

2017年 3月 17日

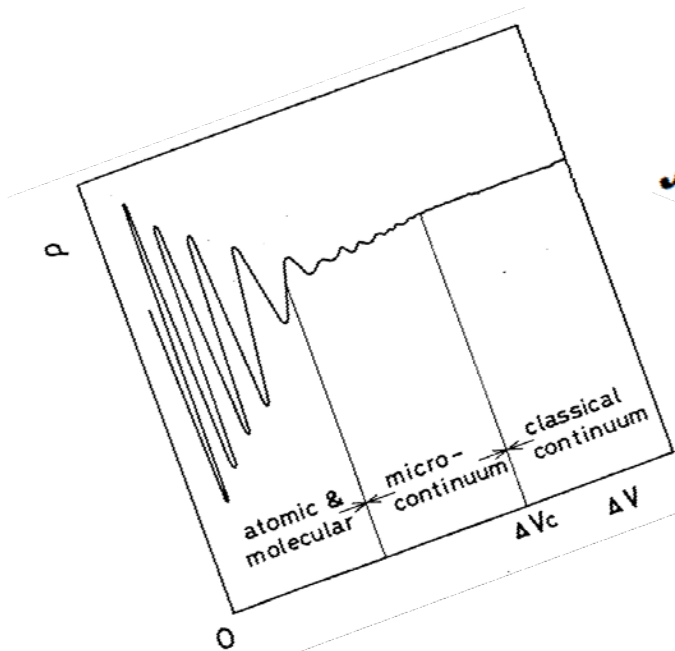
材力01 総会

佐々木 一彰



$$\mu \nabla^2 \vec{u} + (\lambda + \mu) \vec{\nabla} \vec{\nabla} \cdot \vec{u} + \mu \ell^2 \nabla^2 \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{u} + \vec{f} + \frac{1}{2} \vec{\nabla} \times \vec{c} = 0$$

マイクロメカニクス — その光と影 —



$$\int_V (\tau_{ij,j} + f_i) dV = 0$$

$$\int_V [\epsilon_{ijk} x_j (\tau_{lk,l} + f_k) + \epsilon_{ijk} \tau_{jk} + \mu_{ji,j} + c_i] dV =$$

佐々木一彰

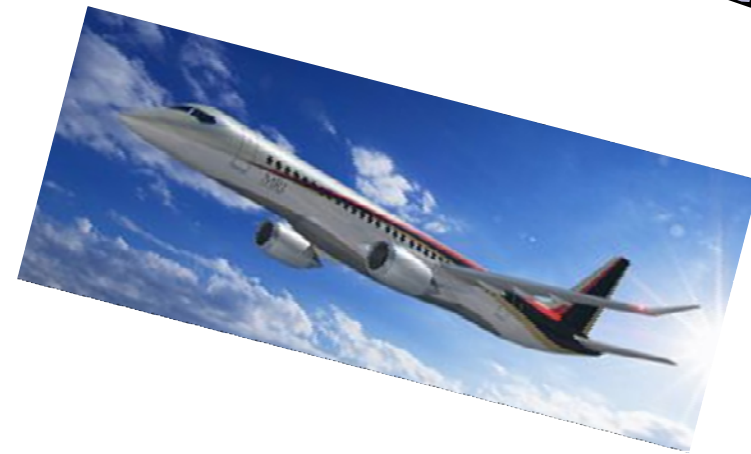
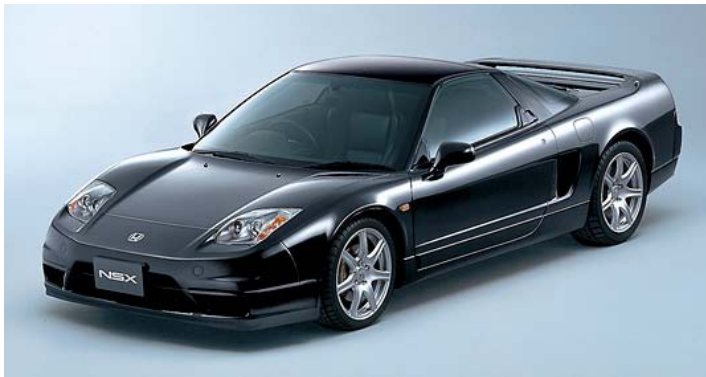
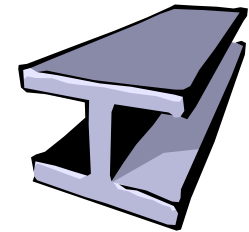


2017年 3月 11日

材力OB同窓会

Strength of Materials

強さ と 剛さ



佐々木一彰

2017年 3月 11日

材力OB同窓会



剛力彩芽

Strength of Materials

強さ と 剛さ



田野井 強



堂本 剛



長瀬 剛



新庄剛志



草薙 剛

佐々木一彰

2017年 3月 11日

材力OB同窓会

雑談 Strength of Materials

研究(室)の思い出

何故、材料力学
だったのか???

佐々木一彰



第2章 引張および圧縮

本章では、真直な棒またはそれを組み合わせた構造において、棒の軸線に沿う軸力が作用して横断面に一様に分布する垂直応力の生ずる問題を取り扱う。

2・1 棒の自重による応力と変形、一様強さの棒

第2・1図に示すように断面積 A の一様断面棒で荷重 P を支える場合、通常は第1章で述べたように、この荷重 P のみによる応力や変形を考えれば十分であるが、棒が非常に長い場合には自重の影響を考えなければならない。

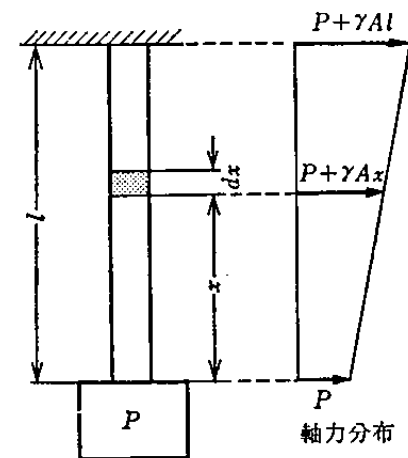
棒の材料の比重量を γ とすると、棒の下端から x の位置までの棒の重量は γAx であるから、この断面には $P + \gamma Ax$ なる引張力が作用する。この軸力分布を第2・1図に示す。 x 断面の応力は

$$\sigma = \frac{P + \gamma Ax}{A} = \frac{P}{A} + \gamma x \quad (2 \cdot 1)$$

で与えられ、上端 ($x=l$) でこれは最大値

$$\sigma_{\max} = \frac{P}{A} + \gamma l \quad (2 \cdot 2)$$

となる。したがって許容応力を σ_a とすると、棒の所要断面



第2・1図 自重を考慮した一様断面棒の引張

弱いので、縦断面に沿う割れが生ずることになる。

横断面に作用するせん断応力は、第3・3図のように各点において円周方向に作用している

ので、図のように半径 r 、幅 dr の細いリング状の部分に作用する τ によるモーメントは、 $dT=2\pi r dr \cdot \tau \cdot r$ で与えられる。したがって

$$T = \int dT = \int_0^a 2\pi r^2 \tau dr \quad (3 \cdot 3)$$

となる。これに (3・2) 式を代入すると

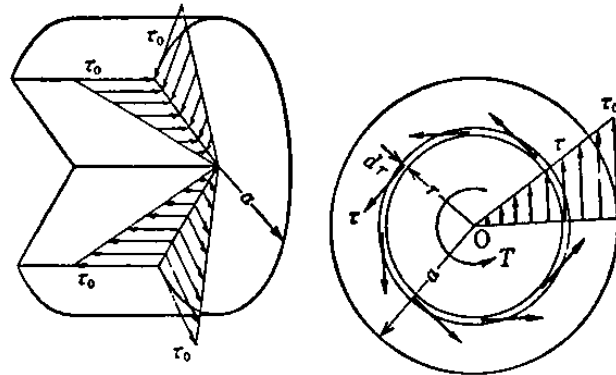
$$T = 2\pi G \theta \int_0^a r^3 dr = G \theta I_p \quad (3 \cdot 3a)$$

ここで、 $I_p = \frac{\pi}{2} a^4$

となる。 I_p は断面二次極モーメントを表わす (4・5 参照)。(3・3a) 式から $T/\theta = GI_p$ となるが、これは棒を引張るときの、 $P/\varepsilon = EA$ に対応しており、いわば単位長さの棒のばね定数であって、それぞれねじりこわさ (torsional rigidity) および伸びこわさ (extensional rigidity) と呼ばれる。(3・3a) 式によって θ が求められると、 φ は (3・1a) 式から直ちに求まる。一方、 θ と T を測定して G を知ることができる。

(3・2) 式に (3・3a) 式を代入して

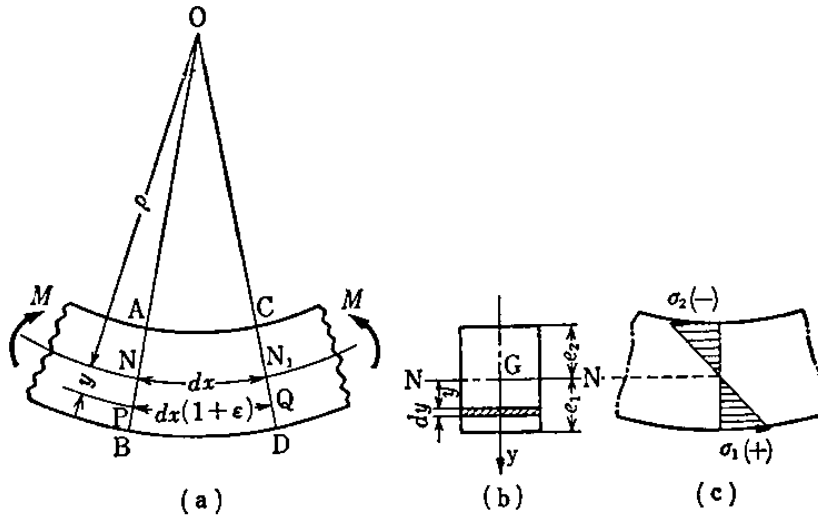
$$\tau = \frac{T}{I_p} r \quad (3 \cdot 4)$$



第3・2図 せん断応力の分布
第3・3図 横断面のせん断応力の分布

4・4 はりの曲げ応力

横断面が軸方向に一様な真直ばりが，縦軸と断面の対称軸を含む平面内で，一様な曲げモーメントのみを受けて対称曲げをおこす場合に，はりに生ずる応力を求める．このようには



第4・21図 はりの曲がりと曲げ応力分布

⋮

る．次に曲げ応力 σ が中立軸のまわりに呈するモーメントの総和は抵抗モーメントとなり，これは断面が受ける曲げモーメントとつりあわなければならない．

$$M = \int_A \sigma y dA = \frac{E}{\rho} \int_A y^2 dA$$

ここで， $\int_A y^2 dA = I$ とおくと

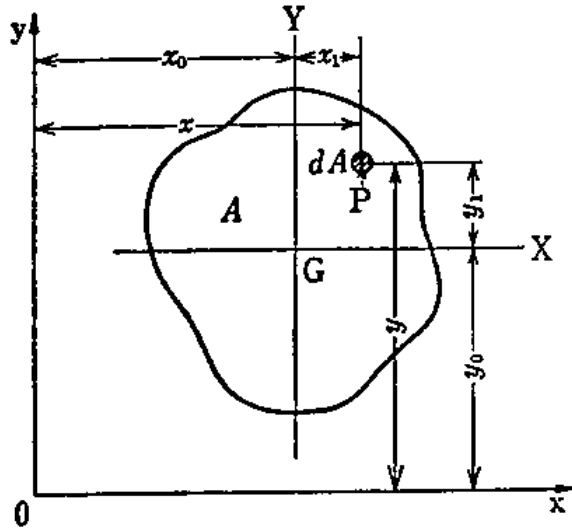
$$M = \frac{EI}{\rho} \quad \text{または} \quad \frac{1}{\rho} = \frac{M}{EI}$$

りが曲げモーメントのみを受けて，せん断力を受けない状態を純（粋）曲げ（pure bending）という．変形前にはりの縦繊維に直交していた横断面は，変形後も平面を保ちかつ縦繊維に直交すると仮定し（Bernoulli-Navier の仮説），また引張と圧縮に対する縦弾性係数は等しいとする．そうすると，変形前に平行で dx だけ離れていた2断面は，変形後は第

(4・28)

4・5 断面二次モーメント

前節で述べたように、はりの曲げの問題では、断面の図心を求めることおよび図心を通る中立軸に関する断面二次モーメントを計算することが必要となる。



第4・22図 平面図形の図心

$$S_X = \int_A y_1 dA = 0$$

$$S_Y = \int_A x_1 dA = 0$$

$$\begin{aligned} I_x &= \int_A y^2 dA = \int_A (y_0 + y_1)^2 dA \\ &= y_0^2 \int_A dA + 2y_0 \int_A y_1 dA + \int_A y_1^2 dA \end{aligned}$$



平行軸の定理

$$I_X = I_x - y_0^2 A$$

$$0 < I_X \leq I_x$$

任意の y_0 に対して $I_X \leq I_x$

$$\Rightarrow I_X = I_x \Big|_{y_0=0} = I_x \Big|_{\min}$$

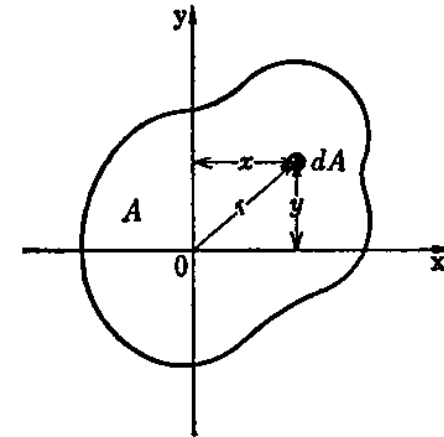


さらに第4・23図において、微小面積 dA から xy 座標軸の原点 O にいたる距離を r とするとき

$$I_p = \int_A r^2 dA \quad (4 \cdot 36)$$

を断面二次極モーメント (polar moment of inertia of area) というが、これに関して次の定理がある。

[定理 2] 第4・23図において、図形 A の x, y 軸に関する断面二次モーメントをそれぞれ I_x, I_y とし、原点 O を通り xy 面に垂直な z 軸に関する断面二次極モーメントを I_p とすると



第4・23図 断面二次極モーメント

$$I_p = I_x + I_y \quad (4 \cdot 37)$$

$$I_p = \int_A r^2 dA = \int_A (x^2 + y^2) dA$$

$$= x_0^2 \int_A dA + 2x_0 \int_A x_1 dA + \int_A x_1^2 dA + y_0^2 \int_A dA + 2y_0 \int_A y_1 dA + \int_A y_1^2 dA$$



$$I_P \equiv \int_A r_1^2 dA = \int_A (x_1^2 + y_1^2) dA = I_p - (x_0^2 + y_0^2) A$$

$$0 < I_P \leq I_p$$

任意の x_0, y_0 に対して $I_P \leq I_p \Rightarrow I_P = I_p \Big|_{x_0=y_0=0} = I_p \Big|_{\min}$



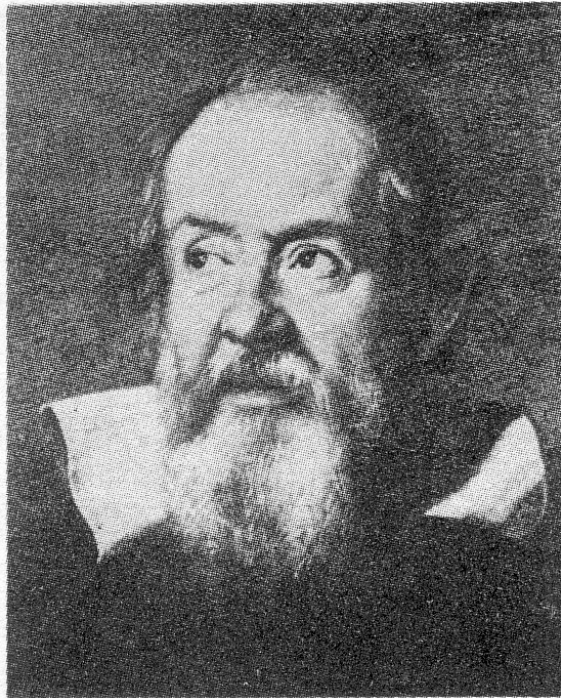
考えたこと

はりや軸の横断面の図心に関する断面二次モーメントや断面二次極モーメントは、横断面の

{ 最小断面二次モーメント
{ 最小断面二次極モーメント。

すなわち、はりを曲げるあるいは軸をねじるために必要な曲げモーメントやねじりモーメントが最小となり、

はりを効率良く曲げ・軸を効率よくねじることができる



Galileo Galilei 1564-1642



トスカナ大公家
第一哲学者 兼 第一数学者

ガリレオ・ガリレイ

カ学および地上運動
に関する
二つの新しい科学についての
対 話
および
数 学 的 証 明
付録：任意の立体の重心について

ライデン
1638 年, エルゼヴィルス書房

Galileo Galilei 1564-1642

DISCORSI
E
DIMOSTRAZIONI

MATEMATICHE,

intorno à due nuoue scienze

Attenenti alla

MECANICA & i MOVIMENTI LOCALI;

del Signor

GALILEO GALILEI LINCEO,

Filosofo e Matematico primario del Serenissimo

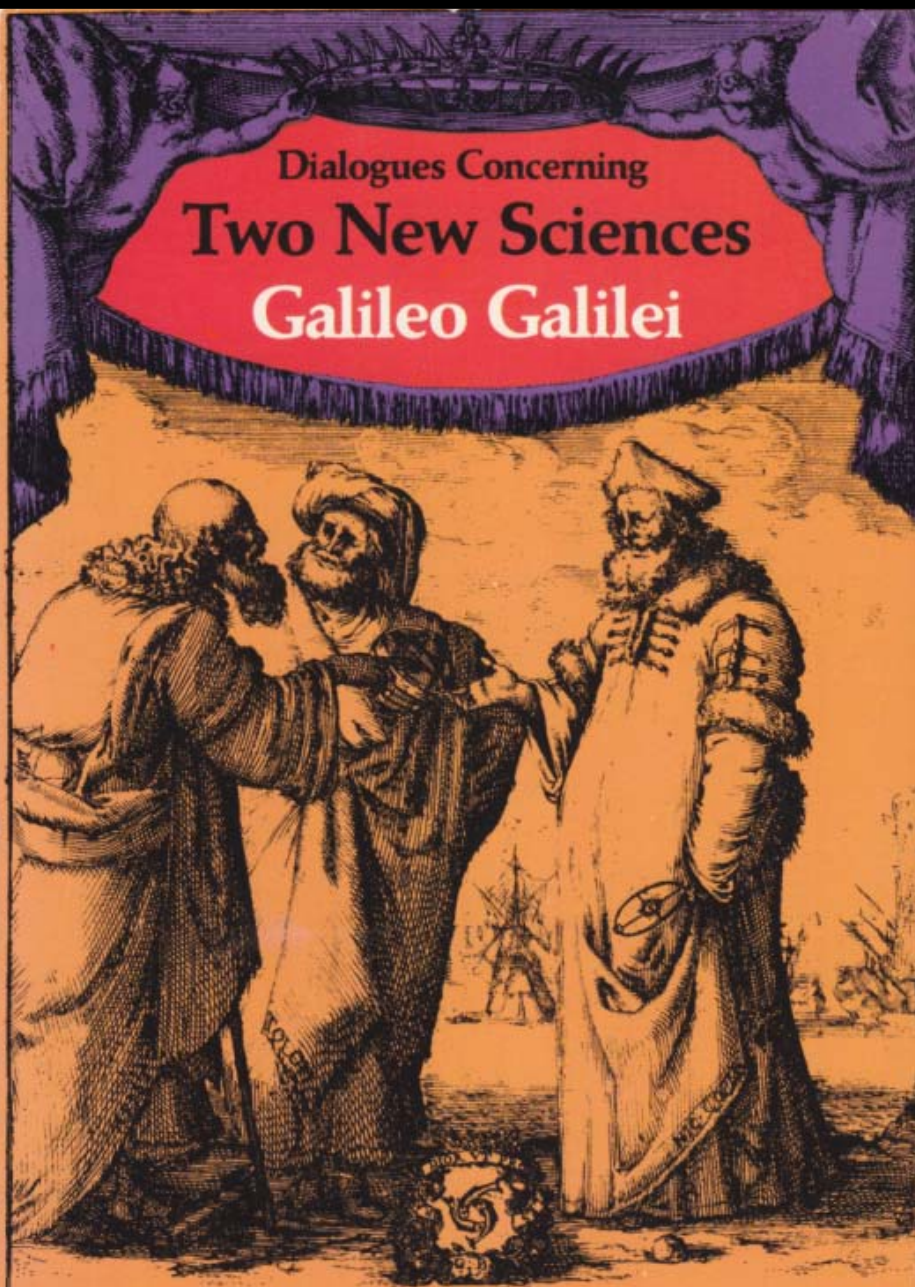
Grand Duca di Toscana.

Con una Appendice del centro di grauità d'alcuni Solidi.



IN LEIDA,
Appresso gli Elsevirii. M. D. C. XXXVIII.

Dialogues Concerning
Two New Sciences
Galileo Galilei



Translated by Henry Crew and Alfonso de Salvio

岩波文庫

33-906-3

ガリレオ・ガリレイ

新科学対話

(上)

今野武雄 訳
日田節次

岩波書店

材料力学研究室



登場人物：

SALVIATI : サルヴィアチ

新しい科学者

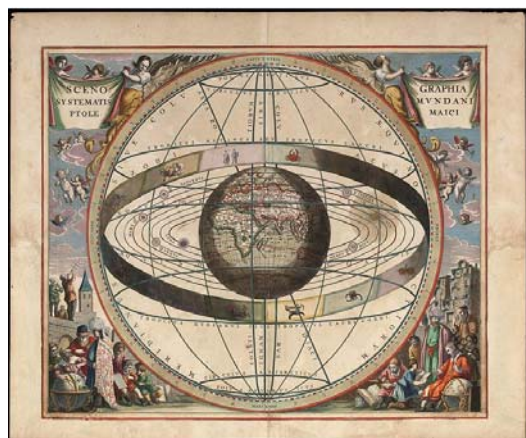
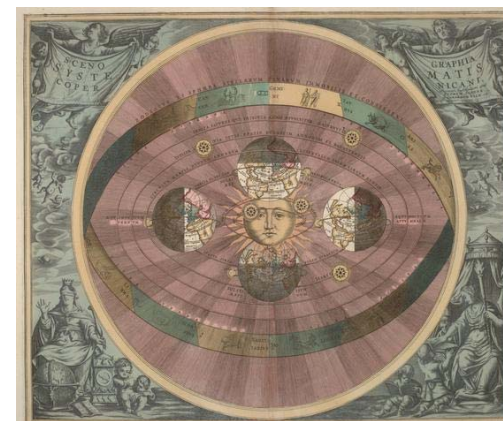
SAGREDO : サグレド

ヴェネチヤ市民

SIMPLICIO : シンプリチオ

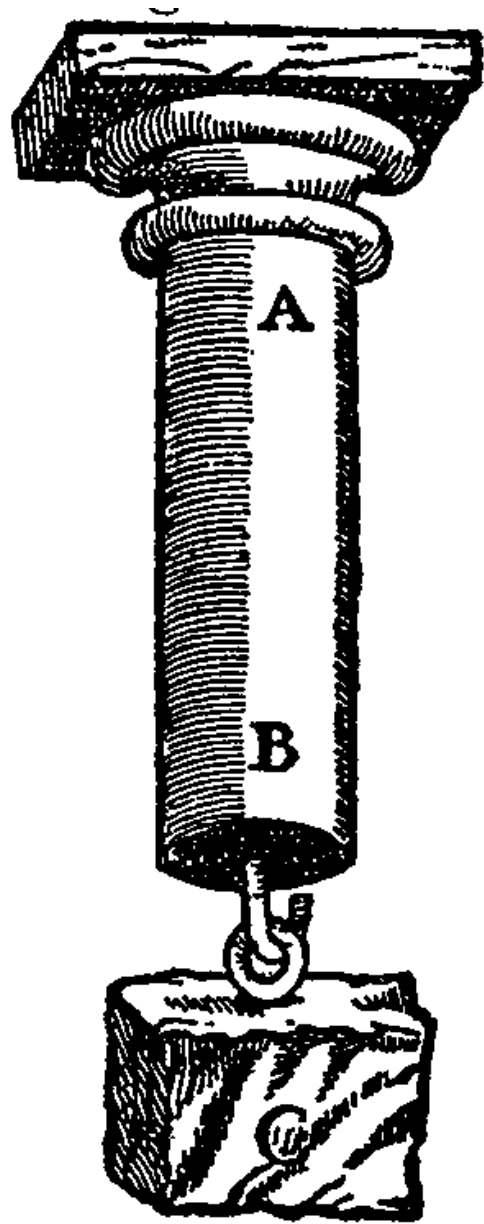
アリストテレス派哲學者

コペルニクス型



プトレマイオス型

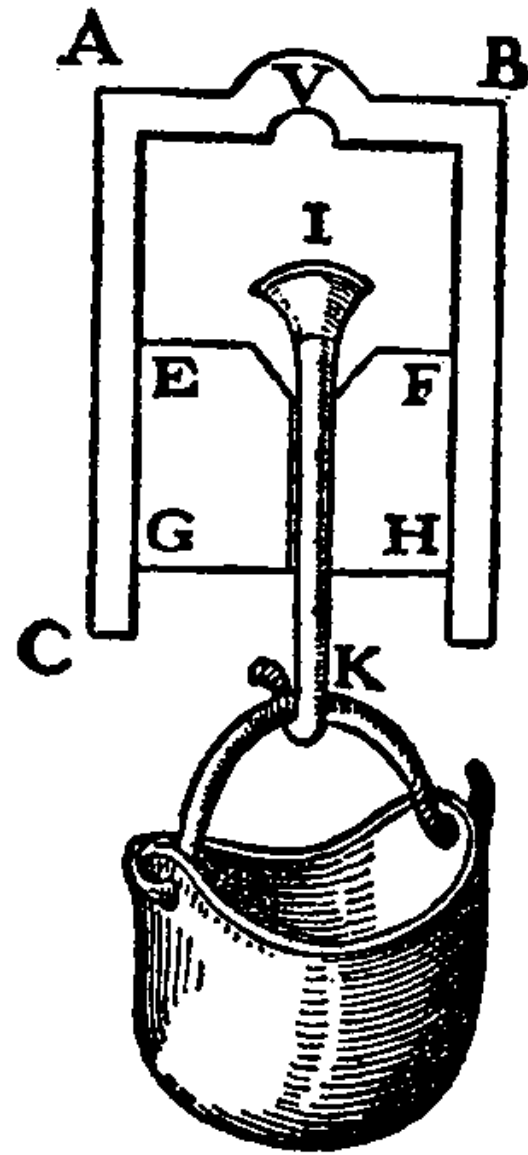
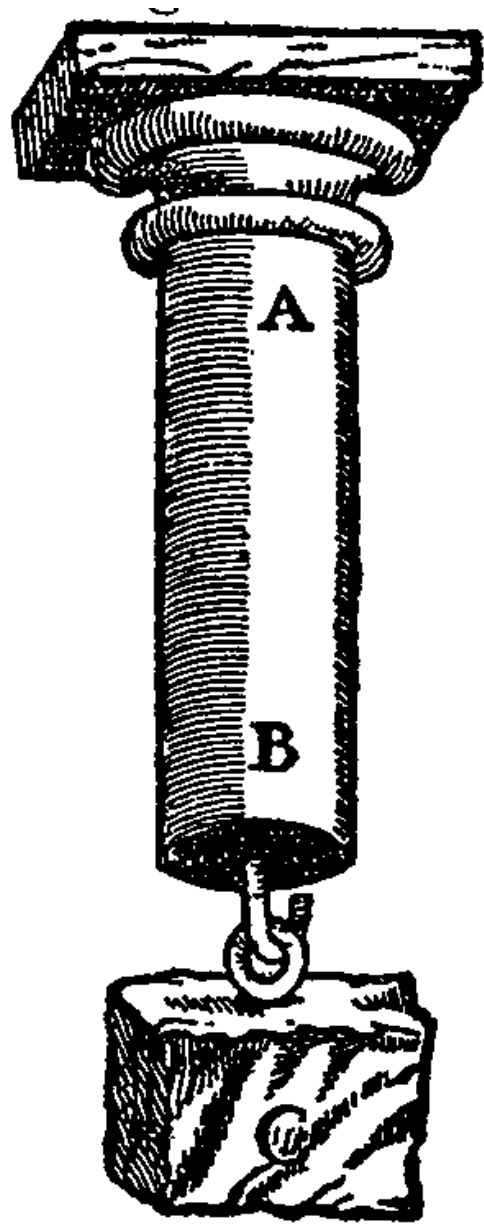


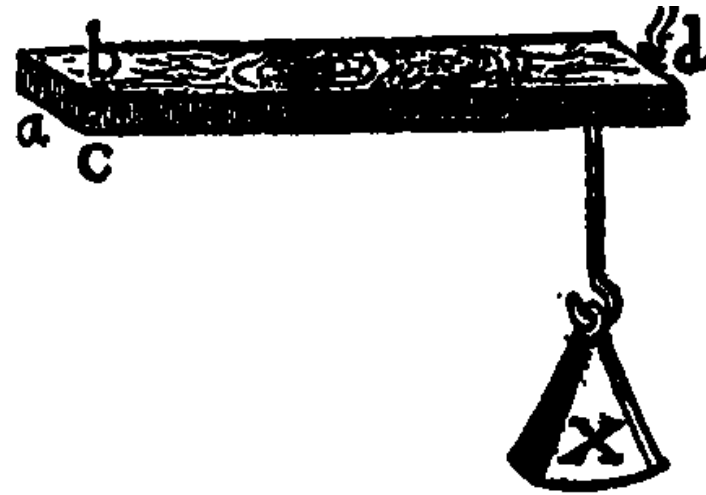
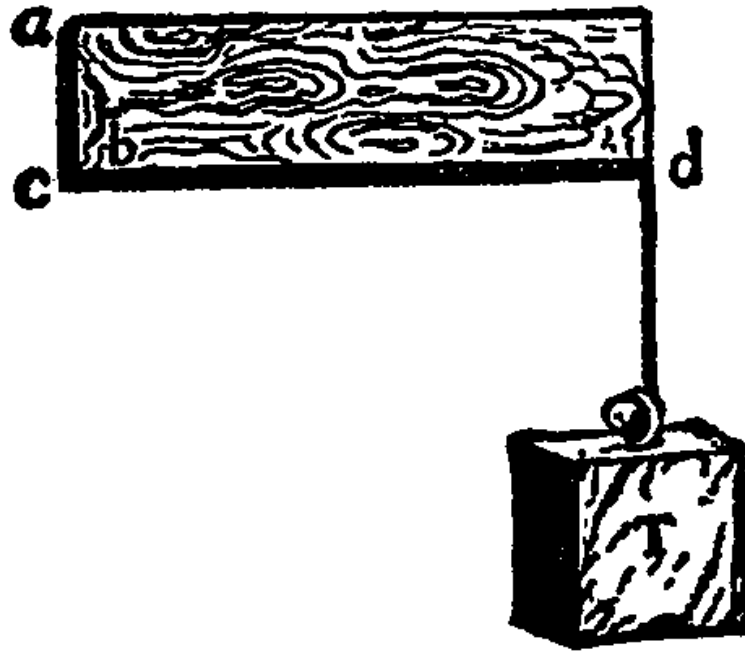


SIMP. Seeing that you accept this axiom of Aristotle, I hardly think you will reject another excellent and reliable maxim of his, namely, Nature undertakes only that which happens without resistance; and in this saying, it appears to me, you will find the solution of your difficulty. Since nature abhors a vacuum, she prevents that from which a vacuum would follow as a necessary consequence. Thus it happens that nature prevents the separation of the two plates.

SALV. A truly ingenious device! I feel, however, that for a complete explanation other considerations might well enter; yet I must not now digress upon this particular topic since you are waiting to hear what I think about the breaking strength of other materials which, unlike ropes and most woods, do not show a filamentous structure. The coherence of these bodies is, in my estimation, produced by other causes which may be grouped under two heads. One is that much-talked-of repugnance which nature exhibits towards a vacuum; but this horror of a vacuum not being sufficient, it is necessary to introduce another cause in the form of a gluey or viscous substance which binds firmly together the component parts of the body.



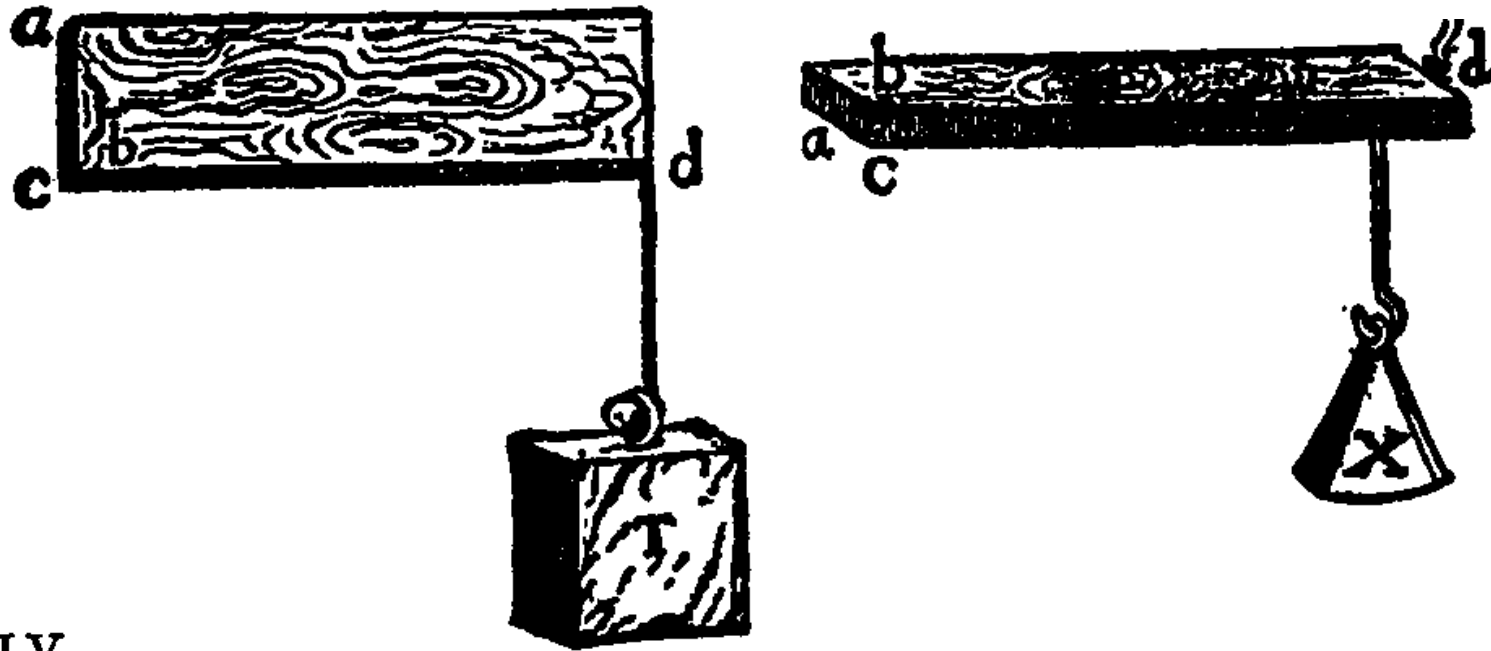




SALV.

The question now is why will the ruler, if stood on edge, as in the first figure, withstand a great weight T , while, when laid flat, as in the second figure, it will not support the weight X which is less than T .

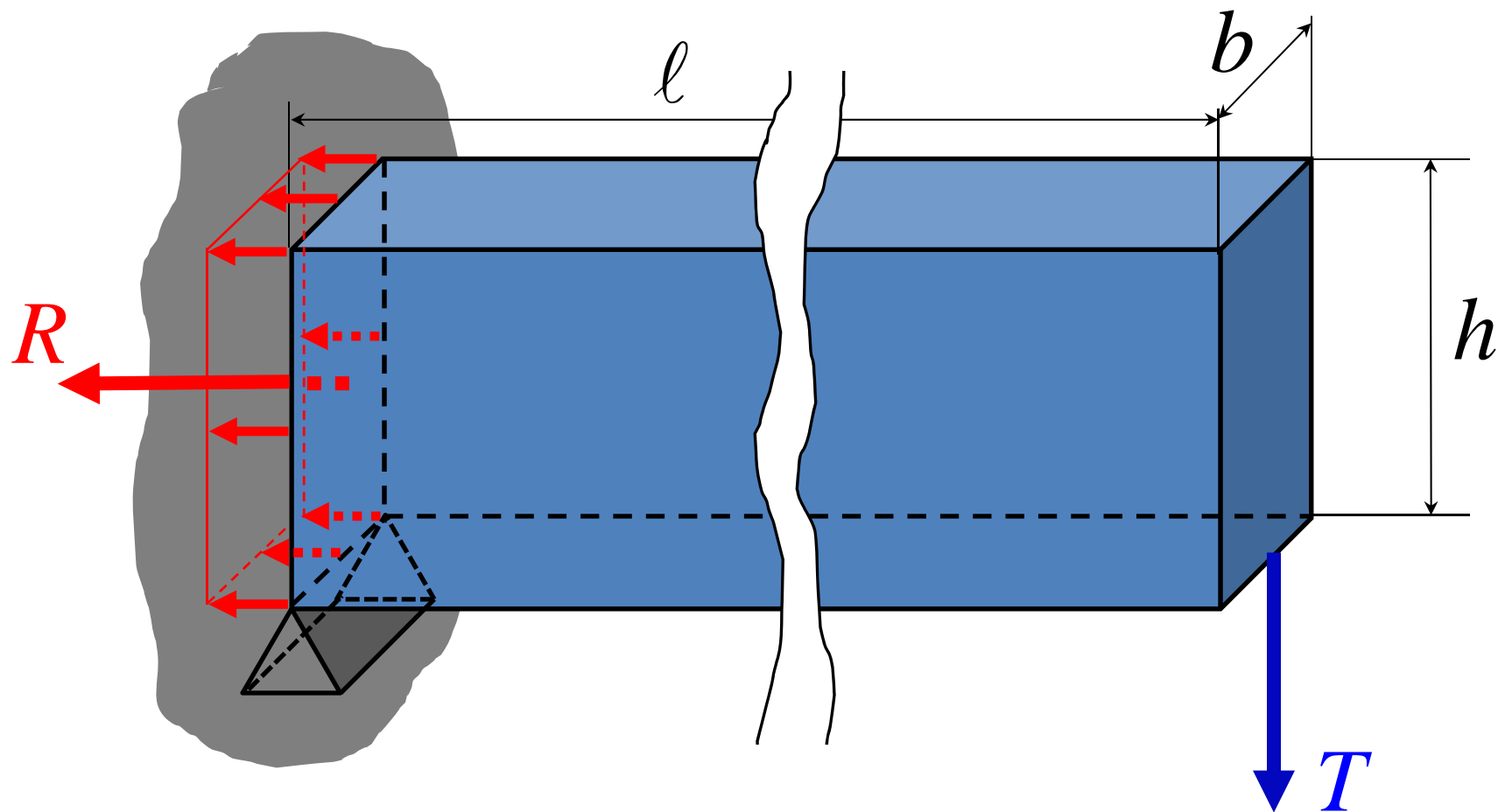




SALV.

The answer is evident when we remember that in the one case the fulcrum is at the line bc , and in the other case at ca , while the distance at which the force is applied is the same in both cases, namely, the length bd : but in the first case the distance of the resistance from the fulcrum—half the line ca —is greater than in the other case where it is only half of bc . Therefore the weight T is greater than X in the same ratio as half the width ca is greater than half the thickness bc , since the former acts as a lever arm for ca , and the latter for cb , against the same resistance, namely, the strength of all the fibres in the cross-section ab .





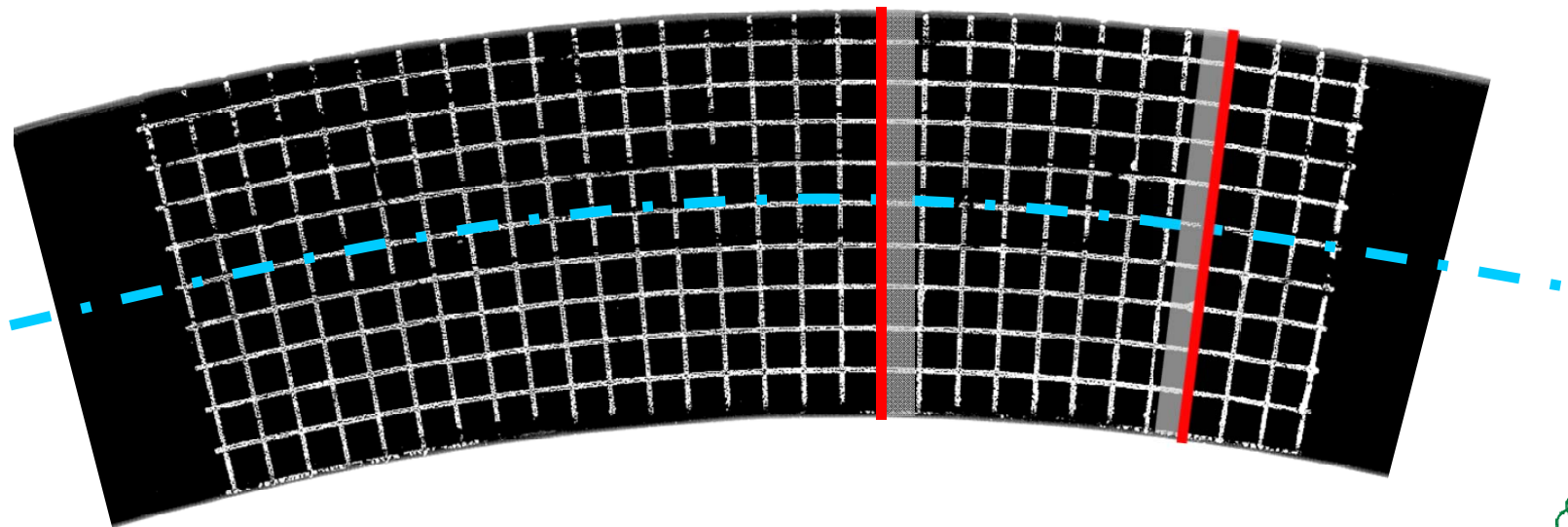
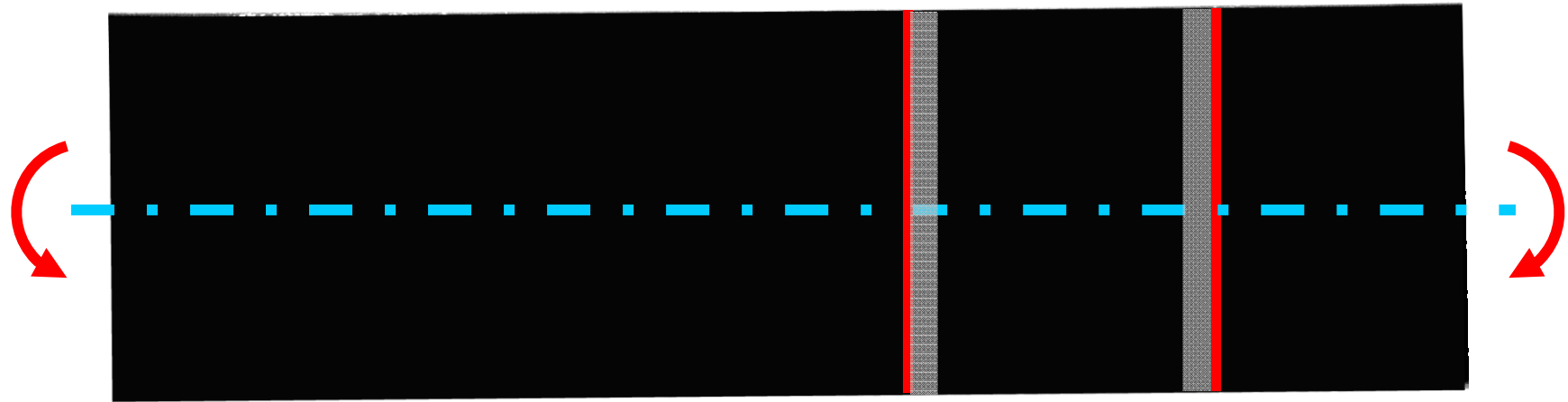
$$T\ell = R\frac{h}{2} \propto bh^2$$

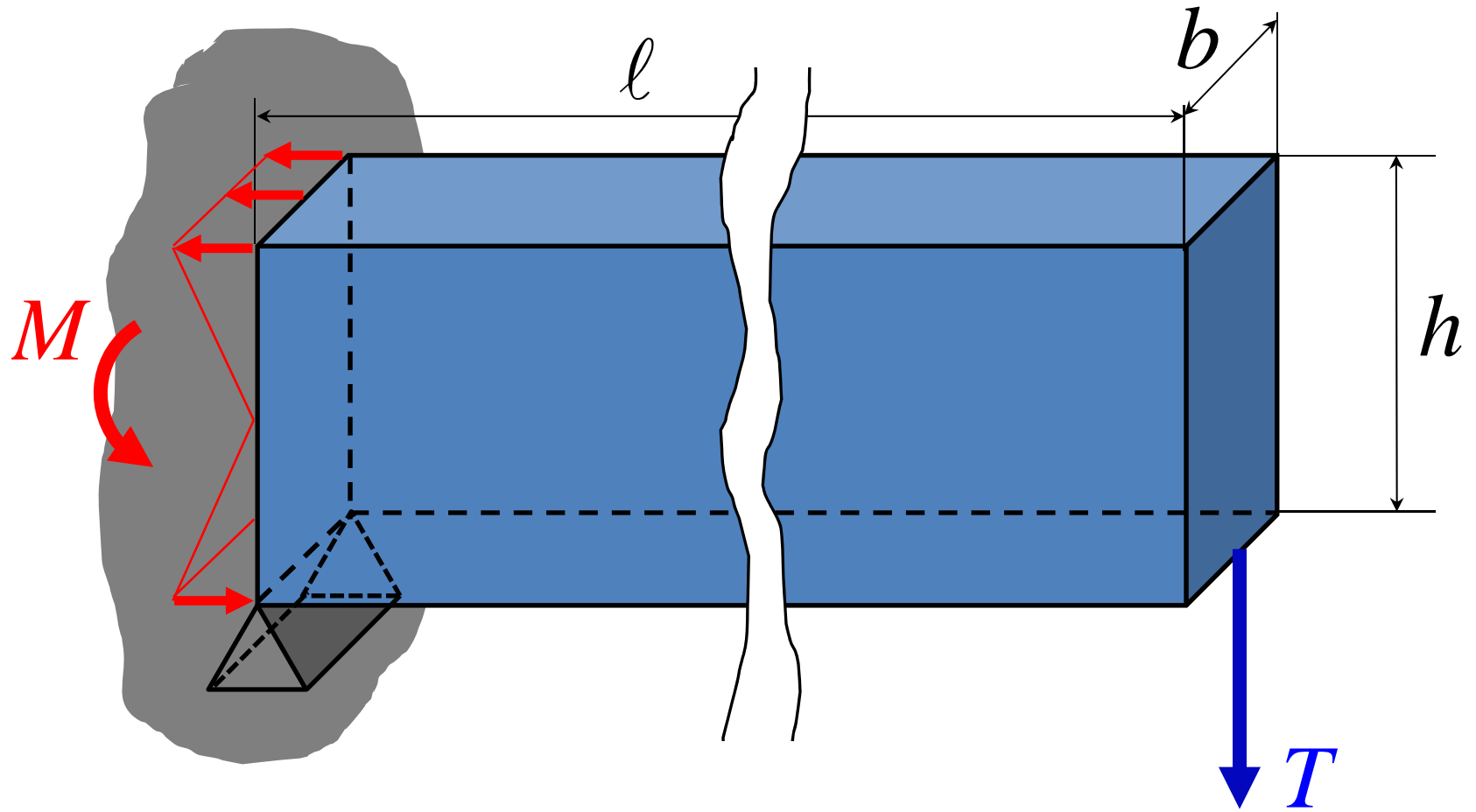


$$T \propto \frac{bh^2}{\ell}$$



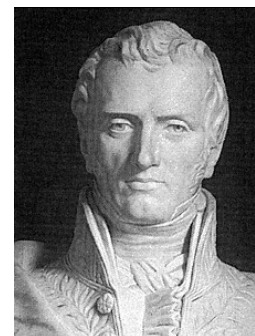
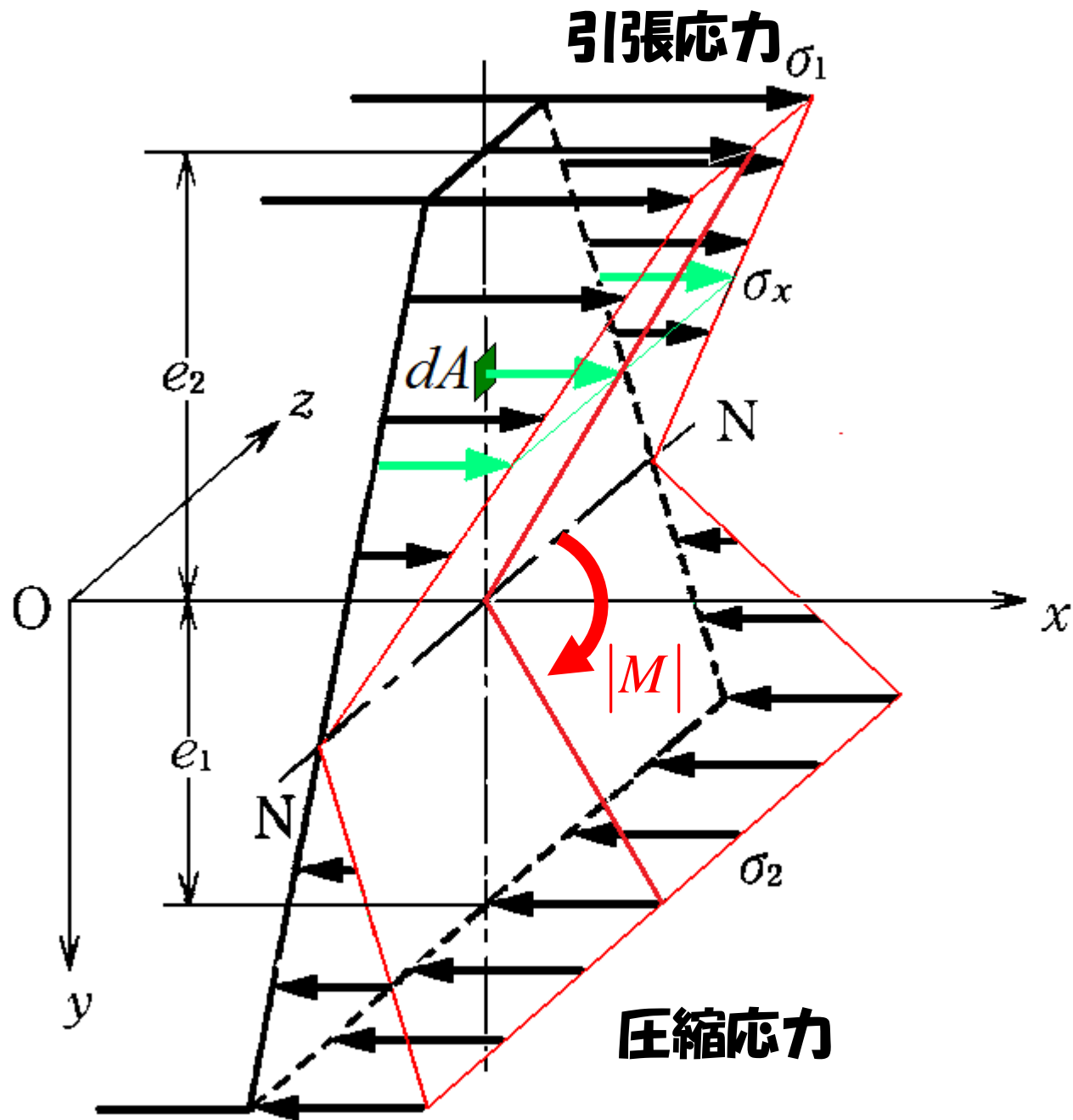
曲げによる変形・曲げ応力





$$T\ell = M = Z \sigma_a \propto bh^2 \quad \Rightarrow$$

$$T \propto \frac{bh^2}{\ell}$$



Claude-Louis Navier
(1785~1836)

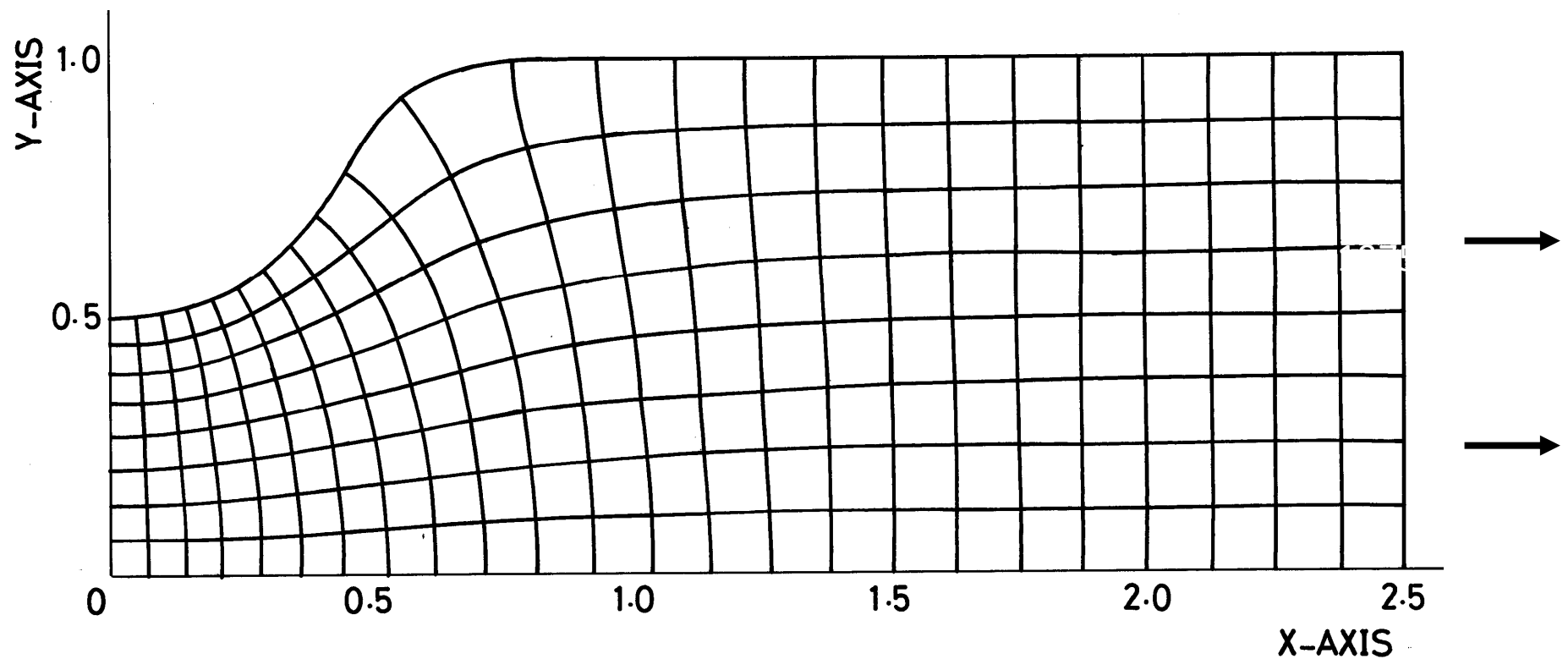


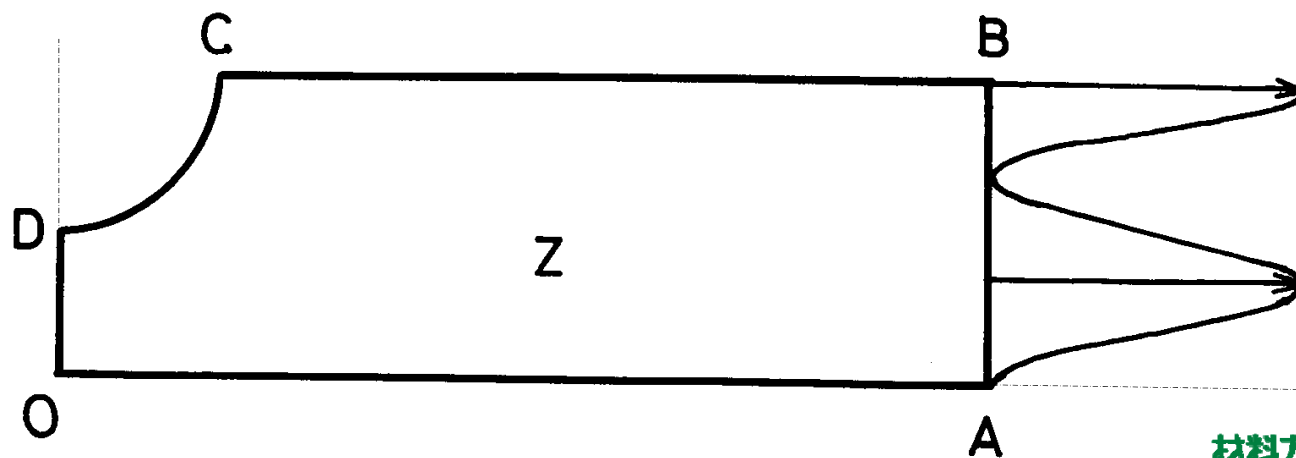
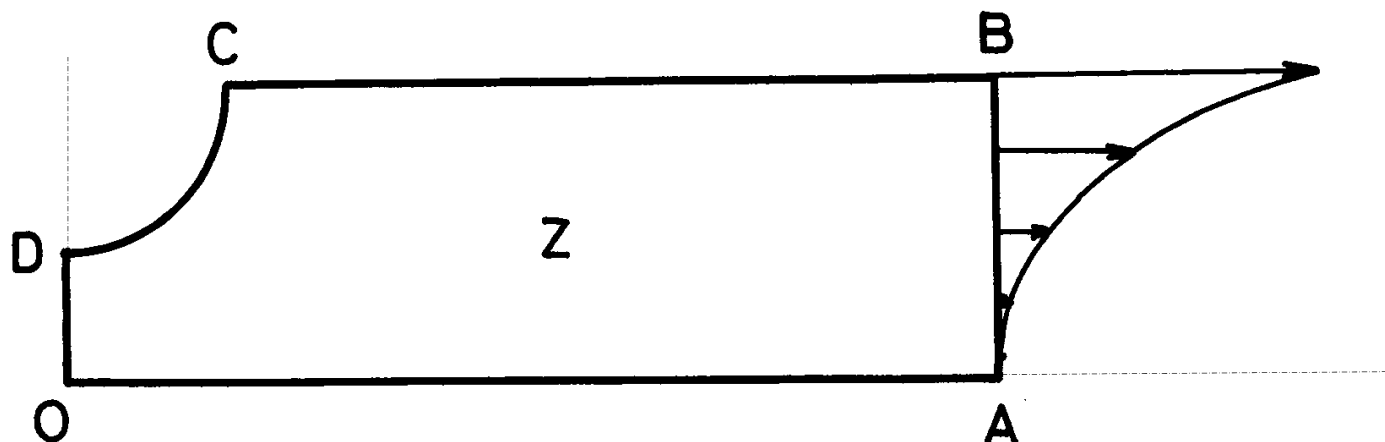
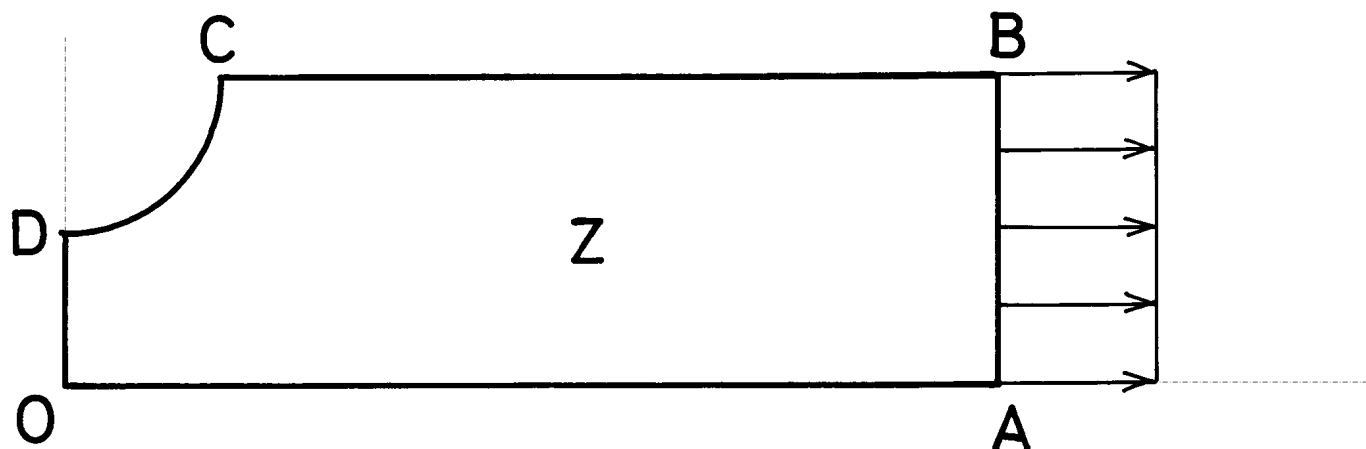
Jacob Bernoulli
(1654~1705)



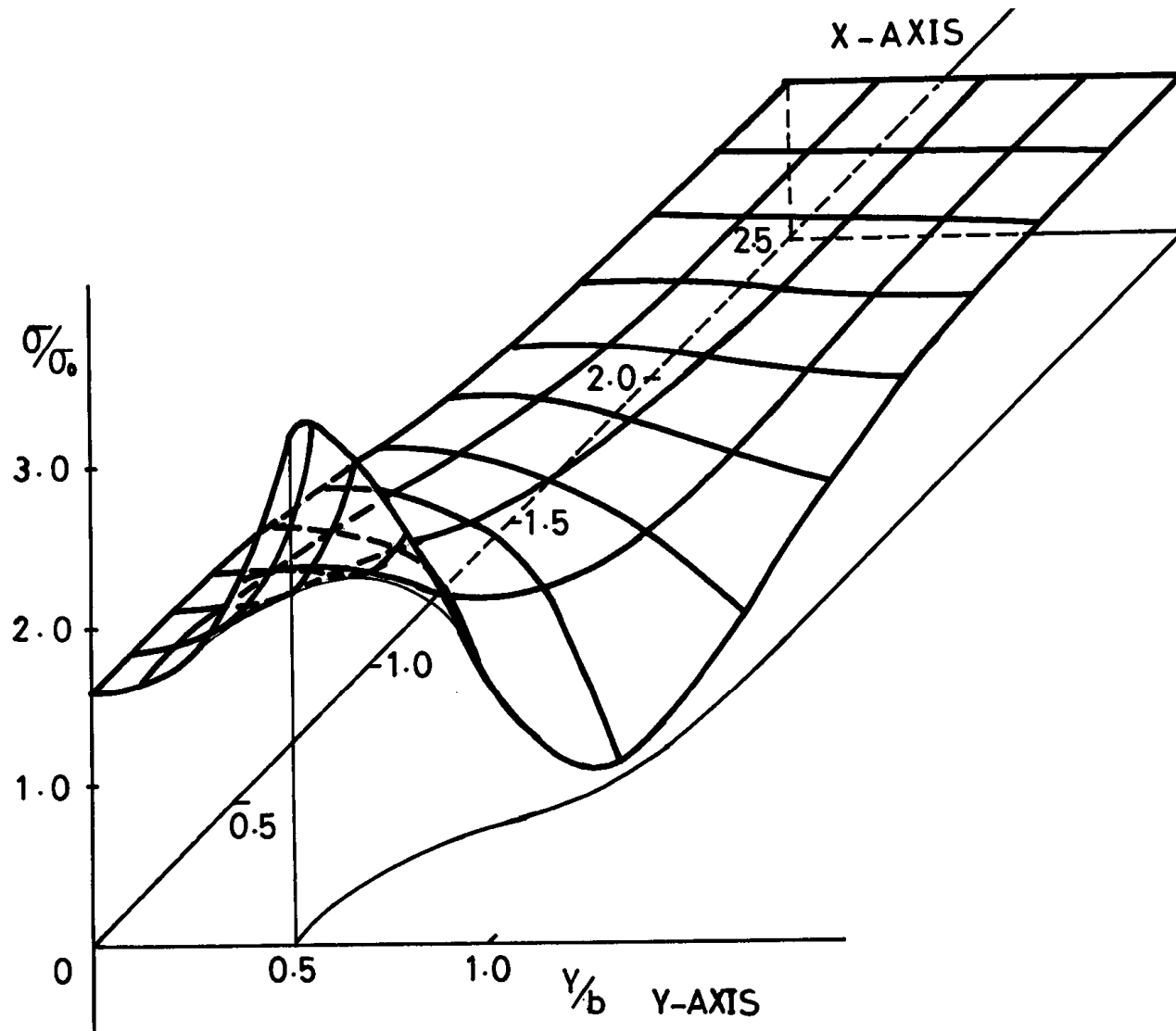
昭和50年度卒業論文

「引張りを受ける半円切り欠きを有する帯板の差分法による応力解析」
— 荷重端の負荷方法の応力に及ぼす影響 —

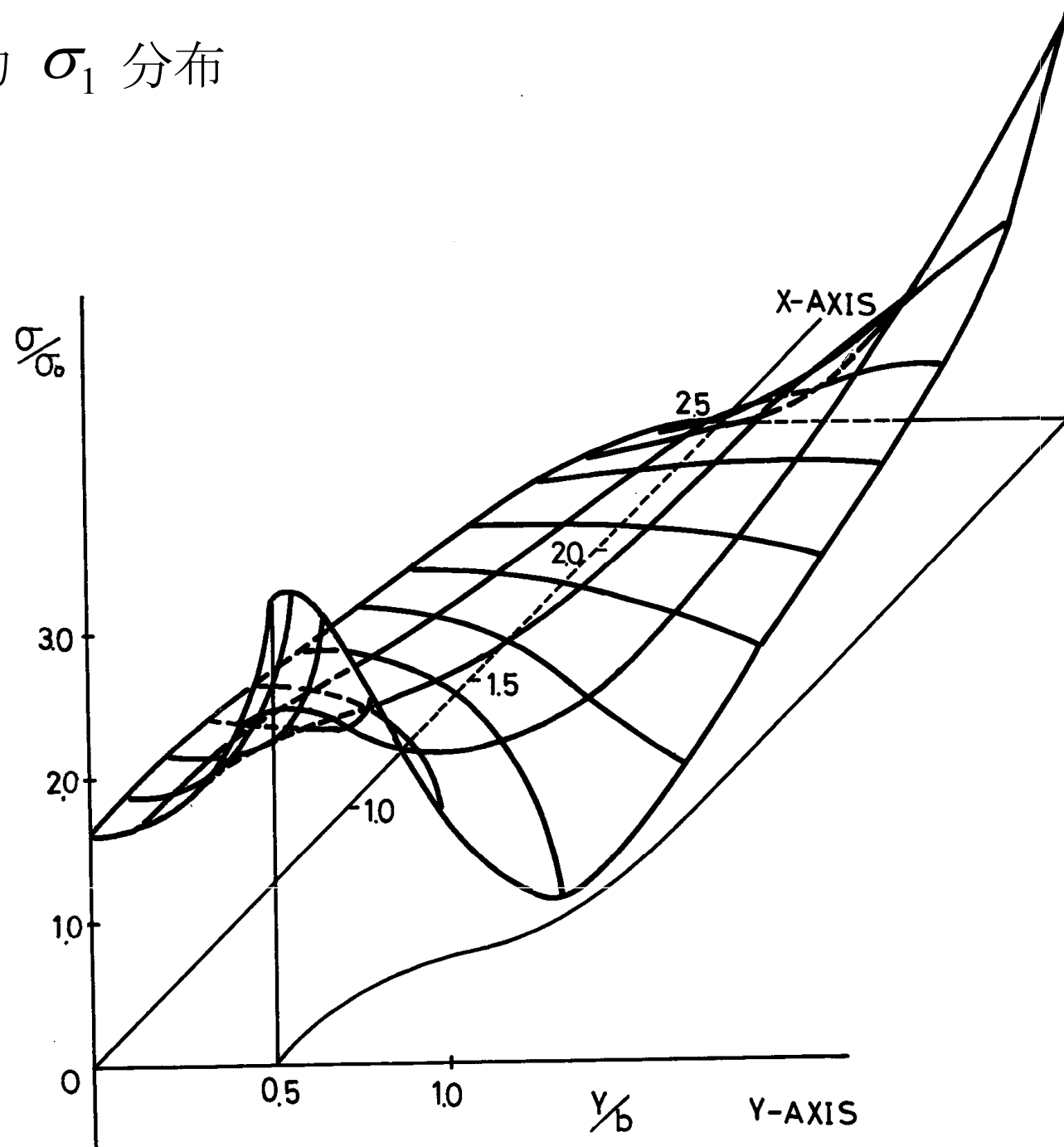




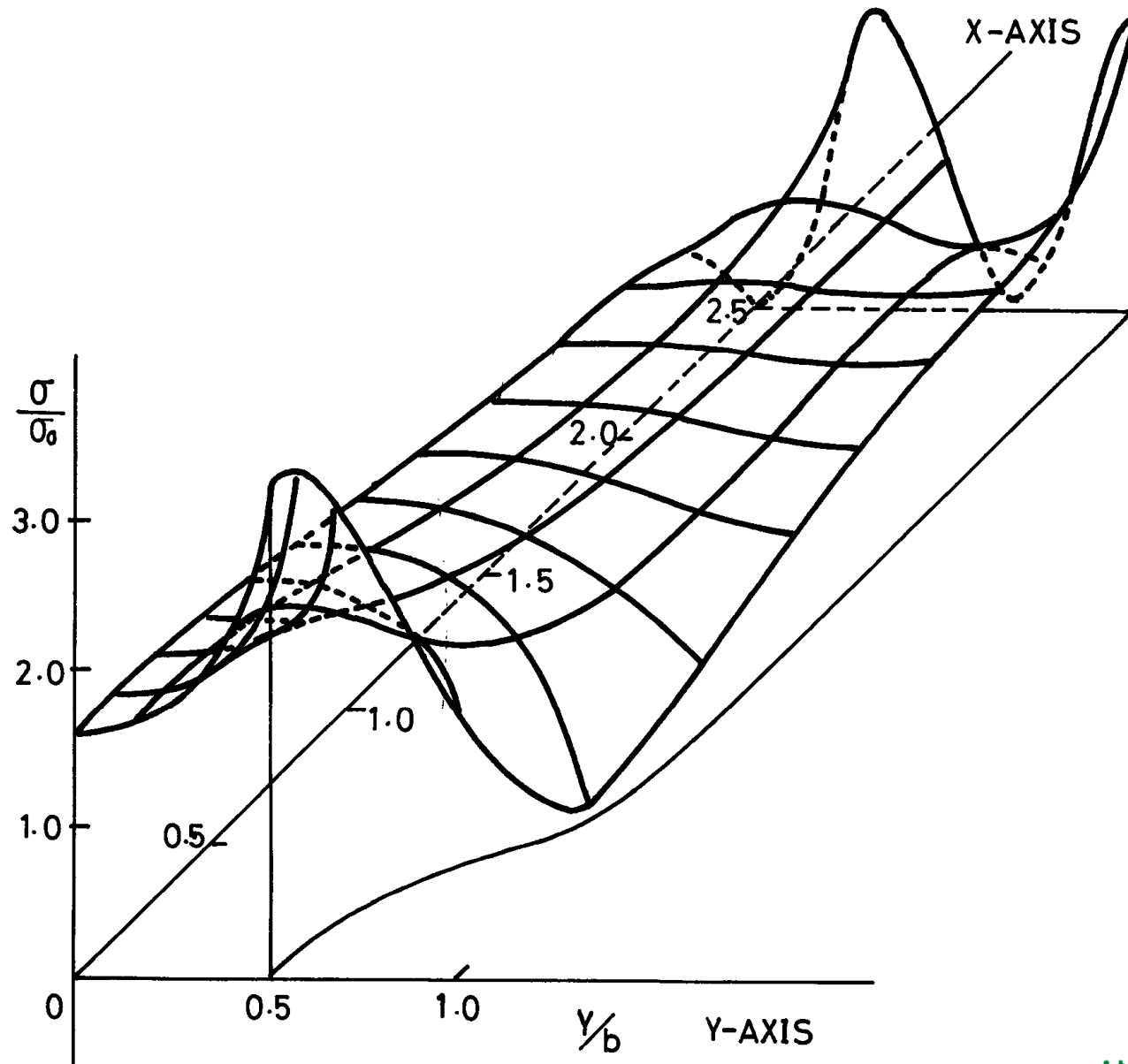
主应力 σ_1 分布



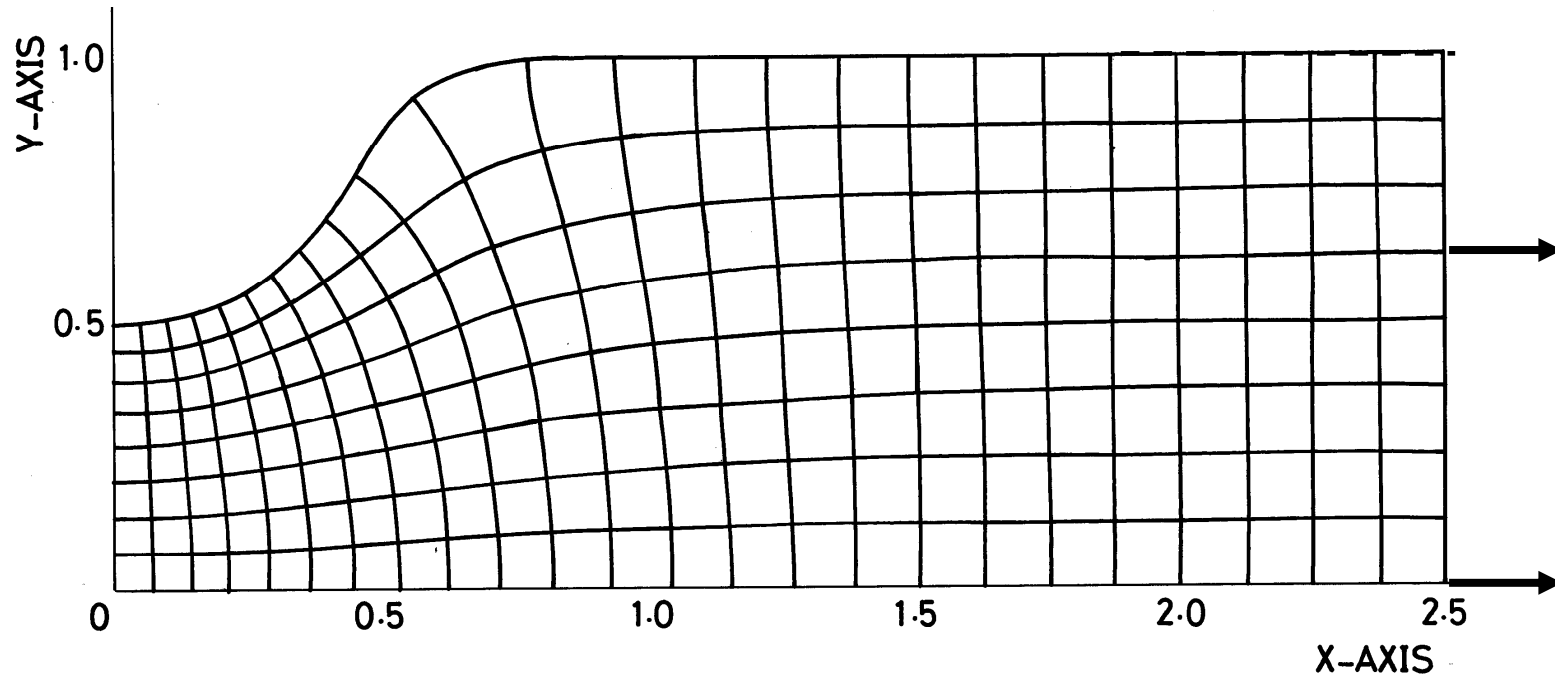
主应力 σ_1 分布



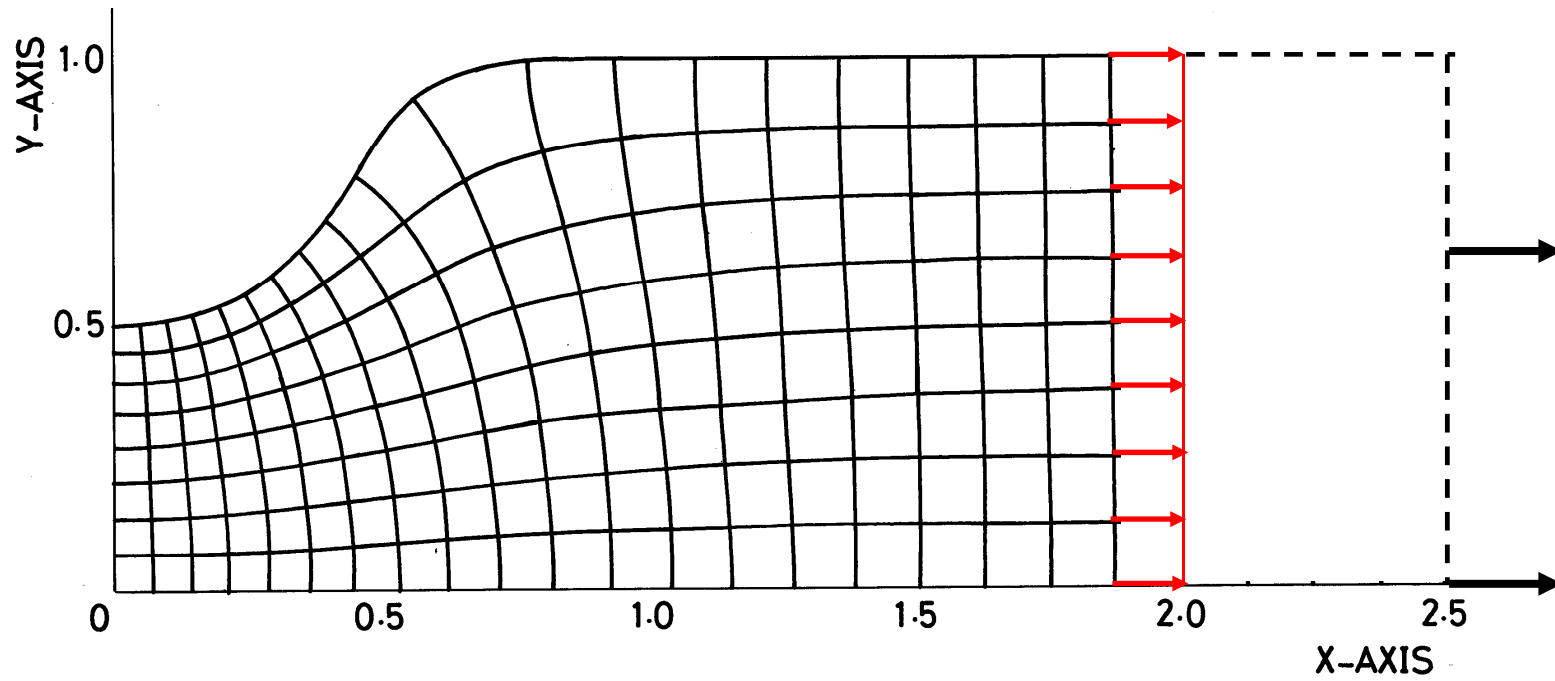
主应力 σ_1 分布



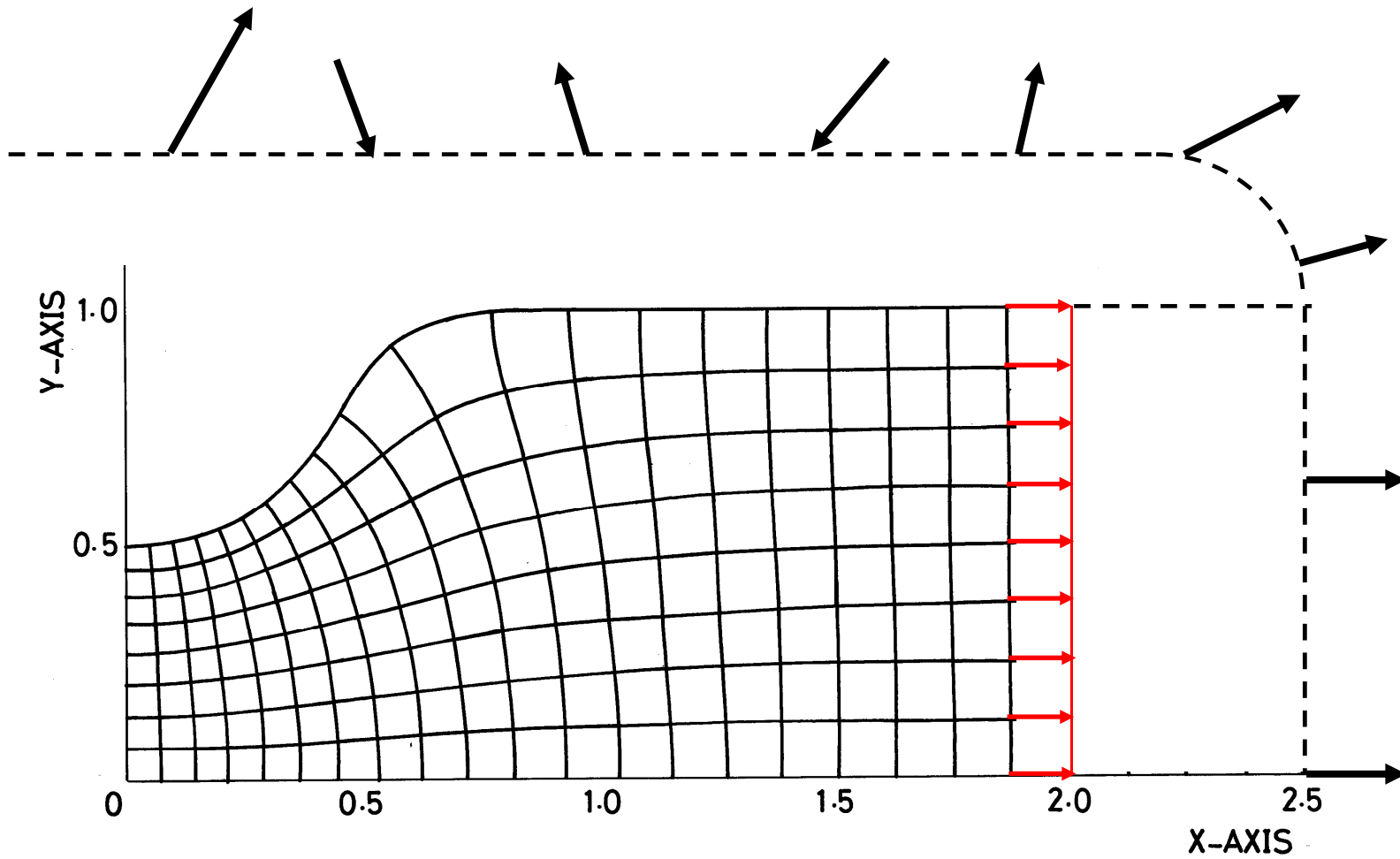
考えたこと



考えたこと



考えたこと



考えたこと

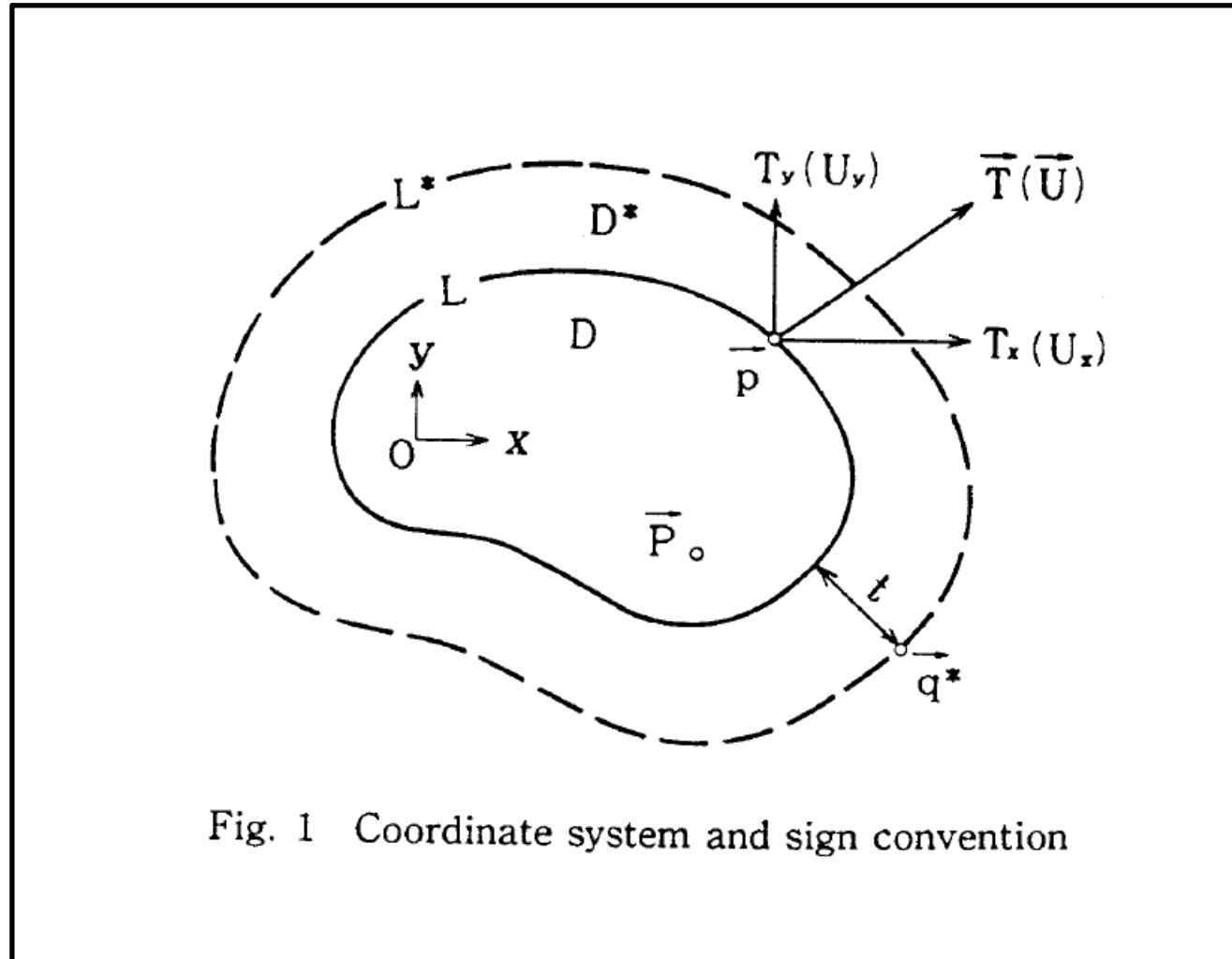


Fig. 1 Coordinate system and sign convention

現代 弾性力学

京都大学教授・工学博士 平 修二 監修

オーム社

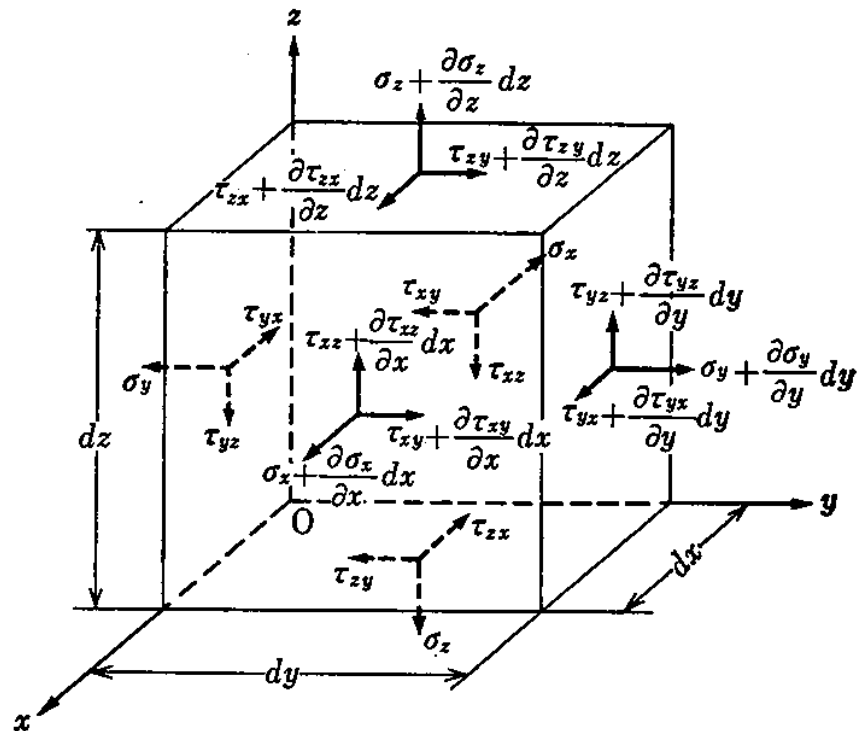
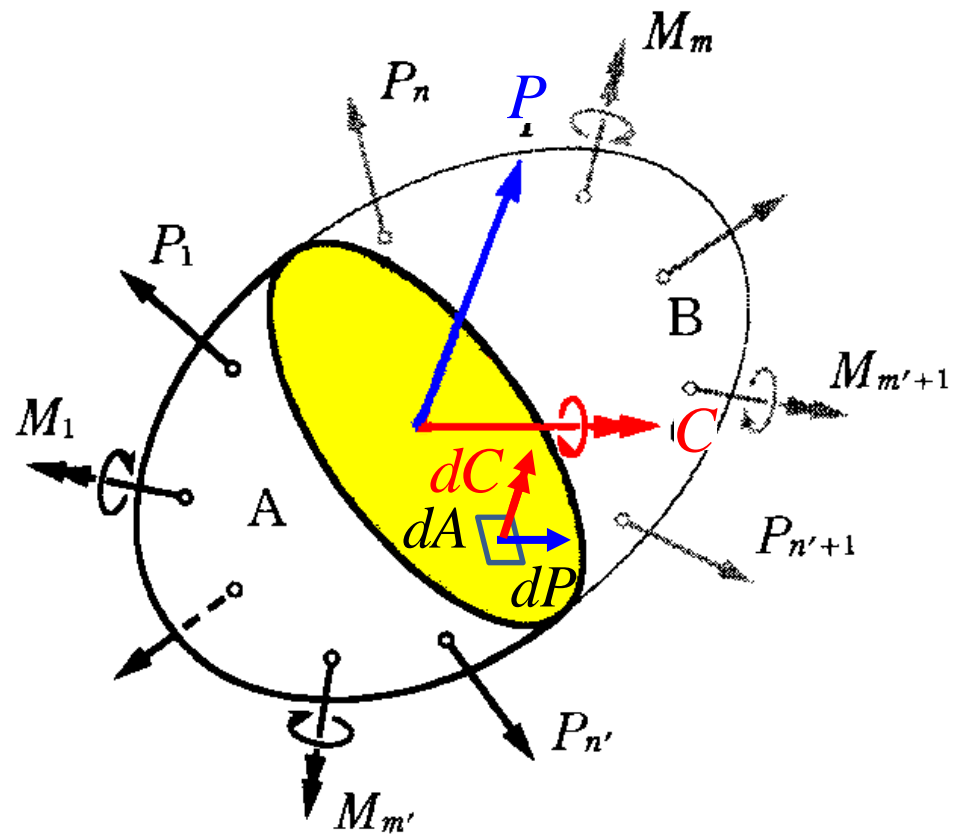


図 2・1 微小直方体に作用する応力成分

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + F_x = 0 \\ \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + F_y = 0 \\ \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + F_z = 0 \end{cases}$$

これって、変？



「何故 dC を考えないのか？」

Effects of Strain-Gradient on the Stress-Concentration at a Cylindrical Hole in a Field of Uniaxial Tension

N. N. ESHEL* AND G. ROSENFELD

Department of Civil Engineering, The City College of The City University of New York
(Received September 4, 1969 and in revised form November 18, 1969)

SUMMARY

The solution of the plane-linear theory of elasticity in strain. The stress-concentration at the hole are found and they elasticity.

Introduction

The classical theory of elasticity of an elastic continuum presupposes that the local state of stress at a material point depends on the corresponding local state of deformation. Such a theory does not accommodate the effects of the atomic structure of solids.

Extensions of the conventional theory which intend to have the local state of stress depend on the local state of deformation and on the deformations in a vicinity of the point in question, began with Cauchy [1]**. The work of Cauchy remained unnoticed until, in 1960, interest in such extended theories was revived by the publications of Aero and Kuvshinskii [2], Grioli [3], Rajagopal [4] and Truesdell and Toupin [5]. All these authors took into account only that part of the first gradient of the strain which constitutes the gradient of the rotation, i.e., eight of the eighteen components of the first strain-gradient tensor. This theory is the one Toupin [6] later called the "Cosserat theory with constrained rotations" while Mindlin and Tiersten [7] and Koiter [8] called it the "couple stress theory". The augmentation of the classical theory of elasticity through the inclusion, in the strain energy function, of the complete first gradient of the strain was achieved by Toupin [9].

"Cosserat theory with constrained rotations" called it the "couple stress theory".

In addition to the strain-gradient theory, another type of extension of the conventional theory exists. The Cosserat brothers [12] introduced a theory of mechanics of continuous media in which a micro-element is embedded in each macro-element (material particle) of the continuum such that the rotation of each micro-element may be different from the local rotation of the medium. This is equivalent to a theory of continuous media each point of which has the six degrees of freedom of a rigid body. In the classical theory, a material point has only the three degrees of freedom corresponding to its position in space. If the micro-elements are "frozen" in the corresponding local macro-elements i.e., if the micro rotation is constrained to equal the local rotation of the continuum in the usual sense of elasticity and fluid dynamics, the

* As of Oct. 1970, The Negev University, Beer-Sheva, Israel.

** The existence of this paper was brought to the attention of the first author by R. D. Mindlin.

theory which results is the above mentioned couple-stress theory, or the "Cosserat theory with constrained rotations". An extension of the Cosserat theory in which the micro-elements can deform independently of the local deformation of the continuum, was accomplished by Mindlin [13], while a more general theory of this type was given by Green and Rivlin [14]. In the language of Eringen [15], the Cosserat theory is referred to as the theory of "micropolar elasticity" and the couple-stress theory is called the theory of "micropolar elasticity under constrained motion". The equations governing the first strain-gradient theory can be obtained from the micro-structure equations as exhibited by Mindlin [13].

In the present paper we consider the first strain-gradient theory. The general non-linear theory was first given by Toupin [9]. Subsequently, Mindlin [13] derived the linear version of the theory in three forms—distinguished by different groupings of the eighteen additional vari-

the Cosserat theory is referred to as the theory of "micropolar elasticity"

ditions for the three forms as well as the necessary and sufficient conditions for positive definiteness of the strain energy function and a theorem of uniqueness of solutions.

The linear first strain-gradient theory differs from the conventional theory of elasticity in several important aspects:

(a) Mindlin's displacement-equations of equilibrium contain two material parameters, l_1 and l_2 , having dimensions of length. The presence of these two material length parameters assures the analytical possibility of size effects which are not predicted by the classical theory.

(b) When the length parameters mentioned above tend to zero, one recovers the classical field equations, the classical constitutive equations and the classical boundary conditions. In such a transition to classical elasticity, the order of the governing partial differential equations is lowered and the number of the requisite boundary conditions is diminished, i.e., boundary-layer effects emerge.

In the present paper we consider the stress-concentration problem of a circular cylindrical hole in a mechanically homogeneous, isotropic and centrosymmetric infinite elastic solid subjected, at infinity, to a field of uniaxial tension. Several other stress-concentration problems involving a single cavity have been solved in the context of the first strain-gradient theory:

Weitsman [18], Hazen and Weitsman [19]. In the first two papers, it is possible so as to eliminate some of the material constants from the equations and the numerical work can be carried out without having to vary the admissible ranges of the remaining material constants. In the third paper, the problem is examined in full but the authors give an awkward representation of the stress-concentration is shown to depend on the radius of the cavity, on the conventional Poisson's ratio and on four new material parameters. A complete investigation of the admissible ranges of these new parameters is given and the effect of each of them on the solution is examined.

1. Strain-Gradient Theory—Basic Equations

We now recall, Mindlin [13], the fundamental equations governing the linear strain-gradient theory of homogeneous, isotropic and centrosymmetric elastic solids. In this connection, we





昭和52年度修士論文

「マイクロポーラ弾性論による応力解析の一例」

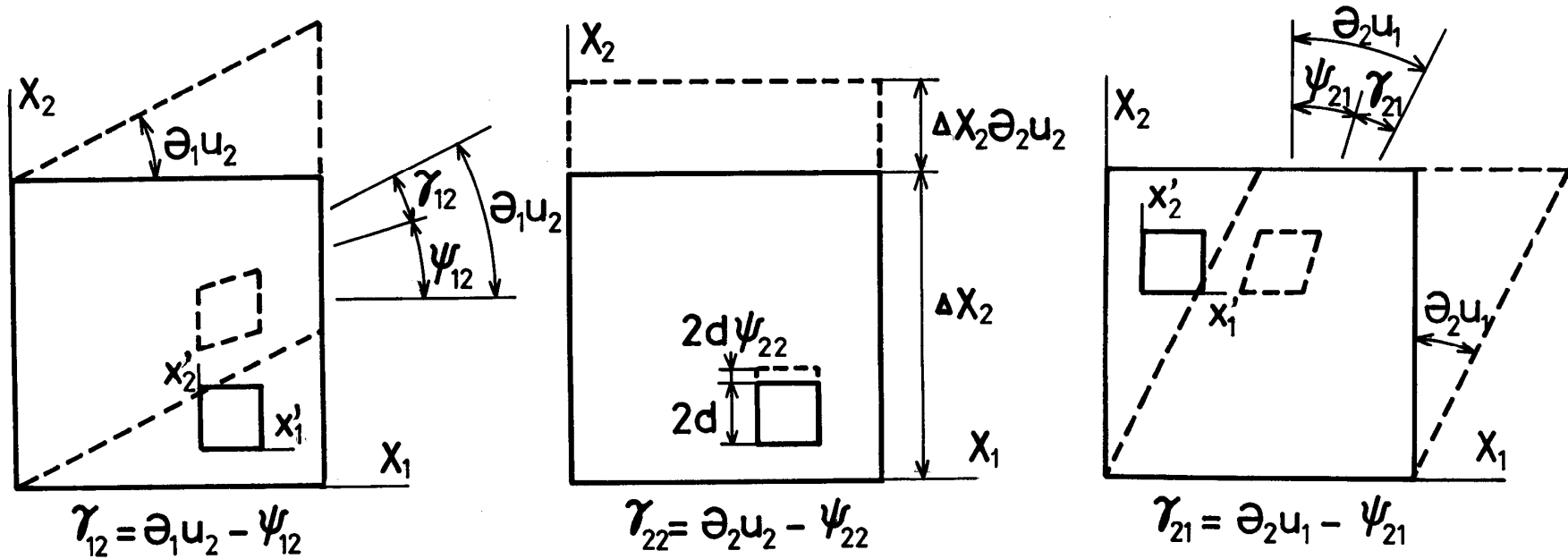


Fig.

Typical component of displacement-gradient : $\partial_i u_j$
 relative-deformation : γ_{ij} micro-deformation : ψ_{ij}

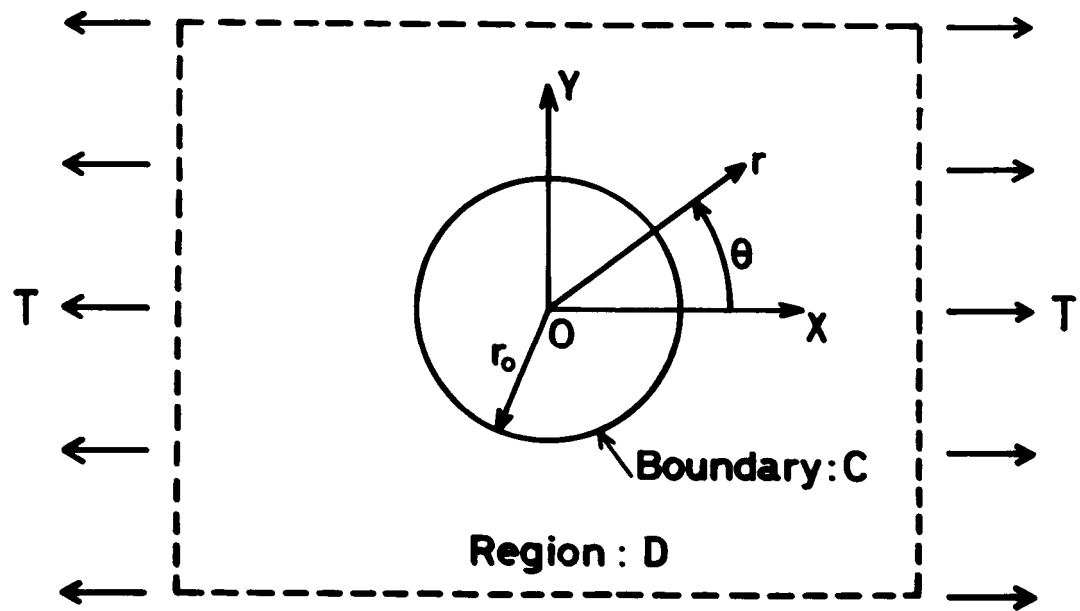
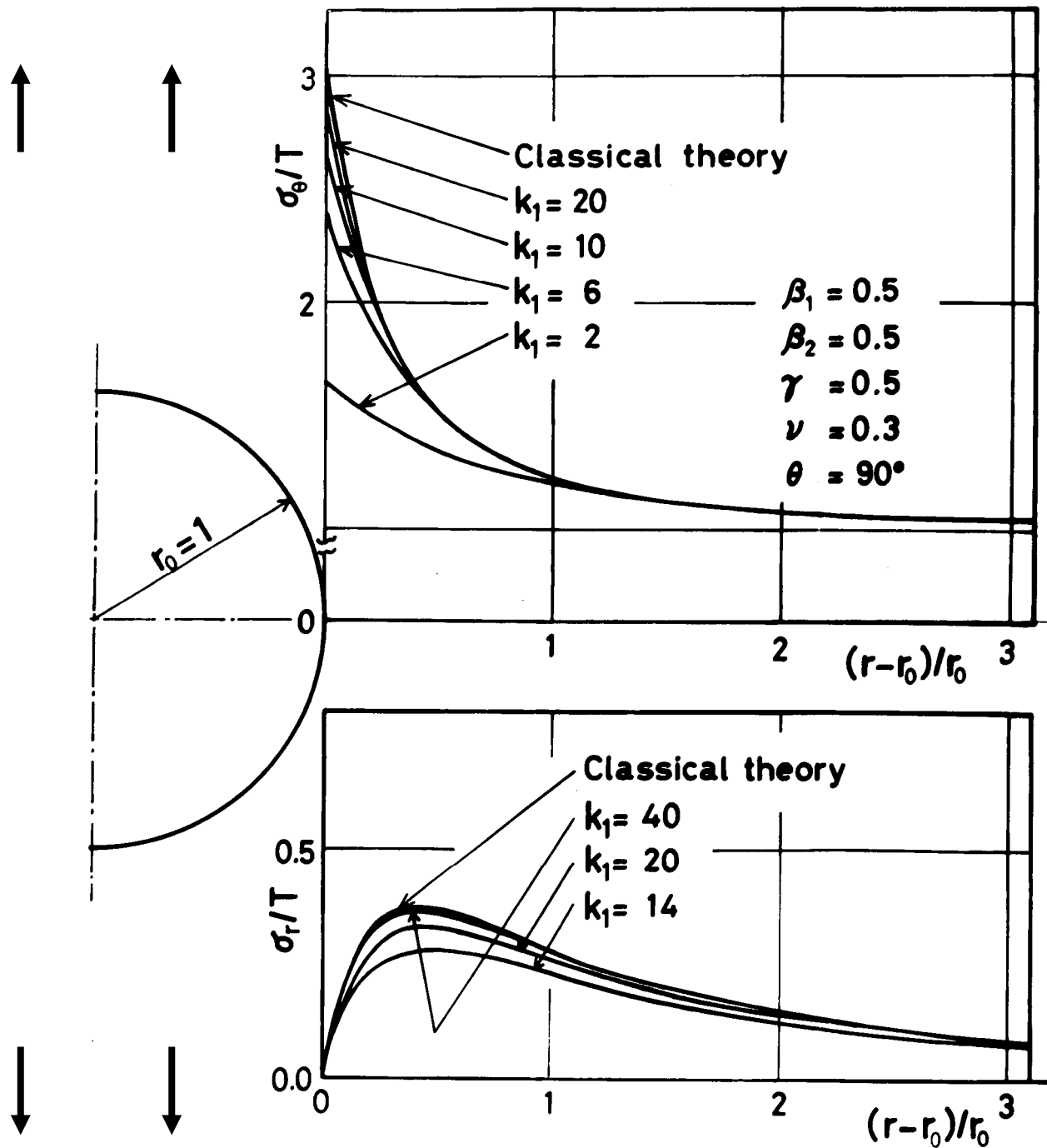
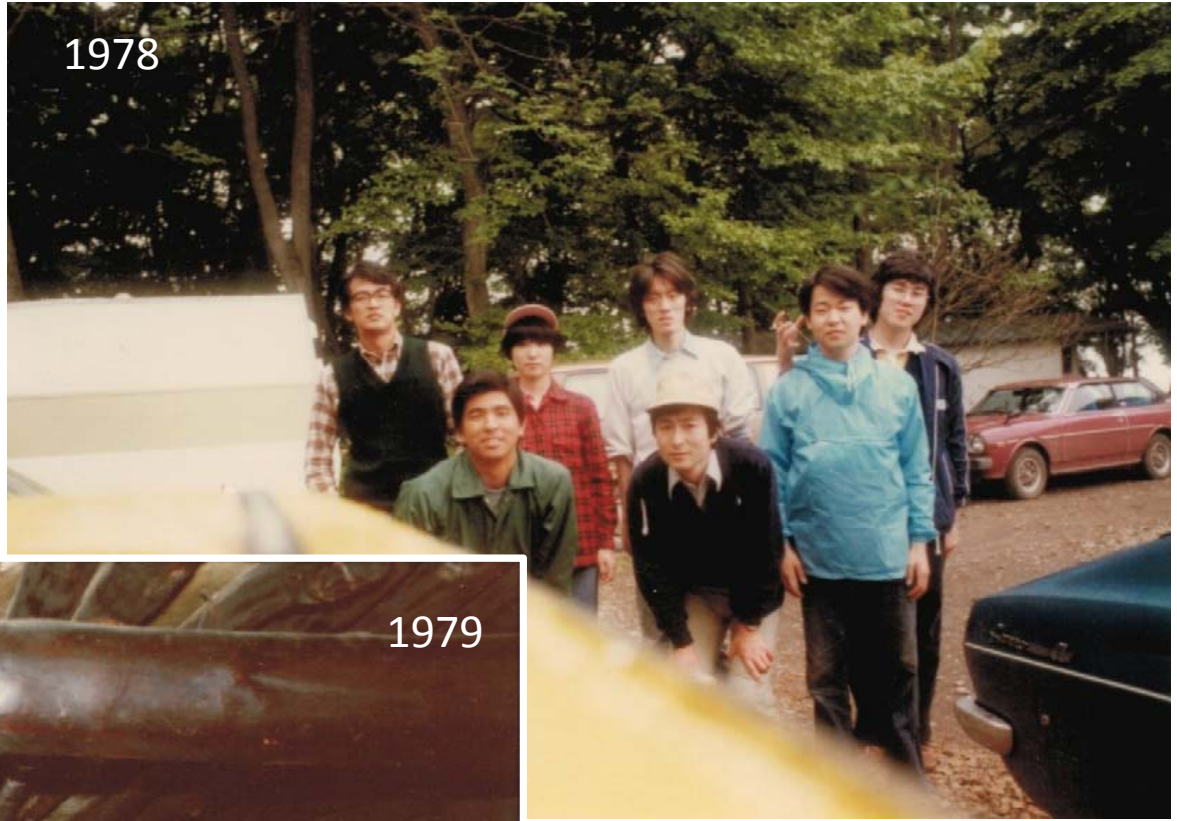


Fig.3-1 Circular hole in a field of uniaxial tension



1978



1979



$$\begin{cases} (\lambda + 2\mu) \nabla^2 \vec{u} \\ - \gamma \vec{r} \end{cases}$$

$$\mu \nabla^2 \vec{u} + (\lambda + \mu) \vec{\nabla} \vec{\nabla} \cdot \vec{u} + \mu \ell^2 \nabla^2 \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{u} = 0$$

$$\begin{cases} (\beta + \nu) \nabla^2 \\ \gamma \kappa \} (\vec{\nabla} \times \vec{\phi}_2) \\ \gamma \kappa \} \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{\phi}_1) \end{cases}$$

$$\begin{cases} m_{kl} = \alpha \phi_{r,r} \delta_{kl} + \dots \end{cases}$$

$$\begin{cases} (\lambda + \mu) u_{k,k} \\ (\alpha + \beta) \phi \end{cases}$$

$$\begin{cases} t_{kl} = \lambda \varepsilon_{rr} \delta_{kl} + 2\mu \varepsilon_{kl} \\ - \frac{1}{2} \varepsilon_{klm} m_{rr,m} + \mu \ell^2 (u_{k,l} - u_{l,k})_{,rr} \\ m_{kl}^D = 4\mu \ell^2 (\omega_{l,k} + \eta_r \omega_{k,l}) \end{cases}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\phi} = 0$$

Three-Dimensional Problems of the Theory of Elasticity

by

A. I. LUR'E

*Politehnicheskii Institut, Leningrad, USSR
Correspondent Member, USSR Academy of Sciences*

Translated from the original Russian by

D. B. McVEAN

*Lehrstuhl für Technische Mechanik,
Eidgenössische Technische Hochschule,
Zürich, Switzerland*

Edited by

J. R. M. RADOK

*Reader in Applied Mathematics,
University of Adelaide, Australia*

1964

INTERSCIENCE PUBLISHERS

a division of John Wiley & Sons, Inc.

NEW YORK - LONDON - SYDNEY

§ 1.9 The differential equations of the theory of elasticity in terms of displacements

These equations are obtained by eliminating the stress tensor between the equilibrium equations

$$\text{div } \mathbf{T} + \mathbf{K} = 0 \quad (1.9.1)$$

⋮

Substitution of these relations into (1.9.3) leads to the differential equation of the theory of elasticity in terms of the displacement vector

$$\frac{m}{m-2} \text{grad div } \mathbf{u} + \Delta \mathbf{u} + \frac{\mathbf{K}}{G} = 0. \quad (1.9.4)$$

§ 1.10 The Papkovitch-Neuber form of the solutions of the equilibrium equations of the theory of elasticity in displacements

⋮

and the required expression for the displacement vector in terms of the harmonic vector \mathbf{B} and the harmonic scalar B_0 assumes the form

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 + \mathbf{B} - \frac{m}{4(m-1)} \text{grad } (\mathbf{R} \cdot \mathbf{B} + B_0). \quad (1.10.10)$$

§ 2.1. Effect of a concentrated force in an infinite elastic medium

⋮

Let the point of application O of the concentrated force \mathbf{Q} be the origin of coordinates (the location of the source) and let the position of an arbitrary point M of the elastic medium (the location of the observer) be

⋮

The expressions obtained above for the vectors \mathbf{B} , \mathbf{u} and \mathbf{t}_n can now be written down in the final form

$$\mathbf{B} = (1/4\pi GR)\mathbf{Q}, \quad (2.1.18)$$

間接仮想境界積分法について簡単に述べる。いま、図 1 (a) に示すように、滑らかな閉曲面 S (実境界) によって囲まれる領域 R からなる、均質かつ等方性を有する三次元弾性体が、 S 上で合応力 $\bar{\mathbf{T}}$ を与えられて静的につりあいを保っているものとする。さて、 R 外に S に交わらない閉 Liapunov 曲面 S^* (仮想境界) を考え、領域を S^* によって囲まれる領域 R^* に拡張する。以後 S^* 上で定義される量には (*) を付す。この時、 R^* 内の変位ベクトル $\vec{\mathbf{u}}$ はノイバーの方程式

$$\nabla^2 \vec{\mathbf{u}} + \frac{1}{1-2\nu} \nabla \nabla \cdot \vec{\mathbf{u}} = 0 \quad (R^* \text{ 内}) \quad \dots\dots\dots (1)$$

(ν : ポアソン比)

によって支配され、

$$\nabla^2 \phi = 0, \quad \nabla^2 \vec{\phi} = 0 \quad (R^* \text{ 内}) \quad \dots\dots\dots (2)$$

を満足する一つのスカラー関数 ϕ と一つのベクトル関数 $\vec{\phi}$ とによって、

$$\vec{\mathbf{u}} = \nabla (\phi + \vec{\mathbf{r}} \cdot \vec{\phi}) - 4(1-\nu)\vec{\phi} \quad (R^* \text{ 内}) \quad \dots\dots\dots (3)$$

($\vec{\mathbf{r}}$: 位置ベクトル)

と表される。ここで、スカラー関数 ϕ を 0 と置いても一般性は失なわれない⁽⁸⁾⁽⁹⁾ので、現在の場合の解として、

$$\phi = 0, \quad \vec{\phi}(\vec{\mathbf{P}}) = \int_{S^*} \{ \vec{\mu}^*(\vec{\mathbf{Q}}^*) / |\vec{\mathbf{Q}}^* - \vec{\mathbf{P}}| \} ds^* \quad (R^* \text{ 内}) \quad \dots\dots\dots (4)$$

なる、 $\vec{\mu}^*(\vec{\mathbf{Q}}^*)$ を S^* 上でのみ定義される有限かつ Hölder 連続なベクトル密度関数とする、一重層ポテンシャル $\vec{\phi}$ を考えることができる。ここで、 $\vec{\mathbf{P}}$ は R^*

昭和56年度博士論文

「偶応力理論における三次元境界値
問題の一解法およびその応用」



1980



Effects of Couple-stresses in Linear Elasticity

R. D. MINDLIN & H. F. TIERSTEN

(where $\ddot{\mathbf{u}}$ now designates $\partial^2 \mathbf{u} / \partial t^2$), we find the displacement-equation of motion

$$\mu \nabla^2 \mathbf{u} + (\lambda + \mu) \nabla \nabla \cdot \mathbf{u} + \eta \nabla^2 \nabla \times \nabla \times \mathbf{u} + \rho \mathbf{f} + \frac{1}{2} \rho \nabla \times \mathbf{c} = \rho \ddot{\mathbf{u}}. \quad (3.27)$$

It will be observed that η does not appear in (3.27), so that (3.27) is identical

In view of (11.13), (11.16), (11.7) and the form of (11.14), \mathbf{B}' may be absorbed in \mathbf{B} . Thus we have, finally,

$$\mathbf{u} = \mathbf{B} - l^2 \nabla \nabla \cdot \mathbf{B} - \alpha' \nabla [\mathbf{r} \cdot (1 - l^2 \nabla^2) \mathbf{B} + B_0], \quad (11.17)$$

$$\mu (1 - l^2 \nabla^2) \nabla^2 \mathbf{B} = -\rho \mathbf{f} - \frac{1}{2} \rho \nabla \times \mathbf{c}, \quad (11.18)$$

$$\mu \nabla^2 B_0 = \mathbf{r} \cdot (\rho \mathbf{f} + \frac{1}{2} \rho \nabla \times \mathbf{c}). \quad (11.19)$$

The functions \mathbf{B} and B_0 reduce to PAPIKOVITCH'S functions when $l=0$. It may

15. Concentrated force and couple

In an infinite medium acted upon statically by body forces and body couples,

$$\mathbf{B} = \frac{\mathbf{P}}{4\pi\mu r} (1 - e^{-r/l}), \quad B_0 = 0, \quad (15.5)$$

which are the stress functions for the concentrated force.

$$\mathbf{B} = -\frac{1}{8\pi\mu} \mathbf{C} \times \nabla \left(\frac{1}{r} - \frac{e^{-r/l}}{r} \right), \quad B_0 = 0, \quad (15.10)$$

which are the stress functions for the concentrated couple.

M. Kishida
Professor.

K. Sasaki
Graduate Student.

Department of Mechanical Engineering,
Hokkaido University,
North 13, West 8, Kita-KU,
Sapporo 060, Japan

H. Hanzawa
Rector,
Tomakomai Technical College,
443, Nishikioka,
Tomakomai 059-12, Japan

One Solution of Three-Dimensional Boundary Value Problems in the Couple-Stress Theory of Elasticity

This paper describes a numerical approach for elastic boundary value problems in the linear, couple-stress theory on the basis of the "indirect fictitious-boundary integral method." In this approach we introduce appropriate potentials corresponding to those for a concentrated force and a couple in an infinite medium, and reduce the problem to solving the simultaneous Fredholm type integral equations of the first kind.

As an example, the stress concentration problem is analyzed for a circular cylinder with a semicircular annular groove under uniaxial tension. The results are obtained for various values of parameters such as Poisson's ratio ν , characteristic length l , and the ratio η , of bending, twisting moduli.

dimensionless. Substituting equations (2) into equation (1), one can obtain the displacement equation of equilibrium

$$(\lambda + \mu) \nabla \nabla \cdot \mathbf{u} + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \mu l^2 \nabla^2 \nabla \times \nabla \times \mathbf{u} = 0 \quad (3)$$

Any solution \mathbf{u} of equation (3) is representable as [1]

$$\mathbf{u} = \mathbf{B} - l^2 \nabla \nabla \cdot \mathbf{B} - \frac{(\lambda + \mu)}{2(\lambda + 2\mu)} \nabla [\mathbf{r} \cdot (1 - l^2 \nabla^2) \mathbf{B} + B_0] \quad (4)$$

where \mathbf{r} is the spatial position vector, and \mathbf{B} and B_0 are the vector and scalar functions, respectively, characterized by

$$(1 - l^2 \nabla^2) \nabla^2 \mathbf{B} = 0 \quad \text{and} \quad \nabla^2 B_0 = 0 \quad (5)$$

Let τ^A be the antisymmetric part of τ and $(\mu : \mathbf{I})$ the scalar of μ . Neither of them appears in the equation of equilibrium (1), and they are only related by

$$\tau^A = \frac{1}{2} \mathbf{I} \times [2\mu l^2 \nabla^2 \nabla \times \mathbf{u} + \frac{1}{3} \nabla (\mu : \mathbf{I})] \quad (6)$$

Namely, τ^A and $(\mu : \mathbf{I})$ cannot be determined independently. This is the reason why the couple-stress theory is said to be indeterminate.

Analysis

Consider a homogeneous and isotropic medium that occupies a "real-domain" R bounded by a closed smooth "real-

Now we can get the solution of a concentrated force \mathbf{F} acting at the origin in an infinite medium [1] by

$$\mathbf{B} = \mathbf{F}[(1 - e^{-r/l})/r], \quad B_0 = 0$$

where r is a magnitude of a spatial position vector, and also that of a concentrated couple \mathbf{C} [1] by

$$\mathbf{B} = -\mathbf{C} \times \nabla [(1 - e^{-r/l})/r], \quad B_0 = 0$$

In the linear, couple-stress theory, we can superpose these solutions. Therefore, according to the "indirect fictitious-boundary integral method," a continuous distribution of surface densities $\xi^*(\mathbf{q}^*)$ and $\zeta^*(\mathbf{q}^*)$, corresponding to concentrated force and couple, over a surface S^* generates the potential \mathbf{B} for the present solution as follows:

$$\begin{aligned} \mathbf{B}(\mathbf{P}) = & \int_{S^*} [\xi^*(\mathbf{q}^*)(1 - e^{-r_0/l})/r_0] dS^*(\mathbf{q}^*) \\ & + \int_{S^*} \zeta^*(\mathbf{q}^*) \times \nabla [(1 - e^{-r_0/l})/r_0] dS^*(\mathbf{q}^*) \end{aligned} \quad (7)$$

$$B_0(\mathbf{P}) = 0$$

where $\xi^*(\mathbf{q}^*)$ and $\zeta^*(\mathbf{q}^*)$ are Hölder continuous vector densities at \mathbf{q}^* , \mathbf{P} and \mathbf{q}^* are the vector variables specifying points in R and on S^* , respectively, r_0 is the distance between \mathbf{P} and



軸対称引張り

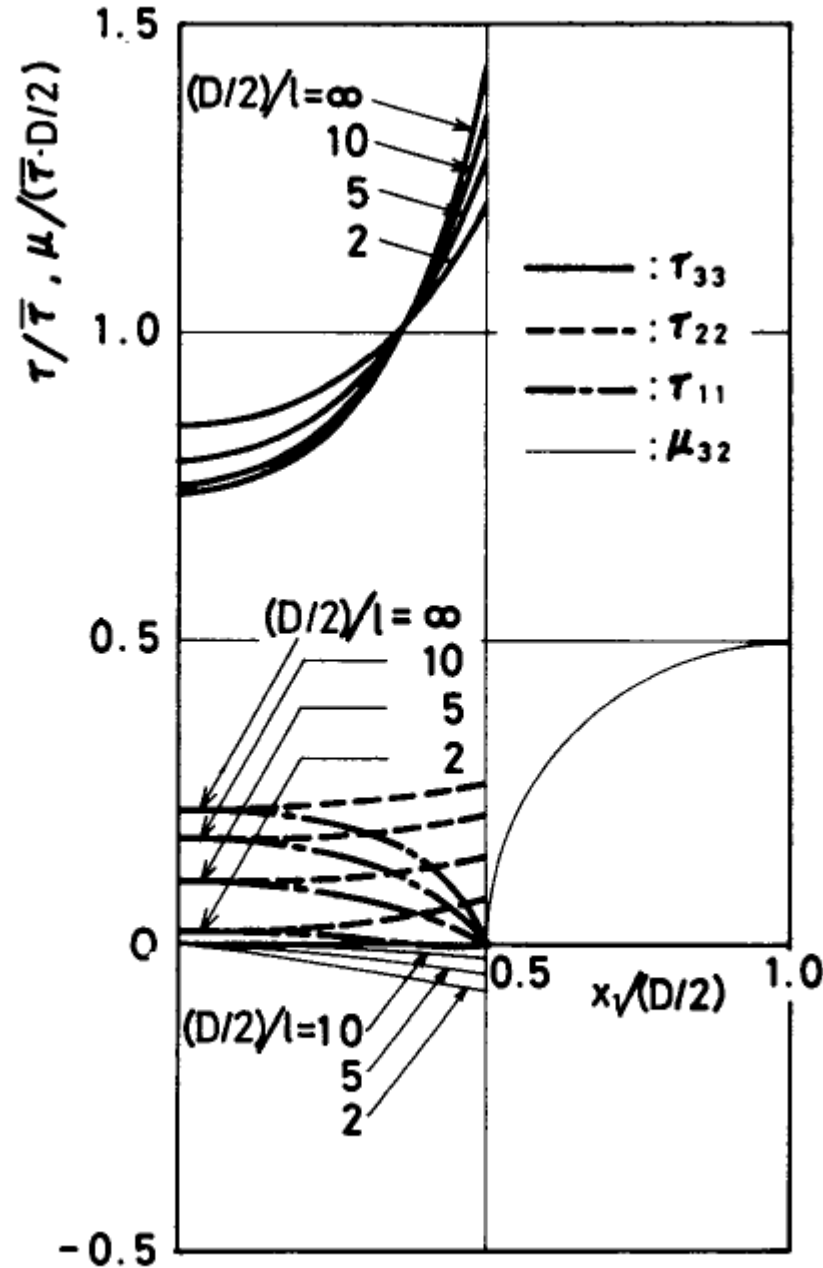


Fig. 7 Stress distributions along X_1 axis for various values of $(D/2)/l$ with $\nu = 0.3$ and $\eta_r = 0.0$

軸対称ねじり

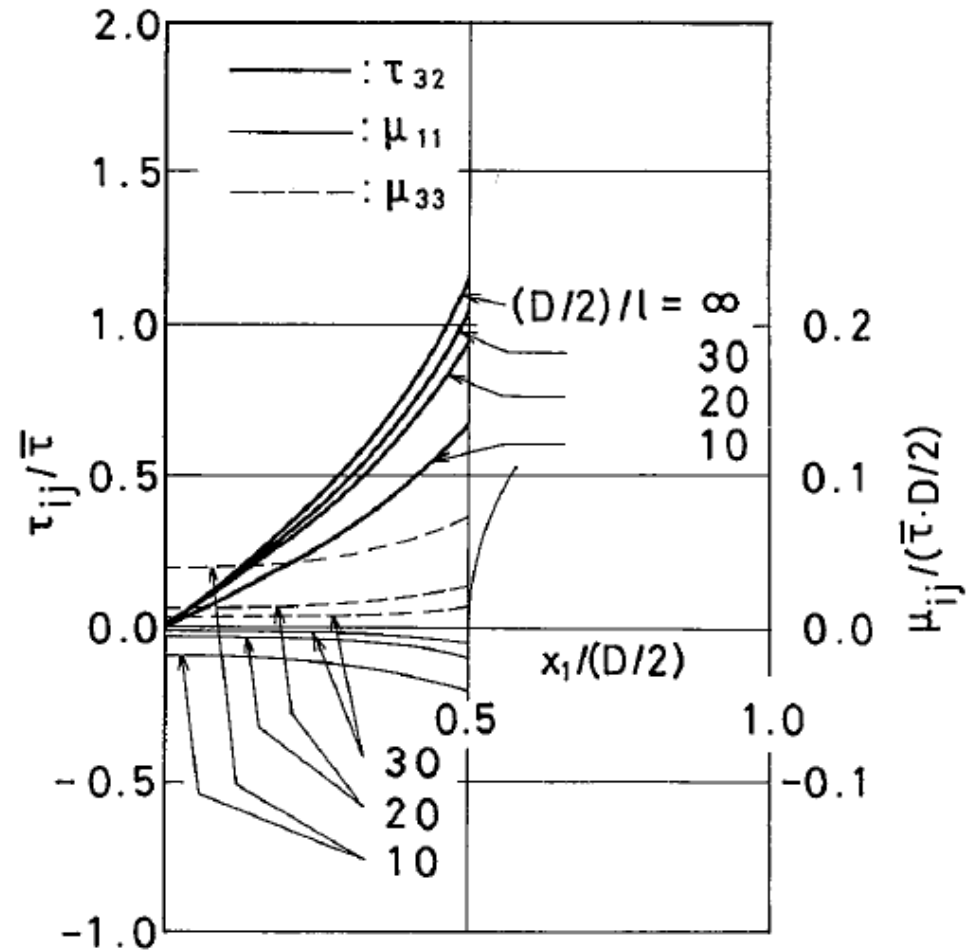


Fig. 9. Force and couple stress distributions along x_1 axis with $a/(D/2) = 0.5$, $b/(D/2) = 0.5$ and $\eta_r = 0.0$.

軸対称引張り

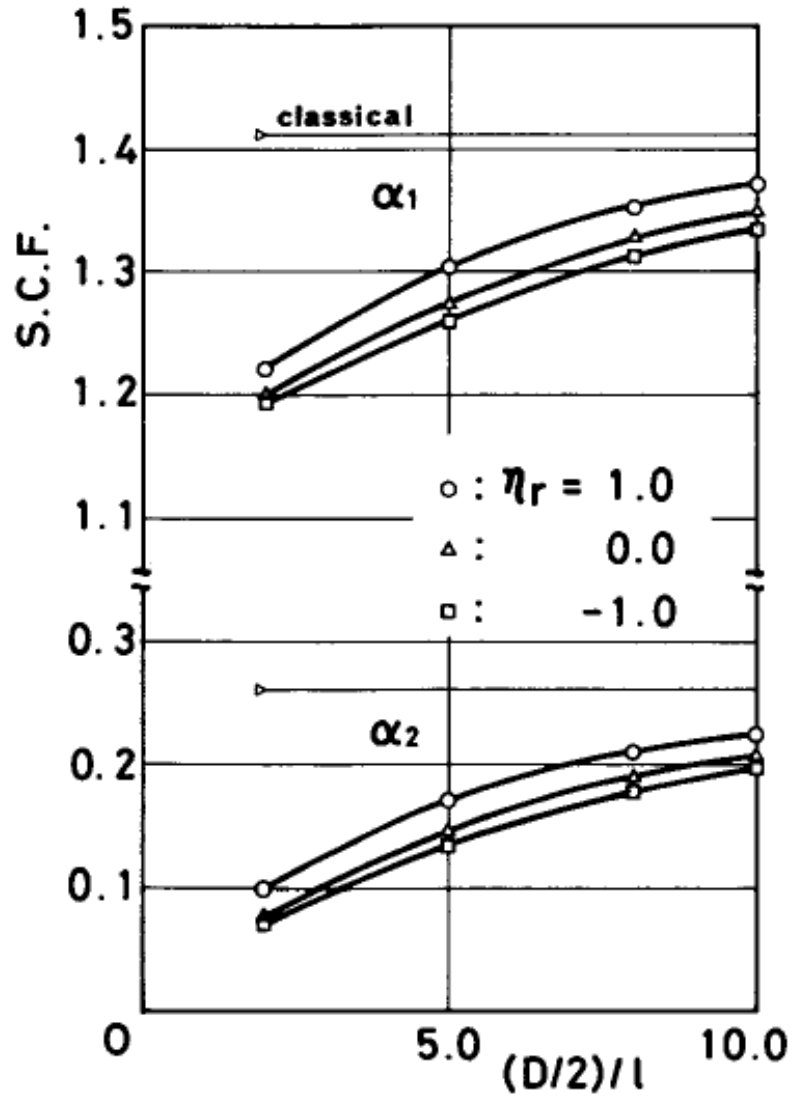


Fig. 4 Stress concentration factors, α_1 and α_2 , versus $(D/2)/l$ for various value of η_r with $\nu = 0.3$

軸対称ねじり

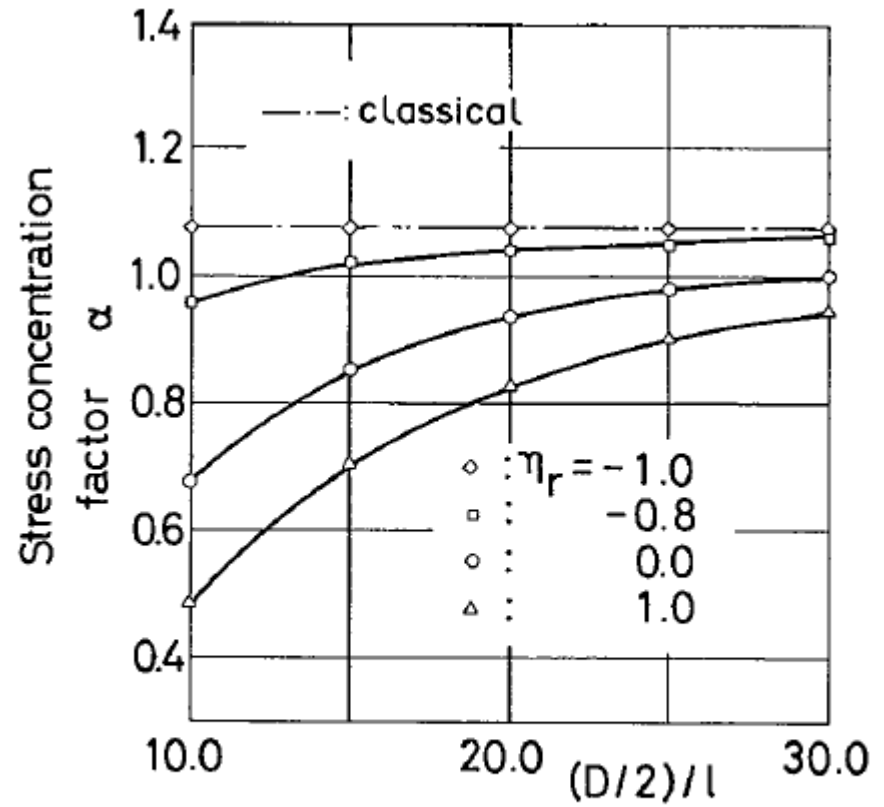


Fig. 4. Stress concentration factors with $a/(D/2) = 1.0$ and $b/(D/2) = 0.5$.



1985







1977



1978



1977



1978



1979





1977



1978



1979



1980



1981











1982



1983



1984



1985



1986

“FRACTURE”

Ed. H. Liebowitz
Academic Press
1968

CHAPTER 7

THEORY OF MICROPOLAR ELASTICITY

A. Cemal Eringen

I. Introduction	622
II. Deformation and Microdeformation	626
III. Strain and Microstrain Tensors	631
IV. Micropolar Strains and Rotations	635
V. Geometrical Meaning of Micropolar Strains and Rotations	640
VI. Invariants of Strain Tensors	646
VII. Volume Changes	648
VIII. Compatibility Conditions	650
IX. Some Special Deformations	652
A. Rigid Deformation	652
B. Isochoric Deformation	653
C. Homogeneous Strain	653
D. Plane Strain	658
X. Motion, Micromotion, and the Material Derivative of Tensors	659
XI. Velocity, Acceleration, Microrotation, and Spin	661
XII. Material Derivative of Arc Length	665
XIII. Rates of Strain Measures	669
XIV. External and Internal Loads	670
XV. Mechanical Balance Laws	674
XVI. Stress and Couple Stress	679
XVII. Local Balance Laws	683
XVIII. Conservation of Energy	686
XIX. Principle of Entropy	688
XX. Theory of Micropolar Elasticity	690
XXI. Restrictions on Micropolar Elastic Moduli	693
XXII. Field Equations, Boundary and Initial Conditions	695
XXIII. Indeterminate Couple Stress Theory	698
XXIV. Propagation of Waves in an Infinite Micropolar Elastic Solid	702
XXV. Reflection of a Longitudinal Displacement Wave	707
XXVI. Micropolar Surface Waves	711
XXVII. Stress Concentration around a Circular Hole	713
XXVIII. Galerkin and Papkovitch Representations	719
XXIX. A Micropolar Infinite Solid Subjected to a Concentrated Force and a Concentrated Couple	722
A. Concentrated Force	722
B. Concentrated Couple	724

Hence,

$$\underline{(\lambda + 2\mu + \kappa) \nabla \nabla \cdot \mathbf{u} - (\mu + \kappa) \nabla \times \nabla \times \mathbf{u} + \kappa \nabla \times \boldsymbol{\phi} + \rho(\mathbf{f} - \ddot{\mathbf{u}}) = 0} \quad (22.5)$$

$$\underline{(\alpha + \beta + \gamma) \nabla \nabla \cdot \boldsymbol{\phi} - \gamma \nabla \times \nabla \times \boldsymbol{\phi} + \kappa \nabla \times \mathbf{u} - 2\kappa \boldsymbol{\phi} + \rho(1 - j)\ddot{\boldsymbol{\phi}} = 0} \quad (22.6)$$

XXIX. A Micropolar Infinite Solid Subjected to a Concentrated Force and a Concentrated Couple

$$\left\{ \begin{aligned} \mathbf{u} &= \frac{2\lambda + 6\mu + 3\kappa}{8\pi(2\mu + \kappa)(\lambda + 2\mu + \kappa)} \frac{\mathbf{F}}{R} + \frac{2\lambda + 2\mu + \kappa}{8\pi(2\mu + \kappa)(\lambda + 2\mu + \kappa)} \frac{\mathbf{F} \cdot \mathbf{x}}{R^3} \mathbf{x} \\ &\quad + \frac{\gamma}{4\pi(2\mu + \kappa)^2} \nabla \times \{ \nabla \times [(\mathbf{F}/R)(e^{-R/l} - 1)] \} \\ \boldsymbol{\phi} &= \frac{1}{4\pi(2\mu + \kappa)} \nabla \times [(\mathbf{F}/R)(1 - e^{-R/l})] \end{aligned} \right. \quad (29.9)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \mathbf{u} &= \frac{1}{4\pi(2\mu + \kappa)} \nabla \times [(\mathbf{M}/R)(1 - e^{-R/l})] \\ \boldsymbol{\phi} &= \frac{1}{8\pi\kappa} \nabla \{ \mathbf{M} \cdot \nabla [(1/R)(e^{-R/h} - 1)] \} \\ &\quad + \frac{\mu + \kappa}{4\pi(2\mu + \kappa)\kappa} \nabla \times \{ \nabla \times [(\mathbf{M}/R)(1 - e^{-R/l})] \} \end{aligned} \right. \quad (29.14)$$





1987



1987



1988



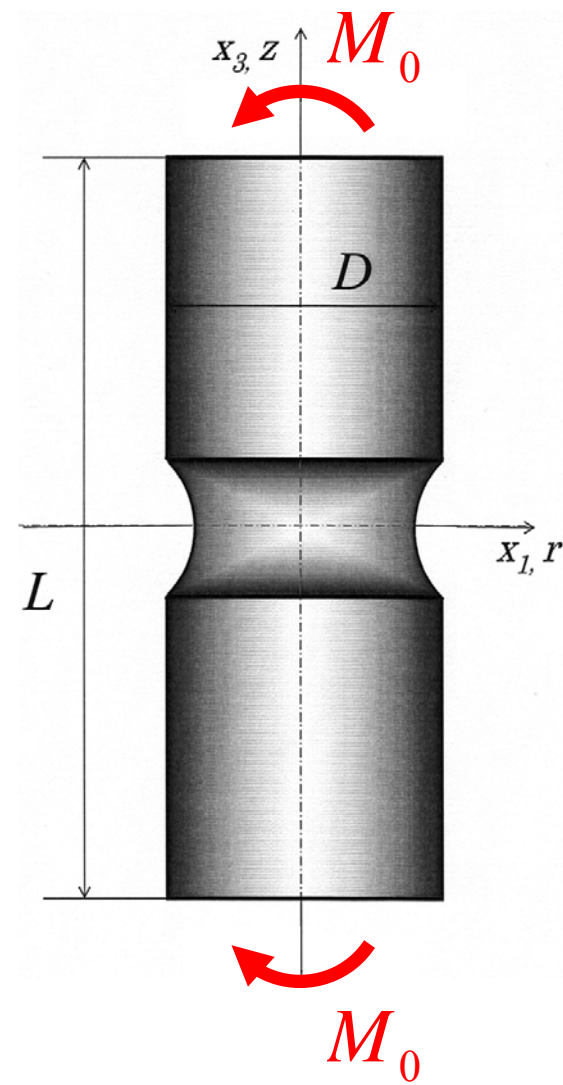
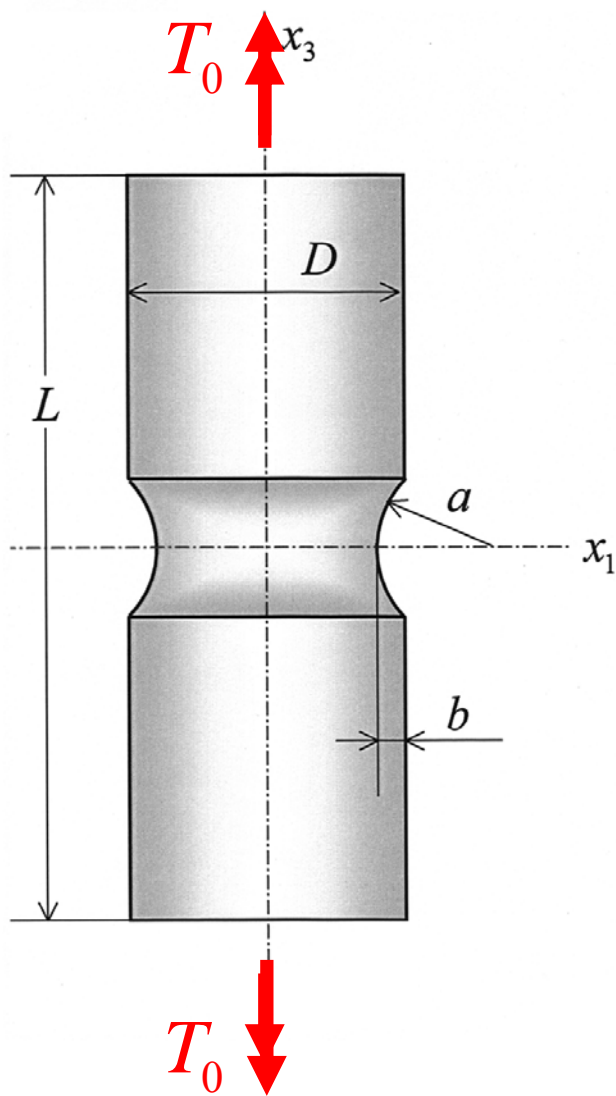
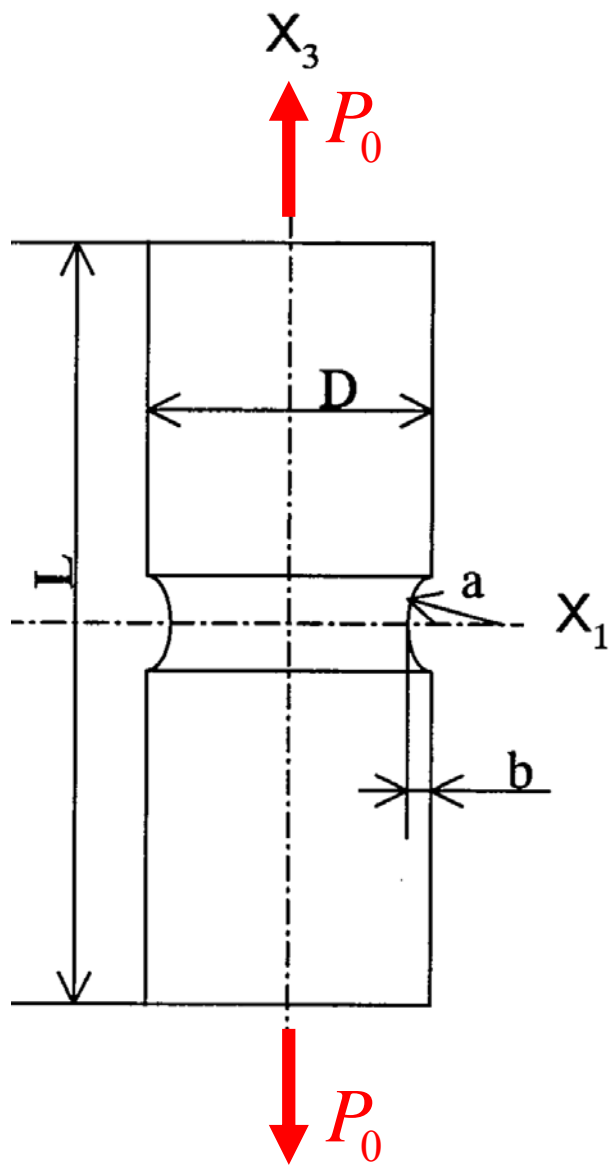
1988

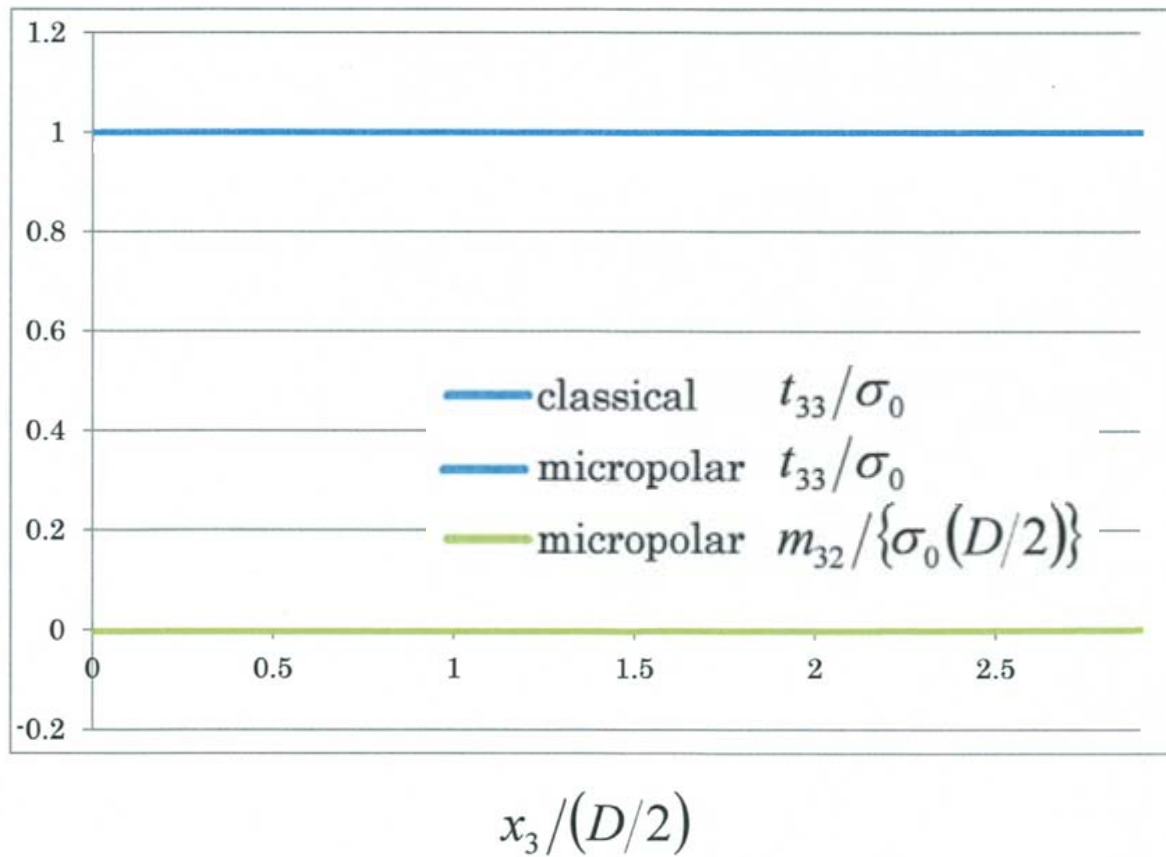
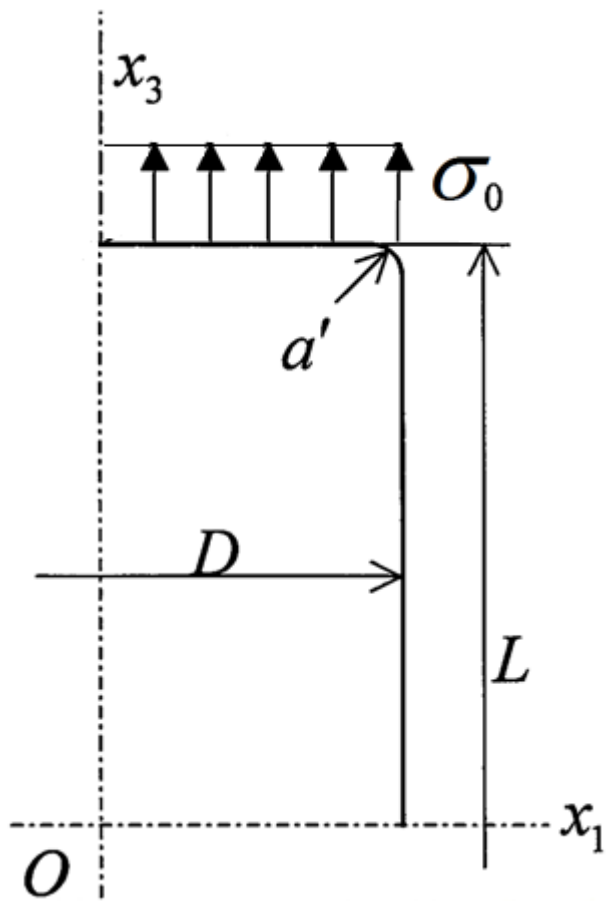
1990

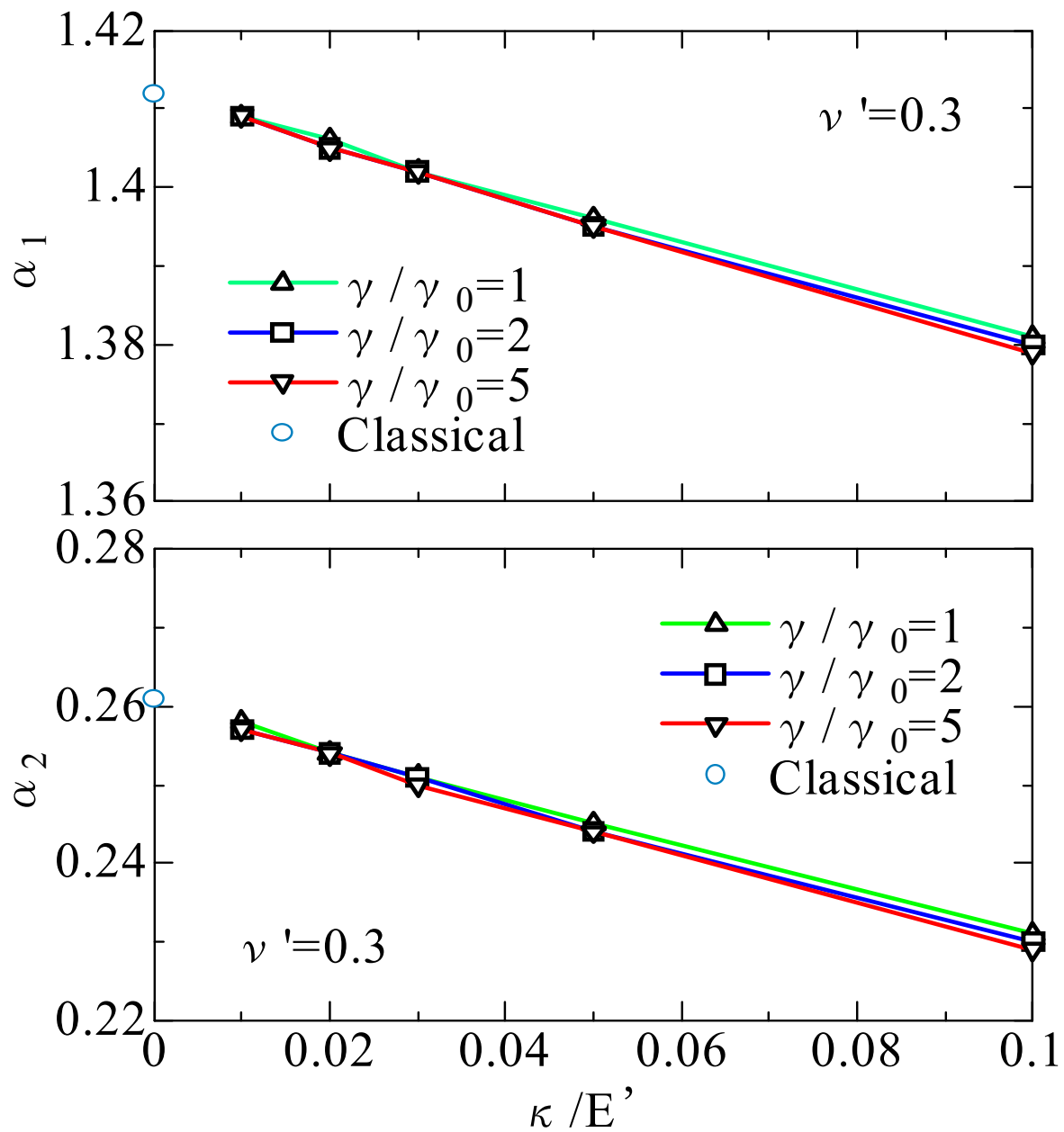
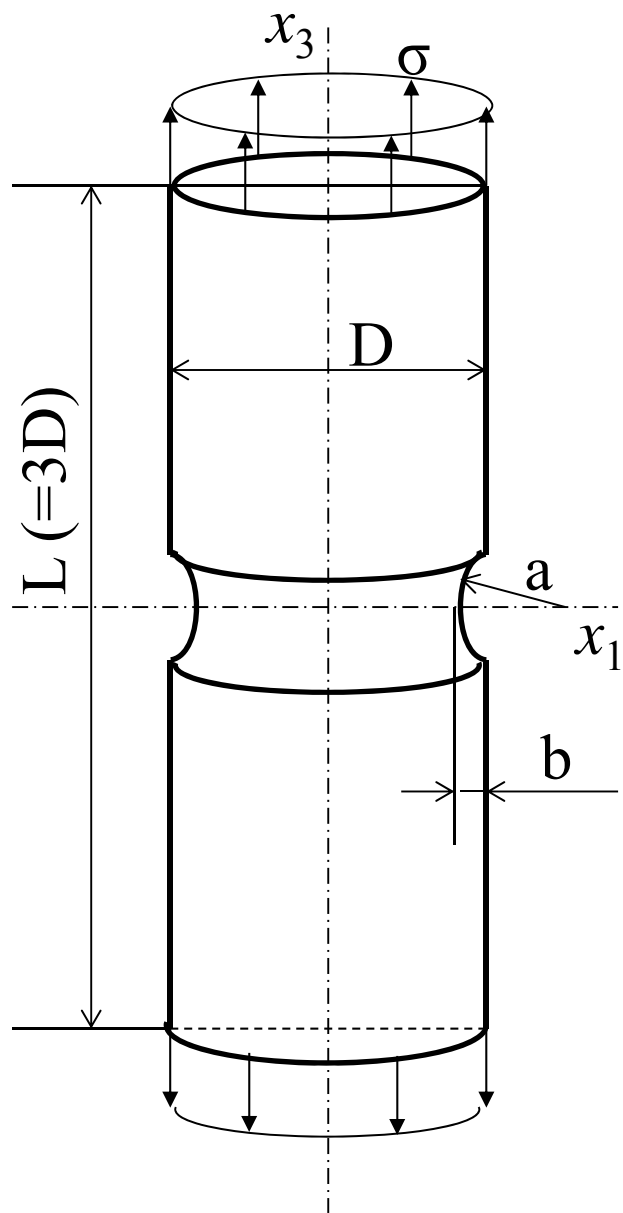


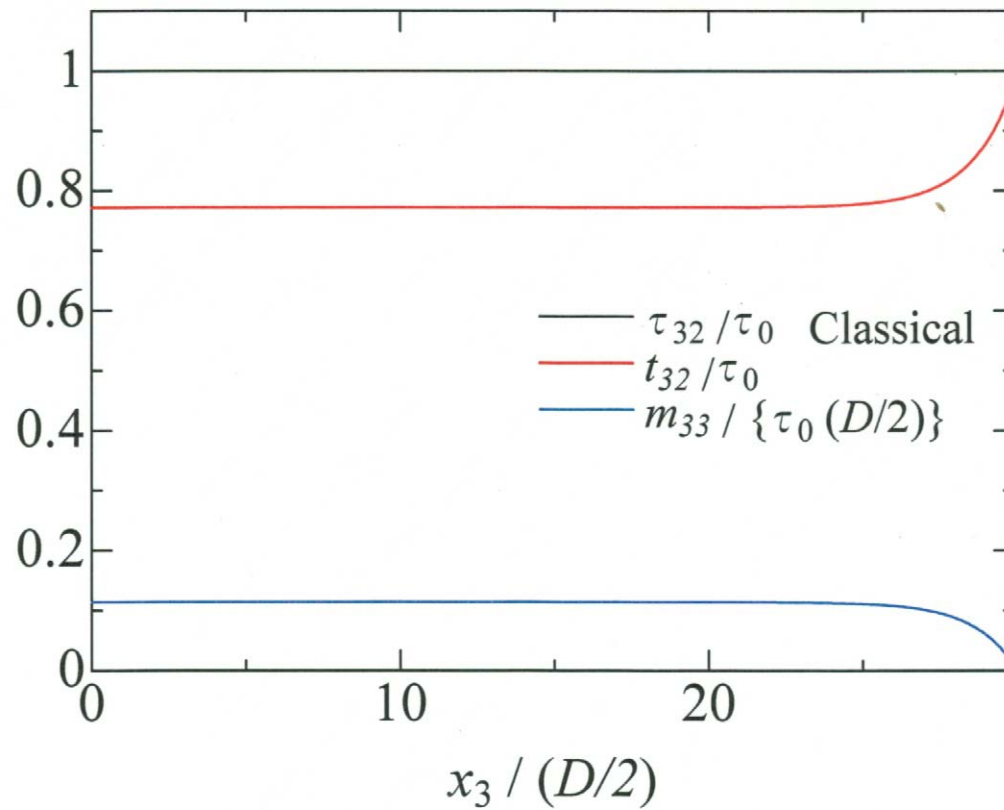
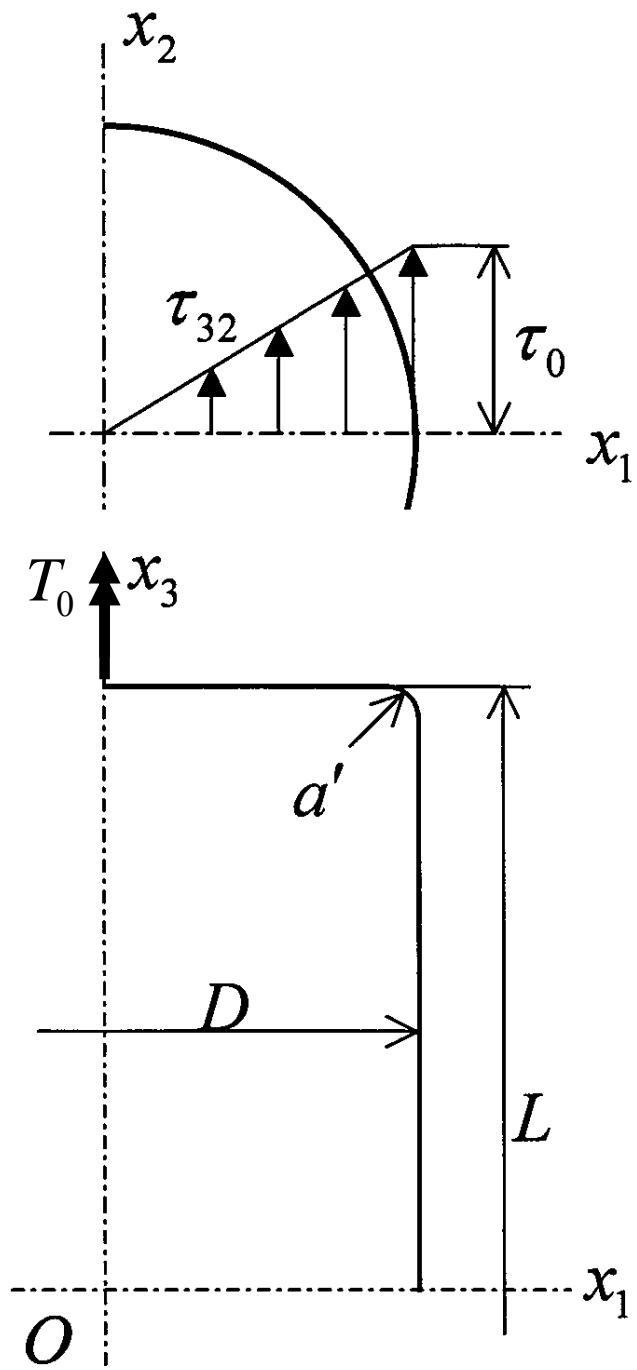




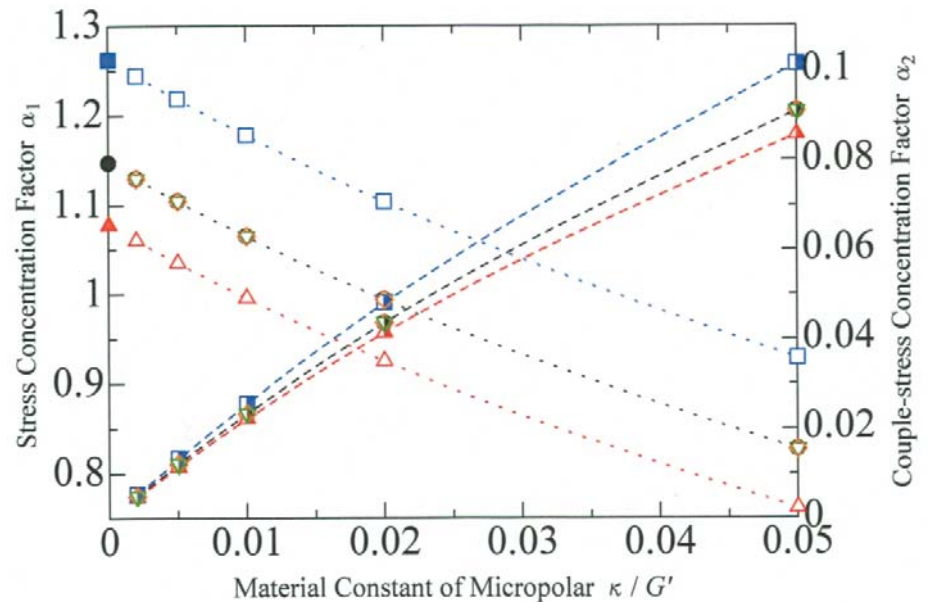
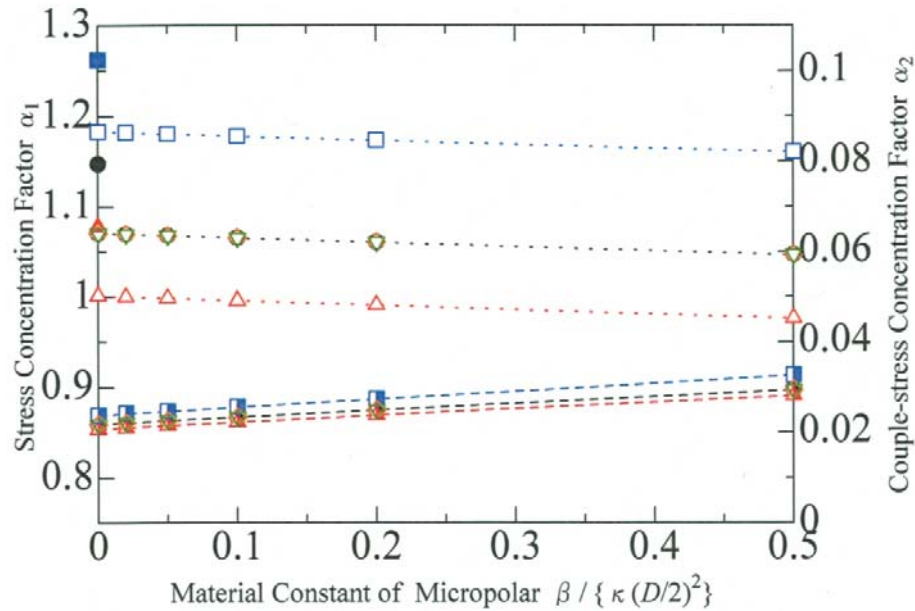
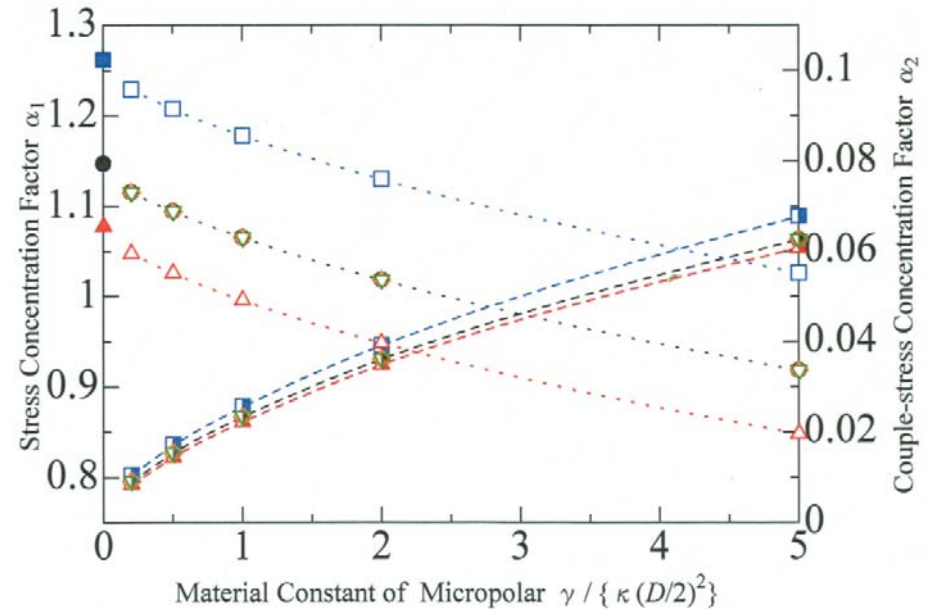
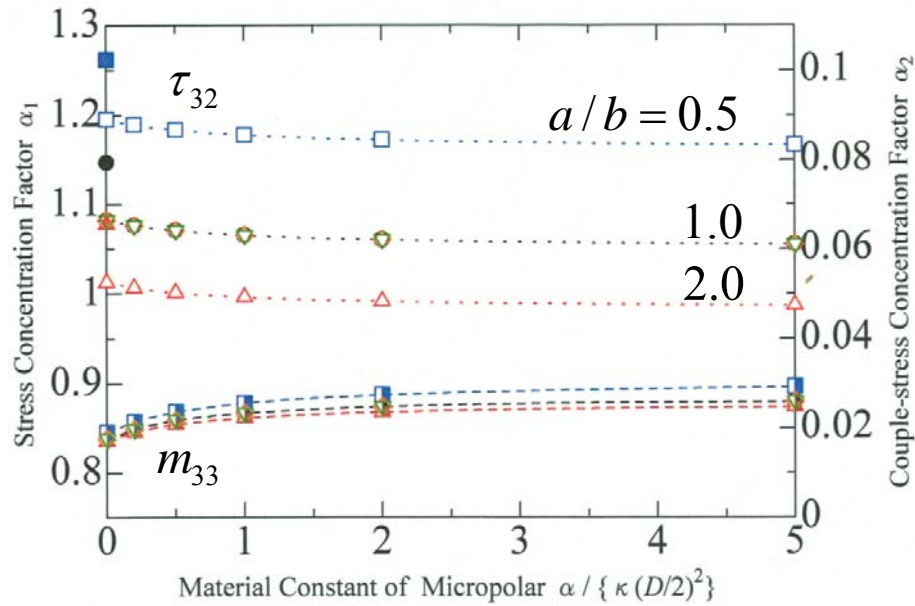


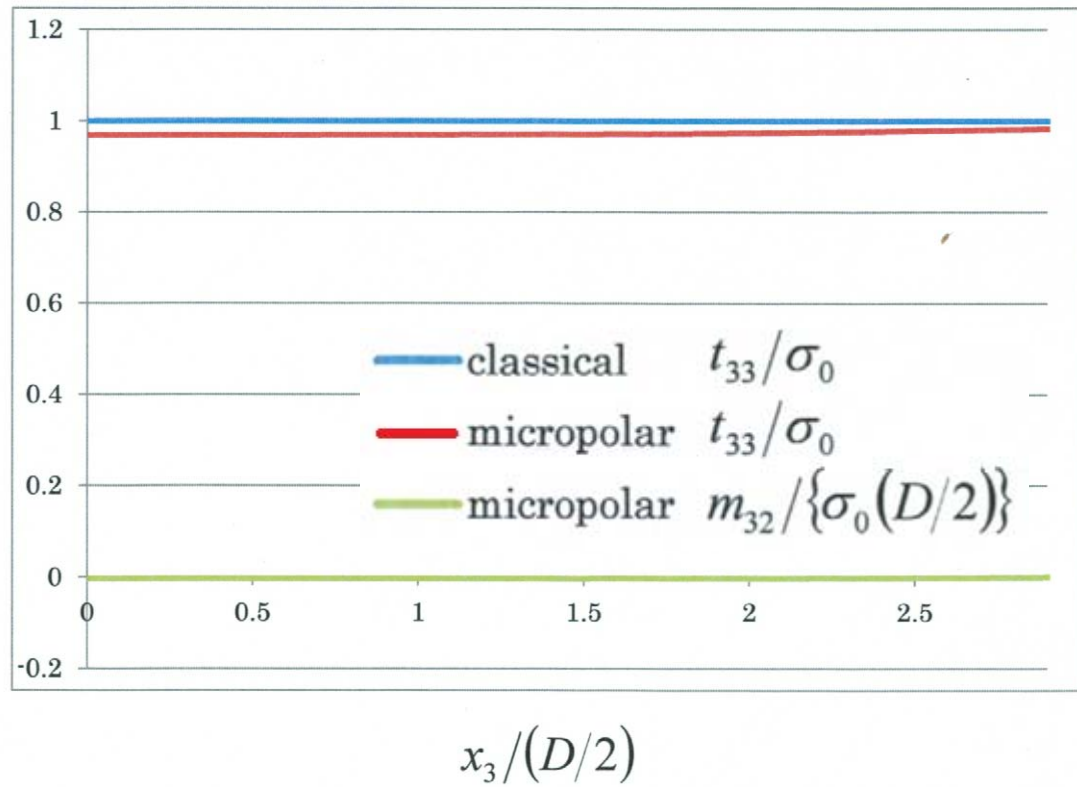
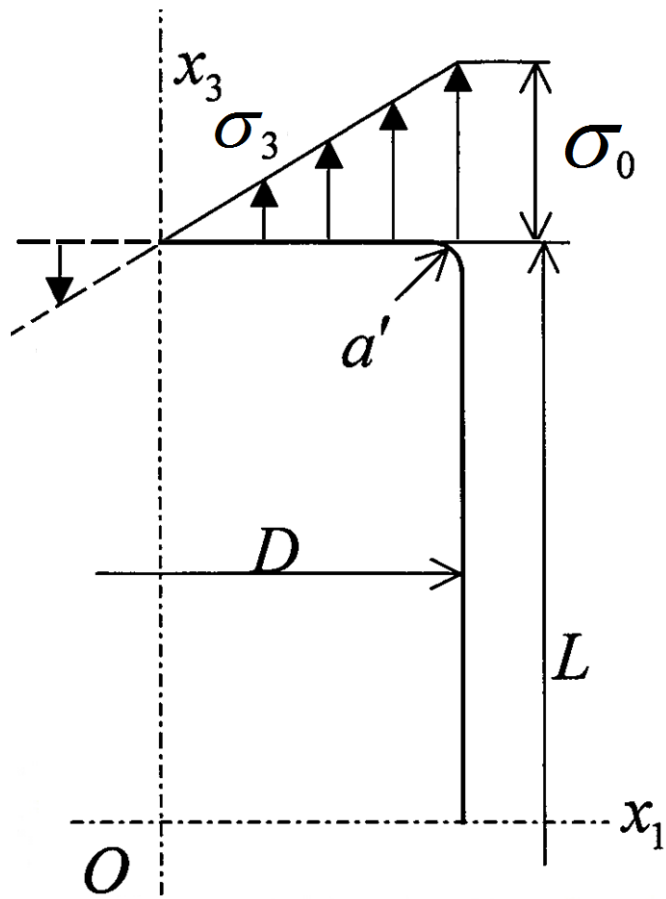


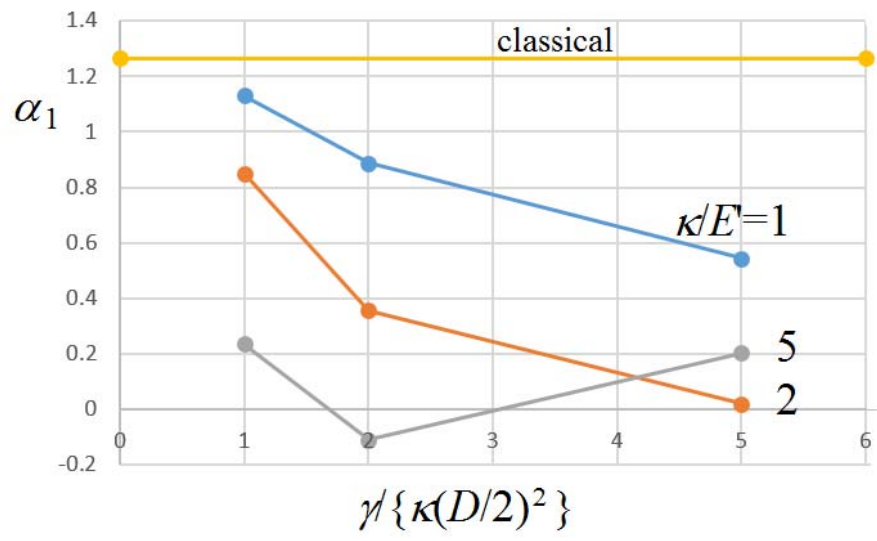




$$b/(D/2) = 0.5$$







To be continued !!

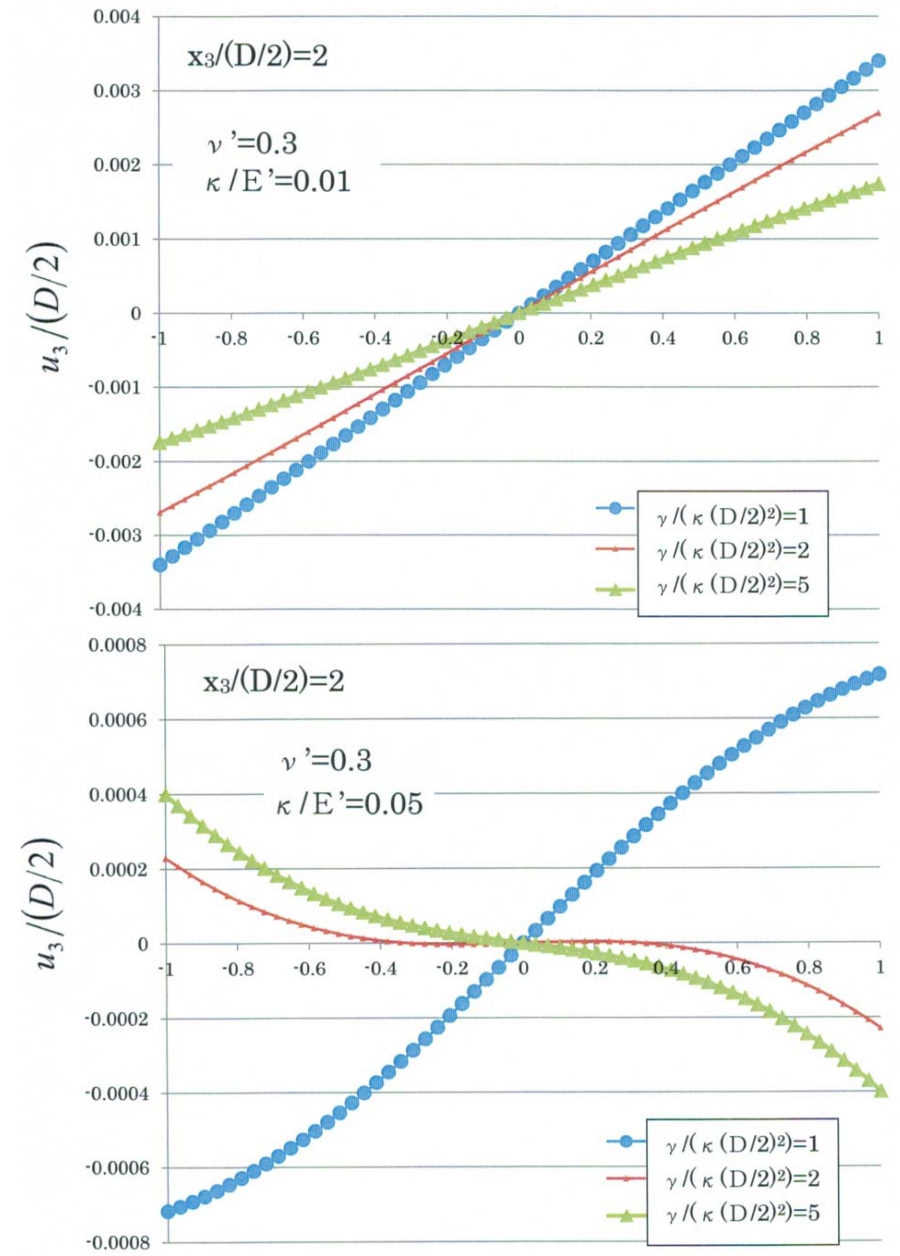


图 5-12 x_3 方向变位分布



2001



2002

二 次 元 弾 性 論

森 口 繁 一 著

生産技術センター新社

例 4 変位型クイチガイ $[\xi], [\eta]$ のある円輪の複素応力関数は?—

これって、転位?

(8.21), (13.8), (13.10), (13.13), (13.15) から,

$$\left. \begin{aligned} \varphi(z) &= \frac{E[\eta - i\xi]}{8\pi} \log z - \frac{E[\eta + i\xi]}{8\pi} \frac{z^2}{a^2 + b^2} \\ \psi(z) &= \frac{E[\eta + i\xi]}{8\pi} z \log z + \frac{E[\eta - i\xi]}{8\pi} \frac{a^2 b^2}{a^2 + b^2} \frac{1}{z} \end{aligned} \right\} \quad (13.34)$$

この場合、切り口に作用する力の合力は中心を通り、その成分は

$$X = \frac{E}{4\pi} \left(\log \frac{a}{b} - \frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2} \right) [\xi], \quad Y = \frac{E}{4\pi} \left(\log \frac{a}{b} - \frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2} \right) [\eta] \quad (13.35)$$

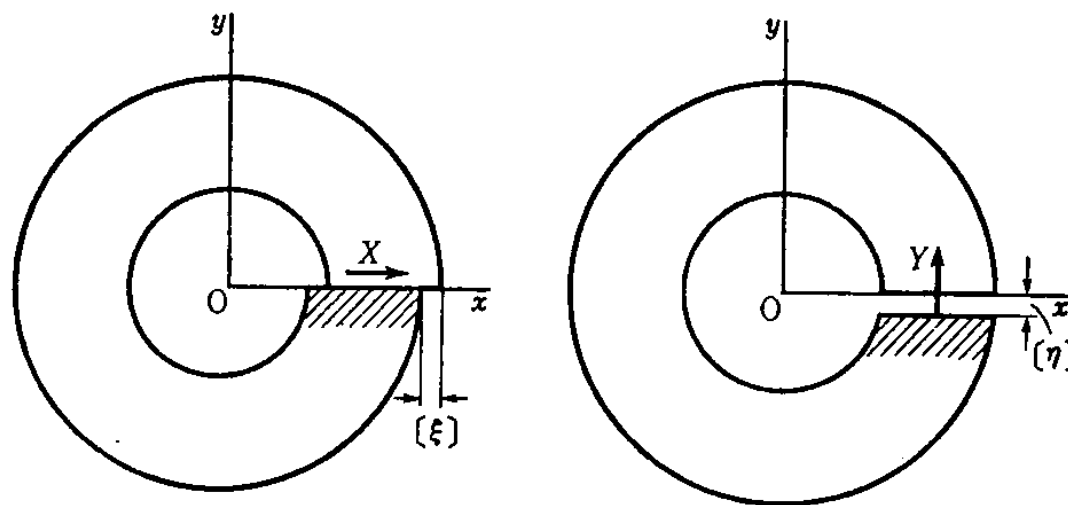


図 13.3

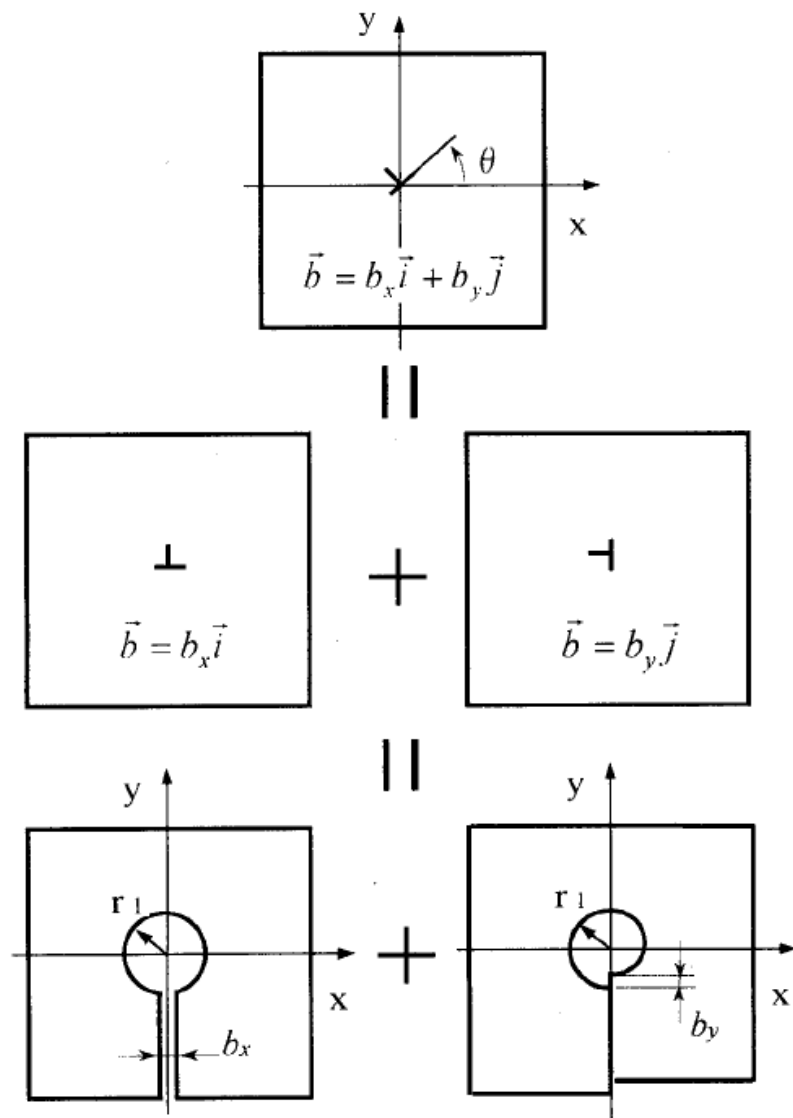
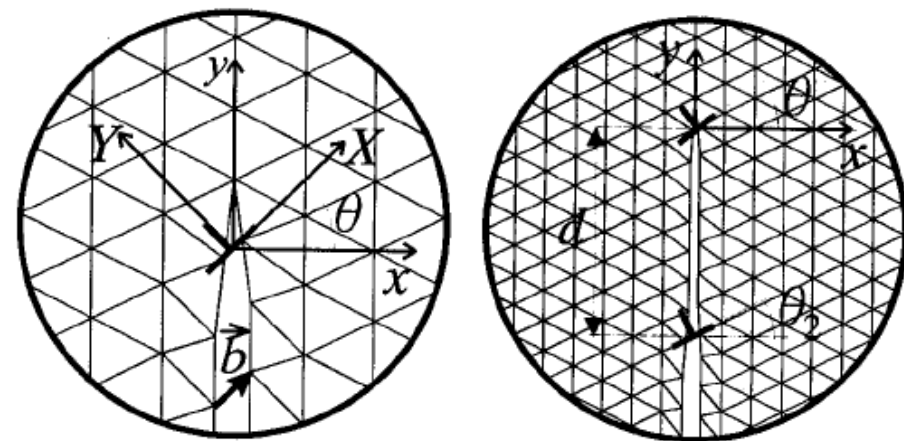


Fig. 2 Concept of inclined edge dislocation



(a) The case of one edge dislocation

(b) The case of two edge dislocations

Fig. 4 Details in region A near a tip of dislocation of displacement

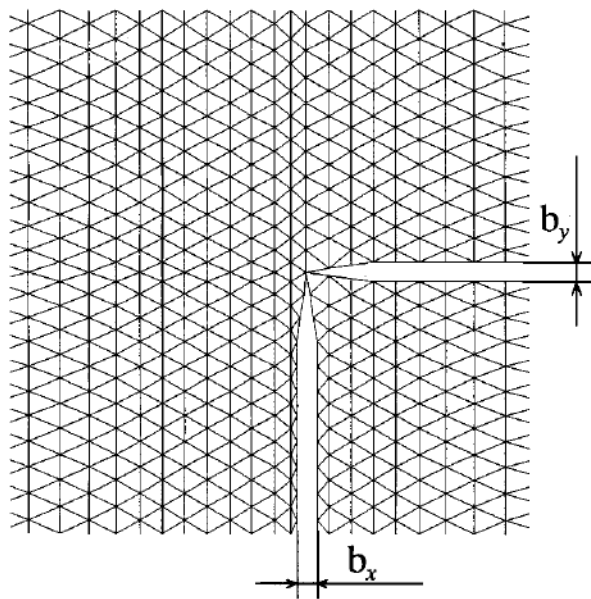
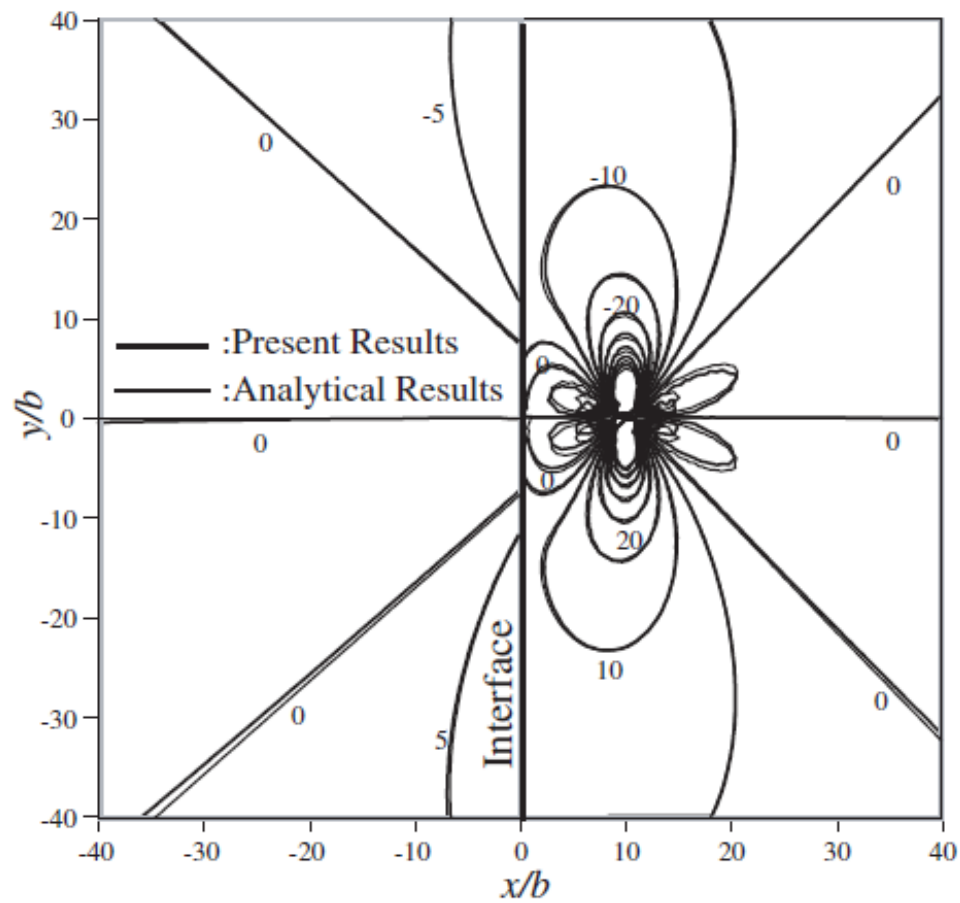
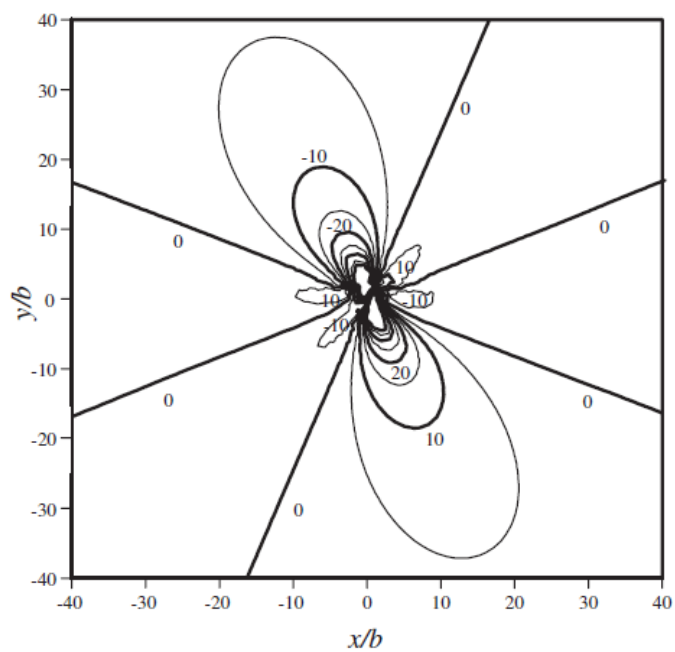


Figure 3. Configuration of a tip of dislocation of displacement.



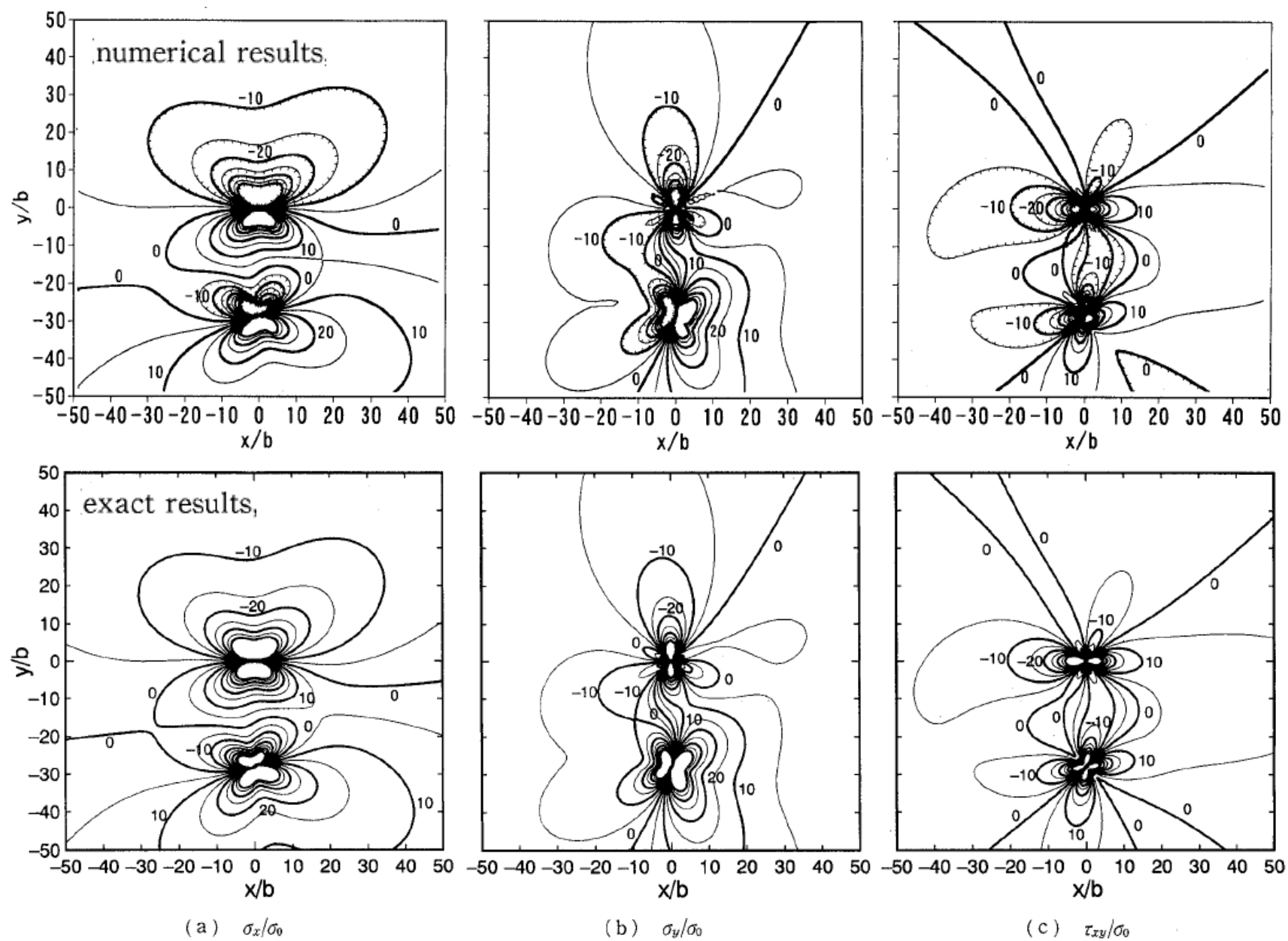
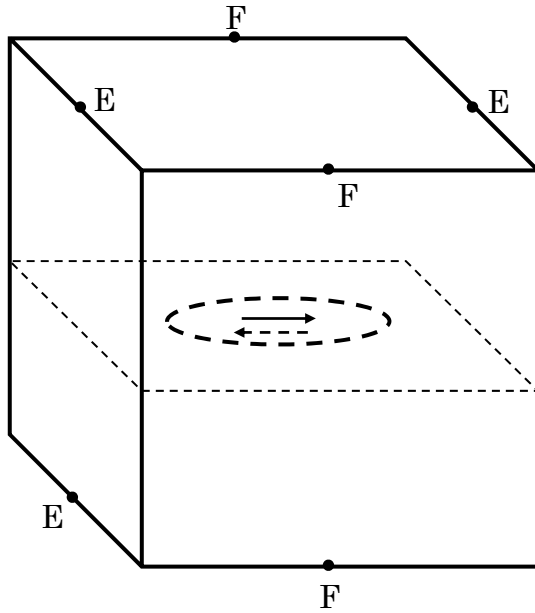


Fig. 13 Stress components in x - y coordinates system near two edge dislocations

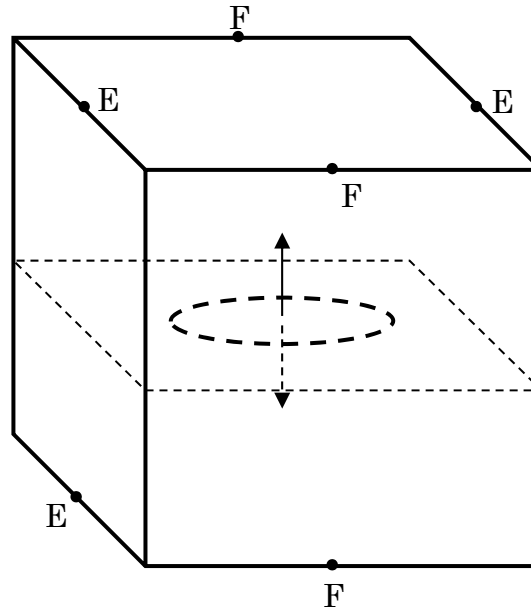
$(W/b \doteq L/b \doteq 1000)$

$(|\vec{b}_2| = |\vec{b}|, d/b = 28, \theta = 0, \theta_2 = \pi/4)$

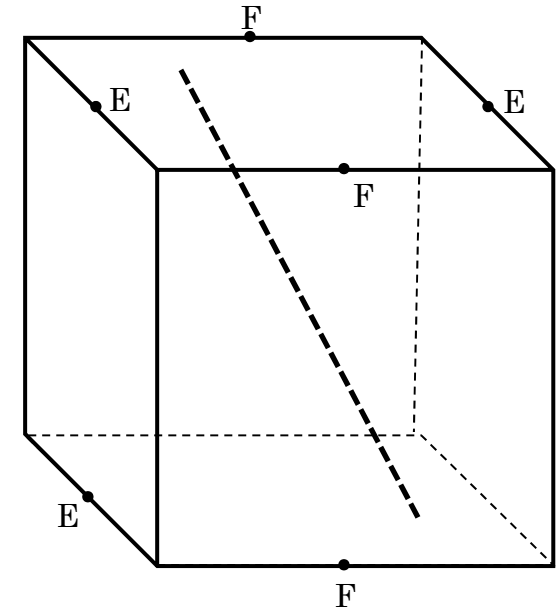
—三次元への拡張—



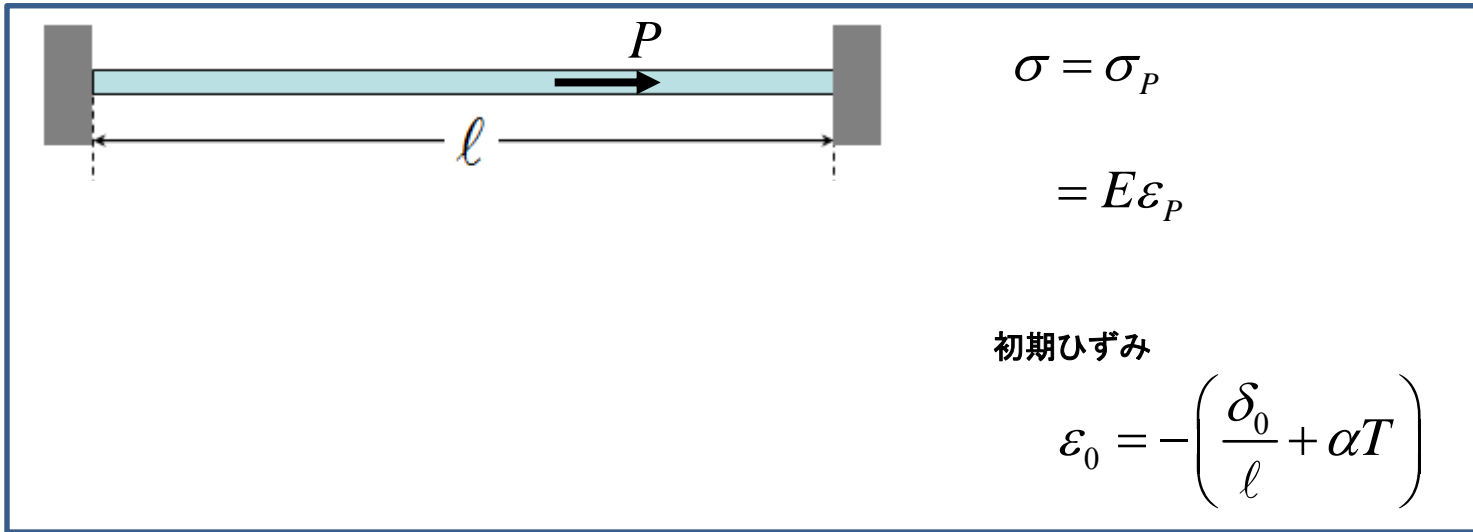
グライド転位ループ



プリズマティック転位ループ



表面へ貫通する転位線



マトリクス有限要素法

The finite element method in structural and continuum mechanics

O.C.ツィエンキーヴィッツ / Y.K.チューン 共著

東京大学名誉教授工博

吉識雅夫 監訳

3.2.3 初期ひずみ(とくに熱ひずみ) 初期ひずみ(initial strain)は応力*によらないひずみであって、多くの原因によって生じる。収縮、結晶の成長、とくに温度変化によるのが普通で、つぎの初期ひずみベクトルで表わされる。

$$\{\varepsilon_0\} = \begin{Bmatrix} \varepsilon_{x0} \\ \varepsilon_{y0} \\ \gamma_{xy0} \end{Bmatrix} \quad (3.11)$$

初期ひずみは、一般に要素内の位置によって変化するが、普通は平均値によって定義し、要素内では定数として扱う。このことは、すでに規定した変位関数によって課せられる一定ひずみの条件と首尾一貫するものである。

こうして、平面応力場では、熱膨張係数 α の等方性材料内の要素が θ^e の温度上昇を受ける場合の初期ひずみは

$$\{\varepsilon_0\} = \begin{Bmatrix} \alpha \theta^e \\ \alpha \theta^e \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (3.12)$$

熱膨張では、せん断ひずみを生じないので、 ε_0 のせん断成分は 0 である。

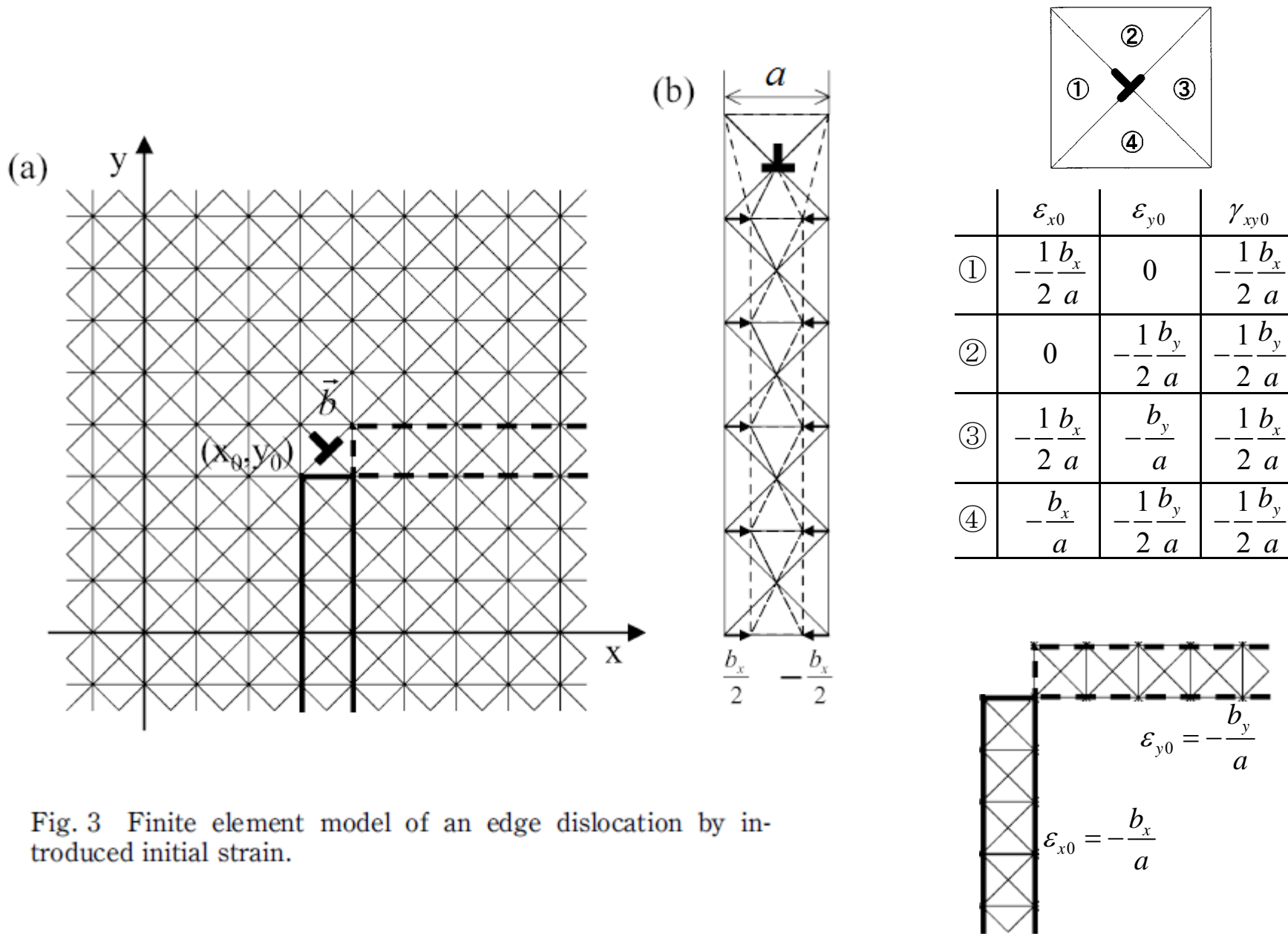
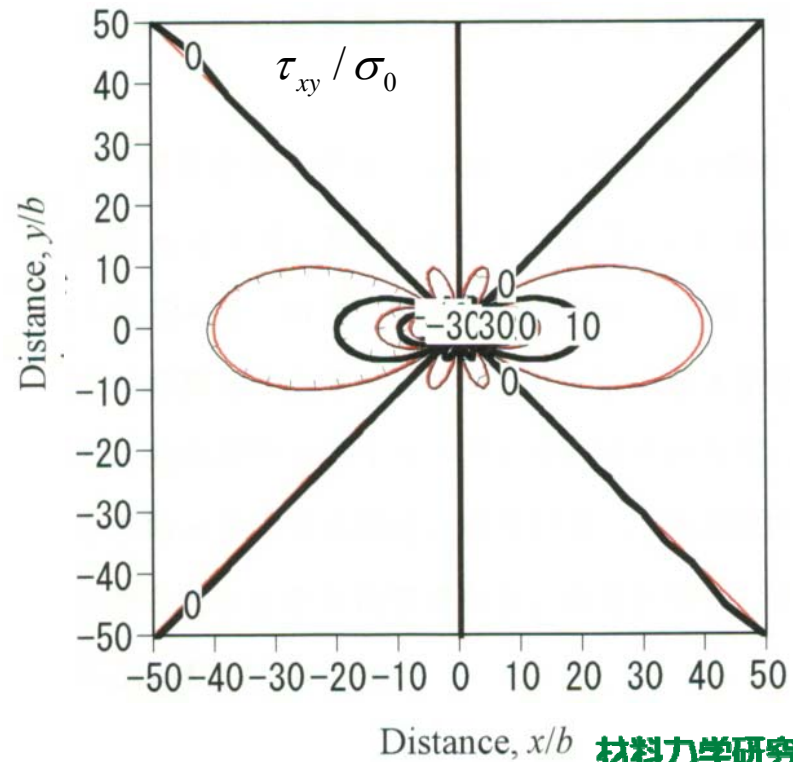
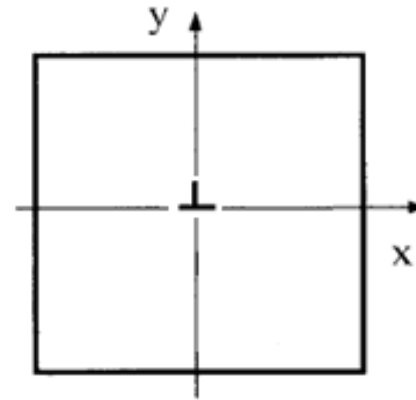
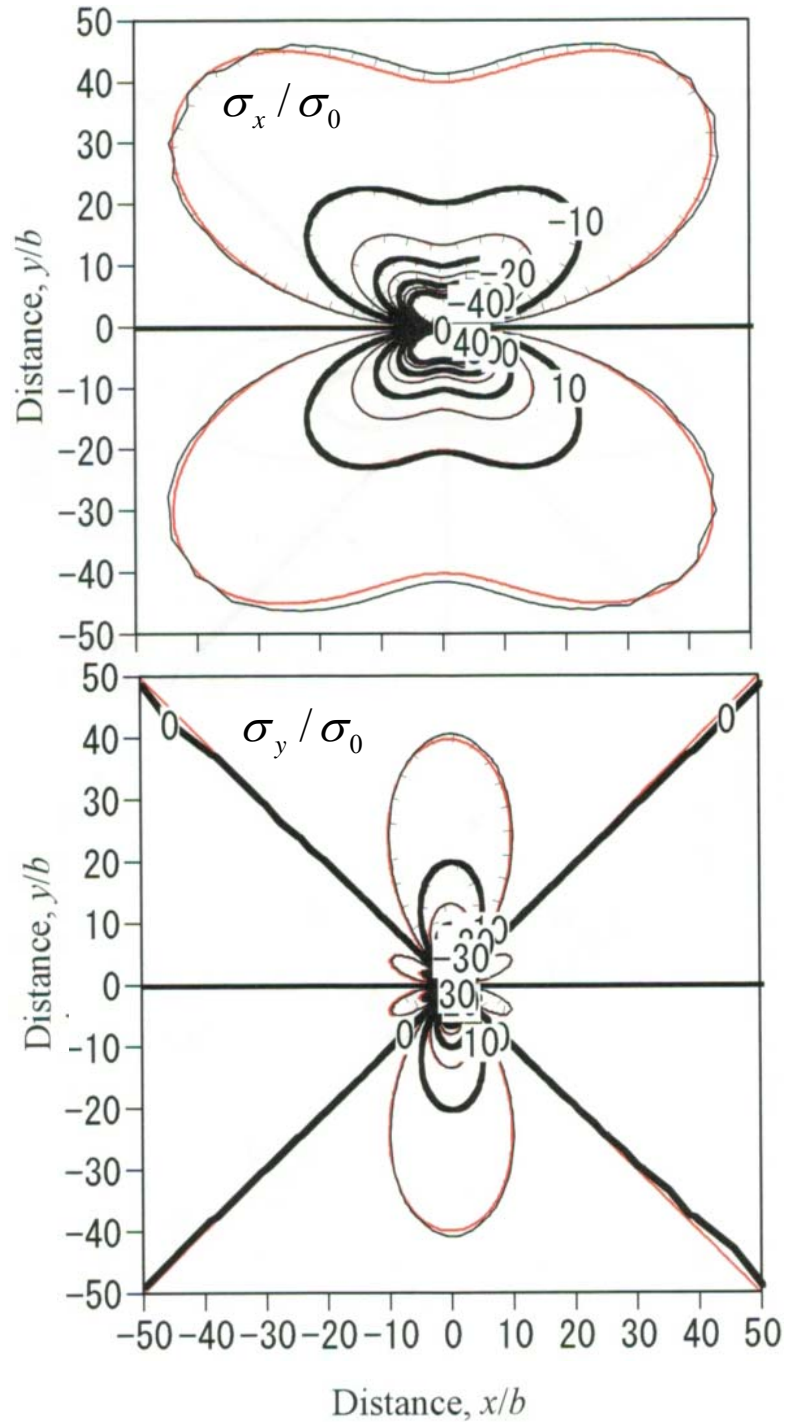
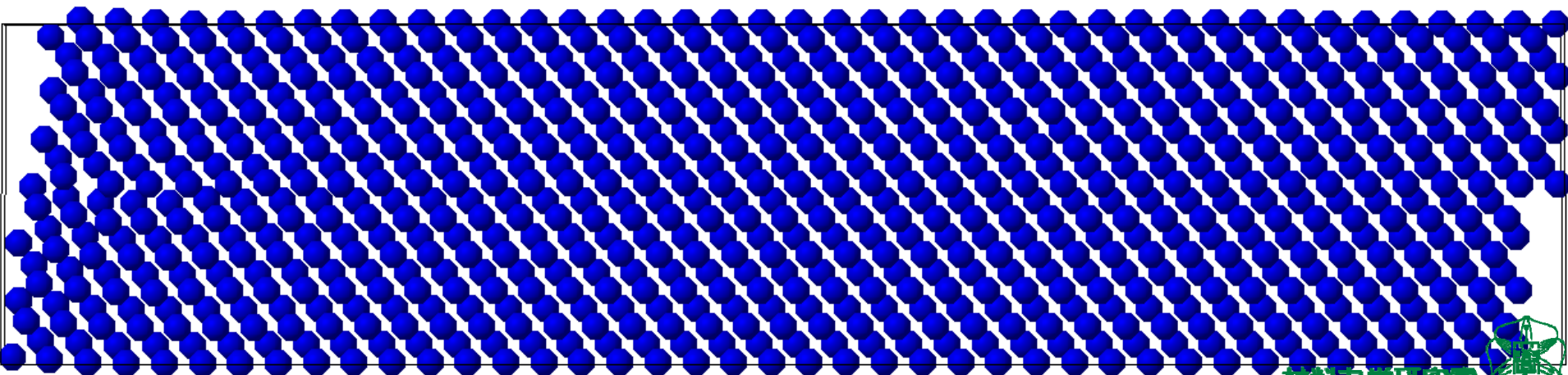
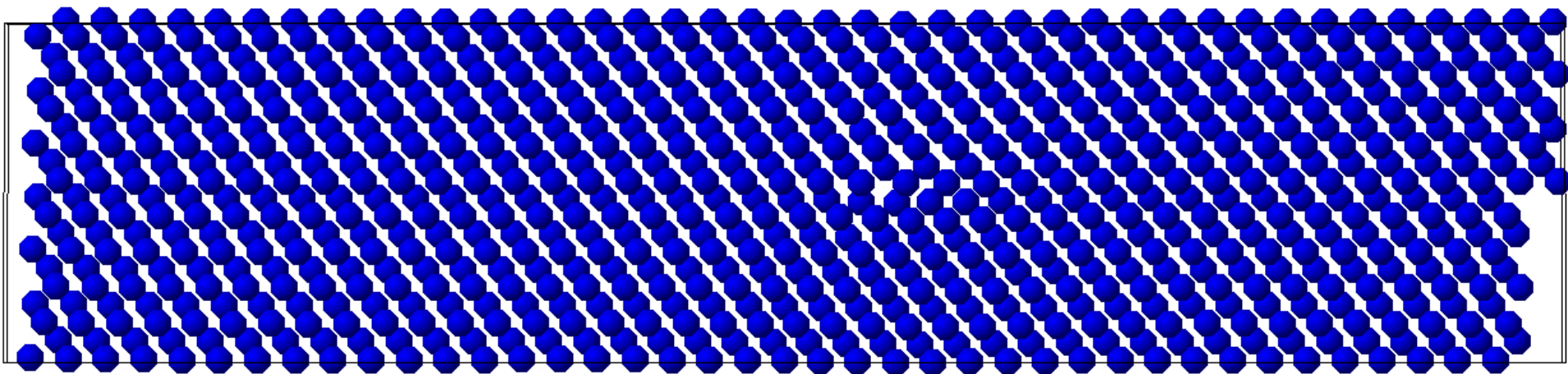
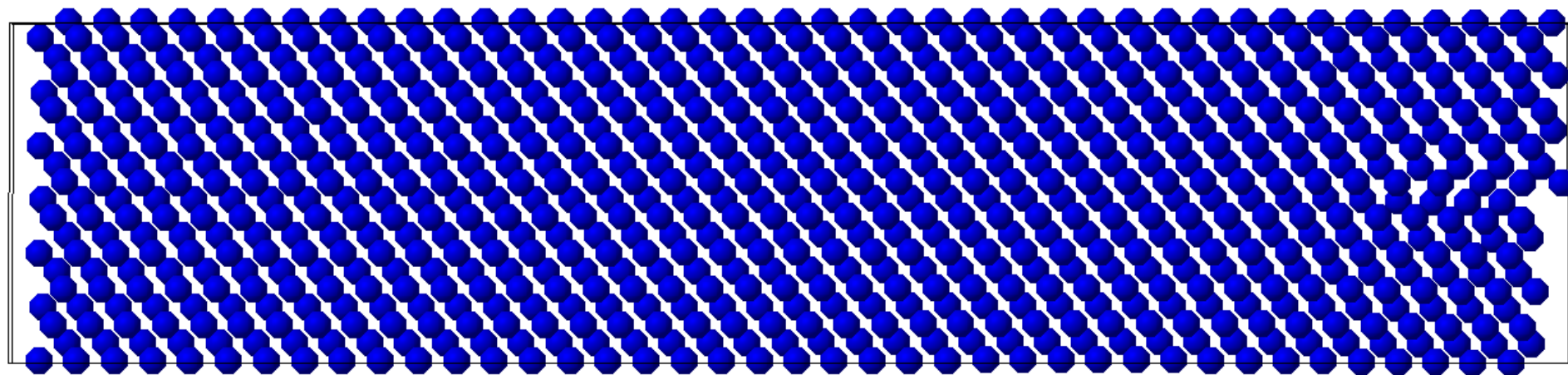


Fig. 3 Finite element model of an edge dislocation by introduced initial strain.

初期ひずみ法

刃状転位のまわりの応力場





これって、き裂？

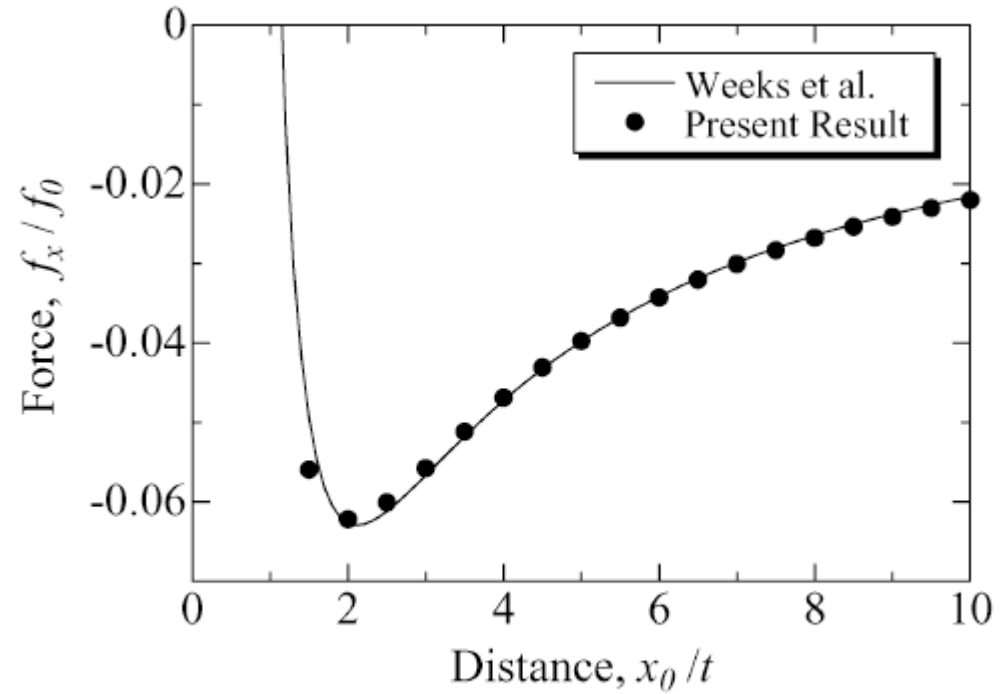
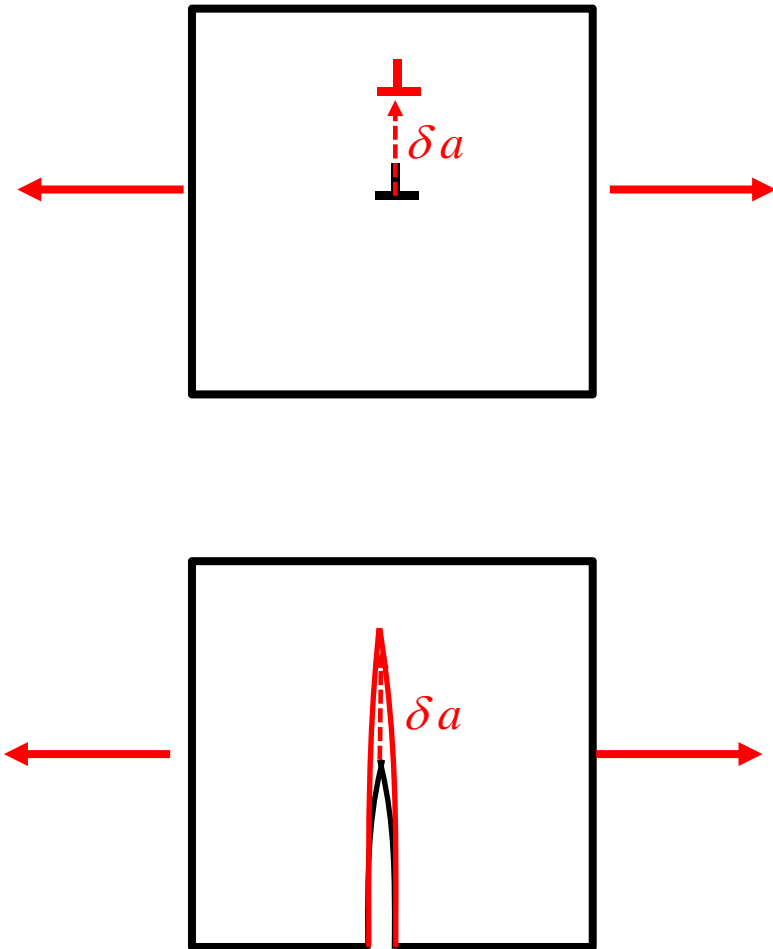


Fig. 4 Force on the dislocation in the x -axis direction ($l/t=5000, \Gamma_2=0, \Gamma_3=5, \alpha=0$).

$$J = \int_{\Gamma} \left[W dy - \vec{\mathbf{T}} \cdot \frac{\partial \vec{\mathbf{u}}}{\partial x} dc \right] = \frac{\partial \Pi^*}{\partial a}$$

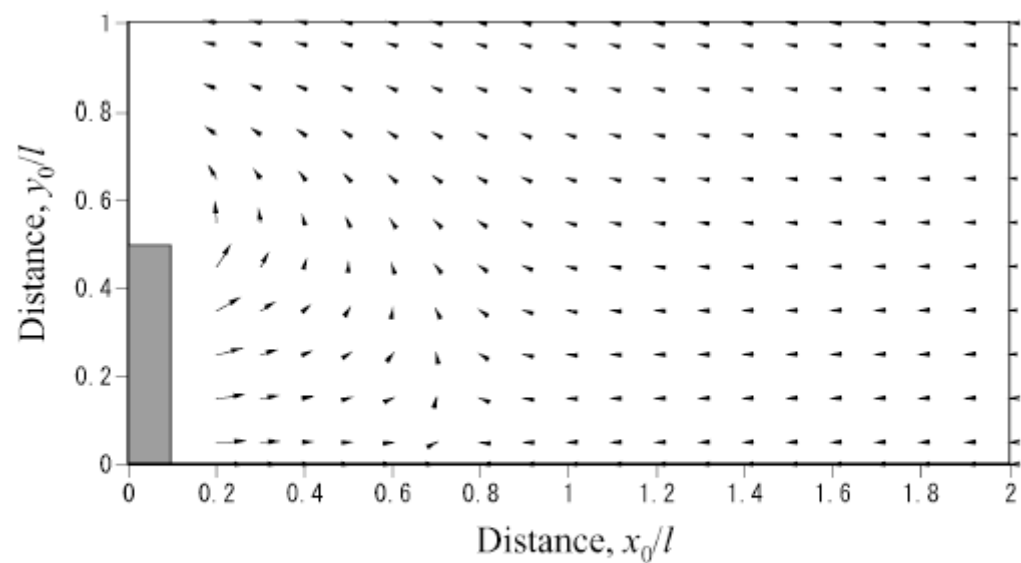


Fig. 12 Vectors of the force on the dislocation ($\Gamma_2 = 0.75$, $\Gamma_3 = 5$, $\alpha = 0$).

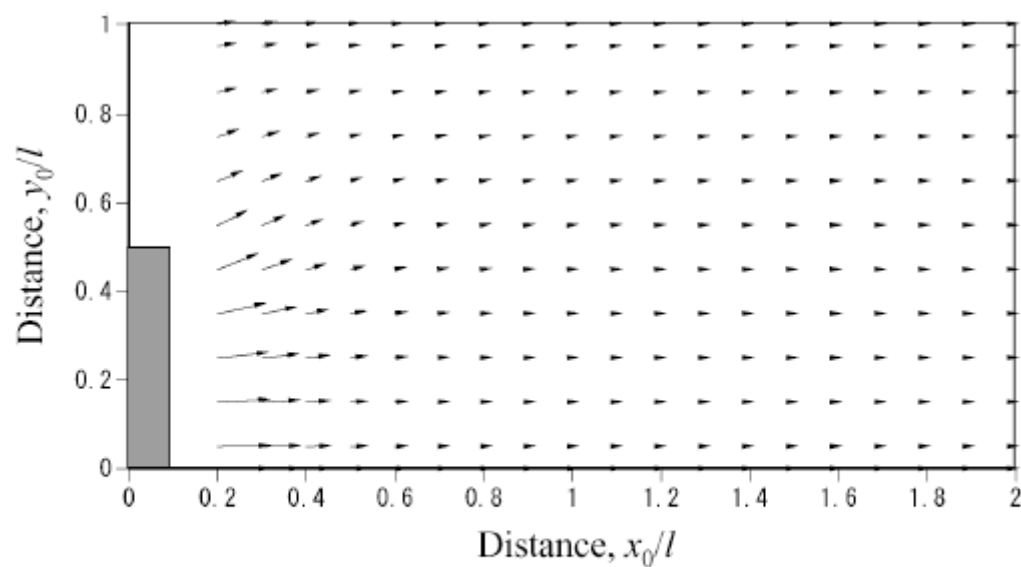


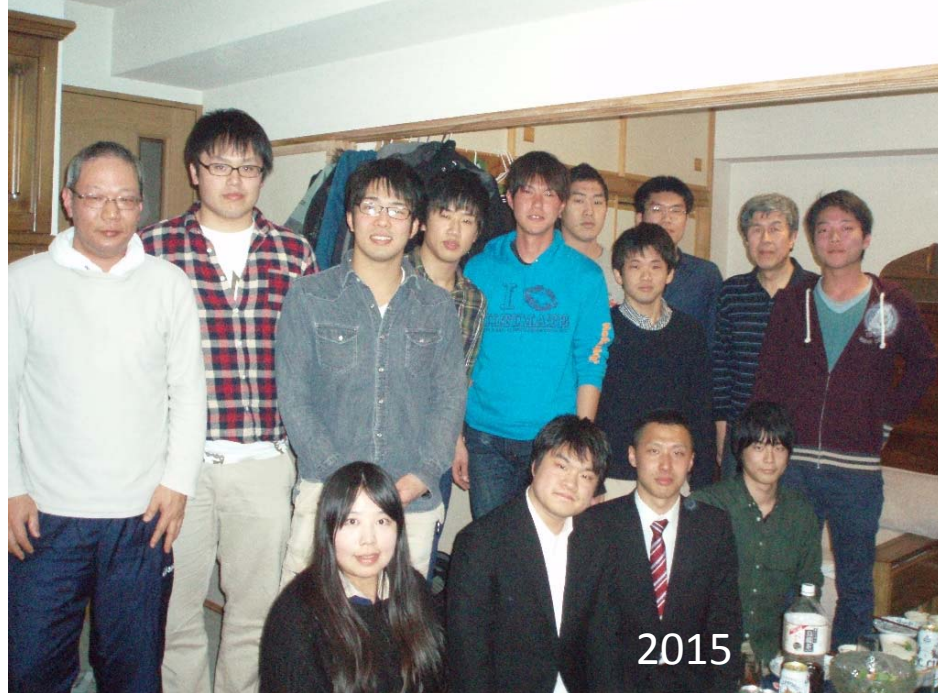
Fig. 11 Vectors of the force on the dislocation ($\Gamma_2 = 1.5$, $\Gamma_3 = 5$, $\alpha = 0$).





2009
材料力学研究室





5分でわかる 材料力学研究室

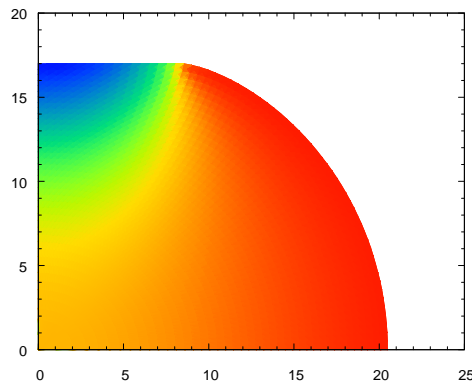
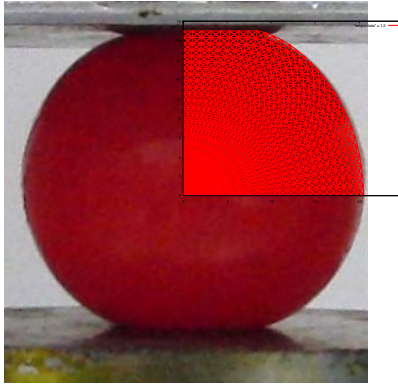
2015 オープンラボ

目次

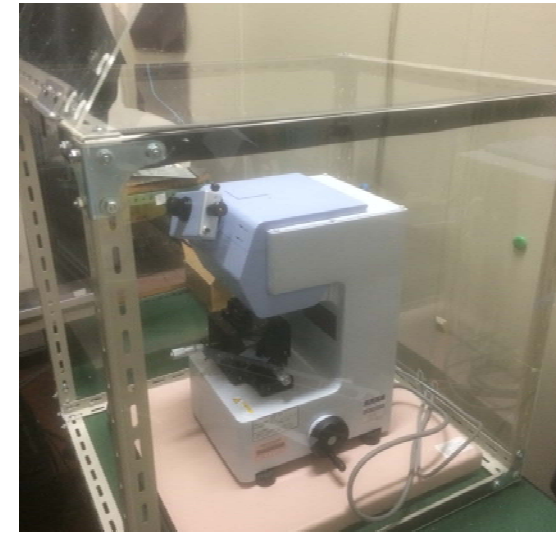
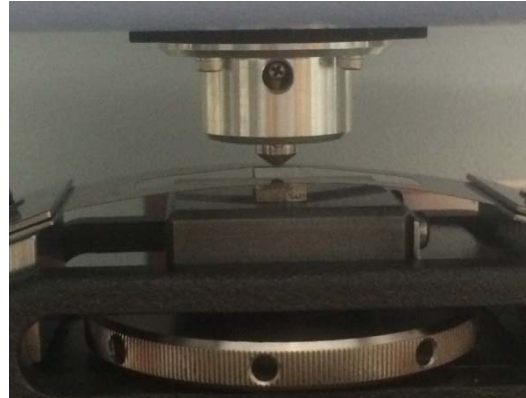
- 研究内容紹介
 - 解析
 - 実験
- 先生紹介
- 一年間の流れ
- 研究室の特徴

研究紹介

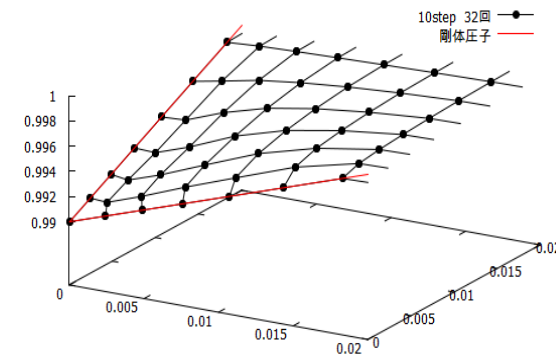
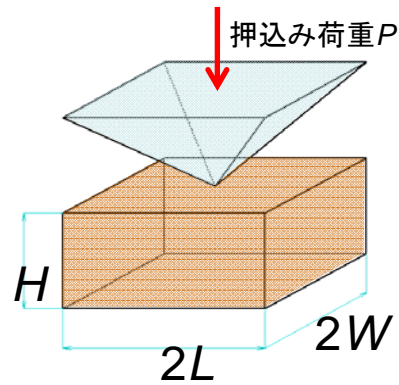
- 大変形



- 押し込み試験

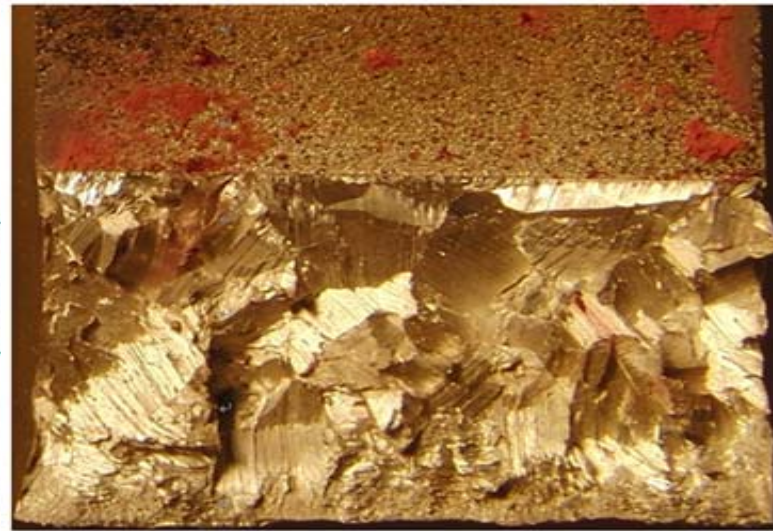
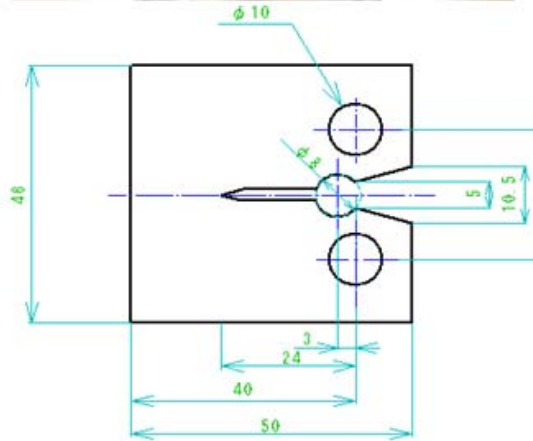
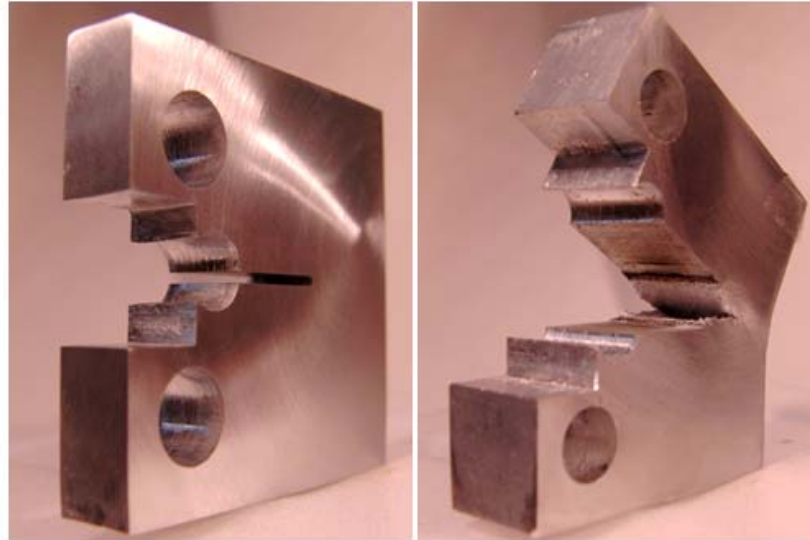


- 押し込み解析



研究紹介(実験)

破壊力学



5mm

先生紹介

- 佐々木一彰 教授



学部担当科目:材料力学 I・II (機械情報コース)

- 加藤博之 准教授



学部担当科目:材料力学 I・II (機械システムコース)

一年間の流れ

	学業	イベント
4月	院試勉強 or 就活	
5月	//	
6月	//	榆陵祭・パフェ屋
7月	//	
8月	//	院試打ち上げ
9月	夏休み	ソフトボール大会
10月	卒論	
11月	//	
12月	//	忘年会
1月	//	
2月	//	卒論・修論打ち上げ
3月	春休み	

※不定期に飲み会が入ります

材料力学研究室の特徴

キーワード「自由」

- コアタイムなし
- 院試勉強に集中できる
- パソコン全員支給
- 榎陵祭でパフェ屋をやっている（出会いの場）
- マンガがいっぱいある（名作中心）
- ソフトボールを頑張りたい（週1で練習したい）
- 飲み会が多い（最低でも月1回）

パフェ屋



-
- Wanted
 - 身長175cm, 体重78kg
 - 声が大きくて, 低い



参加学生の感想(2017.03.10)

- NiTi形状記憶合金
- 室内の雰囲気がよく伝わってきた
- 研究室の雰囲気がわかった
- 1人だったのに丁寧に教えてもらえて助かった
- 自分の興味がある分野の研究ができ、就職にも強そう
- 担当してくれた人がわかりやすく、ユーモアもあり、楽しかった
- 自由そう良かった
- 形状回復ひずみ
- 学生同士が仲良さそうだと感じた
- 卒論テーマをもとに説明されていて、どういう研究をしているかわかりやすかった
- 雰囲気が良く感じた
- 簡潔に研究と研究生活を教えていただいた
- 研究室の雰囲気がすごく伝わりました
- 自由な雰囲気ですぐ自分のペースで研究できそう

3.1 計算力学と材料力学：熱弾性型マルテンサイト変態のフェイズフィールド法による 一次元界面移動シミュレーション (M2 水戸部良祐)

形状記憶合金の形状記憶効果は熱弾性型マルテンサイト変態に起因し、変態と逆変態の温度ヒステレシスが小さく、準静的であることが特徴である。そのため、変態潜熱の発生による試料の温度変化は、形状記憶合金の可逆的な変態界面の移動に及ぼす影響が極めて大きい。この現象を単純な一次元フェイズフィールドモデルで検討した。フェイズフィールドモデルでは、秩序変数を用いて二相共存状態における界面位置を系全体のエネルギー保存則から特定し、秩序変数についてのフェイズフィールド方程式と温度についての熱伝導方程式を連立させ、それらの時間変化を前進差分法で求めた。まず、温度効果について着目し、外力が無く、形状の拘束が無い境界条件で熱変態の解析を行った。

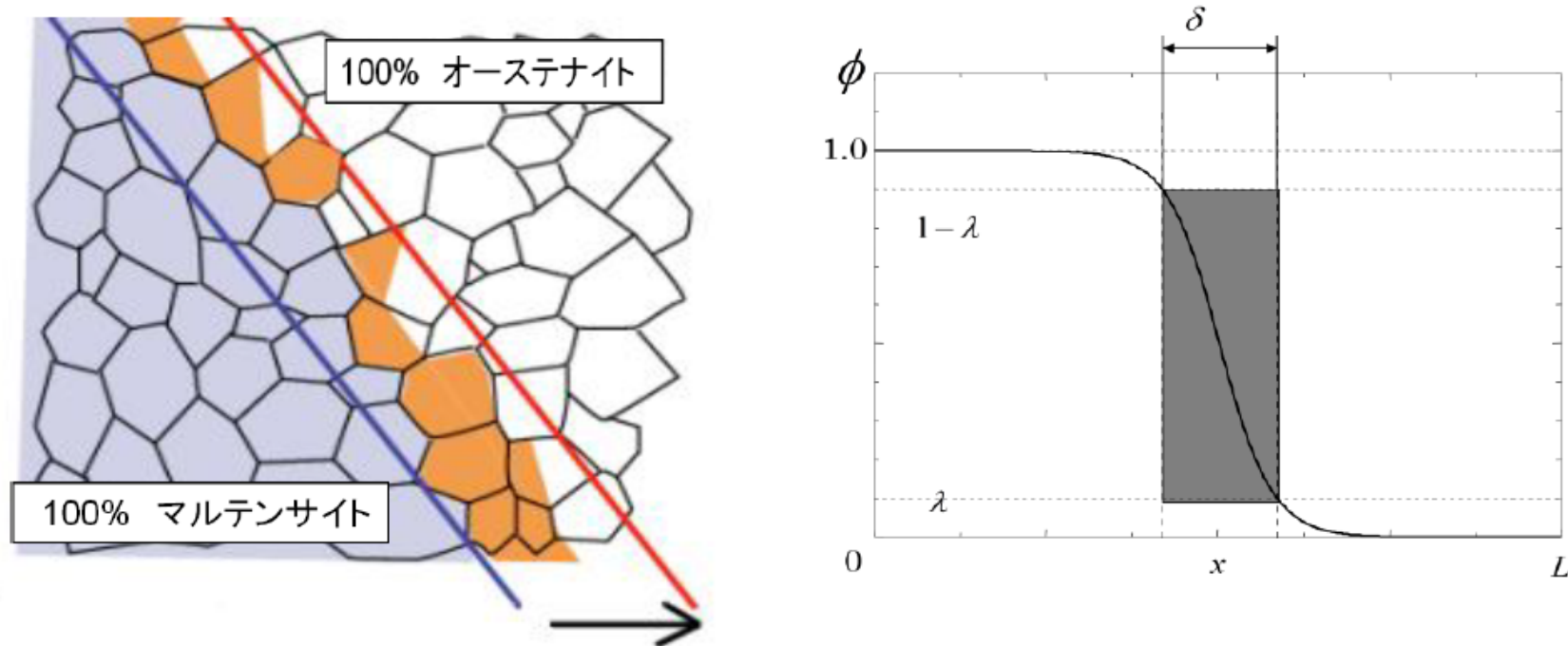


図1 形状記憶合金の界面と一次元フェイズフィールドモデル

3.2 計算力学と材料力学： 触診シミュレーションを目指した押し込み変形の指圧感覚による内部構造の探査モデル (M2 栗原直也)

押し込み試験によって材料の強度を決定する研究は従来から進められていて、近年のダイナミック試験機の市販化に伴って、材料の弾性的性質の決定の精度を高めることが求められているとともに、塑性変形特性の決定までに拡張されている。工学的な応用例として、触覚の定量化の研究がよく知られている。

本研究では、既知の変形体の内部に剛体介在物が存在する場合に、その形状を物体表面におよぼす押し込み試験によって同定する問題を考える。この弾性境界値問題がどのような場合に一意的に解が得られるか、明らかではないが、材料内部に孤立する剛体球が孤立して存在するような幾何学的に単純な場合であっても成果に工学的な意義があると考えられる。具体的な手法としては、指モデル球圧子を試料に押し込み、その際に生じる反力を有限要素法による弾性接触解析を用いて計算する。その反力から試料内部の状態を考察した。指モデル球圧子とは、人の指が触覚を検知するメカニズムからヒントを得た、分割点それぞれで反力を測定できるような圧子である。

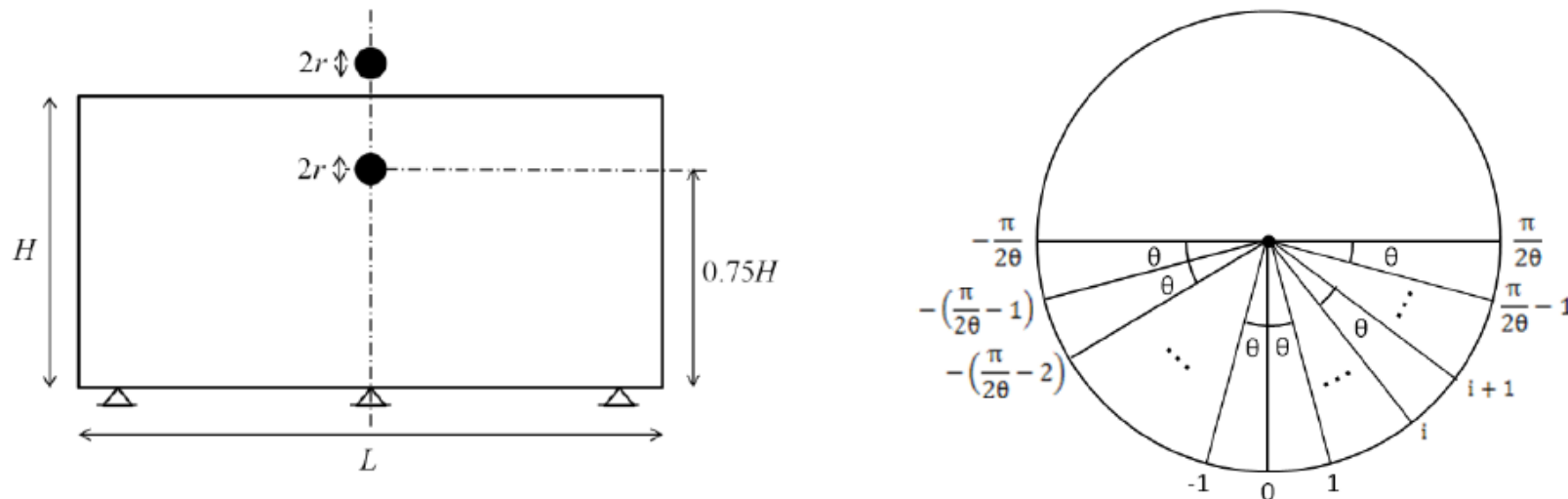


図2 解析モデルの一例と指モデル

3.3 実験力学： ニッケルチタン形状記憶合金の加工熱処理による集合組織の形成と形状回復ひずみの向上 (M2 福島峻)

ニッケルチタン(NiTi)形状記憶合金は、形状記憶効果と超弾性という2つの特性を有し、機能安定性、耐腐食性に優れた機能材料である。また、生体適合性にも優れることから、近年では医療分野において広く応用されている。更なる機械的な応用を目指すためには、より大きな形状回復ひずみと繰り返し特性を得る必要がある。そこで本研究では、ニッケルチタン形状記憶合金に、ダイス伸線・再結晶により集合組織を形成させ、形状回復ひずみを向上させることを目的とした。

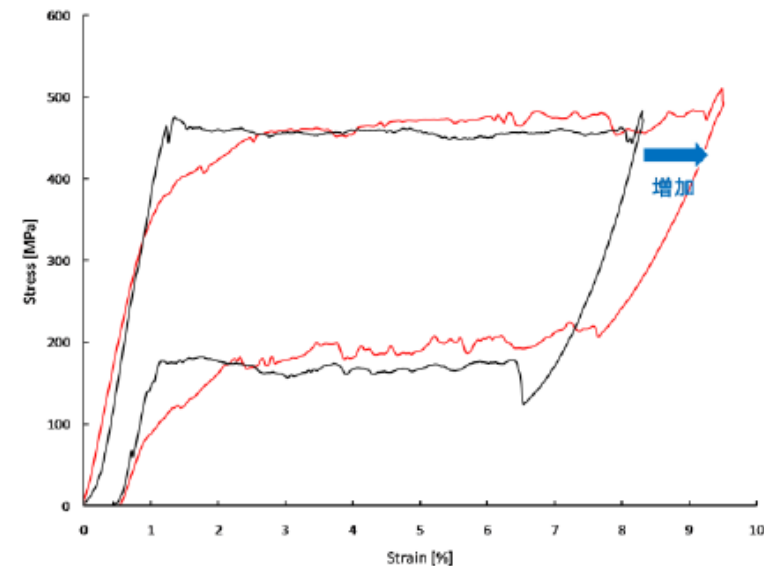
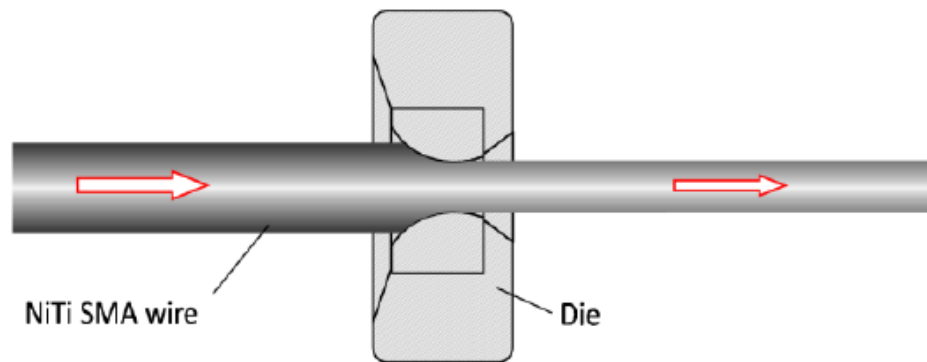


図3 ダイス伸線と超弾性の応力-ひずみ曲線

3.4 実験力学： 微小荷重押し込み試験による硬さ測定に及ぼす内部応力の影響 (M2 中易健太)

微小領域における残留応力の測定方法として、押し込み試験を用いた方法の適用について検討を行う。硬さ試験における硬さ測定値への応力の影響については多くの研究が行われているが、微小領域での研究は少ない。100mN程度と小さい押し込み荷重による押し込み試験では、本来の硬さよりも大きな値をとることが知られている。その領域内で硬さ測定値に対する応力の影響を定量的に評価し、微小領域での応力測定に押し込み試験が適用できるか検討を行う。

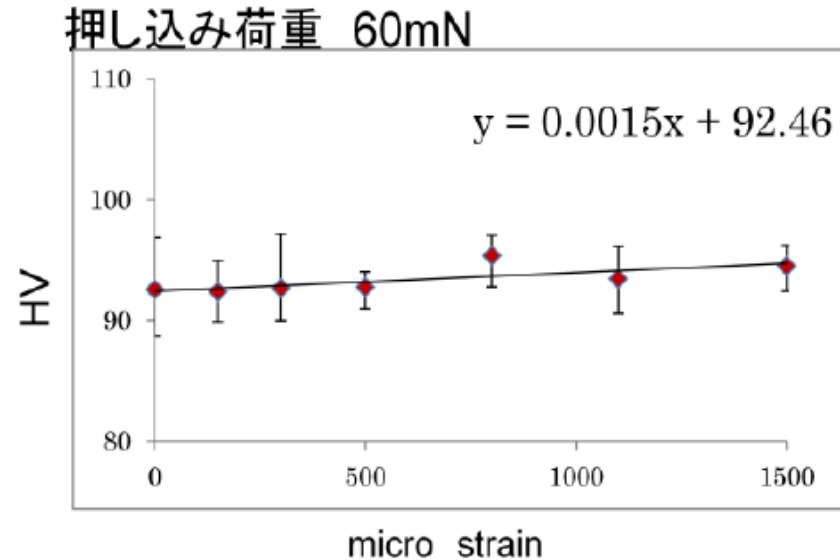
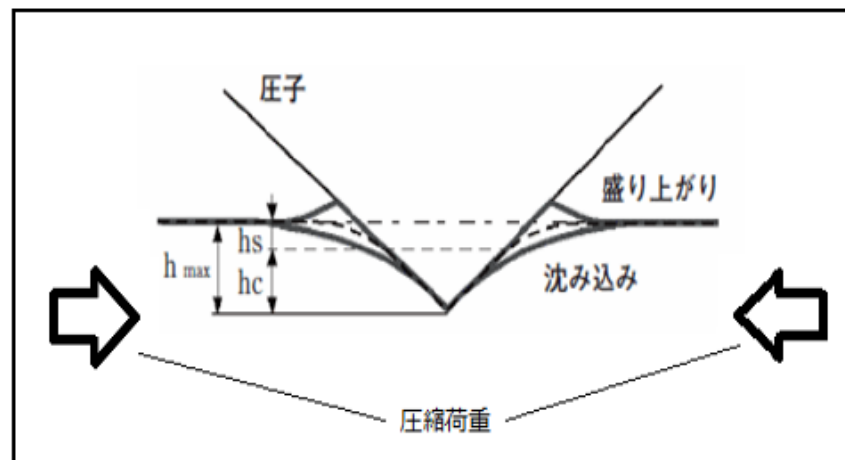


図4 実験概略図と押し込み試験結果







2011.3.11



材料力学研究室



分からないこと・疑問に思ったことすべてが
自分にとっての新たなテーマ！



今は解決できなくても いつかは糸口が見つかる！！

研究室・同期の仲間は 良きアドバイザー！！！！

学生として

(1975.04~1982.06) 50名

半澤 宏 教授
 岸田 路也 助教授
 渡邊 旨惟 助手
 小田 憲司 助手
 福田 善一 技官

1974:s49 大橋 鉄也
 若林 寿夫 修
 1975:s50 藤山 健三
 浅野 政之 修
 1976:s51 永瀬 次郎
 多田 史郎
 (佐々木) 川合 伸和
 遠藤 進
 秋山 郁也
 松野 雄史
 松田 達也 修
 1977:s52 藤村 和男
 伴 正弘
 小太刀 豊
 川口 義輝
 矢仲 徹太郎
 1978:s53 新井田 光宏
 佐藤 元
 小山田 正史
 小澤 弘正
 本間 高作
 1979:s54 山元 洋
 山田 俊二
 町田 岳裕
 浜野 浩一
 戸松 幹晴
 岡田 庄司
 渡辺 幹方

1980:s55 松本 暢人
 西牧 啓
 長沼 力
 川端 亮二
 大槻 裕一
 今井 秀明
 石井 悟 修
 池田 晶一
 山谷 弘幸
 1981:s56 畑 文昭
 寺島 周平
 塚田 明
 渋谷 太
 河野 真
 池田 英雄
 藤原 洋
 1982:s57 望月 明
 袴田 章夫
 西澤 誌朗
 戸練 八峰
 岸本 俊司
 渡辺 徹

講師・助教授として
(1982.07～1999.03) 112名

1983:s58 川島 雅美
大久保 久和
栄木 邦昭
野口 昭彦 修
1984:s59 橋本 洋一
塚澤 健二
三千 敏広
佐藤 学
斉藤 滋人
大石 登
伊藤 寿
石田 幸雄
町田 雅人
1985:s60 木藤 泰博
加賀 慎一
臼田 亨
印南 信男
門崎 司朗
1986:s61 小林 卓二
木戸 信幸
大上 聡克
伊藤 幹
浅野 真周
三戸 武士
1987:s62 牧野 武史
中西 洋介
中嶋 敦哉
田畑 稔 修

1988:s63
1989:h01
1990:h02
1991:h03
1992:h04

田中 英明
河野 吉行
串岡 清則
明星 徹
平田 英俊
平尾 晃
富永 英嗣
江波戸 一彦
井ノ上 忠
宮崎 光康
平松 泰三
戸田 久之
竹中 司
鈴木 信太郎
伊藤 義和
町野 史郎
竹本 昇
齋藤 憲一
小野 寺仁
小野 絹正
驛田 寛
岩崎 徹也
花房 泰浩
大内 満仁
川崎 健
吉川 正樹
近藤 俊行
中泉 信司
免田 康弘
市原 正善
小田原 一史

1993:h05
1994:h06
1995:h07
1996:h08

郷司 旬
下澗 勝呂
長澤 裕幸
望月 紳一
和佐田 幸司
木俣 真一
津田 訓
村上 俊彦
森友 徹
出家 克則
江頭 竜
加藤 哲治
熊谷 孝司
黒沼 友彦
仲田 正人
山下 尚
市川 俊紀
塚本 宏
白井 直樹
関 康浩
滝口 智博
山本 幹朗
桑野 晃希
中里 栄一
伊藤 剛
青木 寿文
佐藤 貴弘
山下 央
山崎 綱木
高木 剛
岡田 眞

1997:h09
1998:h10
1999:h11

山口 岳史
宮森 祐之
吉田 順陽 修
則本 理人
福眞 吉直
渡邊 昇
浅野 和浩
西山 拓志
坂 忠明
白岩 延之
松原 大
三宅 晃司
山本 孝紀
山本 卓己
南川 智哉
藤川 次郎
内藤 宏志
大和 宏樹
Md Sham Mili
五十嵐 聡 修
堀 智樹 修
品川 晃徳 修

修
修
修



(特任)教授として

(1999.04~2017.03) 111名

2000:h12 高野 元弘
吉沢 直樹
荒井 寿王
西木 暁巳 修

2001:h13 塚原 映
山口 朝聖
内田 貴之
清水 康之
永田 敦
矢野 正登
鈴木 徹也 修
野荒 明寿 修

2002:h14 富永 誠和
加藤博之 准教授
佐藤 成実
岩佐 茂郎
角田 涉
高野 智史
杉 篤史
西村 真幸
谷 尚治 修
安田 洋平 修
村中 則文 修

2003:h15 稲垣 伸樹
阪本 隆介
下田 恵輔
山本 和明
小野寺 覚毅 修
松川 一孝 修

2004:h16

瀧 敏隆
五十嵐 一穂
中尾 修一
吉田 将隆
伊藤 寛之
山蔦 直行
原田 耕太郎
増田(今村) 紅音
松田 治幸
万田 大輔
吉野 正洋
2006:h18 井上 拓磨
加藤 貴臣
高橋 俊太
田口 洋平
渡邊 幸洋
松原 慶明 修
2007:h19 青木 雅彦
木全 誠
柴崎 直紀
立野 知希
長谷川 健太
山下 悟
2008:h20 小野 伸二
藤井 広太
Mohd Azam Bin
Mohd Zahari
安岡 徹
山口 寛太
梁 学明
瀬尾 和也 修

2009:h21

2010:h22

2011:h23

2012:h24

2013:h25

高田 真次 修
前川 翔之介 修
金山 将成
佐藤 孝文
細矢 隆史
松山 哲士
福島 康太
後藤 一則 修
浅田 尚志
青柳 一寿
出石 貴輝
江川 博章
川俣 智幸
木村 公二
日野 順平
鎌田 桂輔 修
鳥取 豊 修
池原 亘
石丸 謙造
今村 桂
篠根 昭裕
高木 秀剛
上坂 英正
上野 弘貴
佐々木 優俊
長谷川 大洋
吉川 大二郎
中島 俊了
古川 航平
丸山 純輝
李 琛

2014:h26

2015:h27

2016:h28

2017:h29

青山 亮太
加藤 隼人
小坂 直矢
三木 淳平
山田 達也
2015:h27 神野 峻秀
関口 亮
中易 健太
水戸部 良祐
福島 峻 修
栗原 直也 修
高橋 諒太郎
田中 夕貴
鳥井 俊作
深田 昌宏
水野 道司
渡辺 健斗
石水 達弥
川上 順悟
木内 智之
中谷 友哉
若竹 浩志



**ご静聴いただき
ありがとうございます。**

**研究室内外での皆さんの
サポートに感謝します!!**

これからも一層ご活躍下さい!