

円柱状埋設型計測装置を用いた地山応力測定結果に 及ぼす接着層、すべりおよびオーバーコア リング径の影響の理論解析

ANALYSIS OF EFFECTS OF GROUT LAYER, INTERFACE SLIDING
AND OVERCORING DIAMETER ON MEASURING RESULTS
FOR INSTRUMENTED SOLID INCLUSION STRESSMETER

平島 健一*・佐久間彰三**・菊地 慎二**・松田 武***

By Ken-ichi HIRASHIMA, Shozo SAKUMA, Shinji KIKUCHI and Takeshi MATSUDA

The theoretical analyses of a triaxial elastic solid inclusion stressmeter are presented under the assumption of isotropic elastic medium with arbitrary elastic constants. The effects of grout layer thickness, interface sliding and overcoring diameter around a concentric pilot hole with the inclusion on estimations of ground initial or variable stresses are exactly expressed by closed-form solutions for the cases of three-dimensional stress systems. Numerical results for practical usage are shown by several refined graphical representations.

Keywords: solid inclusion stressmeter, 3D theoretical analysis, closed-form solutions, grout layer thickness, finite overcoring diameter, interface slide

1. 緒 言

岩質性基盤を対象としたトンネル、地下空洞等の開発や利用の重要性が以前にも増して増大しているが、それらの空洞の安全性のためには各種の現場計測の一環として地山初期応力を正確に把握する必要がある。

最近の現位置における地圧測定、特に初期応力測定には主として、ボーリング孔を利用して行われることが多く、それらは大別して次の二通りの方法で実施される。すなわち、その1つは、岩盤中に小孔径のボーリング孔（パイロットホール）を削孔して測定用の計器を挿入または埋設したり、孔壁や孔底にひずみゲージを貼り付けたりした後、そのパイロットホールと同心円状のオーバーコアリングによって地山応力を解放する方法である。この方法は応力を解放させることによって生じる孔の形状変化を、いくつかの標点におけるひずみ、孔径変化、標点間距離の変化などの計測や孔内に挿入・埋設した計器内の応力、ひずみの変化の測定によって検出し、岩石の弾性定数を媒介として、地山初期応力を逆算する

ものである。

もう1つは、孔壁を強制的に破壊させ、破壊条件式から地山応力を決定するものであり、流体圧で孔壁を破壊させる水圧破碎法が広く用いられている。この方法は、オーバーコアリングを必要としないので深い位置での測定が可能であり、また、直接に応力を計測するので地盤の変形特性を必要としないという特徴を有している。著者らのうちの佐久間と菊地^[3]はこの水圧破碎法の特徴を取り入れた新しい応力測定理論を構成し、測定機器の開発と現場への適用性についての検証を行った。その方法は、柔軟なウレタンチューブを介して、ボーリング孔壁に流体圧を載荷し孔壁を破壊させるもので、得られた流体圧-孔径変化量曲線から地山応力の算定を行うものである。

本文では前者の応力解放法による初期応力測定理論に焦点を当て、従来までに適用されている解析手法に対して、基本的な検討を加え、より精度良い理論を確立するための考察を行ったものである。

すなわち、ここでは円形断面のボアホール内に剛性を有する円柱状の計測装置を内蔵した計器（instrumented solid inclusion）を接着しないし固定する場合を対象として、次の3つの場合に区分して問題を設定し、理論解析によっておのおのの場合の影響度について定量的な評価

* 正会員 工博 山梨大学教授 工学部土木環境工学科
(〒400 甲府市武田4-3-11)

** 正会員 日本国土開発(株) (〒107 港区赤坂4-9-9)

*** 学生会員 山梨大学大学院学生 (〒400 甲府市武田4-3-11)

を試みたものである。

- [A] 地山岩盤と計測器間の接着層厚さおよびその弹性特性の影響
- [B] 地山岩盤と計測器間に剥離やすべりが発生する場合の影響
- [C] 応力解放のためのオーバーコアリング径が初期応力値に及ぼす影響

なお、本論文と関係の深い応力解放法による岩盤初期応力測定理論の確立ないし検討を試みた研究者として Hiramatsu and Oka^{5),6)}, Fairhurst³⁾, Leeman, Rocha and Silverio¹²⁾, Oka and Bain¹⁰⁾, 石島ら⁸⁾, Duncan Fama¹¹⁾, Duncan Fama and Pender²⁾, Gladwin and Hart⁴⁾, Spathis and Truong¹⁶⁾, Pariseau¹¹⁾などを列挙することができる。このうち、剛性を有する円柱状の計器に関する論文として、ある程度総括的な記述がなされているものは Duncan Fama and Pender²⁾ であるが、ここで取り扱いは彼女らのものと比較して円柱状 Inclusion に対してより一般化されたものとなっている。

なお、ISRM Commission⁹⁾ では岩盤応力の決定手法としてフラット・ジャッキ法、上述の水圧破碎法、USBM 型の変形計測ゲージ法および CSIRO 型のひずみ計測ゲージ法の 4 種類について具体的な計測手順、結果の整理用のフォーマット等を提示している。

2. 理論—その 1—

一般的な三次元地山初期応力の測定が可能なようにボアホールの孔径 R_0 に比して、十分遠方より面内の一様応力成分 σ_x^∞ , σ_y^∞ , τ_{xy}^∞ および、面外の一様応力成分 τ_{xz}^∞ , τ_{yz}^∞ が Fig. 1 のように作用する場合を考える（ただし、この節ではボアホール軸方向の直応力 σ_z^∞ は作用しないものとする。 σ_z^∞ を考慮する場合については次節に示す）。対象とする問題は岩盤部分 (Matrix), 接着層部分 (Grout) および Inclusion の 3 つの部分から構成されるものとする。それらの弾性定数を E_k , G_k , ν_k ($k=1, 2, 3$) とし、複素変数 $z=x+iy=re^{i\theta}$ の解析関数 $\Phi_k(z)$, $\Psi_k(z)$, $\varphi_k(z)$ を用いることにより各部分の任意点の応力、変位の計算式が次のように与えられる (Savin¹⁴⁾)。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r^{(k)} + \sigma_\theta^{(k)} &= 4 R_e [\Phi'_k(z)], \\ \sigma_r^{(k)} - i \tau_{r\theta}^{(k)} &= 2 R_e [\Phi'_k(z)] - [\bar{z} \Phi''_k(z) + \Psi''_k(z)] e^{i\theta}, \\ \tau_{rz}^{(k)} - i \tau_{\theta z}^{(k)} &= \varphi'_k(z) \cdot e^{i\theta}. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} u_r^{(k)} - i u_\theta^{(k)} &= \frac{1}{2 G_k} [k_k \Phi_k(z) - [\bar{z} \Phi'_k(z) + \Psi'_k(z)]] \cdot e^{i\theta}, \\ u_z^{(k)} &= \frac{1}{G_k} R_e [\varphi_k(z)]. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} \Phi_k(z) &= A_3^{(k)} z^3 + A_1^{(k)} z + A_{-1}^{(k)} z^{-1}, \\ \Psi_k(z) &= B_2^{(k)} z^2 + K^{(k)} \ln z + B_{-2}^{(k)} z^{-2}, \\ \varphi_k(z) &= C_1^{(k)} z + C_{-1}^{(k)} z^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

上式中の k_k は平面ひずみのとき $k_k=3-4\nu_k$ やび

平面応力のとき $k_k=(3-\nu_k)/(1+\nu_k)$ の値をとる。

まず、1. で示した問題設定 [A] に対しては、Fig. 1 の 3 つの部分の接触境界 L_1 , L_2 において応力、変位の連続性が完全に達成されているとすれば、次の境界条件が成立しなければならない。

$$\left. \begin{aligned} u_r^{(n)} - i u_\theta^{(n)} &= u_r^{(n+1)} - i u_\theta^{(n+1)}, \quad u_z^{(n)} = u_z^{(n+1)}, \\ \sigma_r^{(n)} - i \tau_{r\theta}^{(n)} &= \sigma_r^{(n+1)} - i \tau_{r\theta}^{(n+1)}, \quad \tau_{rz}^{(n)} = \tau_{rz}^{(n+1)}, \end{aligned} \right\} \text{at } r=R_{n-1} \quad (n=1, 2) \quad (4)$$

また、これに加えて遠方での作用応力の条件ならびに Inclusion の原点 O での応力、変位の有限性の条件すなわち

$$\sigma_r^{(1)} = -\sigma_r^\infty, \quad \tau_{r\theta}^{(1)} = -\tau_{r\theta}^\infty, \quad \tau_{rz}^{(1)} = -\tau_{rz}^\infty \text{ at } r \rightarrow \infty. \quad (5)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r^\infty &= \frac{1}{2} (\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty) + \frac{1}{2} [(\sigma_x^\infty - \sigma_y^\infty) \cos 2\theta + 2 \tau_{xy}^\infty \sin 2\theta], \\ \tau_{r\theta}^\infty &= \frac{1}{2} [-(\sigma_x^\infty - \sigma_y^\infty) \sin 2\theta + 2 \tau_{xy}^\infty \cos 2\theta], \\ \tau_{rz}^\infty &= \tau_{xz}^\infty \cos \theta + \tau_{yz}^\infty \sin \theta. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$\sigma_{ij}^{(3)}, u_j^{(3)} : \text{finite values, at } r \rightarrow 0 \quad (7)$$

が成立しなければならない。これらの条件により、式(3)の未知の複素定数がすべて決定できることになる。なお、式(7)で用いたのと同様に、以下では記述の都合上、一般的な応力成分としては σ_{ij} を、変位成分としては u_j を用いることにする。したがって、たとえば、 $\sigma_{xx} \rightarrow \sigma_x$, $\sigma_{xy} \rightarrow \tau_{xy}$, $\sigma_{rr} \rightarrow \sigma_r$, $\sigma_{r\theta} \rightarrow \tau_{r\theta}$, ……等が対応することになる。

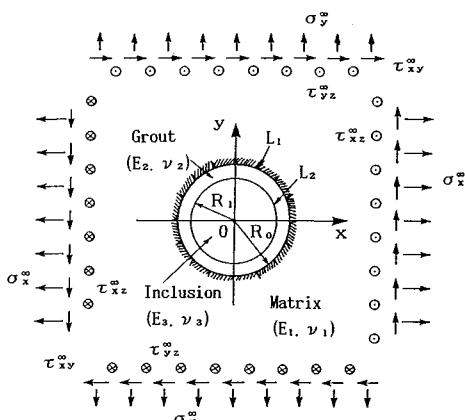


Fig. 1 Geometries of the problem and applied initial stress components at infinity.

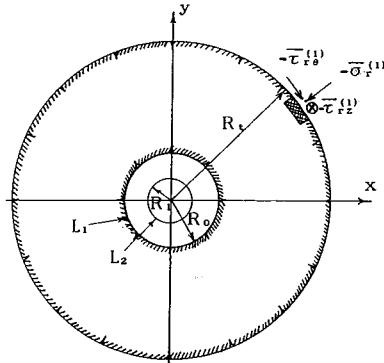


Fig. 2 Applied stress component at finite radius $r=R_t$ of rock medium with circular solid inclusion.

次に、問題設定 [B] の場合に対しては、二次元面内問題に限定するものとし、たとえば境界 L_1 ($r=R_o$)において相対的なすべりを許す次のような面内に対する境界条件を設けるものとする。

$$\sigma_r^{(1)} = \sigma_r^{(2)}, \quad u_r^{(1)} = u_r^{(2)}, \quad \tau_{r\theta}^{(1)} = \tau_{r\theta}^{(2)} = C_0(u_r^{(1)} - u_r^{(2)}), \\ \text{at } r=R_o. \quad \dots \quad (8)$$

ここに、 C_0 は境界での相対すべり量に比例した摩擦係数に相当するパラメーターである。このパラメーターが特別な値をとるとき、すなわち、 $C_0=0$ のとき完全なすべり条件が、また、 $C_0=\infty$ のとき完全な応力、変位の連続条件が満たされ、このときには [A] の場合の接着層部分がなく、面外条件の部分 ($u_z^{(n)} = u_z^{(n+1)}$, $\tau_{rz}^{(n)} = \tau_{rz}^{(n+1)}$) を除いた 2 層問題の結果に完全に一致することになる。

したがって、 C_0 の値によって完全すべり (perfect sliding) から完全接合 (perfect bonding) までの全範囲の条件を表現できることになる注1)。この [B] の場合についても [A] の場合と同様に上述の境界条件と無限遠での条件、原点 O の位置での有限性条件から複素解析関数 $\Phi_k(z)$, $\Psi_k(z)$ の中の複素定数が決定できることになる。

ところで、上述の式等は基本的に平面ひずみないし平面応力状態の場合に適用できるものであって、Rocha and Silverio¹²⁾ や Duncan Fama¹¹⁾, Duncan Fama and Pender²⁾ で確立された、いわゆる準三次元的取り扱いによる Inclusion の軸方向直応力 $\sigma_z^{(k)}$ と接合面境界で発生する半径方向直応力 p_0 の連成効果を考慮したものとの間にはある程度の差異が生じる可能性がある。事実、後に示されるように面外せん断応力 $\tau_{xz}^{(k)}$, $\tau_{yz}^{(k)}$ に関する

注1) もちろん、式 (8) の条件設定ではせん断応力に対するすべりは許すものの、直応力については圧縮応力はともかく引張応力でも伝達する条件となっていることに問題なしとはいえない。しかし、よく知られているように、tension debonding を考慮することは基本的に荷重依存性の非線形解析が必要となる、いわゆる “movable boundary” の問題となって閉じた型の解析解は得られないでの、ここでは式 (8) の条件を設定しておく。

場合以外では応力、変位等の値に差異が生じることになる。このことの詳細については 3. で触れることとする。なお、ここで述べた取り扱いによる問題設定と同じ方式によった部分的な取り扱いと数値例が Gladwin and Hart¹⁴⁾ および Spathis and Truong¹⁵⁾ によって与えられている。

次に、[C] の場合として、接着層厚が無視できるほど十分薄い 2 層問題を考え、Fig. 2 のように円柱状の埋設計測器と同心円の有限位置 $r=R_t$ でのオーバーコアリングにより、応力解放操作を実施するものとすれば、上記 [A], [B] の取り扱いにおけるように十分大きい半径の位置で応力解放したものとの間に差異が生じることになる。この有限位置でのオーバーコアリング操作による境界条件を厳密に取り入れた解析を実行するためには、式 (5) の代わりに Inclusion 部分が埋設接着された後にオーバーコアリングをして、 $r=R_t$ での半径方向に関する応力 $\sigma_r^{(1)}$, $\tau_{r\theta}^{(1)}$, $\tau_{rz}^{(1)}$ すなわち、

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r^{(1)} &= \bar{\sigma}_r^{(1)} = \frac{1}{2}(1-\hat{\rho}_t^2)(\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty) + \frac{1}{2}(1-\hat{\rho}_t^2)(1-3\hat{\rho}_t^2) \\ &\quad \times [(\sigma_x^\infty - \sigma_y^\infty) \cos 2\theta + 2\tau_{xy}^\infty \sin 2\theta], \\ \tau_{r\theta}^{(1)} &= \bar{\tau}_{r\theta}^{(1)} = \frac{1}{2}(1-\hat{\rho}_t^2)(1+3\hat{\rho}_t^2) - (\sigma_x^\infty - \sigma_y^\infty) \sin 2\theta \\ &\quad + 2\tau_{xy}^\infty \cos 2\theta, \\ \tau_{rz}^{(1)} &= \bar{\tau}_{rz}^{(1)} = (1-\hat{\rho}_t^2)(\tau_{xz}^\infty \cos \theta + \tau_{yz}^\infty \sin \theta). \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

ここに、

$$\hat{\rho}_t = \frac{R_o}{R_t} \left(\equiv \frac{1}{\rho_t} \right). \quad \dots \quad (10)$$

と反対符号の応力を Fig. 2 に示したように $r=R_t$ の位置に加えてやればよい(このような解析手順による場合、岩盤部分に生じる応力は以下に示す Fig. 3 のように、この段階で求められた応力 $\hat{\sigma}_r^{(1)}$ とパイロットホールの開削によって生じた応力 $\bar{\sigma}_r^{(1)}$ を重ね合わせたものになる)。なお、上式の $\hat{\rho}_t$ の式で $R_t \rightarrow \infty$ すなわち無限遠位置でのオーバーコアリングとすれば当然のことながら、式 (9) は式 (6) に帰着するものである。したがって、[C] の場合の境界条件は式 (4) による接合面における連続条件式 (5) の有限性条件およびオーバーコアリング位置における条件：

$$\sigma_r^{(1)} = -\bar{\sigma}_r^{(1)}, \quad \tau_{r\theta}^{(1)} = -\bar{\tau}_{r\theta}^{(1)}, \quad \tau_{rz}^{(1)} = -\bar{\tau}_{rz}^{(1)}, \quad \text{at } r=R_t. \quad \dots \quad (11)$$

によって式 (3) の未知係数に関する連立 1 次方程式が求められる。それ以降は [A], [B] の場合と同様にして所要の応力、変位等が計算できることになる。解析過程の概要を付録 A に示した。

以上の理論式をもとに円柱状の埋設型計測器 (Inclusion) の内部に生じる応力 $\sigma_{ij}^{(2)}$ の値から岩盤に作

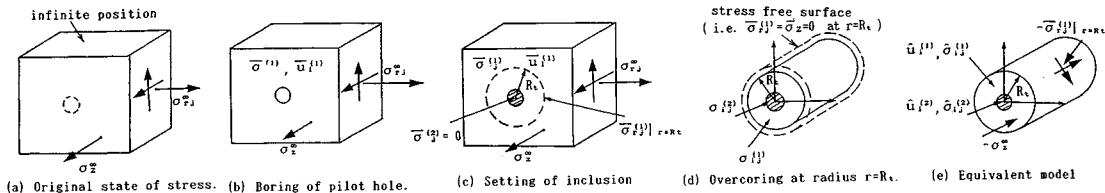


Fig. 3 Schematic figures due to the process of stress release method with finite overcore radius $r = R_t$.

用している初期応力 σ_{ij}^e は最終的に次式のような形式によって理論的に求めることができる。

$$\begin{Bmatrix} \sigma_x^\infty \\ \sigma_y^\infty \\ \tau_{xy}^\infty \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} I_A & I_B & 0 \\ I_B & I_A & 0 \\ 0 & 0 & I_A - I_B \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \sigma_x^{(2)} \\ \sigma_y^{(2)} \\ \tau_{xy}^{(2)} \end{Bmatrix}, \quad \dots \dots \dots \quad (12)$$

$$\begin{Bmatrix} \tau_{xz}^{\infty} \\ \tau_{yz}^{\infty} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} I_c & 0 \\ 0 & I_c \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \tau_{xz}^{(2)} \\ \tau_{yz}^{(2)} \end{Bmatrix}, \quad \dots \quad (13)$$

上式より、岩盤に生じる面内主応力 σ_1^{∞} , σ_2^{∞} は式 (12) の σ_x^{∞} , σ_y^{∞} , τ_{xy}^{∞} を用いて次式で計算できる。

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_x^\infty}{\sigma_2^\infty} = & \frac{1}{2} (\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty) \pm \frac{1}{2} i (\sigma_x^\infty - \sigma_y^\infty) \cos 2\beta \\ & + 2 \tau_{xy}^\infty \sin 2\beta. \quad \dots \dots \dots (14) \end{aligned}$$

二三

$$\tan 2\beta = \frac{2\tau_{xy}^{\infty}}{\sigma_x^{\infty} - \sigma_y^{\infty}} \dots \dots \dots \quad (15)$$

なお、計測器内のひずみが測定される場合には、それらのひずみ成分から等方性弾性体とした Inclusion に対する Hooke の法則を用いることによって、次式から式(12), (13)の右辺の応力を求めてやればよい。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= \frac{\lambda}{\nu} \{ (1-\nu) \varepsilon_x + \nu (\varepsilon_y + \varepsilon_z) \}, \quad \tau_{xy} = G \gamma_{xy}, \\ \sigma_y &= \frac{\lambda}{\nu} \{ (1-\nu) \varepsilon_y + \nu (\varepsilon_x + \varepsilon_z) \}, \quad \tau_{yz} = G \gamma_{yz}, \\ \sigma_z &= \frac{\lambda}{\nu} \{ (1-\nu) \varepsilon_z + \nu (\varepsilon_x + \varepsilon_y) \}, \quad \tau_{xz} = G \gamma_{xz}. \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

ここに、

$$\lambda = \frac{\nu E}{(1+\nu)(1-2\nu)}, \quad G = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad \dots \dots \dots \quad (17)$$

したがって、式(12)、(13)に示したように式中の係数 I_A 、 I_B および I_c が求められれば、計測器内の応力測定値から岩盤初期応力が理論的に計算できることになる。これらの係数はもちろんオーバーコアリング径比 $e = R_t/R_0$ ($\equiv p_t$) によって変化するが、上述した理論式によってその変動の割合が定量的に解析できることから、特に p_t が十分に小さな値でのオーバーコアリングによっても理論上は正確に岩盤初期応力が推定できることを意味する。もちろん、実際上はあまり e を小さくするとオーバーコアリングの作業途中での crack や弱面の影響等によってコアの破壊が生じる危険性が大きくなるので、適当な p_t の選択が必要であるのはいうまでもな

• 61 •

また上記の取り扱いと同じように問題設定 [A], [B] の場合に対する I_A , I_B についても類似の手段によって計算を実行することができる。

3. 理論—その2—

前節では基本的な意味で“二次元状態”に対する場合の岩盤初期応力 σ_x^{∞} , σ_y^{∞} , τ_{xy}^{∞} および τ_{xz}^{∞} , τ_{yz}^{∞} を求めるのに必要な応力影響係数 I_A , I_B , I_C の計算手順を述べたが、この場合、面内成分 (σ_x^{∞} , σ_y^{∞} , τ_{xy}^{∞}) と面外成分 (τ_{xz}^{∞} , τ_{yz}^{∞}) には連成 (coupling) はなく個別に解析することができるものの、 σ_z^{∞} の作用効果を考慮したものとはなっていない。これに対して、Rocha and Silverio^[2] によって最初に指摘されたように、埋設計測器部分の軸方向長さ l がパイロットホールの直径 d に比較して十分長いような場合 (Rocha らは計測器部分の前後にわのわの $3d$ 程度、したがって、 $l=6d$ +計測器部分の長さをとることを推奨している) には σ_z^{∞} の計測、さらに面内直応力 σ_x^{∞} , σ_y^{∞} によるボアホール軸 (z 軸) 方向への影響分を含めた、いわゆる“連成効果”に対する考察が必要となる。ここではそれらについての基本的な考え方と問題設定 [C] のオーバーコアリング径比 $e = \rho_t = R_t/R_0$ の影響について定量的な取り扱いのための理論式の提示を試みることとする。

まず、ボアホール径に比較してある程度の長さをもつた円柱状計測器 (Inclusion) を埋設して、岩盤初期応力の測定を実施する場合の基本的手順は Fig. 3 に示したようなものとなる。したがって、この過程を経て Inclusion および岩盤部分 (Matrix) に発生する応力、変位は Fig. 3(c), (e) の状態によって得られるものを重ねてやればよく、最終的に次のように求められる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{ij}^{(1)} &= \bar{\sigma}_{ij}^{(1)} + \hat{\sigma}_{ij}^{(1)}, & u_j^{(1)} &= \bar{u}_j^{(1)} + \hat{u}_j^{(1)}, \\ \sigma_{ij}^{(2)} &= \hat{\sigma}_{ij}^{(2)}, & u_j^{(2)} &= \hat{u}_j^{(2)}. \end{aligned} \right\} \dots \quad (18)$$

$$\bar{\sigma}_{ij}^{(1)} = \frac{1}{2} (1 - \hat{\rho}^2) (\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty) + \frac{1}{2} (1 - \hat{\rho}^2) (1 - 3 \hat{\rho}^2) \cdot H_c,$$

$$\bar{\tau}_{re}^{(1)} = \frac{1}{2} (1 - \hat{\rho}^2) (1 + 3 \hat{\rho}^2) \cdot H_s,$$

$$\bar{\tau}_{rz}^{(1)} = (1 - \hat{\rho}^2) (\tau_{xz}^\infty \cos \theta + \tau_{yz}^\infty \sin \theta),$$

$$\bar{\sigma}_{\theta}^{(1)} = \frac{1}{2} (1 - \hat{\rho}^2) (\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty) - \frac{1}{2} (1 - 3 \hat{\rho}^2) \cdot H_c,$$

$$\begin{aligned}\bar{\sigma}_z^{(1)} &= \sigma_z^{\infty} - 2\nu_1\hat{\rho}^2 \cdot H_c, \\ \bar{\tau}_{\theta z}^{(1)} &= (1+\hat{\rho}^2)(-\tau_{xz}^{\infty} \sin \theta + \tau_{yz}^{\infty} \cos \theta).\end{aligned}\quad (19)$$

$$\left. \begin{aligned}\bar{u}_r^{(1)} &= \frac{r}{4G_1} \left[\left(\frac{1-\nu_1}{1+\nu_1} + \hat{\rho}^2 \right) (\sigma_x^{\infty} + \sigma_y^{\infty}) - \frac{2\nu_1}{1+\nu_1} \sigma_z^{\infty} \right] \\ &\quad + \{1+4(1-\nu_1)\hat{\rho}^2 - \hat{\rho}^4\} \cdot H_c, \\ \bar{u}_{\theta}^{(1)} &= \frac{r}{4G_1} [1+2(1-2\nu_1)\hat{\rho}^2 + \hat{\rho}^4] \cdot H_s, \\ \bar{u}_z^{(1)} &= \frac{r}{2G_1} (1+2\hat{\rho}^2)(\tau_{xz}^{\infty} \cos \theta + \tau_{yz}^{\infty} \sin \theta).\end{aligned}\right\} \quad (20)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned}H_c &= (\sigma_x^{\infty} - \sigma_y^{\infty}) \cos 2\theta + 2\tau_{xy}^{\infty} \sin 2\theta, \\ H_s &= (\sigma_y^{\infty} - \sigma_x^{\infty}) \sin 2\theta + 2\tau_{xy}^{\infty} \cos 2\theta.\end{aligned}\right\} \quad (21)$$

$$\hat{\rho} = \frac{1}{\rho} = \frac{R_0}{r}.$$

式 (19) の $\bar{\sigma}_r^{(1)}$, $\bar{\tau}_{r\theta}^{(1)}$ および $\bar{\tau}_{rz}^{(1)}$ の式において $\hat{\rho} = \hat{\rho}_t$ と置いたものは式 (9) に一致するのはいうまでもない。なお、 $\hat{\sigma}_{tt}^{(1)}$, $\hat{u}_t^{(1)}$ はオーバーコアリングの位置 $r=R_t$ に式 (11) で与えられる条件式によって得られる応力、変位成分であるが、それらの求め方と最終結果については付録Bに示した。

Fig. 3(e) の解析において問題となるものは Rocha and Silverio¹²⁾ および Duncan Fama and Pender²⁾ の指摘のとおり、 σ_z^{∞} の取り扱いと面内直応力 σ_x^{∞} , σ_y^{∞} によるボアホール軸方向応力、変位への影響分についての取り扱いである。したがって、式 (18) および付録Bの式により、計器の内部に生じる応力 $\sigma_{ij}^{(2)}$ が岩盤に作用する初期応力 σ_{ij}^{∞} によって与えられることになる。これらを逆表示することによって、最終的に次の形の式が得られる。

$$\begin{bmatrix} \sigma_x^{\infty} \\ \sigma_y^{\infty} \\ \sigma_z^{\infty} \\ \tau_{xy}^{\infty} \\ \tau_{xz}^{\infty} \\ \tau_{yz}^{\infty} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{I}_A & \bar{I}_B & \bar{I}_{xz} & 0 & 0 & 0 \\ \bar{I}_B & \bar{I}_A & \bar{I}_{yz} & 0 & 0 & 0 \\ \bar{I}_{xz} & \bar{I}_{yz} & \bar{I}_{zz} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \bar{I}_A - \bar{I}_B & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \bar{I}_c & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \bar{I}_c \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_x^{(2)} \\ \sigma_y^{(2)} \\ \sigma_z^{(2)} \\ \tau_{xy}^{(2)} \\ \tau_{xz}^{(2)} \\ \tau_{yz}^{(2)} \end{bmatrix} \quad (22)$$

ここに、等方性体であることから次式：

$$\bar{I}_{xz} = \bar{I}_{yz}, \quad \bar{I}_{zx} = \bar{I}_{zy} \quad (23)$$

が成立するとともに、上式中の \bar{I}_c は式 (13) の I_c と同じ、すなわち $I_c = \bar{I}_c$ が恒等的に成立する。なお、3. での取り扱いでは $\bar{I}_{xz} = \bar{I}_{zx} = 0$ となるが、ここでの場合には一般に非零の値をとる。

ここで得られた式 (20) の左辺の σ_{ij}^{∞} から岩盤の初期主応力 σ_1^{∞} , σ_2^{∞} , σ_3^{∞} およびそれらの方向は通常の座標変

換公式によって求めることができる。しかし、それらの提示は紙面の都合上、省略する。

4. 数値計算例および考察

数値計算例として Inclusion の弾性定数を次の 2 種類のもの、すなわち、

- ① $E_i = 200.0 \text{ GPa}$, $\nu_i = 0.280$ (i.e. 鋼製の Inclusion)
- ② $E_i = 3.0 \text{ GPa}$, $\nu_i = 0.400$ (i.e. エポキシ樹脂系の Inclusion)

を採用する。これらは代表的に広く使用されているものの例であり、前者は Spathis and Truong¹⁶⁾、後者は Rocha and Silverio¹²⁾ および Duncan Fama and Pender²⁾ において用いられた数値のものに対応する (Rocha らは $E_i = 2.50 \sim 3.00 \text{ GPa}$, $\nu_i = 0.395 \sim 0.430$ を、Duncan Fama らは $E_i = 3.45 \text{ GPa}$, $\nu_i = 0.400$ としたものを例示している)。

(1) 理論—その 1—に対する計算例

まず、1. に記述した問題設定 [A] の影響を検討するために、Spathis ら¹⁶⁾ の計算例に合わせて Inclusion として①の弾性定数を、また接着層の材料として Copper (弾性定数 $E_2 = 110.0 \text{ GPa}$, $\nu_2 = 0.350$) および Epoxy 樹脂 ($E_2 = 3.0 \text{ GPa}$, $\nu_2 = 0.400$) を採用した場合について計算を実行した。この場合 Inclusion の弾性定数を $E_i = E_3$, $\nu_i = \nu_3$ とおき、接着層の厚さ ($R_0 - R_1$) とパイロットホールの半径 R_0 との比 $t = (R_0 - R_1)/R_0$ をパラメーターとして、応力影響係数 I_A , I_B を計算した結果を Fig. 4(a), (b), (c) に示した。図では岩盤部分の弾性定数を $E_1 = 10.0 \sim 100.0 \text{ GPa}$, $\nu_1 = 0.1 \sim 0.5$ の全範囲に対して計算してある。ただし、Fig. 4(a), (c) では平面ひずみ状態を、Fig. 4(b) では平面応力状態としたものを与えた。この図のうちの $t=0$ および $t=0.5$ としたものが Spathis らの示したものと一致している。この図から、たとえば、Fig. 4(a), (b) では接着層厚比 t の変化によって I_A , I_B の値があまり変化していないのは使用した接着層の弾性係数 E_2 が Inclusion の E_i とあまり差がない (i.e. それらの比 E_2/E_i が 0.550) のに対し、Fig. 4(c) では t の変化に応じて I_A , I_B に大きな影響を与えるのは接着層の弾性係数と Inclusion のそれとの比が $E_2/E_i = 0.015$ ときわめて小さな値になっているため、接着層が大きな緩和効果の役割を果たしていることによるものである。したがって、これらの図は接着層の使用にあたって、その弾性定数および厚さについて十分な注意を払った検討が必要であることを示唆している。

次に、問題設定 [C] のオーバーコアリング径 R_t の影響をみるために、ここでは接着層厚を零 (i.e. $R_0 = R_1$)

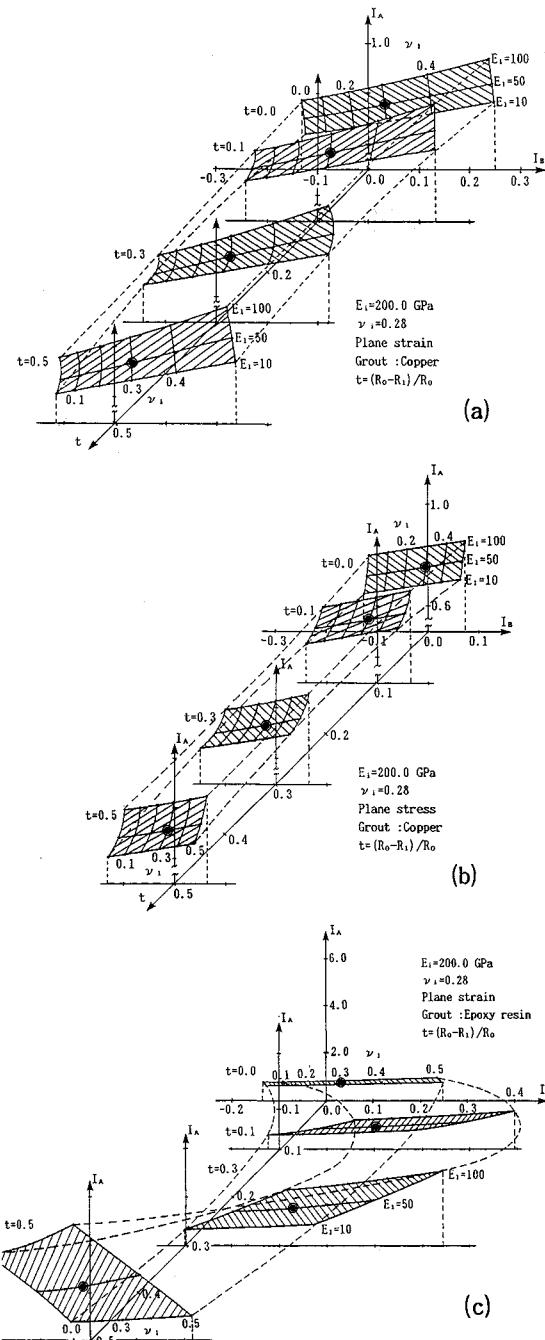


Fig. 4 Variations of the stress influence factors I_A and I_B for various rock properties having grout layer of finite thickness.

とし、 R_t をいくつかの値に変えた場合の $r=R_t$ における Matrix 側の半径方向直応力 $\sigma_r^{(1)}$ の分布を $e=R_t/R_0=2.0, 3.0, 5.0$ および ∞ とした場合についてプロットしたものが Fig. 5 である。図中の 1/4 領域ごとに条件を

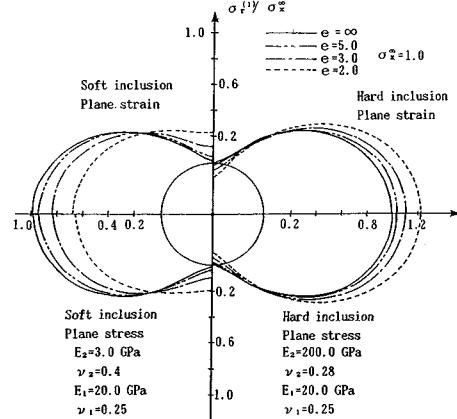


Fig. 5 Distributions of radial normal stress $\sigma_r^{(1)}$ at finite position of $r = R_t$ to be overcored, for the cases of hard-type and soft-type inclusions.

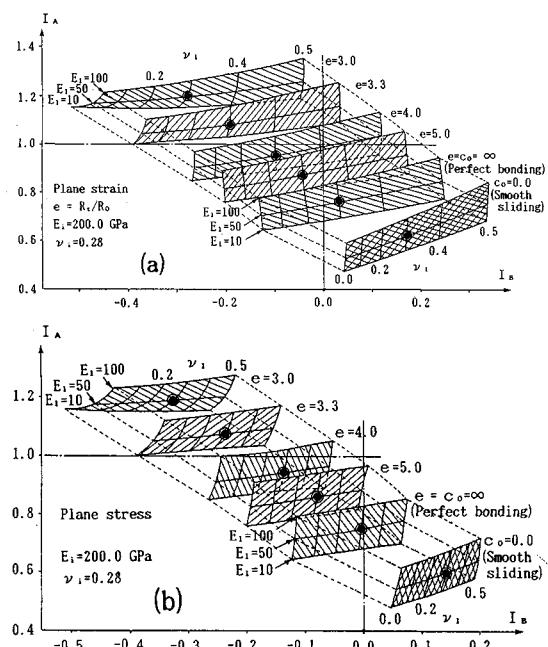


Fig. 6 Variations of the stress influence factors I_A and I_B for various rock properties to the cases of finite overcoreing parameter $e = R_t/R_0$ and of sliding parameter C_s .

変えた場合のものが示されているが、いずれも実線の分布図によるもの (i.e. 無限遠位置でオーバーコアリングするもの) との残差分を補正する必要があることを意味している。その補正操作を理論式のレベルで実行するためには $r=R_t$ の位置で式 (11) の条件を設定してやればよく、そのことを実行してオーバーコアリング径比 $e = R_t/R_0 (= \rho_t)$ をパラメーターとして応力影響係数 I_A, I_B を求めた結果の図を Fig. 6(a), (b) に示した。これらの図では Inclusion として①の鋼製の場合を取り上げ、

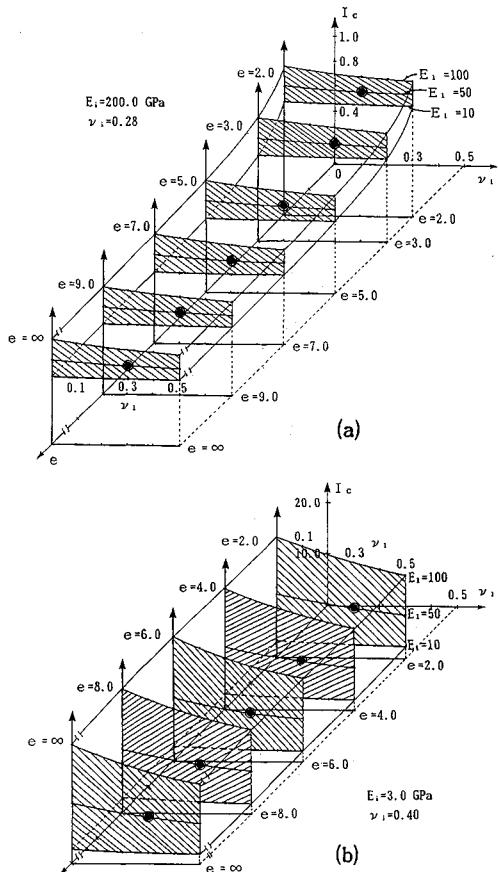


Fig. 7 Variations of the stress influence factor I_c for rock properties to the cases of overcoring parameter $e = R_t/R_o$.

平面ひずみ状態としたもの (Fig. 6(a)) および平面応力状態としたもの (Fig. 6(b)) で、Fig. 4 と同じく岩盤 (Matrix) の弾性定数として $E_1=10.0\sim100.0 \text{ GPa}$, $\nu_1=0.0\sim0.5$ を採用して I_A , I_B を求めてある。図中には問題設定 [B] の影響を検討した結果 (i.e. 式 (8) のパラメータ C_0 として $C_0=0.0\sim\infty$ とした場合の結果) も示した。この図のうちの $C_0=\infty$ のものは $e=R_t/R_o=\infty$ としたものに完全に一致する。 $C_0=0$ としたものは Inclusion と Matrix の接触境界で完全すべりの条件が成立するものとして設定した場合である。したがって、 C_0 が有限値をとる場合には図中の $C_0=0.0$ と ∞ の間に I_A , I_B の値が落ちることになる (有限値の C_0 として具体的な値を代入したものについては複雑になるので図中にプロットされていない)。

鋼製の Inclusion を用いる長所として一般にいわれていることは、計測ゲージとしての安定性のほかに岩盤 (Matrix) の弾性定数の値にあまり影響を受けないということが挙げられているが、ここでみると個々の

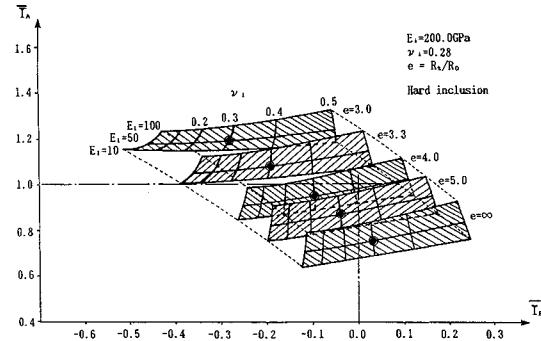


Fig. 8 Variations of the stress influence factor \bar{I}_A and \bar{I}_B for various rock properties to the cases of consideration of axial normal stress σ_z^∞ .

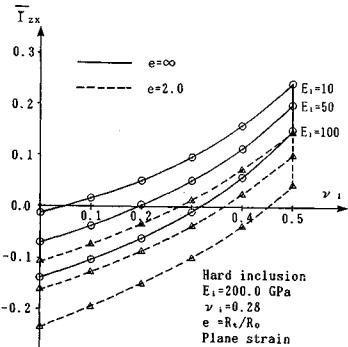
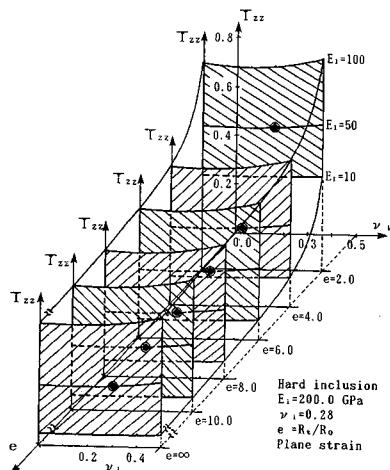
e ないし C_0 の値に対する四辺形内に I_A , I_B が変動することを示しており、平面ひずみとして計算したもの (Fig. 6(a)) の方が平面応力としたもの (Fig. 6(b)) よりその変動幅が大きい傾向にあることが読み取れる。ここでの指摘はまた、先の Fig. 4 の場合にもあてはまる事柄もある。なお、Matrix の弾性定数が別途計測されているような場合にはこの四辺形内の 1 点が定められ、 I_A , I_B が e , C_0 の値に応じて唯一に決定できることになるものである。たとえば、 $E_1=50.0 \text{ GPa}$, $\nu_1=0.30$ の Matrix の場合、図中の ●印点によって I_A , I_B が求められることを示している (もちろん、 e , C_0 の値に応じて、●印の位置は移動してゆき、それらの軌跡を連ねたものは一本の曲線を形成する)。

続いて、式 (13) の面外せん断応力に関する応力影響係数 I_c を求めたものを Fig. 7(a), (b) に示した。この場合も簡単のために接着層厚を zero すなわち $R_0=R_t$ とおき、オーバーコアリング径比 $e=R_t/R_0$ をパラメーターとして図示してある。Fig. 7(a) が①の鋼製 Inclusion の場合、Fig. 7(b) が②の Epoxy 系の Inclusion の場合に対応するものである (両図で縦軸の I_c のスケールが異なることに注意)。この場合も、 $E_1=50.0 \text{ GPa}$, $\nu_1=0.30$ の値の点を ●印で示してある。

(2) 理論—その 2—に対する計算例

3. で述べたように σ_z^∞ の作用による面内成分への連成効果についての考察結果から、岩盤初期応力 σ_{ij}^∞ は Inclusion の応力 $\sigma_{ij}^{(2)}$ によって式 (22) で与えられる。したがって、この場合の応力影響係数 \bar{I}_A , \bar{I}_B , \bar{I}_c ……を求めてやれば、所期の目的が達成されることになる。以下、具体的にこれらの係数の値を求めた結果を示すこととする。

まず、 \bar{I}_A , \bar{I}_B について求めた結果を図示したものが Fig. 8 である。これは Fig. 6(a) の平面ひずみ状態のものに対応するもので、 σ_z^∞ および面内直応力和 ($\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty$) による準三次元的効果が理論的に考慮されている分だけ

Fig. 9 Variations of the stress influence factor \bar{I}_{zx} .Fig. 10 Variations of the stress influence factor \bar{I}_{zz} .

値に変化がある。もちろん、これらの値は使用する Inclusion や Matrix の弾性定数および $e = R_t/R_0$ によっても変化するのはいうまでもない。特に Inclusion と Matrix のボアソン比に差がある場合にはこの比も相対的な変動があり、Fig. 8 と Fig. 6(a) の比較によってそのことが観察できる。

次に、 \bar{I}_{zx} については無視できるほどの値であることから、 \bar{I}_{zx} についてプロットしたものが Fig. 9 である。

4. でも触れたようにこの値は 3. での取り扱いでは現われない応力影響係数である。

なお、3. で平面ひずみとした場合にたとえば、 $\sigma_z^\infty = \nu_1 (\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty)$ とした形で σ_z^∞ を推定すると考えるとこの ν_1 が \bar{I}_{zx} ($=\bar{I}_{yz}$) への影響分に相当することになるが、このような評価では正しくないことが Fig. 7(a) と Fig. 8 との結果から読み取れよう。

最後に、 \bar{I}_{zz} について $e = R_t/R_0 = 2.0, 4.0, 6.0, 8.0, 10.0$ および ∞ とし、Matrix の $E_i = 10.0 \sim 100.0$ GPa, $\nu_1 = 0.0 \sim 0.5$ とした場合の結果を図示して、Fig. 10 に示した。この結果は先の \bar{I}_{zx} の場合と同様に 3. での取

り扱いでは求められないものである。

5. 結 言

有限の剛性を有する円柱状の埋設型計測装置によって地山岩盤の初期ないし変動応力を測定する際に、従来必ずしも明確にされていなかった計測値に及ぼすいくつかの問題点について、等方性弾性媒体の仮定の下に、総合的に厳密で定量的な取り扱いが可能であることを理論的に示した。具体的には、緒言で示した 3 つの問題設定を行い、それらすべての場合について理論解析過程を示すとともに、多くの計算例を通して現場計測に利用できるように系統的に結果を整理した。

なお、ここでの取り扱いではオーバーコアリングと計測用の円形 Inclusion は常に同心円状であるものと仮定したが、現場での適用では必ずしも同心円とはならず、偏心した状態で応力解放されるのが一般である。この点については今後の課題であるが、双極座標系を用いて本論文と同様の解析を行えばよい。

付録 A 有限位置でのオーバーコアリングによる応力、変位の解析—面外せん断応力の作用—

紙面の都合上、面内荷重 $\sigma_x^\infty, \sigma_y^\infty, \sigma_{xy}^\infty$ が作用する場合について後続の円筒状 Inclusion を用いた理論解析に関する論文において一括して記述するので省略し、ここでは無限遠で一様な岩盤初期応力のうちの面外せん断応力 $\tau_{xz}^\infty, \tau_{yz}^\infty$ が作用する場合について考える (Fig. 3 参照)。まず、Fig. 3(b) の第 1 段階のパイロットホールの削孔により生じる応力、変位は、本文の式 (1)₃, (2)₂, (3)₃ を用いて次の境界条件の下で解析してやればよい。

$$\begin{aligned} \bar{\tau}_{rz}^{(1)} &= \bar{\tau}_{rz}^{(1)} \cos \theta - \bar{\tau}_{\theta z}^{(1)} \sin \theta = \tau_{xz}^\infty, \\ \bar{\tau}_{yz}^{(1)} &= \bar{\tau}_{rz}^{(1)} \sin \theta + \bar{\tau}_{\theta z}^{(1)} \cos \theta = \tau_{yz}^\infty, \\ \bar{\tau}_{rz}^{(1)} &= 0, \text{ at } r = R_0 \quad (\text{i.e. } \rho = 1). \end{aligned} \quad \left. \right|_{\text{at } r \rightarrow \infty.} \quad (A.1)$$

式 (3)₃ の $\phi_k(z)$ は次式によって求められることが Sendeckyji¹⁵⁾ より示されている。

$$\begin{aligned} \varphi_1(z) &= C_1 R_0 \xi - \Gamma \bar{C}_1 R_0 / \xi, \quad \varphi'_1(z) = C_1 + \Gamma \bar{C}_1 / \xi^2, \\ \varphi_2(z) &= (1 + \Gamma) C_1 R_0 \xi, \quad \varphi'_2(z) = (1 + \Gamma) C_1. \end{aligned} \quad \left. \right|_{\text{at } r \rightarrow \infty.} \quad (A.2)$$

ここに、

$$\begin{aligned} C_1 &= \tau_{xz}^\infty - i \tau_{yz}^\infty, \quad \Gamma = \frac{G_2 - G_1}{G_2 + G_1}, \\ \xi &= \frac{z}{R_0} = \frac{r}{R_0} e^{i\theta} = \rho e^{i\theta}. \end{aligned} \quad \left. \right|_{\text{at } r \rightarrow \infty.} \quad (A.3)$$

しかるに、式 (A.1) の境界条件の場合、 $G_2 \rightarrow 0$ すなわち、 $\Gamma \rightarrow -1$ を代入したものに対応することから、

Fig. 3(b) の状態での応力、変位式は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{\tau}_{rz}^{(1)} &= (1 - \hat{\rho}^2)(\tau_{xz}^{\infty} \cos \theta + \tau_{yz}^{\infty} \sin \theta), \\ \bar{\tau}_{\theta z}^{(1)} &= (1 + \hat{\rho}^2)(-\tau_{xz}^{\infty} \sin \theta + \tau_{yz}^{\infty} \cos \theta), \\ \bar{u}_z^{(1)} &= \frac{r}{2G_1} (1 + 2\hat{\rho}^2)(\tau_{xz}^{\infty} \cos \theta + \tau_{yz}^{\infty} \sin \theta). \end{aligned} \right\} \dots (A \cdot 4)$$

ここに、 $\hat{\rho} = R_0/r$ であり、したがって、 $\hat{\rho} = 1$ のとき当然のことながら $\bar{\tau}_{rz}^{(1)} = 0$ となって自由境界の条件を満たしている^{注2)}。

続いて、上記のバイロットホール内に計測用 Inclusion を埋設接着し、硬化を待って同心円状にオーバーコアリングして応力解放を行うものとすれば、 $r = R_t$ の位置に、式 (A・4) で得られた $\bar{\tau}_{rz}^{(1)}|_{r=R_t}$ の応力が解放されることになるので Fig. 3(e) の状態での解析をしてやればよく、したがって、境界条件として次式：

$$\left. \begin{aligned} \hat{\tau}_{rz}^{(1)} &= -\bar{\tau}_{rz}^{(1)}, \text{ at } r = R_t \quad (\text{i.e. } \rho = \rho_t), \\ \hat{\tau}_{rz}^{(1)} &= \hat{\tau}_{rz}^{(2)}, \quad \hat{u}_z^{(1)} = \hat{u}_z^{(2)}, \text{ at } r = R_0 \quad (\text{i.e. } \rho = 1), \\ \hat{\tau}_{iz}^{(2)}, \hat{u}_z^{(2)} &\text{: finite values, at } r \rightarrow 0. \end{aligned} \right\} \dots (A \cdot 5)$$

を満たすように $\hat{\tau}_{iz}^{(2)}$, $\hat{u}_z^{(2)}$ を定めてやればよい。式 (A・4) を求めるときも同様に、いくつかの操作の後、これらの応力、変位は最終的に次のように求められる。

$$\left. \begin{aligned} \hat{\tau}_{rz}^{(1)} &= -(1 + \Gamma \hat{\rho}^2) \omega_t \cdot (\tau_{xz}^{\infty} \cos \theta + \tau_{yz}^{\infty} \sin \theta), \\ \hat{\tau}_{\theta z}^{(1)} &= -(1 - \Gamma \hat{\rho}^2) \omega_t \cdot (-\tau_{xz}^{\infty} \sin \theta + \tau_{yz}^{\infty} \cos \theta), \\ \hat{u}_z^{(1)} &= -\frac{r}{G_1} (1 - \Gamma \hat{\rho}^2) \omega_t \cdot (\tau_{xz}^{\infty} \cos \theta + \tau_{yz}^{\infty} \sin \theta). \end{aligned} \right\} \dots (A \cdot 6)$$

$$\left. \begin{aligned} \hat{\tau}_{rz}^{(2)} &= -(1 + \Gamma) \omega_t \cdot (\tau_{xz}^{\infty} \cos \theta + \tau_{yz}^{\infty} \sin \theta), \\ \hat{\tau}_{\theta z}^{(2)} &= -(1 + \Gamma) \omega_t \cdot (-\tau_{xz}^{\infty} \sin \theta + \tau_{yz}^{\infty} \cos \theta), \\ \hat{u}_z^{(2)} &= -\frac{r}{G_2} (1 + \Gamma) \omega_t \cdot (\tau_{xz}^{\infty} \cos \theta + \tau_{yz}^{\infty} \sin \theta), \\ \hat{\tau}_{xz}^{(2)} &= -(1 + \Gamma) \omega_t \cdot \tau_{xz}^{\infty}, \quad \hat{\tau}_{yz}^{(2)} = -(1 + \Gamma) \omega_t \cdot \tau_{yz}^{\infty}. \end{aligned} \right\} \dots (A \cdot 7)$$

ここに、

$$\omega_t = \frac{\rho_t^2 - 1}{\rho_t^2 + \Gamma}, \quad \rho_t = \frac{R_t}{R_0}, \quad \hat{\rho} = \frac{1}{\rho} = \frac{R_0}{r} \dots (A \cdot 8)$$

以上の結果より、Matrix および Inclusion 内に生じている最終的な応力、変位は次式となる。

$$\left. \begin{aligned} \tau_{rz}^{(1)} &= \bar{\tau}_{rz}^{(1)} + \hat{\tau}_{rz}^{(1)}, \quad \tau_{\theta z}^{(1)} = \bar{\tau}_{\theta z}^{(1)} + \hat{\tau}_{\theta z}^{(1)}, \quad u_z^{(1)} = \bar{u}_z^{(1)} + \hat{u}_z^{(1)}, \\ \tau_{rz}^{(2)} &= \hat{\tau}_{rz}^{(2)}, \quad \tau_{\theta z}^{(2)} = \hat{\tau}_{\theta z}^{(2)}, \quad u_z^{(2)} = \hat{u}_z^{(2)}. \end{aligned} \right\} \dots (A \cdot 9)$$

注2) なお、式 (A・4) の変位 $\bar{u}_z^{(1)}$ については石島ら⁸⁾および Pariseau¹¹⁾における指摘のとおり、この結果が正しい。他方、平松・岡⁵⁾をはじめとする多くの論文では次式のように与えられている。これについての詳しい検討は後続の論文において示す予定である。

$$\bar{u}_z^{(1)} = \frac{r}{G_1} (1 + \hat{\rho}^2) (\tau_{xz}^{\infty} \cos \theta + \tau_{yz}^{\infty} \sin \theta).$$

付録B 有限位置でのオーバーコアリングによる応力、変位の解析—軸方向直応力の作用と評価—

Fig. 3 で示した $r = R_t$ でのオーバーコアリングによる場合の Matrix および Inclusion に生じる応力、変位は式 (18) で与えられる。このうちの $\hat{\sigma}_z^{(k)}$, $\hat{u}_z^{(k)}$ は Fig. 3 (e) の荷重状態によって定められるものである。さらに、それらのうちの $\bar{\tau}_{rz}^{(k)}$, $\bar{u}_z^{(k)}$ の作用による分は 3. の取り扱いによるものと何ら変わりはないので、ここでは省略する。なお、 $r = R_t \rightarrow \infty$ の位置でのこれらの応力、変位の解析は Rocha and Silverio¹²⁾, Duncan Fama and Pender²⁾ によって与えられている。ここでは、 $r = R_t$ に作用する外荷重を次の 2 つの場合に分けて取り扱うこととする。

[I] $-\sigma_z^{\infty}$ が作用する場合

Fig. B・1 に示すように、 $r = R_t (> R_0)$ の位置でオーバーコアリングした場合、 z 軸方向の力のつり合いから次式が成立する。

$$-\sigma_z^{\infty} \cdot \pi (R_t^2 - R_0^2) = \hat{\sigma}_z^{(1)} \cdot \pi (R_t^2 - R_0^2) + \hat{\sigma}_z^{(2)} \cdot \pi R_0^2. \dots (B \cdot 1)$$

ただし、 $-\sigma_z^{\infty}$ の作用によって発生する Matrix および Inclusion 内の軸応力 $\hat{\sigma}_z^{(1)}$, $\hat{\sigma}_z^{(2)}$ は r , θ に無関係に一定であると仮定した。上式を変形して次式を得る。

$$\hat{\sigma}_z^{(1)} = -\sigma_z^{\infty} - \eta_t \hat{\sigma}_z^{(2)}, \quad \eta_t = \frac{1}{\rho_t^2 - 1} \dots (B \cdot 2)$$

一般に Matrix と Inclusion のボアソン比が異なるものとすれば、上記の $\hat{\sigma}_z^{(1)}$, $\hat{\sigma}_z^{(2)}$ の作用によって、 $r = R_0$ の接合境界において半径方向の一様な静水圧的な応力 p_0 が発生することになる。このときのひずみが求められ、それらの積分を実行して次式のように変位が得られる。

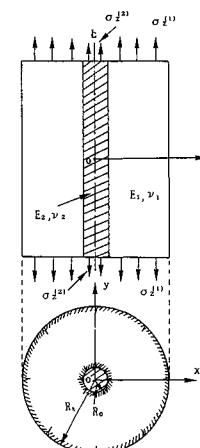


Fig. B・1 Interaction between matrix and inclusion.

$$\left. \begin{aligned} \hat{u}_z^{(1)} &= \frac{z}{E_1} (\hat{\sigma}_z^{(1)} - 2\nu_1 \eta_t p_0), \\ \hat{u}_r^{(1)} &= \frac{r}{E_1} \left[-\nu_1 \hat{\sigma}_z^{(1)} + \eta_t p_0 \left((1-\nu_1) - (1+\nu_1) \frac{R_t^2}{r^2} \right) \right], \\ \hat{u}_z^{(2)} &= \frac{z}{E_2} (\hat{\sigma}_z^{(2)} + 2\nu_2 p_0), \\ \hat{u}_r^{(2)} &= -\frac{r}{E_2} [\nu_2 \hat{\sigma}_z^{(2)} + (1-\nu_2) p_0]. \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (B \cdot 3)$$

さて、 $r=R_0$ においてFig. B・1のように接合されていることから、この位置で $\hat{u}_z^{(1)}=\hat{u}_z^{(2)}$, $\hat{u}_r^{(1)}=\hat{u}_r^{(2)}$ が成立しなければならない。これらの条件式から次の関係式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\Gamma} \sigma_z^\infty - (1-\tilde{\Gamma}) \hat{\sigma}_z^{(2)} &= 2(\nu_2 + \tilde{\Gamma} \eta_t \nu_1) p_0, \\ \tilde{\Gamma} \nu_1 \sigma_z^\infty - (\nu_2 + \tilde{\Gamma} \eta_t \nu_1) \hat{\sigma}_z^{(2)} &= [(1-\nu_2) + \tilde{\Gamma} \eta_t (1-\nu_1) \\ &\quad + (1+\nu_1) \rho_t^2] p_0, \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (B \cdot 4)$$

したがって、式 (B・2), (B・4) より p_0 , $\hat{\sigma}_z^{(1)}$, $\hat{\sigma}_z^{(2)}$ を決定することができ、それから Matrix, Inclusion の両領域での応力、変位等が最終的に次式で求められる。

$$\left. \begin{aligned} \hat{\sigma}_z^{(1)} &= -\sigma_z^\infty - \eta_t \hat{\sigma}_z^{(2)}, \\ \hat{\sigma}_r^{(1)} &= \eta_t p_0 \left(1 - \frac{R_t^2}{r^2} \right), \quad \hat{\sigma}_\theta^{(1)} = \eta_t p_0 \left(1 + \frac{R_t^2}{r^2} \right), \\ \hat{\sigma}_z^{(2)} &= \frac{\tilde{\Gamma}}{\Delta_1} [(1-\nu_1-2\nu_1\nu_2) + \tilde{\Gamma} \eta_t (1-\nu_1-2\nu_1^2) \\ &\quad + (1+\nu_1)\rho_t^2] \sigma_z^\infty, \\ \hat{\sigma}_r^{(2)} &= \hat{\sigma}_\theta^{(2)} = -p_0. \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (B \cdot 5)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} p_0 &= -\frac{\tilde{\Gamma}}{\Delta_1} (\nu_2 - \nu_1) \sigma_z^\infty, \\ \Delta_1 &= 2(\nu_2 + \tilde{\Gamma} \eta_t \nu_1)^2 - (1 + \tilde{\Gamma} \eta_t) [(1-\nu_2) + \tilde{\Gamma} \eta_t (1-\nu_1) \\ &\quad + (1+\nu_1)\rho_t^2], \\ \tilde{\Gamma} &= \frac{E_2}{E_1}, \quad \eta_t = \frac{1}{\rho_t^2 - 1}, \quad \rho_t = \frac{R_t}{R_0}. \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (B \cdot 6)$$

[II] σ_x^∞ , σ_y^∞ が作用する場合

σ_x^∞ および σ_y^∞ が作用する場合を考える。Fig. B・2(a) のように $r=R_t$ の位置で $(1-1/\rho_t^2)(\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty)$ が作用する問題は Fig. B・2(b), (c) の重ね合せとして表示することができ、このうち、Fig. B・2(b) は通常の平面ひずみ状態としての解析を実行してやればよいので、何ら問題はなく本文の 3. のように取り扱えばよい。したがって、ここでは Fig. B・2(c) についての解析が対象となるが、これは前記 [I] での考え方を援用することができる。

すなわち、 $-\sigma_z^\infty$ の代わりに $r=R_t$ の位置での $(1-$

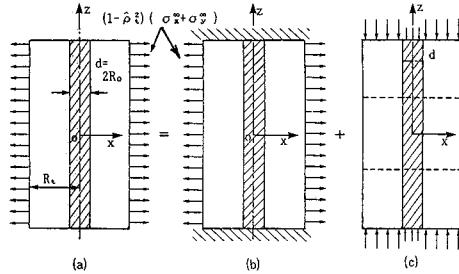


Fig. B・2 Treatment of the effect of in-plane normal stress σ_x^∞ at $r=R_t$ on axial stresses $\sigma_z^{(1)}$ and $\sigma_z^{(2)}$.

$1/\rho_t^2)(\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty)$ による z 方向への影響分 $-\nu_1(1-1/\rho_t^2)(\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty)$ を用いてやればよい。

参考文献

- 1) Duncan Fama, M. A. : Proc. 4th Congr., ISRM, Montrœux, Vol. II, pp. 113~120, 1979.
- 2) Duncan Fama, M. A. and Pender, P. I. J. : Int. J. Rock Mech. Min. Sci. and Geom. Abs., Vol. 17, pp. 137~146, 1980.
- 3) Fairhurst, C. : Felsmech. and Ingenieurgeol., Vol. II, pp. 129~147, 1964.
- 4) Gladwin, M. T. and Hart, R. : Pure Appl. Geophys., Vol. 123, pp. 58~80, 1985.
- 5) Hiramatsu, Y. and Oka, Y. : Mem. of Fac., Kyoto Univ., Vol. 24, pp. 56~76, 1962.
- 6) Hiramatsu, Y. and Oka, Y. : Int. J. Rock Mech. and Min. Sci., Vol. 5, pp. 337~353, 1968.
- 7) 平島・浜野：土木学会論文集，第406号／III-11，pp. 175~184, 1989.
- 8) 石島・小出・鈴木：日本鉱業会誌，Vol. 89, pp. 901~906, 1970.
- 9) ISRM Commission : Int. J. Rock Mech. Min. Sci. and Geomech. Abstr., Vol. 5, pp. 337~353, 1987.
- 10) Oka, Y. and Bain, I. : Int. J. Rock Mech. and Min. Sci., Vol. 7, pp. 503~515, 1970.
- 11) Pariseau, W. G. : Proc. Int. Congr. Rock Mech., Vol. II, pp. 1201~1205, 1987.
- 12) Rocha, M. and Silverio, A. : Geotechnique, Vol. 21, pp. 116~132, 1969.
- 13) 佐久間・菊地・水田・世良田：土木学会論文集，第406号／III-11，pp. 87~96, 1989.
- 14) Savin, G. N. : Stress Concentration Around Holes, Pergamon Press, pp. 234~296, 1961.
- 15) Sendeckyji, G. P. : Fundamental Aspects of Dislocation Theory, ed. by Simmons, J. A., et al., Nat. Bur. Stand. (U.S.A.), Spec. Publ., No. 317, pp. 57~69, 1970.
- 16) Spathis, A. T. and Truong, D. : Int. J. Rock Mech. Min. Sci. and Geomech. Abstr., Vol. 24, pp. 33~39, 1987.

(1990.2.28・受付)