回応用物理学 関係連合講演会	1992. 3 .30
武 田 知 明 藤 原 裕 文	アゾ系色素含有膜による空間光変調素子	第39回応用物理学 関係連合講演会	1992. 3 .30

R. Kawashima	Temperature and Frequency Dependence of AC Conductivities in an Europium Nitrate Crystal.	Solid State Commun.	78(6) P.553,555 1991
川島利器 服部昌憲	硝酸ネオヂュウム結晶における AC 伝導率の周波数及び温度依存性	日本物理学会 (北大)	1991.10.30
笹木尊瑞 川島広利 史器	硝酸ユーロピウムの結晶育成と電気的性質	第27回応用物理学会 北海道支部会 (北大)	1992.1.29
斉藤亮 川島栄史 亮史器	硝酸ランタンの結晶育成と電気的性質	第27回応用物理学会 北海道支部会 (北大)	1992.1.29
磯田史 川島広利 史器	硝酸ガドリニウム結晶における不安定領域における電気的性質	第27回応用物理学会 北海道支部会 (北大)	1992.1.29
西村重樹 磯川島利 史器	硝酸サマリウム結晶における雑音計測と解析	第27回応用物理学会 北海道支部会 (北大)	1992.1.29
川島利器 西村重樹	硝酸希土類化合物結晶の非線形非平衡の現象における雑音	日本物理学会 (慶応大)	1992.3.27
千代吾 桃山正 片博 桜市 松彦 (栗本鉄工)	鋳鉄とSiC粒子強化アルミニウム基複合材料との拡散接合	日本鋳物協会第118 回全国講演大会	1991.5.22
桃山正 千片博 賢	鋳鉄とアルミニウム基複合材料との拡散接合	日本鋳物協会北海道 支部大会	1991.5.31
湯野善 田桃片 章正博	Cr系ステンレス鋼と純銅の拡散接合性に及ぼす銅中酸素の影響	日本鉄鋼協会・金属 学会両北海道支部合 同講演大会	1991.6.20
野川正 出山博 片恒 柴嘉 湊達 金山和 山浩 (以上4名精密) 北海道住電 酒井昌 牧野宏 鴨田功 宮腰一 (以上4名樹 北海道工業 試験場)	WC-Co系超硬合金と鉄鋼材料の拡散接合	日本鉄鋼協会・金属 学会両北海道支部合 同講演大会	1991.6.20
山野博 松沢正 修	Arガス吹込み法による高炭素溶鉄からのSnSの蒸発速度	日本鉄鋼協会第122 回講演大会	1991.10.2
湯野善 田桃片 章正博	高クロムフェライト系ステンレス鋼と銅の拡散接合性に及ぼす銅中酸素の影響	日本鉄鋼協会第122 回講演大会	1991.10.2

H. G. KATAYAMA	Smelting Reduction Mechanism of Powdered Chromite Ores under Unstirred Conditions	US - Japanese Joint Seminar on "Fundamentals of Bath Smelting and Clean Steel Production"	1991.10.7
嶋佐網脇(株)・兜(株)	電子ビーム溶解法による粗金属ニオブの高純度化	日本金属学会平成3年度春期大会	1991.4.3
嶋佐網戸	溶融塩電解法による粗金属ニオブの高純度化	電気化学第58回大会	1991.4.7
三後佐嶋	CVD法によるバナジウムホウ化物の合成	日本鉄鋼協会、日本金属学会北海道支部合同平成3年度春季講演会	1991.6.21
嶋初佐	LiF系溶融塩中における金属LaおよびNdの溶解挙動	資源・素材学会北海道支部平成3年度春季講演会	1991.6.25
嶋佐三	CVD法によるバナジウムホウ化物の合成	第4回素材プロセスング研究会	1991.8.27
朱斎山(東北大学大学院)	溶融アルカリ金属硝酸および炭酸塩中の超音波の音速と吸収	日本金属学会	55, No.9 937-944 (1991)
嶋江			
佐宮嶋	MAおよびHIP法によるTiAl - TiB ₂ 系複合材料の創製	日本金属学会平成3年度秋期大会	1991.10.1
三佐嶋	CVD法によるバナジウムホウ化物の合成	電気化学協会第58回大会	1991.10.12
嶋	溶融電解法および電子ビーム溶融法による粗金属ニオブからの不純物の除去	レアメタルプロセスング研究会	1991.11.7
嶋佐初	LiF系溶融塩中における金属LaおよびNdの溶解反応	第23回溶融塩化学討論会	1991.11.22
杉常佐嶋	マイクロ波加熱法によるSi ₃ N ₄ セラミックス同志の接合	日本鉄鋼協会、日本金属学会北海道支部合同平成3年度春季講演会	1991.11.28
嶋佐初	LiF系溶融塩中における金属LaおよびNdの溶解挙動	日本鉄鋼協会、日本金属学会北海道支部合同平成3年度春季講演会	1991.11.28

佐藤忠夫 金沢影和 嶋影和	宜	MA および HIP 法による TiAl - TiB ₂ 系複合材料製造における温度の影響	資源・素材学会誌	107, No.11 833-835 (1991)
佐藤忠夫 西野影和 嶋影和	宜	アークプラズマ CVD 法によるタンタル微粉末の作成と性状	資源・素材学会誌	107, No.12 895-898 (1991)
杉浦寿春 佐藤影和 嶋影和	宜	マイクロ波加熱法による SiC の接合	セラミックス基礎討論会	1992. 1. 24
嶋影和 嶋影和 佐藤影和 初野圭一	宜	電気分解反応の魅力とその応用	日本機械学会誌	95, No.880 41-43(1992)
嶋影和 佐藤影和 初野圭一	宜	LiF - REF ₃ (RE: La, Nd) 2 成分系溶融塩中における La および Nd の飽和溶解度	平成 4 年度資源・素材学会春季大会	1992. 3. 28
嶋影和	宜	レアメタルの高純度化および利用技術に関する研究成果と総括	平成元年 - 平成 3 年共同研究報告書	1992. 3. 31
Shinji Hirai Hiroshi G. Katayama		Mechanism of AlN Synthesis by Carbothermic reduction of Al ₂ O ₃ in a Flowing N ₂ Atmosphere	Ceramics Today - Tomorrow's Ceramics	66B, 615-622, 1991
平井伸治 土屋美智 片山	博	TiO ₂ - B ₂ O ₃ 混合物の Mg 熱還元による TiB ₂ の生成反応	室蘭工業大学研究報告	41, 61-69, 1991
平井伸治 土屋克 片山	博	二酸化チタンのボロン/炭素熱還元による二ホウ化チタンの生成反応	日本金属学会第108回講演大会	1991. 4. 3
村上英明 平井伸治 片山	博	アルミナと窒化アルミニウムからの酸窒化アルミニウムの生成反応	日本金属学会第108回講演大会	1991. 4. 3
平井伸治 渡辺隆治 片山	博	アルミニウム拡散被覆による鋼材の耐塩性の向上	日本金属学会第108回講演大会	1991. 4. 4
平井伸治 土屋克 片山	博	TiO ₂ - B ₄ C - C 混合粉末の高温焼成による TiB ₂ の生成反応	日本金属学会北海道支部春季講演大会	1991. 6. 21
平井伸治 亀ヶ川山	博	Mg - Al 合金浴浸漬法による鋼材表面の低 Al 合金層の形成	日本金属学会第109回講演大会	1991.10. 1
平井伸治 片山 渡辺隆治 (新日鉄)	博	Al ₂ O ₃ - Mg 系粉末パックによる鋼材表面への低 Al 合金層の形成	日本金属学会北海道支部秋季講演大会	1991.11.28
平井伸治 上村揚一 片山	博	炭素熱還元法によるサファイア表面への AlN の生成	日本表面科学会第11回講演大会	1991.12. 4
近藤和仁 後藤龍彦 佐藤藤干	城	若鍋層頁岩に関する 2, 3 の物性試験	資源・素材学会 北海道支部春季講演会	1991. 6
後藤龍彦 中板藤 佐藤藤干	城	頁岩の環境劣化に伴う AE 挙動	地下土木の AE 国内 コンファレンス論文 集	No.4, p.42-46 1991. 7

石中後木	島田藤山	洋雅龍	二夫彦保	内圧を受ける岩盤空洞建設のための岩石力学的調査について	資源・素材学会誌	Vol. 109. No. 7 p.47-52 1991. 7
松後佐	本藤藤	裕龍干	之彦城	沿層抗道におけるエクステンソメータ計測	北海道応用地学合同研究会論文集	No. 3, p.68-73 1992. 3
高大後	橋西藤	康龍	学智彦	庵治花崗岩の弾性波速度に及ぼす含水飽和度の影響について	北海道応用地学合同研究会論文集	No. 3, p.105-110 1992. 3
杉上中吉小佐	岡道田田林藤	正芳由貴	敏夫子豊夫城	北海道産天然ゼオライトの表面改質による高活性触媒への変換	北海道応用地学合同研究会論文集	No. 3, p.159-164 1992. 3
藤佐後出石	井藤藤口島	義千龍剛洋	明城彦太二	深部炭鉱における抗道に作用する地圧と抗道変形量に関する事例研究	資源・素材学会誌	Vol. 108, No. 3 p.36-42 1992. 3
児石安石	玉塚部島	淳与志洋	一雄透二	一軸圧縮下における花崗岩の疲労・クリープ特性と長期強度	資源・素材学会誌	Vol. 108, No. 3 p.26-30 1992. 3
大高後	西橋藤	康龍	智学彦	庵治花崗岩の弾性波伝播特性に及ぼす水分飽和度および中間主応力の影響について	資源・素材学会平成4年度春季全国大会	1992. 3
後中佐石	藤田藤島	龍雅干洋	彦夫城二	若鍋層頁岩の物性評価に関する2, 3の実験	資源・素材学会平成4年度春季全国大会	1992. 3
神藤後	山井藤	義龍	淳明彦	ロゼットジャッキの改良と2次元地圧変化計測事例	資源・素材学会平成4年度春季全国大会	1992. 3
松後佐山	本藤藤崎	裕龍干	之彦城進	沿層抗道のロックボルト支保に関する2, 3の計測	資源・素材学会平成4年度春季全国大会	1992. 3
松後佐	本藤藤	裕龍干	之彦城	エクステンメータを用いた抗道変位計測	資源・素材学会平成4年度春季全国大会	1992. 3
渡見石	部玉島	康淳洋	一一二	圧縮空気貯蔵空洞における力学的諸問題	平成3年度開発技術研究発表会	1991.11
松高後佐	本橋藤藤	裕輝龍干	之樹彦城	採炭に伴う沿層ロックボルト抗道の天盤変位計測	開発技報	第34号 p. 9 -14 1992. 3
原後佐	藤藤	正龍干	之彦城	花崗岩の多段階三軸試験について	開発技報	第34号 p. 5 - 8 1992. 3
児石安石	玉塚部島	淳与志洋	一雄透二	花崗岩の疲労特性に及ぼす载荷周波数の影響	資源・素材学会平成4年度秋季全国大会	[M] p.17-20 1991.10

安部透 石塚与志 見玉淳 石玉洋	二二	花崗岩の疲労およびクリープ特性に関する実験的研究	第26回土質工学研究発表講演集	p.1111-1112 1991. 6
三沢俊平		コロージョン・トゥデー腐食科学・防食技術の現状	(社)腐食防食協会	1991, 65-70
相馬健一 向井田岳 木村見俊 三沢俊平	一一	LaNi ₅ -Ni 共晶合金の一方凝固隔壁触媒に及ぼす組織形態および水素吸蔵時間の影響	日本金属学会 第108回春期大会	1991. 4 . 3
泉村博 三沢俊 三俊平	之彦	金属間化合物 Co ₃ Ti の水素環境脆化に及ぼす温度及び変形速度の影響	腐食防食 '91講演集	1991. 5 .29 89-92
T. Misawa H. Uno A. Kimura		Corrosion Resisatance and SCC Susceptibility of Fusion Reactor Structural Stainless Steels Evaluated with Small Specimens in High Temperature Water	Proceedings of Int. Conference on Stainless Steels, Stainless Steels '91	Vol. 1, 181-188 (1991)
H. Uno M. Kobayashi (日本ステンレス) A. Kimura M. Misawa		Effects of Small Amount of Alloying Elements on the Intergranular Precipitation Behavior of Chromium Carbides in Austenitic Stainless Steels	Proceedings of Int. Conference on Stainless Steels, Stainless Steels '91	Vol. 1, 288-294 (1991)
A. Kimura H. Izumi Y. Igarashi M. Misawa T. Takasugi (東北大)		Mechanism of Hydrogen Induced Intergranular Cracking in Co ₃ Ti	Proceedings of Int. Symposium on Inter-metallic Compounds (JIMIS - 6)	1991, 737-741
高橋克宗 木村俊彦 三沢俊平	宗彦	Ti - 6Al - 4V 合金の組織と水素化物形成挙動	日本鉄鋼協会・日本金属学会 両北海道支部合同春季講演大会	1991. 6 .21
泉村博 三沢俊 三俊平	之彦	金属間化合物 CO ₃ Ti の粒界水素脆化	日本鉄鋼協会・日本金属学会 両北海道支部合同春季講演大会	1991. 6 .21
宇野秀樹 木村見俊 三沢俊平	樹彦	オーステナイトステンレス鋼の鋭敏化抑制に及ぼす Nb, Ti, Zr および V の微量添加効果	日本鉄鋼協会・日本金属学会 両北海道支部合同春季講演大会	1991. 6 .21
三沢俊平		軽水炉水環境・照射複合効果および鉄さび生成の現状と課題	構造材料の経年劣化特性に関する調査研究委員会	1991. 7 .23
宇野秀樹 木村見俊 三沢俊平	樹彦	オーステナイトステンレス鋼の鋭敏化抑制に及ぼす Nb, N の微量複合添加効果	日本金属学会 第109回秋期大会	1991.10. 1
木村見俊 泉三高 三沢俊平 (東北大)	彦之平 幸	Co ₃ Ti における環境脆化割れのモデリング	日本金属学会 第109回秋期大会	1991.10. 2
三木磯吉 平	平彦 幸夫 隆	微小試験片技術を用いた圧力容器鋼の延性脆性遷移挙動評価	日本金属学会 第109回秋期大会	1991.10. 2

三 沢 俊 平	鉄さびの生成機構	日本材料学会腐食防食部門委員会第165回例会	1991.11.13
M. Suzuki M. Eto Y. Nishiyama K. Fukaya (原研) M. Saito T. Misawa	Small Specimen Test Techniques for the Evaluation of Toughness Degradation	5th International Conference on Fusion Reactor Materials (ICFRM - 5)	1991.11.17-22 Florida
三 沢 俊 平	耐フッ化水素酸金属材料および金属間化合物の水素脆性	東北大学金属材料研究所ワークショップ—地球環境浄化用新材料—	1991.11.19
高 橋 林 右 宇 野 秀 樹 木 村 晃 彦 三 沢 俊 平	窒素、ニオブ微量複合添加オーステナイトステンレス鋼のEPR粒界腐食試験挙動	日本金属学会・日本鉄鋼協会両北海道支部合同秋期講演大会	1991.11.28
泉 博 之 木 村 晃 彦 三 沢 俊 平	SP試験法による破壊靱性評価と破壊形態	日本金属学会・日本鉄鋼協会両北海道支部合同秋期講演大会	1991.11.28
磯 尾 裕 幸 木 村 晃 彦 三 沢 俊 平	SP微小試験片技術を用いた圧力容器鋼の延性脆性遷移挙動評価	日本金属学会・日本鉄鋼協会両北海道支部合同秋期講演大会	1991.11.28
松 原 真 治 木 村 晃 彦 三 沢 俊 平	オーステナイト鋼の水素脆化割れ感受性に及ぼす鋭敏化の影響	日本金属学会・日本鉄鋼協会両北海道支部合同秋期講演大会	1991.11.28
M. Eto M. Suzuki Y. Nishiyama T. Jitsukawa A. Hishinuma (原研) H. Takahashi (東北大) T. Misawa	Development of Miniaturized Bulge Test (Small Punch Test) for the Post - Irradiation Mechanical Property Evaluation	Symposium on Small Specimen Test Techniques and Their Application to Nuclear Reactor Vessel Thermal Annealing and Plant Life Extension - ASTM	1992, 1.29-31, New Orleans
山 村 美 彦 宇 野 秀 樹 木 村 晃 彦 三 沢 俊 平	高室素量ニオブ複合添加オーステナイトステンレス鋼のHuey粒界腐食試験挙動	第1回腐食防食協会北海道支部研究発表会	1992. 1. 17
山 川 勝 弘 藤 原 幹 男 木 村 晃 彦 三 沢 俊 平	Ni - Cu 合金および各種金属材料の耐フッ素化水素酸性	第1回腐食防食協会北海道支部研究発表会	1992. 1. 17
T. Misawa Y. Hamaguchi A. Kimura M. Eto M. Suzuki N. Nakajima (原研)	Evaluation of Toughness Degradation by Small Punch (SP) Tests for Neutron Irradiated Structural Steels	International Symposium on Advanced Nuclear Energy Research - Roles and Material Science in Nuclear Technology	1992.2.5-7 Mito
三 沢 俊 平	低放射化フェライト鋼の耐食性	核融合科学研究所—低放射化鉄鋼研究会	1992. 3. 2
三 沢 俊 平	微小試験片評価技術による構造材料照射研究の現状	第15回北海道核融合研究者会議研究会	1992. 3. 13

三 沢 俊 平	小型パンチ試験法の進展 試験片の小型化とハイテクノロジー	日本原子力学会・微 小試験片材料評価技 術専門委員会研究報 告会	1992. 3 .31
三 沢 俊 平	微小試験片材料評価技術の進歩 (分担執筆)	日本原子力学会	1992. 3
A. Kimura H.K. Birnbaum (U. of Illinois)	Anormalous Strain Rate Dependence of the Serra - ted Flow in Ni - C - H Alloys.	Acta metall. mater.	39 (7), p.1343- 1348(1991)
A. Kimura H.K. Birnbaum (U. of Illinois)	Effect of Adsorbed Surface Poisons on the Loss of Hydrogen from Nickel.	Acta metall. mater.	39 (3), p.295-301 (1991)
A. Kimura L. A. Charlot D. S. Gelles D. R. Baer R. H. Jones (PNL, USA)	Irradiation Effects of Grain Boundary Che- mistry of Manganese - Stabilized Martensitic Steels.	Fusion Reactor Materials Semi- annual Progress Re- port for Perind En- ding Sep. 30, 1990	DOE/ER- 1313/9, p.145-151
木 村 晃 彦 芽 野 秀 夫 鳴 井 (東北大)	低放射化9%Cr - 2%W 鋼のFFTF / MOTA照 射後組織	日本金属学会・日本 鉄鋼協会北海道支部 春期講演会	1991. 6 .21
高 橋 克 宗 三 村 晃 彦 稲 垣 俊 平 (NKK)	Ti - 6Al - 4V 合金の組織と水素化物形成挙 動	日本金属学会・日本 鉄鋼協会北海道支部 春期講演会	1991. 6 .21
泉 村 博 之 木 村 晃 彦 泉 沢 俊 平 三 高 隆 幸 (東北大)	金属間化合物 Co ₃ Ti の粒界水素脆化	日本金属学会・日本 鉄鋼協会北海道支部 春期講演会	1991. 6 .21
宇 野 秀 樹 木 村 晃 彦 三 高 隆 幸 (東北大)	CO ₃ Ti における環境脆化割れのモデリング	日本金属学会・秋期 大会	1991.10. 1
宇 野 秀 樹 木 村 晃 彦 三 高 隆 幸 (東北大)	オーステナイトステンレス鋼の鋭敏化抑制に 及ぼす Nb, N の微量複合添加効果	日本金属学会・秋期 大会	1991.10. 1
木 村 晃 彦 堀 川 修 宮 (筑波大)	TiNi の変態挙動に及ぼす中性子照射効果	日本金属学会・秋期 大会	1991.10. 1
三 木 俊 平 磯 村 晃 彦 吉 尾 裕 夫 平 野 隆 (IHI)	微小試験片技術を用いた圧力容器鋼の延性脆 性遷移挙動評価	日本金属学会・秋期 大会	1991.10. 1
H. Kayano H. Kurishita A. Kimura M. Narui M. Yamazaki Y. Suzuki (U. of Tohoku)	Charpy Impact Testing using Miniature Speci- mens and Its Application to the Study of Irra- diation Behavior of Low - activation Ferritic steels.	J. of Nuclear Materials	179-181, p.429-428 (1991)

H. Kayano A. Kimura M. Narui T. Kikuchi S. Ohta (U. of Tohoku)	Effects of Small Changes in Alloy Composition on the Mechanical Properties of Low - activation 9%Cr - 2%W Steels.	J. of Nuclear Materials	179-181, p.671-674 (1991)
A. Kimura H. Kayano M. Narui	Effects of Neutron Irradiation on Hydrogen - Induced Intergranular Fracture in a Low - activation 9%Cr - 2%W Steels.	J. of Nuclear Materials	179-181, p.737-740 (1991)
A. Kimura H. Kayano S. Ohta (U. of Tohoku)	Irradiation - induced Suppression of Creep in a Low - activation 9%Cr - 2%W Steels.	J. of Nuclear Materials	179-181, p.741-744 (1991)
松原真治 木村晃彦 三沢俊平	オーステナイト鋼の水素脆化割れ感受性に及ぼす鋭敏化の影響	日本金属学会・日本鉄鋼協会北海道支部講演大会	1991.11.24
泉博之 木村晃彦 三沢俊平	SP 試験法による破壊靱性評価と破壊形態	日本金属学会・日本鉄鋼協会北海道支部講演大会	1991.11.24
木村晃彦	低放射フェライト鋼の照射下強度特性	第6回核融合炉材料フォーラム	1992.3.4
木村晃彦	低放射化鉄鋼材料の中性子照射効果	平成3年度日米科学技術協力事業核融合分野事業報告会	1992.3.12 #p.163-166
木村晃彦	微小試験片材料評価技術の進歩 (分担)	日本原子力学会・研究専門委員会	1992.3 p.17-22 p.160-162 p.169-175 p.323-329
応用化学科			
大大嶋尚士 大竹島由隆 菊池慎太郎	純化海水中における貝毒滅衰機構	日本農芸化学会北海道支部学術講演会	1991.8.13
菊池慎太郎	ヒト型結核菌の脂肪酸代謝：(IV)分岐脂肪酸合成に対するINHの影響	実験結核研究会	1991.9.18
S. KIKUCHI P.E.KOLATTU- KUDY (オハイオ州立大)	Gene Manipulation in Mycobacteria	7th International Symposium on Mycobacteria	1991.10.18
猪原幹雄 戸花直水 福本水隆 竹内隆男 菊池慎太郎	Patinopecten yessoensis からのメタロチオネインの精製とその性質	日本農芸化学会北海道・東北支部合同学術講演会	1991.11.9
伊山藤太 竹内隆男 菊池慎太郎	好アルカリ微生物のpH低下作用：特に有機酸生成について	日本農芸化学会北海道・東北支部合同学術講演会	1991.11.9
菊池慎太郎 竹内隆男 安谷居田光稔 (グリーンバイオ研究所)	微生物の宿主特異性を利用する新規農薬の開発について：特に微生物由来の殺虫性蛋白質について	室蘭工業大学地域共同研究開発センター研究報告	2巻.73-81 頁(1991年)

菊池 慎太郎 中村 忠司 (北海道 水産試験場) 箱脇 正和 (北海道大学・ 理学部)	ホタテガイ貝毒の減衰について	バイオ (BIO)	1 巻 1 号 5-9 頁 (1991)
猪原 幹雄 菊池 慎太郎	ホタテガイ組織における重金属分布	バイオ (BIO)	1 巻 2 号 38-40 頁 (1991)
菊池 慎太郎 安居 光圀 大竹 島内 隆 男	下痢性および麻痺性ホタテガイ貝毒の微生物 的定量	日本農芸化学会誌	65 巻 12 号 1753-1760 頁 (1991 年)
紀藤 恭輔 (エーザイ(株)) 三浦 敏明 (北海道大・医短)			
菊池 慎太郎 (分担執筆)	バイオ・マップ	バイオインダストリ ー協会	1992 年
佐々木 直樹 鈴木 文 仁	無定型高分子の分子運動と誘電緩和パラメー タ (II)	第40回高分子学会年 次大会	1991. 5. 31
佐々木 直樹 宿南 山 宣 慶 文 則	骨の構造と力学的性質の加齢による変化	第14回日本バイオレ オロジー学会年会	1991. 6. 20
新田 順子 (静修短大) 佐々木 直樹 松嶋 範男 (札幌医大 衛生短大)	Calcified Collagenの力学特性	第29回日本生物物理 学会年会	1991. 9. 27
佐々木 直樹 団野 源一 (神戸大農) 和泉 義信 (山形大工) 松嶋 範男 (札幌医大 衛生短大)	繰り返しアミノ酸配列を持つ蛋白質、グルテ ン高分子量サブユニットの構造研究	第46回日本物理学会 年会	1991. 9. 30
佐々木 直樹 佐藤 守之	サーモトロピック液晶高分子の誘電緩和	第40回高分子討論会	1991.11. 3
Naoki Sasaki E. D. T. Atkins (Univ. Bristol) W. S. Fulton (Malaysian Rubber)	Elongational Flow Studies on the Molecular Properties of Collagen and Its Thermal De- naturation	Journal of Applied Polymer Science	Vol. 42, 2975-2985 (1991)
Naoki Sasaki Fumihito Suzuki	Dielectric relaxation parameter and its im- plication about the molecular motion in amor- phous polymers	Reports on Progress in Polymer Physics in Japan	Vol. 34, 253-254 (1991)

Norio Matsushima (Sapporo Med. Coll.) Genichi Danno (Kobe Univ.) Naoki Sasaki Yoshinobu Izumi (Yamagata Univ.)	Small - angle X - ray Scattering of Gluten in Solution	Reports on Progress in Polymer Physics in Japan	Vol. 34, 501-502 (1991)
Norio Matsushima (Sapporo Med. Coll.) Ryoya Niki (Hokkaido Univ.) Naoki Sasaki Yoshinobu Izumi (Yamagata Univ.)	Small - angle X - ray Scattering of Casein Micells	Reports on Progress in Polymer Physics in Japan	Vol. 34, 503-504 (1991)
Naoki Sasaki Norifumi Shyukunami Yoshinori Nakayama	Change in the Structure and Mechanical Properties of Bone with Aging	Reports on Progress in Polymer Physics in Japan	Vol. 34, 507-510 (1991)
Norio Matsushima (Sapporo Med. Coll.) Ryoya Niki (Hokkaido Univ.) Naoki Sasaki Yoshinobu Izumi (Yamagata Univ.)	Fractal Structure of Biological Materials	Rhoton Factory Acti- vity Report	Vol. 8 , 230 (1991)
Norio Matsushima (Sapporo Med. Coll.) Genichi Danno (Kobe Univ.) Naoki Sasaki Yoshinobu Izumi (Yamagata Univ.)	X- ray Solution Scattering From a High - Molecular Weight Subunit of Gluten	Rhoton Factory Acti- vity Report	Vol. 8 , 233 (1991)
Eiji OBATA Hiroshi TAKAHASHI Koji ANDO	Measurement of Particle Sige Distribution by Liquid - Fluidization	The 4th World Con- gress of Chem Eng. Karlsruhe, GERMANY	1991. 6 .20
安藤 公二 叶秋吉 清亮 小幡 英二	乳化型液膜の安定性への膜強化剤の寄与	化学工学会米沢大会	1991. 7 .23
小幡 英二 伴 哲哉 安藤 公二	プリコート法およびボディーフィード法におけるろ過効率とろ滓圧力分布	化学工学会米沢大会	1991. 7 .23

小山安黒	幡崎藤川 (水道機工)	英高公真 二宏三弓	3成分充填層における透過速度と圧力損失	化学工学会米沢大会	1991.7.24
安久秋小	藤木吉幡	公英 二哲亮二	希薄シアン化水素の空気酸化処理	化学工学会米沢大会	1991.7.24
佐和安小	藤田藤幡	博誠公英 貴三三二	二重管型懸濁気泡塔における平均気泡径、上昇速度	化学工学・粉体工学 北海道研究交流会	1992.2.3
吉石徳西	田塚田辻	圭昭 豊一郎昭	地表面の電磁波反射係数について	資源・素材学会道支部 平成3年度春季講演会	1991.6.25
吉岸徳武	田藤	隆昭 豊博八郎章	捕集懸濁液のレーザ光減衰特性について —道内河川の場合—	資源・素材学会道支部 平成3年度春季講演会	1991.6.25
吉岸徳武	田藤	隆昭 豊博八郎章	捕集懸濁液のレーザ光減衰特性について	室蘭工業大学 開発技術研究会 平成3年度研究発表会	1991.11.29
吉辻西	田辻	忠 豊良昭	レーザ光音響分光法によるガスの定量化に関する研究	資源・素材学会 平成4年度春季大会 研究・業績発表講演会	1992.3.27

CRDセンター

杉岡一郎			大学における共同研究センター	計測と制御	Vol.40, No.9 1991
Hiroyoshi Ichiro	BABA SUGIOKA		Semantic Analysis of a Declarative Language Based on Knowledge Representation	MEMOIRS of the MURORAN INSTITUTE OF TECHNOLOGY (Science and Engineering)	Vol.41 1991
中黒杉	谷島岡	正利一 利一郎	スペクトラム拡散通信モデルの初期同期捕捉特性	電気関係会北海道支部 連合大会講演論文集	1991.10.5
山黒杉 安藤近望	村島岡部 間藤月	利一嘉 俣 豊一郎一 聡郎定	気象衛星 NOAA からの受信画像の処理	電気関係会北海道支部 連合大会講演論文集	1991.10.5
伊庭保 浅杉	野谷野岡	秀孝一 洋幸幸郎	ISDN 回線 WAN による地域分散型データベースシステム	電気関係会北海道支部 連合大会講演論文集	1991.10.5

理科教室 (物理)

Hironori INABA Shigeyuki MURAYAMA Kensuke HOSHI Yoshihisa OBI (東北大)	Magnetic Properties and Phase Diagram of Amorphous $Hf_{1-x}Ta_xFe_2$ Compounds	J. Magn. Magn. Mater	90 & 91, 340-342 (1990)
森村保小 田山志田尾 祐茂賢正俣 二幸介一久 (東北大)	アモルファス合金 $Hf_{1-x}Ta_xFe_2$ の熱膨張	第26回応用物理学会 北海道支部学術講演会	1991. 1. 29
山村保永小 田山志田尾 勝茂賢正俣 之幸介一久 (東北大)	アモルファス合金 $Hf_{1-x}Ta_xFe_2$ の電気抵抗	第26回応用物理学会 北海道支部学術講演会	1991. 1. 29
中田村 林附山 (北海道大) 雄一幸 (北海道大)	Y_2Ni_7 の 2 つの結晶相の磁性	日本物理学会1991年春の分科会	1991. 3. 25
村山森保小 山田志尾 茂勝祐賢俣 幸之二介久 (東北大)	アモルファス合金 $Hf_{1-x}Ta_xFe_2$ の輸送現象	日本物理学会1991年春の分科会	1991. 3. 27
村山茂幸	ミュオンを用いた磁性合金の研究	日本金属学会会報	30,109-116 (1991)
Shigeyuki MURAYAMA Hironori INABA Kensuke HOSHI Yoshihisa OBI (東北大)	Mössbauer Study of Sputtered Amorphous $Hf_{1-x}Ta_xFe_2$ Films	13th International Colloquium on Magnetic Films and Surfaces	1991,80-81
Xin LI (Amsterdam 大) Frank R. De BOER (Amsterdam 大) P. F. De CHÂTEL (Amsterdam 大) Shigeyuki MURAYAMA Kensuke HOSHI	High - Field Magnetization of Amorphous (Hf, Ta) Fe_2 Alloys	International Conference on Magnetism	1991. 9. 5
村山保志 山茂賢介 Frank R. De BOER (Amsterdam 大) Xin LI (Amsterdam 大)	アモルファス合金 $Hf_{1-x}Ta_xFe_2$ の強磁場磁化	日本物理学会第46回 年会	1991. 9. 28

関根 ちひろ 村山 茂幸 高野 英明 保志 賢介 榊原 俊郎 (北海道大)	Ce (Ru _{1-x} Rh _x) ₂ Si ₂ の熱的性質	日本物理学会第46回 年会	1991. 9 .29
Shigeyuki MURAYAMA Katsuyuki YAMADA Kensuke HOSHI Yoshihisa OBI (東北大)	Electrical Resistivity of Amorphous Hf _{1-x} Ta x Fe ₂ Alloys	J. Magn. Magn. Ma- ter.	104-107, 95-96 (1992)
Yūichi TAZUKE (北海道大)			
Ryou NAKABAYASHI (北海道大)			
Toshikazu HASHIMOTO (北海道大)	Magnetism of Ni – based Alloys : Weak Fer- romagnetic and Paramagnetic Alloys	J. Magn. Magn. Ma- ter.	104-107, 725-726 (1992)
Tomonao MIYADAI (北海道大)			
Shigeyuki MURAYAMA			
Ryou NAKABAYASHI (北海道大)			
Yūichi TAZUKE (北海道大)	Itinerant Electron Weak Ferromagnetism in Y ₂ Ni ₇ and YNi ₃	J. Phys. Soc. Jpn.	61.774-777 (1992)
Shigeyuki MURAYAMA			
中 林 亮 (北海道大)			
田 附 雄一 (北海道大)	R ₂ Ni ₇ , RNi ₃ (R = Y, La, Ce) の磁性	日本物理学会第47回 年会	1992. 3 .30
宮 台 朝 直 (北海道大)			
村 山 茂 幸			
Kazuyuki Matsumoto Yasuhiro Akutsu (阪大)	Distributions of magnetization in the two – dimensional random Ising model	Journal of Magnet- ism and Magnetic Materials	104-107 (1992) 1655
Kazuyuki Matsumoto Yasuhiro Akutsu (阪大)	Distributions of magnetization in the two – dimensional random Ising model	国際磁気学会	1991年 9月5日
松 元 和 幸 澤 田 安 樹 (東北大)	固体 ³ He における SH モデルのモンテカルロ シミュレーション	日本物理学会第46回 年会	1991年 9月27日
阿 部 祥 和 (東北大)			
松 元 和 幸 阿久津 泰 弘 (阪大)	ランダム磁性体の磁化分布	日本物理学会第47回 年会	1992年 3月30日

理科教室 (化学)

富土川 袁	計鏡 鏡	吉慧 慧	炭素粉粒子担持白金電極におけるメタノールの酸化活性	第68回触媒討論会平成3年度触媒研究発表会	1991. 9 .25
奥島 富士川	計鏡 鏡	正吉 吉	セラミックス担持白金電極のゼオライト修飾—アルコール類の酸化反応—	第18回電気化学協会北海道支部研究発表会	1992. 1 .16
富土川 袁王	計鏡宝 鏡宝	吉慧忱 慧忱	ポリアニリン修飾ゼオライト・炭素電極の挙動、 (1) Cu^{2+} の反応	第18回電気化学協会北海道支部研究発表会	1992. 1 .16
富土川 袁王	計鏡宝 鏡宝	吉慧忱 慧忱	ポリアニリン修飾ゼオライト・炭素電極の挙動、 (2) $\text{Fe}^{2+}/_{3+}$ の反応	第18回電気化学協会北海道支部研究発表会	1992. 1 .16

理科教室 (地学)

服後田 阿新高 今	部藤中 部井屋 里	定典孝 定孝	育俊征男等 育俊征男等	正彦 正彦	小都市地域における地震災害の予測と対策 その1：室蘭地域の地震特性	地震(地震学会論文集)	1991.44 卷 203-210
服部	定育	育	育	筑波地域の地盤特性に関するマイクロゾーニング— 地盤調査資料のデータ・ベースとその利用—	地震(地震学会論文集)	1991.45 卷 11-20	
服後小 高今	部藤関 部屋 里	定典賢 定賢	育俊裕正彦 育俊裕正彦	武 武	室蘭市港北区における液状化予測	地震学会講演予講集 (1991春)	1991.No.1. C41-04
服後長 郡	部藤太 部屋 山	定典正秀 定正秀	育俊人樹 育俊人樹	地質・地震防災情報のデータ・ベースとその 応用	地震学会講演予講集 (1991春)	1991.No.2. D32	
服高今 小	部屋里 部屋 高	定武正 定武正	育正彦和 育正彦和	起振器による波動の伝播—レイリー波発生の 可能性	地震学会講演予講集 (1991春)	1991.No.2. D38	
服高今 毎	部屋里 部屋 熊	定武輝 定武輝	育正彦記 育正彦記	物理探査による液状化予測	第18日本地震工学シ ンポジウム論文集	1990. Vol. 1 . 837-842	
服高今 毎	部屋里 部屋 熊	定武輝 定武輝	育正彦記 育正彦記	S波速度決定における表面波探査の有効性	第18日本地震工学シ ンポジウム論文集	1990. Vol. 1 . 789-794	

建設システム工学科

溝荒 荒	口川 井	光康 康	男卓幸 男卓幸	二軸曲げせん断力と変動軸力を受ける高強度RC柱の強度性状	日本コンクリート工 学協会コンクリート 工学年次論文報告集	13.(2) 457-462 (1991)
---------	---------	---------	------------	------------------------------	-------------------------------------	-----------------------------

Mitsuo MIZOGUCHI Takashi ARAKAWA Yasuyuki ARAI	Strength Behavior of High Strength R / C Columns under Biaxial Bending - Shear and Varying Axial Load	Transaction of the Japan Concrete Institute	13,387-394 (1991)
荒井 康 幸 荒川 光 卓 溝 口 良 剛 男 奈 良 剛 成	減衰力可変型制振構造に関する基礎的研究 (その1. 制振装置の性能実験)	日本建築学会大会 (東北)学術講演梗概 集	B (構造 I), 1141-1142 (1991)
荒井 康 幸 荒川 光 卓 溝 口 良 剛 男 奈 良 剛 成	減衰力可変型制振構造に関する基礎的研究 (その2. 制振効果の考察)	日本建築学会大会 (東北)学術講演梗概 集	B (構造 I), 1143-1144 (1991)
溝 口 光 男 荒川 康 幸 荒川 隆 幸 鈴 木 坂 隆 幸 石 坂 隆 幸	せん断破壊型の直交壁を持つ鉄筋コンクリート L型開断面耐震壁の曲げ破壊性状(その1 :破壊性状と変形)	日本建築学会大会 (東北)学術講演梗概 集	C (構造 II), 407-408 (1991)
溝 口 光 男 荒川 康 幸 荒川 隆 幸 鈴 木 坂 隆 幸 石 坂 隆 幸	せん断破壊型の直交壁を持つ鉄筋コンクリート L型開断面耐震壁の曲げ破壊性状(その2 :荷重一変形曲線と最大耐力)	日本建築学会大会 (東北)学術講演梗概 集	C (構造 II), 409-410 (1991)
溝 口 光 男 荒川 康 幸 荒川 隆 幸 鈴 木 坂 隆 幸 伊 藤 敏 典 榎 本 治 作 鍛 冶 明 彦	鉄筋コンクリートL型耐震壁の曲げ耐力に 及ぼす直交壁の影響について(その1. 実験 概要と破壊状況)	日本建築学会北海道 支部研究報告集	65,157-160 (1992)
溝 口 光 男 荒川 康 幸 荒川 隆 幸 鈴 木 坂 隆 幸 伊 藤 敏 典 榎 本 治 作 鍛 冶 明 彦	鉄筋コンクリートL型耐震壁の曲げ耐力に 及ぼす直交壁の影響について(その2. 荷重 一変形関係と最大耐力)	日本建築学会北海道 支部研究報告集	65,161-164 (1992)
N. Kishi W. F. Chen (Purdue Univ) Y. Goto (名古屋工大) K. G. Matsuoka	Applicability of Three - Parameter Power Model to Structural Analysis of Flexibly Jointed Frames	MECHANICS COM- PUTING IN 1990' s and BEYOND	VOLUME 2 May, 1991
N.Kishi Y. Goto (名古屋工大) W. F. Chen (Purdue Univ) K. G. Matsuoka	Sensitivity Analysis of Connection Stiffness in Orthogonal Frames with End - Plate Con- nections	MECHANICS COM- PUTING IN 1990' s and BEYOND	VOLUME 2 May, 1991
MIKAMI H. (三井建設) KISHI Norimitsu MATSUOKA K. G. NOMACHI S. G. (日本大学)	DYNAMIC BEHAVIOR OF CONCRETE SLABS REINFORCED BY BRAIDED AFRP RODS UNDER IMPACT LOADS	STRUCTURAL MECHANICS IN REACTOR TECH- NOLOGY (SMIRT 11)	AUGUST, 1991

三上浩 (三井建設) 利 加藤正 雄 田村富 雄 岸三井 德 光	組紐状 AFRP ロッドで補強したコンクリート スラブの衝撃特性に関する実験的研究	コンクリート工学年 次論文報告集日本コ ンクリート工学協会	Vol. 13. 1991年
岸野 德 光 (北海道開発局) 修 今野久 志 (北海道開発局) 一 松岡 健	三層緩衝構造の緩衝効果に関する室内実験	構造工学論文集	Vol. 38 A 1992. 3
岸松 德 光 大岡沼 健博 一 志 (電力中央 研究所) 能町 純 雄 (日本大学)	四辺単純支持 RC 矩形板の重錘落下衝撃実験	構造工学論文集	Vol. 38 A 1992. 3
中野 修 (北海道開発局) 光 岸松岡 健 一 菅田 紀 之	剛性マトリックス法を用いた落石覆工の衝撃 応答解析	構造工学論文集	Vol. 38 A 1992. 3
岸松 德 光 後藤 健 芳 一 顯 (名古屋大学) W. F. Chen (Purdue Univ)	三要素パワーモデルの半剛結骨組構造解析へ の適用性	土木学会北海道支部 論文報告集	No. 47, 1992. 2
岸松 德 光 後藤 健 芳 一 顯 工藤 藤 正 彦 (名古屋大学)	接合部の非線形特性を考慮した鋼骨組の挙動 解析	土木学会北海道支部 論文報告集	No. 47, 1992. 2
志水 義 彦 (北海道電力株) 容 坂本 谷 能登谷 男 人 (北海道電力株) 光 岸(北電興業株)	導水路トンネルに作用する外力の推定につい て	土木学会北海道支部 論文報告集	No. 47, 1992. 2
岸松 德 光 三岡上 浩 松岡 (三上建設) 篤	鉄筋および組紐状 AFRP ロッドで補強した コンクリートスラブの衝撃特性	土木学会北海道支部 論文報告集	No. 47, 1992. 2
岸野 德 光 (北海道開発局) 修 今野久 志 (北海道開発局) 一 松岡 健 弘 明 西	芯材を RC スラブとした場合の三層緩衝構造 の緩衝特性	土木学会北海道支部 論文報告集	No. 47, 1992. 2
中野 修 (北海道開発局) 一 松岡 健 德 光 岸金子 德 光 (北海道開発局) 学 尾山 靖 史	敷砂を緩衝材とした場合の重錘加速度と底部 伝達力	土木学会北海道支部 論文報告集	No. 47, 1992. 2

菅岸中(北海道開発局)松尾	田野(北海道開発局)岡崎	紀徳健一	之修(北海道開発局)一詔	衝撃荷重載荷に対する落石覆工の立体解析	土木学会北海道支部論文報告集	No.47, 1992. 2
岸松中(北海道開発局)菅安	岡野(北海道開発局)田藤	徳健紀智	光一修(北海道開発局)之啓	緩衝構造を有する覆工の2次元有限要素解析	土木学会北海道支部論文報告集	No.47, 1992. 2
松中(北海道開発局)三岸	岡野(北海道開発局)上徳	健隆	一修(北海道開発局)隆光	PC床板の衝撃応答特性に及ぼす緩衝構造の効果	土木学会北海道支部論文報告集	No.47, 1992. 2
松岸菅木能	岡田(日本大学)純	健徳紀哲(日本大学)	一光之量雄(日本大学)	埋設パイプラインの波動応答性状に及ぼす境界層の影響	土木学会北海道支部論文報告集	No.47, 1992. 2
中野(北海道開発局)今野(北海道開発局)金子(北海道開発局)岸	野久志(北海道開発局)学徳	修志(北海道開発局)光		美幌覆道における重錘落下衝撃実験	土木学会北海道支部論文報告集	No.47, 1992. 2
中野(北海道開発局)今野(北海道開発局)菅田	野久志(北海道開発局)徳紀	修志(北海道開発局)光之		美幌覆道の衝撃応答解析	土木学会北海道支部論文報告集	No.47, 1992. 2
中野(北海道開発局)岸後(計測技販)今野(北海道開発局)	野久志(北海道開発局)徳光(計測技販)	修志(北海道開発局)光夫		衝撃実験の計測方法とデータ処理に関する一考察	土木学会北海道支部論文報告集	No.47, 1992. 2
三岸松能	上岡(専修道短大)徳健(日本大学)	敬一(専修道短大)雄	司光(専修道短大)一雄	RC床板及びPC床板の重錘落下衝撃挙動	土木学会北海道支部論文報告集	No.47, 1992. 2
岸松小	藤岡(名古屋大学)健正(札幌市)	徳芳(名古屋大学)正樹	光顯(名古屋大学)一樹	三要素パワーモデルの半剛結鋼骨組構造解析への適用性	土木学会第46回年次学術講演会講概要集第1部	1991. 9

今野久志 (北海道開発局)修光 中野野岡健 (北海道開発局)光 岸松岡	EPSを用いた緩衝システムを伝達する圧力性状	土木学会第46回年次 学術講演会講概要集 第1部	1991. 9
西野弘明 (北海道開発局)一光 中野岡健徳	緩衝材を設置したPC床板の衝撃挙動	土木学会第46回年次 学術講演会講概要集 第1部	1991. 9
三上敬司 (専修道短大)光一雄 岸松岡町 (日本大学)	四辺単純支持 RC 矩形板の落下衝撃実験	土木学会第46回年次 学術講演会講概要集 第1部	1991. 9
松岸岡健一 菅能田徳紀純之 岡田純徳光 (日本大学)	入射せん断波を受ける埋設管の応答性状に及ぼす境界層の影響	土木学会第46回年次 学術講演会講概要集 第1部	1991. 9
菅岸田紀之 松尾岡健徳光 尾崎一詔	複合合成棒の縦波動伝播解析	土木学会第46回年次 学術講演会講概要集 第1部	1991. 9
志水義彦 (北海道電力(株))治光 西村哲光 (北海道電力(株))光 岸徳	導水路トンネルに作用する外力の推定に関する一考察	土木学会第46回年次 学術講演会講概要集 第1部	1991. 9
松岸岡健一 菅能田徳紀純之 岡田純徳光 (日本大学)	多重円筒体を伝播する弾性波の位相速度	土木工学における非 破壊評価シンポジウ ム講演論文集	1991.10
菅岸田紀之 松尾岡健徳光 尾崎一詔	複合合成棒の縦波動伝播挙動	土木工学における非 破壊評価シンポジウ ム講演論文集	1991.10
杉本博之	近似の概念を利用したトラス構造物の離散的 最適設計法に関する研究	土木学会論文集	第432号/ I-16、 pp.79-82 1991.
Hiroyuki SUGIMOTO Toshimasa OHTUKA	ON QUADRATIC APPROXIMATION METHOD FOR OPTIMUM DESIGN OF TRUSS STRUCTURES	土木学会論文集	第441号/ I-18、 pp.197-206 1992.
亀廼井寿明 杉本博弘之 中山隆 (甲南大学)	構造最適設計のための改良型満足化トレード オフ法に関する研究	土木学会論文集	第441号/ I-18、 pp.117-126 1992.
杉本博之 山本洋敬	骨組構造物の離散的全応力設計に関する数値 実験的研究	構造工学論文集	Vol. 38 A、 pp.457-466 1992
杉本博之 野上邦栄 (東京都立大学)	最小重量設計法による鋼構造部材の耐荷力関 連規定の比較研究	構造工学論文集	Vol. 38 A、 pp.487-496 1992

鹿本洋 麗之敬 杉本博 之	遺伝的アルゴリズムの応用に関する基礎的研究	第2回システム最適化に関するシンポジウム講演論文集	pp.181-186 1991
杉村明 之 杉本博 之	形状最適化プログラムの開発に関する基礎的研究	第2回システム最適化に関するシンポジウム講演論文集	pp.263-268 1991
笹木敏 信 満尾淳 亀井寿 明 杉本博 之	仮設鋼矢板締切の設計最適化に関する研究	第2回システム最適化に関するシンポジウム講演論文集	pp.193-198 1991
杉本博 之 杉村朋 之	連続体の形状最適化プログラムに関する基礎的研究	構造工学における数値解析法シンポジウム論文集	第15巻 pp.579-585 1991
滝正人 杉本博 之 (三菱重工業)	ヘリコプタ・ロータ・ブレード最適設計における感度解析	第29回飛行機シンポジウム論文集	pp.318-321 1991.
山村和人 杉本博 之 菊地 鷹 (新日本製鐵)	数値最適化技術とその構造設計への応用	新日鉄技報	第342号 pp.56-62 1991.
杉村朋 之 杉本博 之 岩松浩 一 (新日本製鐵) (日鐵プラント設計)	連続体の形状最適化に関する基礎的研究	第46土木学会年次講演会	1991. 9
杉本博 之 野上邦 栄 (東京都立大学)	鋼構造部材の耐荷力関連規定の比較について	第46土木学会年次講演会	1991. 9
亀井寿 明 杉本山 弘 中 隆 (甲南大学)	多目的計画法の構造設計への応用について	第46土木学会年次講演会	1991. 9
山木洋 敬 杉本博 之	既製形鋼を用いる平面骨組構造物の全応力設計に関する一考察	第46土木学会年次講演会	1991. 9
山本洋 敬 杉本博 之	比較的悪条件のトラス構造物の離散的最適設計に関する研究	土木学会北海道支部論文集	第48号 pp.75-80 1992
亀井寿 明 杉本山 弘 中 隆 (甲南大学)	改良型満足化トレードオフ法における満足度パラメータの効果に関する一考察	土木学会北海道支部論文集	第48号 pp.87-92 1992
杉村朋 之 杉本博 之	2次近似を用いた連続体の形状最適化に関する基礎的研究	土木学会北海道支部論文集	第48号 pp.93-98 1992
杉本博 之 亀井川 康 中 山 弘 隆 (金沢大学) (甲南大学)	歩道橋の多目的最適化システムの開発について	土木学会北海道支部論文集	第48号 pp.99-104 1992

鹿本 津麗 杉本 博之	GAの高難度最適化問題への応用のための基礎的研究	土木学会北海道支部 論文集	第48号 pp.105-110 1992
鹿本 津麗 杉本 博之	トラス構造物の離散的最適化問題へのGAの 応用に関する基礎的研究	第10回システム工学 部会研究会資料	pp.103-110 1992
Takashi Yano Toshio Yamashita Kiyoto Izumi	Community Response to Road Traffic Noise in Kumamoto	Journal of Sound and vibration	151(3), 487-495 (1991)
Kyoto Izumi Takashi Yano	Community Response to Road Traffic Noise : Social Surveys in Three Cities in Hokkaido	Journal of Sound and vibration	151(3), 505-512 (1991)
山下 俊雄 矢野 清人 泉林 朝人 小林 朝人	熊本市における道路交通騒音に対する社会反 応に関する調査研究	熊本大学工学部研究 報告	40(1), 13-38 (1991)
Takashi Yano Toshio Yamashita Kiyoto Izumi	Comparison of Community Response to Road Traffic Noise in Warmer and Colder Areas in Japan	Proceedings of In- ternational Confer- ence on Noise Con- trol Engineering	1991, 903-906
山下 俊雄 矢野 清人 泉林 朝人	北海道と九州における道路交通騒音に関する 社会調査	日本音響学会騒音研 究会	N-92-03, 1-8 (1992)
矢野 清人 小林 朝人 泉林 朝人	繰り返し衝撃音のやかましき評価とラウドネ ス補充現象	日本建築学会九州支 部研究報告	33,185-188 (1992)
矢野 清人 泉林 朝人	北海道と九州の戸建住宅の遮音性能と道路交 通騒音に対する社会反応への影響	同上	33,189-192 (1992)
山泉 俊雄 下清 ほか	道路交通騒音に対する社会反応について一北 海道と九州の比較(その1) 調査の概要と数 量化理論による分析)	同上	33,193-196 (1992)
矢野 清人 泉林 朝人	道路交通騒音に対する社会反応について一北 海道と九州の比較(その2) パス解析による 分析)	同上	33,197-200 (1992)
幅泉 祐司 三浦 人博	コンピュータシミュレーションによるホール 音場設計手法の開発	日本建築学会北海道 支部研究報告集	65,209-212 (1992)
泉ウット・ ダンキッティクン	道路交通騒音に関する住民反応の地域比較 研究(2)一騒音の不快感の評価に関する研究 (46)一	日本建築学会北海道 支部研究報告集	65,217-220 (1992)
矢野 清人 泉林 朝人	北海道と熊本における道路交通騒音に関する 社会調査(1)	日本建築学会大会学 術講演梗概集	D,443-444 (1991)
矢野 清人 泉林 朝人	北海道と熊本における道路交通騒音に関する 社会調査(2)	日本建築学会大会学 術講演梗概集	D,445-446 (1991)
泉矢野 清人 高橋 弥生 泉清 生人	道路交通騒音に関する住民反応の地域比較研 究(1)	日本建築学会大会学 術講演梗概集	D,443-444 (1991)
高橋 弥生 泉清 生人	鉄道と自動車の複合騒音の社会反応に関する 研究	日本建築学会大会学 術講演梗概集	D,443-444 (1991)
斉藤 和夫	交通弱者とアクセシビリティ(基調講演概要)	日本応用心理学会第 58回大会発表論文集	10-11 (1991.8)

篠原修司 (NTTデータ)三 梶谷有(小牧高専) 斉藤和夫	配分シミュレーション法による道路網容量算 定	土木学会第46回年次学 術講演会	IV (1991.9)
長屋勝俊 梶谷有(小牧高専) 斉藤和夫	アクセシビリティ指標による札幌都市圏の空 間構造解析	土木学会第46回年次 学術講演会	IV (1991.9)
石井憲一 斉藤和夫 笠原篤	信号交差点の右折交通現象について	第11回交通工学研究 発表会論文集	113-116 (1991.10)
高橋満雄 (KOMATSU)	測定輪差動方式による路面のすべり抵抗測定 車	第19回日本道路会議 論文集	1186-1187 (1991.10)
梶谷有(小牧高専) 斉藤和夫	機能性能からみた震後道路交通システムの構 造の視覚化	第19回日本道路会議 論文集	1174-1175 (1991.10)
篠原修司 (NTTデータ)三 斉藤和夫	道路網感度分析におけるカット行列作成に関 する実証的研究	土木計画研究・講演 集	(No.14) 309-314 (1991.11)
梶谷有(小牧高専) 斉藤和夫	震災時における道路交通システムの構造の視 覚化	交通工学	Vol.26, No.6 13-20 (1991)
石井憲一 斉藤和夫	信号交差点の右折交通現象	土木学会北海道支部 論文報告集	(48) 737-742 (1992.2)
小長井宣生 (開土研) 福原敏彦 (KOMATSU)	測定輪差動方式による路面のすべり抵抗測定 車の開発	土木学会北海道支部 論文報告集	(48) 783-788 (1992.2)
梶谷有(小牧高専) 斉藤和夫	時間距離行列からの地図作成手法	土木学会北海道支部 論文報告集	(48) 847-850 (1992.2)
長屋勝俊 梶谷有(小牧高専) 斉藤和夫	通勤交通における交通手段別のアクセシビ リティの変化—札幌市を例として(1983-1995) —	土木学会北海道支部 論文報告集	(48) 851-854 (1992.2)
梶谷有(小牧高専) 斉藤和夫	配分シミュレーション法によるカット探索手 法	土木学会北海道支部 論文報告集	(48) 861-866 (1992.2)
安芸義信	歩行有空間の景観分析手法に関する研究(そ の2)	日本建築学会北海道 支部研究報告集	No.65 p.317~320 1992.3
近藤俣郎 三浦中男	噴化湾および胆振海岸地盤の動力学挙動と防 災設計に関する研究	室蘭工大 CRD セン ター研究報告	2, 47-49 (1991)
近藤俣郎	波浪制御構造物の歴史と展望	海環境制御施設研究 会 (MECS) 招待講演 (大阪)	1991.9.17

近藤 藤 俣 郎 渡 部 富 治	環境保全効果を考慮した海洋エネルギーの経済性評価	土木学会年次学術講演会	1991. 9. 17
酒井 雅 史 吉田 (大成建設) 近藤 藤 俣 郎	可動斜板の消波・波力特性について	土木学会年次学術講演会	1991. 9. 19
山矢 上 佳 範 近藤 藤 俣 郎 (新日鉄)	全天候バースによる荷役稼働率向上性の研究	土木学会海岸工学論文集	38(2), 966-970 (1991)
吉田 敦 史 酒井 雅 史 近藤 藤 俣 郎 (大成建設)	可動斜板堤 (BEACH) の動揺と消波の特性	土木学会北海道支部論文報告集	48, 711-716 (1991)
山陰 正 博 近藤 藤 俣 郎	可動斜板堤による 3 次元波浪変形実験	土木学会北海道支部論文報告集	48, 707-710 (1991)
近藤 藤 俣 郎	振動流実験におけるスリット壁の効力係数及び質量係数について	土木学会北海道支部論文報告集	48, 693-696 (1991)
近藤 藤 俣 郎	噴火湾の防災と開発	噴火湾研究	1, 39-45 (1992)
田村 亨 他 3 名	コミュニティ道路整備の事後評価	日本都市計画学会都市計画論文集	No. 26, A, pp.299-234 1991
田村 亨 他 2 名	広域交通環境改善の評価のための支援システムの開発	環境科学会シンポジウム要旨集	pp.21-22 1991
田村 亨 (分担執筆)	改訂版 交通整備制度第10章、第15章	土木学会	pp.245-254 pp.323-344 1991
田村 亨 (分担執筆)	戦略的選択アプローチ第 6 章	技報堂出版	pp.115-136 1991

CONTENTS

Science and Engineering

Nov., 1992

Whole No. 42

Magnetometer Using High Temperature Superconductor · Hisato Wada and Hideaki Nakane	1
A System of Pre – and Post – Processing on Personal Computer for Finit Element Analysis Takatsune Moriyama, Toshihiko Matsuda	21
Characteristics in an RF Superconducting Quantum Interference Devide as a Function of Applied Magnetic Flux : Systematic Calculations . I Tsuyoshi Aochi, Shuji Ebisu and Shoichi Nagata	33
Characteristics in an RF Superconducting Quantum Interference Devide as a Function of Applied Magnetic Flux : Systematic Calculations II Tsuyoshi Aochi, Shuji Ebisu and Shoichi Nagata	45
A Mathematical Theory for Blood Flow Dynamics in the Arterial System Analysis of Rotation Angle and Dynamical Equations for Forces and Moments Operating on Arterial Wall. Hirofumi Hirayama, Shintaro Kikuchi	67
A Graph Stochastic Process Tadasi Yamaguchi	95
Other Achievements Studies for 1991 by Professor in this Institute	103

平成4年11月9日 印刷 (非売品)
平成4年11月9日 発行

編集 室蘭工業大学
発行

印刷 (株)不二プリント印刷所
室蘭市輪西町2丁目1番11号
TEL (代) 44-5301