

マイクロメカニクスに基づく岩盤の 連続体モデルと大規模空洞掘削の解析

吉田秀典¹・堀井秀之²

¹正会員 博士(工) 千葉工業大学助手 工学部土木工学科 (〒 275 千葉県習志野市津田沼二丁目 17-1)

²正会員 Ph.D 東京大学助教授 工学部土木工学科 (〒 113 東京都文京区本郷七丁目 3-1)

大規模地下空洞の掘削を安全かつ経済的なものとし、より合理的な支保設計法を確立するためには、岩盤挙動を正しく捉えた解析手法の確立が不可欠である。不連続性岩盤における空洞掘削においては、地山応力解放により生ずるジョイントのせん断すべり・開口が岩盤挙動の支配的メカニズムであると考えられる。本研究では、こうしたジョイントの挙動を考慮に入れ、マイクロメカニクスに基づく岩盤の連続体モデルを構築し、任意の岩盤内空洞掘削の解析手法を開発した。そして、解析例として東京電力塩原発電所の地下発電所空洞掘削の問題を採り上げ、解析結果と計測結果を比較することにより、開発した解析手法の適用性を示した。

Key Words : *jointed rock masses, micromechanics-based continuum model, FEM analysis of excavation problem*

1. はじめに

不連続性岩盤に対する解析手法の確立は、岩盤力学における重要課題の一つである。地下発電所のような大規模地下空洞の掘削解析は、空洞の設計・施工上で不可欠であるが、今後、地質条件の厳しい地点に地下発電所などを建設してゆく必要があるとすれば、その解析には高い精度・確度が要求されよう。わが国では、節理などの不連続面に富む岩盤が多いことから、異方性の強い空洞のはらみだし挙動など、従来の解析手法では説明困難な岩盤挙動が見られる。これは、空洞掘削による応力解放に起因する不連続面のせん断すべり・開口が主たる原因であると考えられる。こうした複雑な岩盤挙動をともなうと予想される地点における大規模地下空洞の掘削を、より安全かつ合理的なものとするためには、岩盤挙動を正確に把握した解析手法が必要となる。

ジョイントを多数含む不連続性岩盤において空洞掘削が行われる場合、地山応力解放により生ずるジョイントのせん断すべり・開口が岩盤挙動の支配的メカニズムであると考えられる。また、岩盤中でジョイントは局所的に見れば平坦であるが、巨視的には少なからず起伏を有しており、空洞掘削時には、ある場所ではせん断すべりを起こし、別の場所では開口するというような複雑な挙動を起こすものと思われる。しかも、空洞周辺では空洞掘削後も周方向には大きな圧縮力が作用しており、これと平行に近いジョイントが存在する場合、ジョイントはこの圧縮力により大きく変形(せん断すべり・開口)するものと思われる。空洞掘削時の岩盤挙動を捉え

るためには、このような各ジョイントの挙動を考慮することが重要である。

しかしながら、岩盤に含まれるジョイントの数は膨大であり、個々のジョイントを個別に扱うことは到底不可能であるため、ジョイントを含む岩盤を等価な連続体に置き換えた解析が望まれる。大規模地下空洞掘削の予測に高い精度・確度が求められる場合、弾性定数の低減というような解析手法では信頼性を確保することは難しく、ジョイントの挙動を考慮に入れた岩盤の連続体理論が必要となる。

マイクロメカニクスに基づく連続体理論は、マイクロクラック、不均一介在物などの微視構造要素の存在、あるいはその発生・成長に支配された物体の力学的挙動に対する連続体理論である。定式化にあたっては個々の微視構造要素をモデル化し、その挙動に基づき平均化操作を行うことにより、等価な連続体としての挙動、すなわち構成式が導かれる¹⁾。これは個々のジョイントの挙動に支配される不連続性岩盤の解析に適しているものと思われる。導かれた岩盤の構成式を有限要素解析プログラムなどに組み込むことにより、任意の岩盤構造物・荷重条件における岩盤挙動の解析が可能となる。

解析手法の妥当性を検証するためには、例えば、実際の地下空洞掘削の解析を行い、解析結果と掘削時の計測結果を比較することが必要である。この際に、単に空洞側壁の変位を合わせる事が出来たというようなことだけではなく、客観的に決定された入力パラメータを用いて解析を行い、岩盤の地中変位量、ジョイントのせん断・開口変位量、PS アンカーボルトの軸力の変化、アー

チコンクリートの応力といった実測結果と解析結果が合致することを示さなくては、空洞掘削の予測解析は信頼性を持ち得ない。

Cai と Horii^{2) 3)}はジョイントの変形に着目し、マイクロメカニクスに基づいてジョイントを多数有する岩盤の連続体モデルを提案している。このモデルは、ジョイントの力学的特性に加えて密度・方向・連結性を考慮に入れることの出来る新しい構成モデルであり、主として平板載荷試験など、ジョイントの圧縮変形に対する解析に適している。しかしながら、空洞掘削過程においてジョイントは応力解放によりせん断すべり・開口を生ずるため、新しいモデルが必要となる。

そこで本研究ではこれに変更を加え、ピーク前のジョイントの変形は考慮せず、ピーク後の状態にある破壊する(せん断すべり・開口を生ずる)ジョイントを含む岩盤の構成式のモデル化を行った。ここでは、このようなマイクロメカニクスに基づく連続体モデルをMBCモデル(Micromechanics-Based Continuum Model)と呼ぶことにする。そして、得られた不連続性岩盤に対する構成式を有限要素解析プログラムに組み込むことにより、任意の岩盤構造物に対する空洞掘削の解析手法を開発した。解析手法の適用性を検討するために、解析例として、東京電力塩原発電所の地下空洞掘削解析を行い、実測結果と解析結果を比較した。また、支保(PSアンカー)が無い場合の解析も行い、支保の効果と岩盤の安定性の評価について言及する。

2. 岩盤の構成式モデル

(1) マイクロメカニクスに基づく連続体理論

マイクロメカニクスに基づく連続体モデル(MBCモデル)は、前述の通り、微視構造要素の存在、あるいはその発生・成長に支配された物体に対する連続体理論であるが、対象となる微視構造はどの様なものであっても構わない。ここでは、図-1に示すような不連続面を含む物体を考える。不連続面の数は膨大であり、それぞれを個別に取り扱うことは出来ないものとする。ここで、どのようにしてこの不連続面を有する物体を等価な連続体に置き換え、連続体の問題として定義するかが問題となる。

まず、物体の任意の点に着目し、その点を含む部分領域を考える。この領域を代表要素(Representative Volume Element, R.V.E)と呼び、その領域は微視構造要素の寸法に比べて十分大きく、かつ物体の代表寸法に比べて十分小さいものとする。この代表要素における平均応力と平均ひずみの関係、すなわち巨視的な構成式を求め、この構成式が等価な連続体の一点における材料の挙動を与えるものとして連続体の解析を行う。

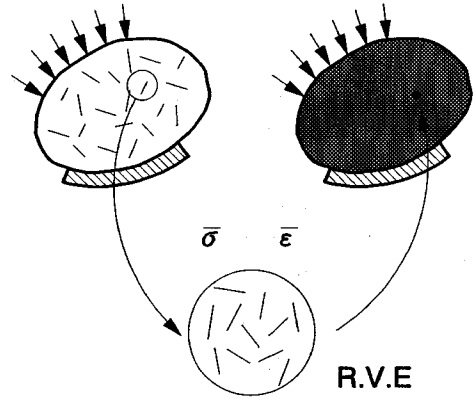


図-1 微視構造を有する物体と等価連続体

代表要素における平均応力と平均ひずみの関係は、内在する不連続面の寸法、平均間隔、及び方向分布に依存する。不連続面どうしの相互干渉を考慮に入れて不連続面の挙動を算定し、その結果をもとに平均操作を行うことにより、平均応力と平均ひずみの関係(構成式)が求まる。

(2) 平均ひずみと平均応力

ジョイント(不連続面)を有する岩盤の応力-ひずみ関係は、前述の通り、代表要素(R.V.E)内の応力とひずみに対して平均操作をすることにより得られる。平均応力 $\bar{\sigma}_{ij}$ と平均ひずみ $\bar{\epsilon}_{ij}$ は次式で定義される⁴⁾。

$$\bar{\sigma}_{ij} = \frac{1}{V} \int_V \sigma_{ij} dV, \quad (1a)$$

$$\bar{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{V} \int_S \frac{1}{2} (u_i n_j + u_j n_i) dS. \quad (1b)$$

ここで、 V は代表要素の体積、 S は外側境界面、 u_i は変位ベクトルの成分、 n_i は S における単位法線ベクトルの成分である。代表要素内では平均応力 $\bar{\sigma}_{ij}$ はジョイントを除いた基質岩盤の平均応力 $\bar{\sigma}_{ij}^R$ と同じであるが、平均ひずみ $\bar{\epsilon}_{ij}$ は基質岩盤の平均ひずみ $\bar{\epsilon}_{ij}^R$ と異なり、式(2)で与えられる。式(2)の誘導の詳細は補遺Iに示している。

$$\bar{\epsilon}_{ij} = D_{ij,kl}^R \bar{\sigma}_{kl} + \frac{1}{2V} \sum_m \int_{\Omega_m} ([u_i^{(m)}] n_j^{(m)} + [u_j^{(m)}] n_i^{(m)}) dS. \quad (2)$$

ここで、 $D_{ij,kl}^R$ は基質岩盤のコンプライアンステンソル、 Ω_m は代表要素 V 中の m 番目のジョイント面、 $n_i^{(m)}$ はそのジョイント面での単位法線ベクトル、そして $[u_i^{(m)}]$ はそのジョイント面での変位の不連続量(相対変位量)である。また、基質岩盤は均質な等方弾性体に見なせるものとし、 $\bar{\epsilon}_{ij}^R = D_{ij,kl}^R \bar{\sigma}_{kl}$ を用いた。式(2)の右辺第一項は

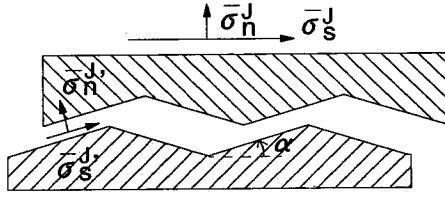


図-2 起伏を有するジョイント

基質岩盤の平均ひずみで $\bar{\varepsilon}_{ij}^R$ あり、第二項はジョイントのせん断すべり・開口によるひずみを表す。

一般に岩盤の力学的応答は非線形であるため、増分解析が必要である。式(2)を増分方程式に書き換えると、

$$\Delta \bar{\varepsilon}_{ij} = D_{ijkl}^R \Delta \bar{\sigma}_{kl} + \frac{1}{2V} \sum_m \int_{\Omega^m} (\Delta [u_i^{(m)}] n_j^{(m)} + \Delta [u_j^{(m)}] n_i^{(m)}) dS, \quad (3)$$

となる。相対変位増分 $\Delta [u_j]$ が平均応力増分 $\Delta \bar{\sigma}_{ij}$ の関数として与えられるならば、式(3)より岩盤の構成式が、

$$\Delta \bar{\varepsilon}_{ij} = \bar{D}_{ijkl} \Delta \bar{\sigma}_{kl}, \quad (4)$$

と得られる。ここで、 \bar{D}_{ijkl} はジョイントを含む岩盤の巨視的接線コンプライアンスである。

(3) 岩盤中におけるジョイントの挙動

岩盤にマイクロメカニクスに基づく連続体理論を適用する場合、微視構造要素は個々のジョイントである。代表要素において、系に作用する平均応力増分に対する個々のジョイントの相対変位増分が求まれば、式(3)より巨視的な応力増分とひずみ増分の関係が得られる。

まず、ジョイントを多数有する岩盤における、個々のジョイントの挙動のモデル化を行う。前述の通り、岩盤中で個々のジョイントは、局所的に見れば平面とみなすことができるが、巨視的には完全に平坦ではなく、起伏を有しているものと考えられる。そこで本研究では、ジョイントの起伏の影響を考慮するために、図-2のようにのこぎり歯型をしたジョイントを考える。ジョイントの変形は一方の面におけるせん断すべりにより生じ、この場合、他方の面は開口するものとした。大規模空洞掘削において、ポアホールテレビを用いた観察より、数mmから10mmを超えるジョイントの開口変位が報告されているが、応力が解放されたとはいえ、依然として圧縮応力場にあるジョイントの開口を説明するためには、図-2のようなモデル化が必要である。本研究では、ジョイント面は次に示すような条件を満たした時、せん断すべりを生ずるものと仮定した。

$$|\bar{\sigma}_s^{J'}| = -\bar{\sigma}_n^{J'} \tan \phi, \quad \bar{\sigma}_n^{J'} < 0. \quad (5)$$

ここで、 ϕ はジョイント面の摩擦角であり、 $\bar{\sigma}_n^{J'}$ 、 $\bar{\sigma}_s^{J'}$ は起伏を有するジョイントのせん断面に作用する法線方向、及び接線方向の局所的平均応力である。

また、ジョイントの一方の面でせん断すべりが生じた場合、他方の面ではジョイント面の開口が起こるためストレスフリーになるものと仮定した。したがって、ジョイント(図-2参照)全体に作用する巨視的な法線方向・接線方向の平均応力増分 $\Delta \bar{\sigma}_n^{J'}$ ・ $\Delta \bar{\sigma}_s^{J'}$ は、ジョイントのせん断面に作用する平均応力増分を用いて次のように表される。

$$\Delta \bar{\sigma}_n^{J'} = \frac{1}{2} (\Delta \bar{\sigma}_s^{J'} \tan \alpha + \Delta \bar{\sigma}_n^{J'}), \quad (6a)$$

$$\Delta \bar{\sigma}_s^{J'} = \frac{1}{2} (\Delta \bar{\sigma}_s^{J'} - \Delta \bar{\sigma}_n^{J'} \tan \alpha). \quad (6b)$$

ここで、 α は起伏角度である。

せん断すべりを起こしている間、すべりを生じているジョイント面における応力増分は、次の条件を満たすものと仮定する。

$$\Delta \bar{\sigma}_s^{J'} = \begin{cases} -\Delta \bar{\sigma}_n^{J'} \tan \phi & \alpha > 0 \\ \Delta \bar{\sigma}_n^{J'} \tan \phi & \alpha < 0 \end{cases} \quad (7)$$

さらに、ジョイントのすべりを生じている面における変位成分は、せん断方向のすべりのみを生じて、法線方向には変位を生じないものとする。これは局所的なダイレイテーションが、巨視的な起伏によるダイレイテーションに比べて小さく、無視できるからである。これより、ジョイントの相対変位増分の法線・接線方向成分 $(\Delta [\bar{u}_n^{J'}], \Delta [\bar{u}_s^{J'}])$ とすべり面に対する法線・接線方向成分 $(\Delta [\bar{u}_n^{J'}], \Delta [\bar{u}_s^{J'}])$ の関係は次のように表される。

$$\Delta [\bar{u}_n^{J'}] = \Delta [\bar{u}_s^{J'}] \sin \alpha, \quad (8a)$$

$$\Delta [\bar{u}_s^{J'}] = \Delta [\bar{u}_n^{J'}] \cos \alpha, \quad (8b)$$

$$\Delta [\bar{u}_n^{J'}] = 0. \quad (8c)$$

(4) 系の剛性

式(5)から式(8c)はジョイントの挙動を規定する関係式であるが、これによれば、ジョイントの相対変位は不定であり、応力の関数として表すことは出来ない。しかし、実際にはジョイントは岩盤に包含されており、ジョイントの相対変位は包含する岩盤に拘束に応じて、ある有限値をとることとなる。ジョイントがせん断すべりを起こそうとすれば、包含している岩盤はそのせん断に対して抵抗し、さらに、それにとまなうダイレイテーションに対しても拘束しようとする。結果として、ジョイントに作用する直応力は増加することとなる。

このような状況におけるジョイントの相対変位量を算定することが課題となるが、包含する岩盤(系)の剛性が小さい程、ジョイントの相対変位は大きくなる。ジョイントを包含する岩盤(系)の剛性は、そこに内在するジョイントにより低減するため、ジョイントの相対変位

算定にあたっては、その効果、すなわちジョイント間の相互干渉の効果を考慮に入れなくてはならない。Cai と Horii²⁾はジョイントのピーク前の変形を対象に、ジョイントを多数有する岩盤の構成式を導いた。包含する岩盤の拘束効果を考慮するため、系の剛性という概念を導入した。本研究ではこの概念に基づき、ジョイントの相対変位量の算定を行う。

系の剛性という概念は以下のように問題の重ね合わせを考えることにより導入される。図-3(a)に示すように、ある一つのジョイントだけに着目し、そのジョイントを包含する系を等価な均一材料とみなす。これには、無限遠方に平均応力増分 $\Delta\bar{\sigma}$ が、そしてジョイント上には $\Delta\bar{\sigma}^J$ が作用しているものとする。この問題 (a) をジョイントを含まない均一な問題 (b)、ジョイントをくり抜いたスリット問題 (c)、そしてくり抜かれたジョイントの問題 (d) の3つに分ける。ここで問題 (c) におけるスリットの相対変位増分の平均値 $\Delta[\bar{u}_s^S]$ とスリットに作用する平均応力増分 $\Delta\bar{\sigma}^J - \Delta\bar{\sigma}$ の関係は、系の剛性により以下のように与えられる (補遺 II 参照)。

$$\Delta\bar{\sigma}_n - \Delta\bar{\sigma}_n^J = \bar{K}_n \Delta[\bar{u}_n^S], \quad (9a)$$

$$\Delta\bar{\sigma}_s - \Delta\bar{\sigma}_s^J = \bar{K}_s \Delta[\bar{u}_s^S]. \quad (9b)$$

ここで、 \bar{K}_n 、及び \bar{K}_s はそれぞれ法線方向、及び接線方向の系の剛性であり、

$$\bar{K}_n = \frac{\bar{E}}{\lambda_n^c \lambda_n^s L^J / 2} = \frac{\bar{E}}{\lambda_n^c \bar{L}_n^J / 2}, \quad (10a)$$

$$\bar{K}_s = \frac{\bar{G}}{\lambda_s^c \lambda_s^s L^J / 2} = \frac{\bar{G}}{\lambda_s^c \bar{L}_s^J / 2}, \quad (10b)$$

と定義される。ここで、 \bar{E} はジョイント面に対して垂直方向の等価接線剛性、 \bar{G} は岩盤の等価接線せん断剛性であり、また、 L^J はジョイントの代表寸法である。補遺 II に示すように、式 (9a)、式 (9b)、式 (10a)、及び式 (10b) は無限弾性体中に存在するクラックの解より導かれる。 λ_n^c 、及び λ_n^s はジョイントの形状に関する係数で、 λ_n^c 、及び λ_n^s はジョイントの連結性を表す無次元のパラメータである。ジョイントを円形と仮定すれば、 $\lambda_n^c = \frac{16(1-\nu^2)}{3\pi}$ 、 $\lambda_n^s = \frac{16(1-\nu)}{3\pi(2-\nu)}$ (ν はポアソン比) であり、2次元問題では、 $\lambda_n^c = \pi$ 、 $\lambda_n^s = \frac{\pi}{2(1+\nu)}$ となる。一般にジョイントは孤立して存在するわけではなく、他のジョイントと複雑に交差している。この影響はジョイントが変形しやすい、すなわち包含する岩盤の拘束が弱まるという形で現れる。この効果は包含する岩盤の剛性が低減する、あるいはジョイントの見かけの寸法が増大するということで表現される。ジョイントの連結性を表すパラメータ λ_n^c 、 λ_n^s はこの効果を表すために導入された。しかし、具体的にはこの値を測定して定めることは難しく、また、ジョイントの寸法自身も特定しがたい。不確定な要因が多いなかでパラメータを区分しておくことにあまり意味が

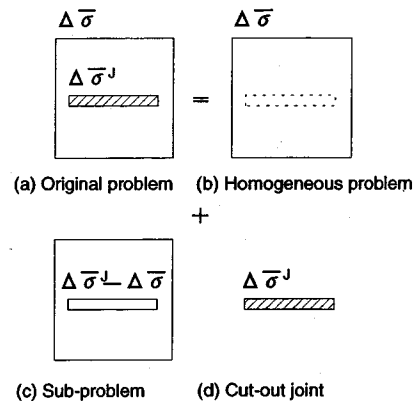


図-3. 問題の重ね合わせ

無いので、ここではそれらの積をとり、ジョイントの有効寸法、 $\bar{L}_n^J = \lambda_n^c L^J$ 、 $\bar{L}_s^J = \lambda_s^s L^J$ を用いることとした。また、後述の解析では、法線方向と接線方向に対する成分の差も無視して、 $\bar{L}^J = \lambda_n^c L^J = \lambda_s^s L^J$ とした。

変位の適合条件を考慮すると、ジョイントとスリットにおける両者の相対変位増分量の平均値は等しくなければならない。すなわち、

$$\Delta[\bar{u}_n^S] = \Delta[\bar{u}_n^J], \quad (11a)$$

$$\Delta[\bar{u}_s^S] = \Delta[\bar{u}_s^J], \quad (11b)$$

である。ここで、 $\Delta[\bar{u}_n^J]$ 、及び $\Delta[\bar{u}_s^J]$ はそれぞれジョイントにおける法線方向、及び接線方向の相対変位増分の平均値である。

(5) 岩盤の接線コンプライアンス

式 (6a)・(6b)・(7)・(8a)・(8b)・(8c)・(9a)・(9b)・(11a)・(11b)を連成する事により、ジョイントのすべり面上の相対変位増分の平均値 ($\Delta[\bar{u}_s^J]$) が平均応力増分 ($\Delta\bar{\sigma}_n^J, \Delta\bar{\sigma}_s^J$) の関数として求められる。その結果、 m 番目のジョイントセットの平均相対変位増分は、

$$\Delta[\bar{u}_n^J(m)] = Y_{nn}^{(m)} \Delta\bar{\sigma}_n^{(m)} + Y_{ns}^{(m)} \Delta\bar{\sigma}_s^{(m)} \quad (12a)$$

$$\Delta[\bar{u}_s^J(m)] = Y_{sn}^{(m)} \Delta\bar{\sigma}_n^{(m)} + Y_{ss}^{(m)} \Delta\bar{\sigma}_s^{(m)} \quad (12b)$$

と求まる。ここで $\Delta\bar{\sigma}_n^{(m)}, \Delta\bar{\sigma}_s^{(m)}$ は平均応力増分の m 番目のジョイントセットに対する垂直、及びせん断成分であり、 $Y_{nn}^{(m)}, Y_{ns}^{(m)}, Y_{sn}^{(m)}$ 、及び $Y_{ss}^{(m)}$ は

$$Y_{nn}^{(m)} = \frac{\tan \phi^{(m)} + \tan \alpha^{(m)}}{\bar{K}^{(m)}} \sin \alpha^{(m)}, \quad (13a)$$

$$Y_{ns}^{(m)} = \frac{1 - \tan \phi^{(m)} \tan \alpha^{(m)}}{\bar{K}^{(m)}} \sin \alpha^{(m)}, \quad (13b)$$

$$Y_{sn}^{(m)} = \frac{\tan \phi^{(m)} + \tan \alpha^{(m)}}{\bar{K}^{(m)}} \cos \alpha^{(m)}, \quad (13c)$$

$$Y_{ss}^{(m)} = \frac{1 - \tan \phi^{(m)} \tan \alpha^{(m)}}{\bar{K}^{(m)}} \cos \alpha^{(m)}, \quad (13d)$$

$$\bar{K}^{(m)} = \bar{K}_n^{(m)} \sin \alpha^{(m)} (\tan \phi^{(m)} + \tan \alpha^{(m)}) + \bar{K}_s^{(m)} \cos \alpha^{(m)} (1 - \tan \phi^{(m)} \tan \alpha^{(m)}), \quad (13e)$$

である。 $\bar{K}_n^{(m)}, \bar{K}_s^{(m)}$ は式(10a),(10b)で与えられる。これより式(3)の第2項目のジョイントの変形による平均ひずみ増分 $\frac{1}{V} \int_{\Omega_m} (\Delta[u_i^{(m)}]n_j + \Delta[u_j^{(m)}]n_i) dS$ が計算される。その局所座標系における成分をマトリクス表示すれば、

$$\frac{1}{d^{(m)}} \begin{Bmatrix} \Delta \bar{\varepsilon}_{11}' \\ \Delta \bar{\varepsilon}_{22}' \\ \Delta \bar{\varepsilon}_{33}' \\ \Delta \bar{\varepsilon}_{12}' \\ \Delta \bar{\varepsilon}_{23}' \\ \Delta \bar{\varepsilon}_{31}' \end{Bmatrix}_m = \begin{Bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & Y_{nn}^{(m)} & 0 & 0 & Y_{ns}^{(m)} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & Y_{sn}^{(m)} & 0 & 0 & Y_{ss}^{(m)} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \Delta \bar{\sigma}_{11}' \\ \Delta \bar{\sigma}_{22}' \\ \Delta \bar{\sigma}_{33}' \\ \Delta \bar{\sigma}_{12}' \\ \Delta \bar{\sigma}_{23}' \\ \Delta \bar{\sigma}_{31}' \end{Bmatrix}_m, \quad (14)$$

となる。ここで、座標系はジョイントの法線方向を x_3' 、ジョイントに接し、ジョイントのせん断応力が最大となる方向を x_1' にとった局所座標系を用いた。添字のプライムは、この局所座標系に関する成分であることを表す。式(14)をテンソル表示すれば

$$\Delta \bar{\varepsilon}_{ij}^{J(m)} = D_{ijkl}^{J(m)} (\bar{E}^{(m)}, \bar{G}^{(m)}) \Delta \bar{\sigma}_{kl}^{J(m)}, \quad (15)$$

と表される。この式を全体座標系で表せば、座標変換行列 T_{ij} を用いて、

$$\Delta \bar{\varepsilon}_{ij}^{J(m)} = D_{ijkl}^{J(m)} (\bar{E}^{(m)}, \bar{G}^{(m)}) \Delta \bar{\sigma}_{kl}, \quad (16a)$$

$$D_{ijkl}^{J(m)} = T_{pi} T_{qj} T_{rk} T_{sl} D_{pqrs}^{J(m)} (\bar{E}^{(m)}, \bar{G}^{(m)}), \quad (16b)$$

$$e_i = T_{ij} e'_j \quad (16c)$$

となる。ここで、 e_i, e'_i はそれぞれ全体座標系、及び局所座標系の基底ベクトルである。したがって、式(3)は次のように表される。

$$\Delta \bar{\varepsilon}_{ij} = [D_{ijkl}^R + \sum_m D_{ijkl}^{J(m)} (\bar{E}^{(m)}, \bar{G}^{(m)})] \Delta \bar{\sigma}_{kl}. \quad (17)$$

基質岩盤のコンプライアンステンソル D_{ijkl}^R を式(14)と同様のマトリクス表示をすれば、

$$[D_{ijkl}^R] =$$

$$\frac{1}{E} \begin{bmatrix} 1 & -\nu & -\nu & 0 & 0 & 0 \\ & 1 & -\nu & 0 & 0 & 0 \\ & & 1 & 0 & 0 & 0 \\ & & & 1+\nu & 0 & 0 \\ & & & & 1+\nu & 0 \\ \text{Sym} & & & & & 1+\nu \end{bmatrix}, \quad (18)$$

と表される。ここで、式(17)中の $D_{ijkl}^{J(m)}$ は m 番目のジョイントセットの方向に対する岩盤の等価接線垂直剛性 $\bar{E}^{(m)}$ 、等価接線せん断剛性 $\bar{G}^{(m)}$ の関数であることに注意する。

式(14)において、 $d^{(m)}$ はジョイントの平均間隔を表す。ジョイントの平均間隔は体積 V 中のジョイントの個数 N とジョイントの有効寸法 L^J を用いて表すことが出来る。補遺 III に示すように、体積 V 中に存在する m 番目の平行なジョイントセットの総面積を $S^{(m)}$ とすれば、その平均間隔 d との間に

$$d^{(m)} = \frac{V}{S^{(m)}}, \quad (19)$$

の関係が成り立つ。式(14)の誘導には、この関係を用いた。

結局、ジョイントを含む岩盤の構成式は

$$\Delta \bar{\varepsilon}_{ij} = \bar{D}_{ijkl} (\bar{E}^{(1)}, \bar{G}^{(1)}, \dots, \bar{E}^{(m)}, \bar{G}^{(m)}) \Delta \bar{\sigma}_{kl}, \quad (20)$$

となる。ここで、 \bar{D}_{ijkl} はジョイントを含む岩盤の巨視的接線コンプライアンステンソルであり、ジョイントセットの方向に対する岩盤の等価接線垂直剛性 $\bar{E}^{(m)}$ と等価接線せん断剛性 $\bar{G}^{(m)}$ ($m = 1, 2, \dots, M$: M はジョイントセットの数) の関数となる。しかしながら、式中においてこれらは未知であり、ジョイントを含む岩盤の構成式を完結するためには、 $\bar{E}^{(m)}, \bar{G}^{(m)}$ を定める必要がある。これらは基質岩盤の剛性とは異なり、卓越ジョイントの存在によりその値は低減する。そこで、どのように $\bar{E}^{(m)}, \bar{G}^{(m)}$ を与えるかが問題となるが、本研究では、以下に示すような手法²⁾でジョイントの変形により低減した剛性 $\bar{E}^{(m)}, \bar{G}^{(m)}$ を算定する。

まず、ジョイントの相対変位増分算定にあたり、ジョイントが基質岩盤中にあるものとして式(20)の $\bar{E}^{(m)}, \bar{G}^{(m)}$ を全て基質岩盤の弾性定数 E 、せん断弾性定数 G に置き換えて計算を行い、巨視的接線コンプライアンステンソルを求める。次に、この求められた巨視的接線コンプライアンステンソルを持った等価な岩盤中にジョイントがあるものとして、各ジョイントセットに対する $\bar{E}^{(m)}, \bar{G}^{(m)}$ を計算し、式(17)より最終的な巨視的接線コンプライアンステンソルが得られる。以上の算定手順を図-4に示した。

このようにして導かれた構成式を有限要素解析プログラムに組み込むことにより、任意の条件下で岩盤構造物の解析を可能にした。以下では、東京電力塩原発電所の地下空洞掘削解析の結果を示す。

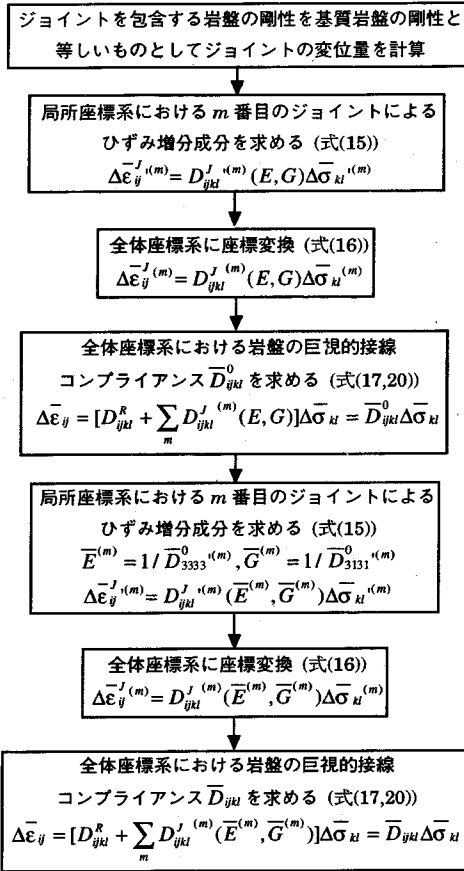


図-4 巨視的接線コンプライアンス \bar{D}_{ijkl} の算定手順

3. 塩原発電所の概要と解析パラメータ

(1) 地質概要とジョイントの物性パラメータ

解析条件の設定にあたっては文献(5)~(8)を参考にした。解析パラメータの基となった地質概要などを以下にまとめる。

東京電力塩原発電所は、最大出力 90 万 kW(30 万 kW×3) の純揚水式発電所であり、地下空洞規模は高さ 51m、幅 28m、長さ 163m、掘削量は約 19 万 m³ に及ぶ(図-5)。掘削は大規模空洞を天井アーチ部から空洞下部に向けて、15 段階にわたって行われている。発電所は土被りが 200m の地下に位置し、初期地圧はほぼ地山被り相当の 50kgf/cm² 程度と報告されている⁶⁾。文献⁷⁾によれば、発電所周辺の岩盤の地質は流紋岩類を主体としており、これに発電所南側では一部凝灰角礫岩が混在分布している。構造地質的には、流紋岩主体の発電所北側においてマグマが層状に堆積し、その走向・傾斜は WNW-ESE 走向・南急傾斜の同斜構造を示してい

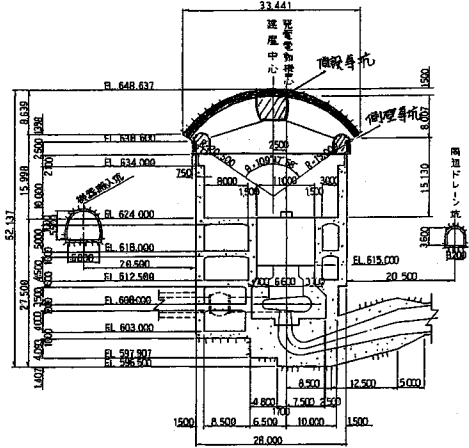


図-5 地下発電所横断面図⁷⁾

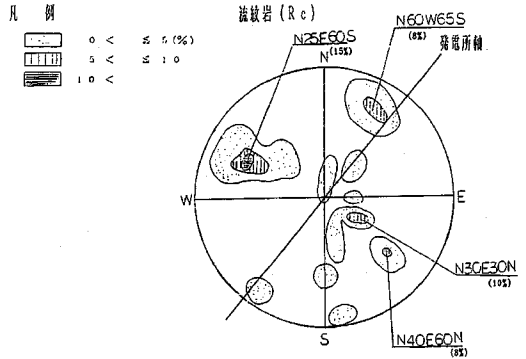


図-6 流紋岩類節理密度図(南半球投影)⁷⁾

表-1 ジョイントの物性パラメータ

傾斜	左落ち 30 度	左落ち 60 度	右落ち 60 度
有効寸法 (L^J)	5.0m	10.0m	10.0m
平均間隔 (d)	1.0m	1.0m	0.3m
摩擦角度 (ϕ)	35 度	30 度	25 度
起伏角度 (α)	5 度	5 度	5 度

る。斑状流紋岩、及び流紋岩は岩質境界面(WNW-ESE 走向・南急傾斜)と平行な板状節理とこれに直交する柱状節理が発達しており、板状節理の間隔は 50~200cm、柱状節理の間隔は 5~100cm であり、特に流紋岩は柱状節理の発達が顕著である。斑状流紋岩は節理間隔が 5~20cm と細かい柱状節理が、また流紋岩は節理間隔が 30~100cm と大きな柱状節理が発達していると報告されている⁷⁾。一方、緻密流紋岩、凝灰角礫岩には顕著な節理は認められてない⁷⁾。

図-6は流紋岩類における節理密度分布を示してい

表-2 岩盤・岩石の特性^{5) 7) 8)}

試験項目	物性値
弾性係数 (kgf/cm ²)	30,000~50,000
強度定数 (下限値, kgf/cm ²)	$\tau=10+\sigma \tan 43^\circ$
一軸圧縮強度 (kgf/cm ²)	500~1200
初期地圧 (kgf/cm ²)	
第1主応力 (σ_1)	51(N167°W, 下向き 61°)
第2主応力 (σ_2)	40(N 3°W, 下向き 28°)
第3主応力 (σ_3)	29(N 91°E, 下向き 7°)

表-3 PS工の仕様^{6) 7) 8)}

支保工	長さ (m)	引張強度 P_u (tf)	降伏強度 P_y (tf)	設計緊張荷重 (tf)
PS工	25,20	39.5	33.6	0.7 P_y ×本数
	15,10			24.0tf/本×4本 =96.0tf

る。掘削による空洞側壁のはらみ出しなどに関しては、走向が発電所長軸（ほぼ N40E）と直交する節理（例えば、N60W65S）の影響は小さいものと考え、本研究ではその走向が発電所長軸と平行である節理（例えば、N25E60S、N30E30N や N40E60N）を解析で考慮する卓越ジョイントセットとした。解析は、図-5に示す断面を想定した2次元解析であり、解析で考慮する卓越ジョイントの傾斜を左落ち 30度 (N40E60N)、左落ち 60度 (N40E60N)、及び右落ち 60度 (N40E60S) とした。鉄管路側 (δ ゾーン, 空洞左側) では、掘削壁面に流れ目 (右落ち 60度) の連続した節理が認められており、現場の露頭観察では滑動が確認されている^{7) 8)}。解析では、このジョイントの摩擦角を 25度と仮定した。放水路側 (空洞右側) に関しては、流れ目急傾斜 (左落ち 60度) の摩擦角を前者よりやや大きく 30度、緩傾斜 (左落ち 30度) のそれを 35度とした。

ジョイントの平均間隔としては、前述の柱状節理の節理間隔と節理密度図を参考に、密度が大きい右落ち (60SW) のジョイントを 30cm、左落ち急傾斜 (60NW)、及び左落ち緩傾斜 (30NW) をともに 100cm と定めた。

その他のジョイントのパラメータに関しては、過去に行った解析結果と計測値の比較、及び掘削規模などより定め、表-1にまとめて示した。

(2) 岩盤の物性値

塩原発電所では、設計・施工のために、工事に先立ち調査横坑で岩盤試験 (変形試験, せん断試験など) とボーリングコアを用いた岩石試験 (一軸圧縮試験など) を実施しており、その他に初期地圧を測定している^{5) 7) 8)}。

そのうち、平板載荷試験, せん断試験, 一軸圧縮試験, ならびに初期地圧の測定の結果を表-2に示した。

本解析では、卓越するジョイントを除いた、連続体として取り扱われる基質岩盤の弾性定数 E を 30,000kgf/cm² とし、ポアソン比は 0.25 と仮定して用いた。解析は掘削断面に対して2次元平面ひずみの条件下で行うため、表-2の3次元応力から座標変換を行って空洞断面における2次元応力を計算し、地山の初期応力は、最大主応力が 48kgf/cm², 最小主応力が 36kgf/cm², 最大主応力の方向は鉛直方向に対して左に 15度として解析を行った。

(3) 空洞の支保・覆工

空洞の支保工としては NATM 工法に基づき、PS工, ロックボルト, 吹付けコンクリートが採用されている^{6) 7) 8)}。発電所空洞アーチ部には、掘削と同時に吹付けコンクリート (8~24cm), ロックボルト工 (5~12m) で一次支保した後、アーチコンクリートを打設している。また、空洞側壁部には、各掘削ステップ終了後に吹付けコンクリート (24~50cm), ロックボルト工 (5~12m) で一次支保した後、16~32tf/m²の導入力で PS工 (10~25m) を施工している。PS工の公称断面積は 8.336cm² ($\phi=17.8$ のストランド 4本), 弾性定数は 2,000,000kgf/cm², またアーチコンクリートの弾性定数は 200,000kgf/cm² と報告されている (表-3)。本解析では、アーチコンクリートと PS工を考慮に入れた。アーチコンクリートに関しては、アーチ部掘削に相当する解析を行った後に、アーチコンクリート打設箇所に相当する要素の弾性定数をアーチコンクリートのもの (200,000kgf/cm²) にする。ここでは、徐々にコンクリートを打設するのではなく、その変形などが岩盤挙動と比べて無視しうるものと判断し、一回で打設することとした。PS工に関しては、まず、一段階のベンチ掘削ごとに PSアンカーの定着部に鉄筋に相当する要素 (2節点2自由度のトラス要素, 以降、PS工エレメントと呼ぶ) を加える。そして、初期緊張力を集中荷重として定着部端点と壁面に作用させ、それからその2点間に前述の PS工エレメントを追加する。解析におけるアーチコンクリートと PS工の導入方法、及びその解析パラメータはすべて実際の施工にしたがった。

4. 有限要素解析

本章では、地下発電所空洞掘削の有限要素解析を行った結果を示す。有限要素メッシュの数は 1604, 節点数は 1675 で、図-7に示すような解析領域 (200m×200m の矩形領域) において、2次元平面ひずみの条件下で解析を行った。図において黒く塗りつぶした要素は、後に応力状態の変化を調べる要素である。解析の対象とした断面

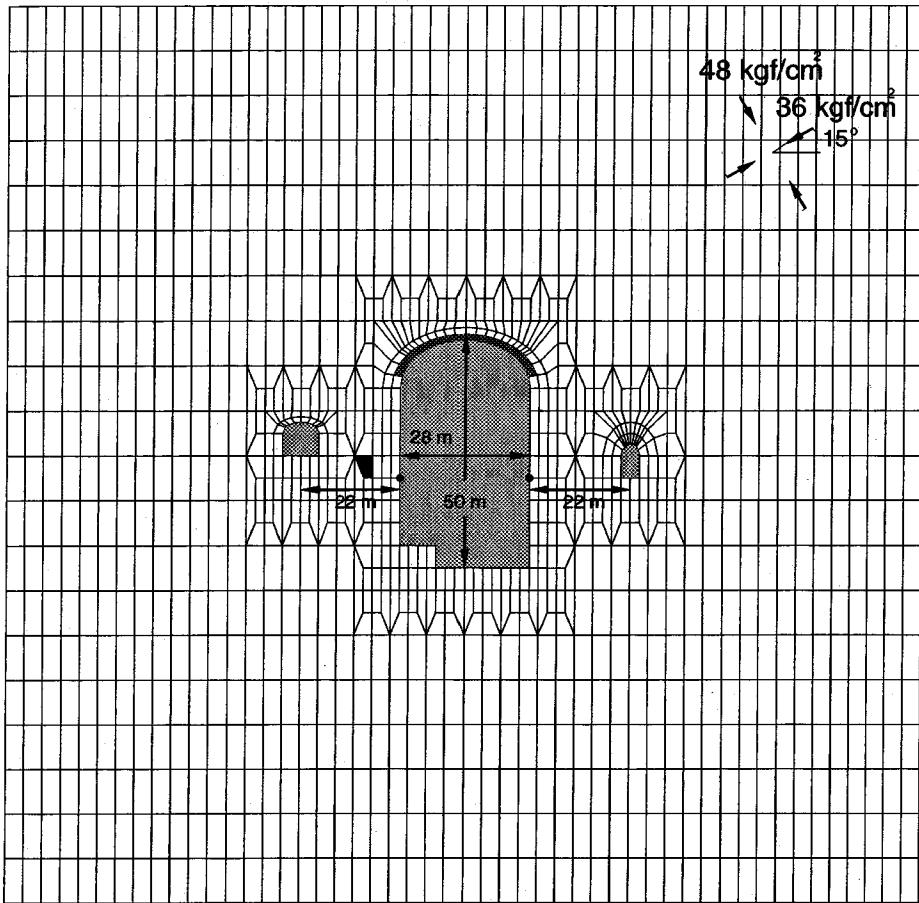


図-7 有限要素メッシュ

は発電所空洞のほぼ中央に位置する断面である⁷⁾。計算ではまず、外縁の境界に初期応力に相当する節点力を作用させる。掘削解析においては、初期地圧を外縁の節点に作用させた後、外縁の節点を固定し、そして掘削領域の要素を取り除く。この際に空洞掘削予定線に相当する節点において、掘削前に作用していた掘削要素の節点力を、符号を反転させてその節点に作用させる。

アーチ部掘削後、アーチコンクリートを打設し、その後盤下げ、PSアンカーの打設を繰り返す。2ベンチ分の掘削を解析では1ステップで行った。したがって、全14ベンチを7ステップで解析した。比較のために、卓越するジョイントを考慮しない弾性解析も行った。

(1) 壁面変位

塩原発電所建設にあたっては、計測機器を設置して周辺岩盤変位、アーチコンクリート応力、PS工軸力、内空変位などを随時計測している。まず、図-8で示された計

測点(DIのついた点)近傍における壁面変位の経時変化量を、計測結果と併せて図-9から図-17にプロットした。図-9から図-13は鉄管路側(空洞左側)の壁面変位を、また、図-14から図-17は鉄管路側(空洞右側)の壁面変位を示している。図より、空洞の壁面変位は空洞中腹部で大きく、また、放水路側(空洞右側)と鉄管路側(空洞左側)を比べると、鉄管路側の方が大きいことがわかる。

どの計測点においても、掘削にともない壁面変位が増大しているが、空洞上部では、掘削ベンチが進むにつれてその壁面変位は収束する傾向を示す。一方、空洞中部・下部はあまりそうした傾向は示さず、変位は増大を続けている。例えば、計測点のD01では、第7ベンチ以降の掘削では、変位が収束に向かってののに対し、計測点のDI14では、掘削ベンチ(第7ベンチ)が計測点を通過後、変位が増大し続けている。この原因については、後

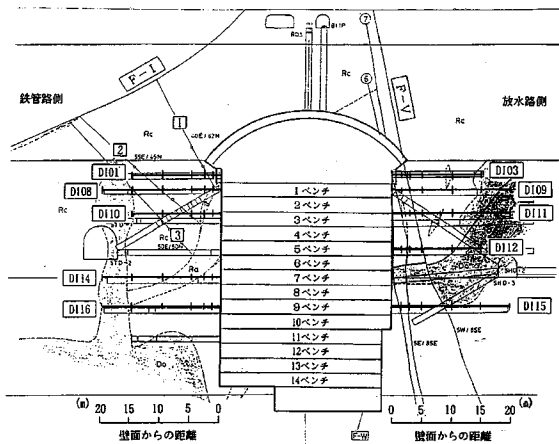


図-8 計測機器設置位置図

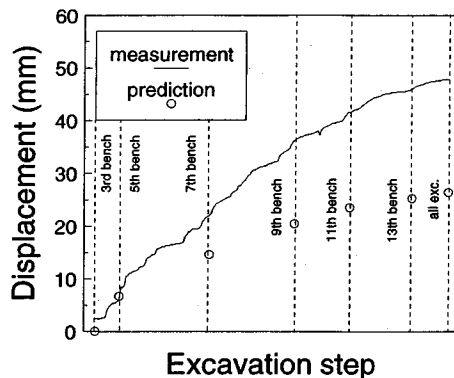


図-11 壁面変位の経時変化 (DI10)

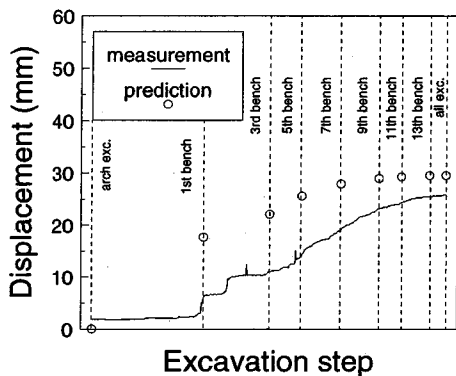


図-9 壁面変位の経時変化 (DI01)

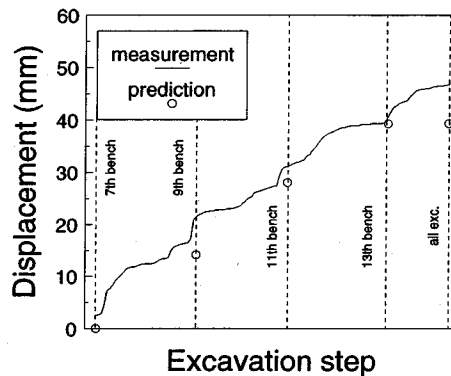


図-12 壁面変位の経時変化 (DI14)

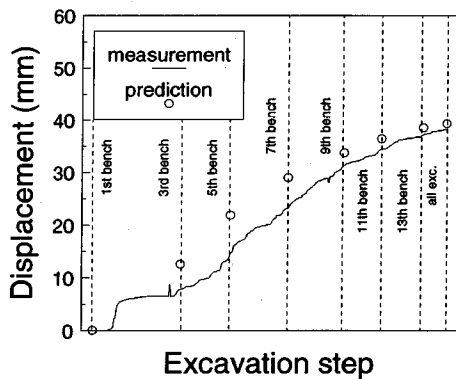


図-10 壁面変位の経時変化 (DI08)

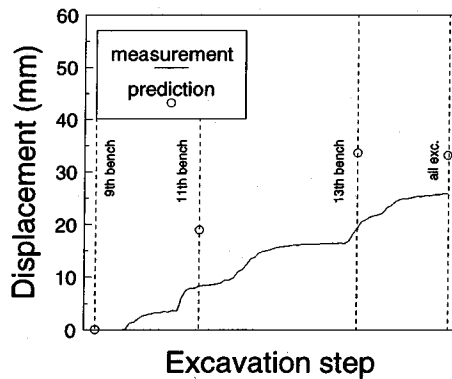


図-13 壁面変位の経時変化 (DI16)

のジョイントの開口変位量の節で議論する。こうした変位の増加傾向は、放水路側（空洞右側）よりも鉄管路側（空洞左側）で顕著である。

解析結果は、総じて計測結果をほぼ再現できているが、計測点 DI10 では、両者に隔たりがみられる。これに関して、文献⁷⁾では、鉄管路側（空洞左側）における岩盤は

新鮮・硬質なことから、最終壁面変位量は 15mm 程度と予測されていたにも関わらず、結果的には空洞最大変位 48mm が記録され、しかも空洞下部の掘削の影響が長期にわたり側壁上部に及んだと報告されている。当初は特定できなかった流れ目の連続したジョイント面が、盤下げ掘削が第 4 ベンチに及んだ時点で出現し、かつ変位

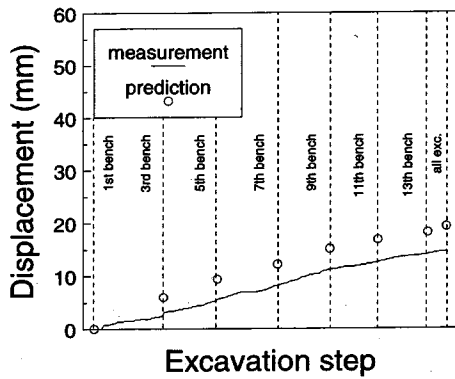


図-14 壁面変位の経時変化 (DI09)

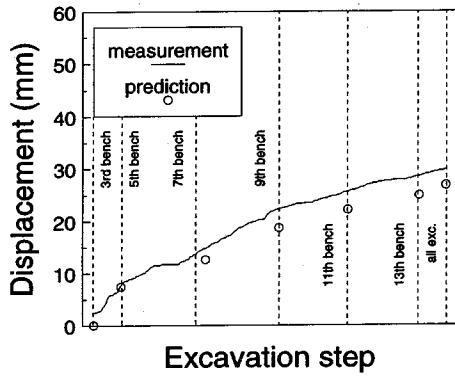


図-15 壁面変位の経時変化 (DI11)

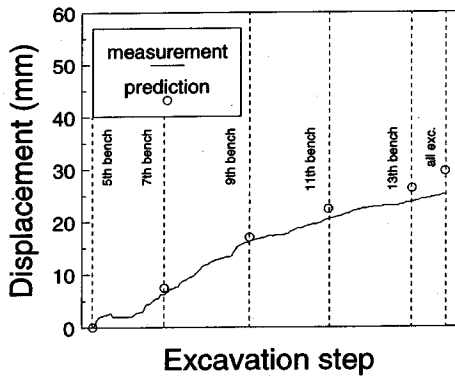


図-16 壁面変位の経時変化 (DI12)

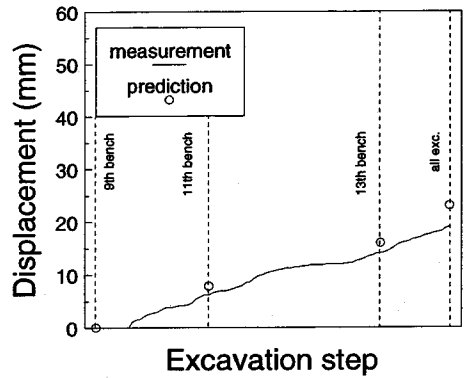


図-17 壁面変位の経時変化 (DI15)

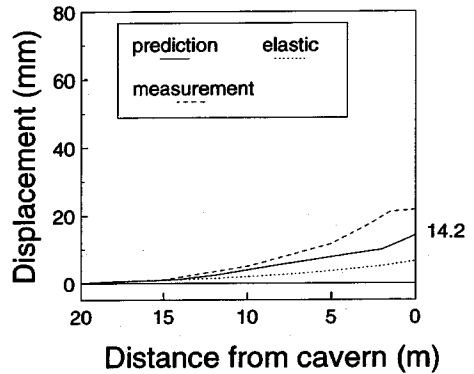


図-18 地中変位量 (第9ベンチ掘削後, DI14)

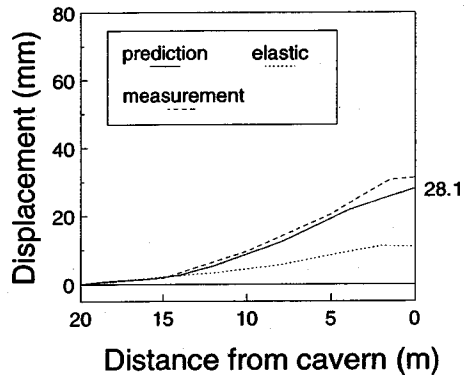


図-19 地中変位量 (第11ベンチ掘削後, DI14)

発生がジョイントと交差する箇所とその近傍で生じていることから、文献⁷⁾では、このジョイント群が変位発生の主要因としている。DI10における解析結果と計測結果の乖離については、詳細を検討中であるが、本解析手法の適用限界を議論し、解析手法の改良・拡張を考える上で検討を要する点である。

(2) 地中変位量

次に、地下発電所空洞の各掘削段階ごとの岩盤の地中変位量の計測結果と解析結果の比較を行った。図-18から図-20に鉄管路側中腹付近(図-7で鉄管路側(空洞左側)中腹付近にマークされた地点, DI14)、そして図-21から図-23に放水路側(空洞右側)空洞中腹付近(図-7で放水路側空洞中腹付近にマークされた地点, DI12)に

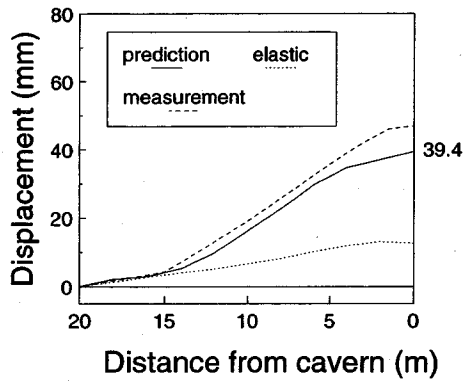


図-20 地中変位量 (全断面掘削後,DI14)

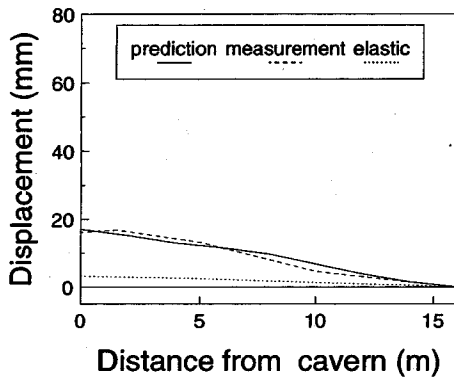


図-21 地中変位量 (第9ベンチ掘削後,DI12)

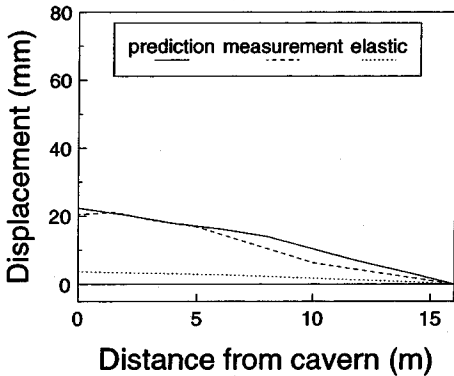


図-22 地中変位量 (第11ベンチ掘削後,DI12)

における、空洞側壁からの距離と岩盤の地中変位の関係を、解析結果、計測結果、そして弾性解を併せてプロットした。解析結果は、ほぼ全ての掘削段階で計測値と一致をみており、実際の掘削に伴う変形挙動が再現されている。解析結果と弾性解との差が卓越ジョイントの挙動によって生じる変位成分を表している。両者の比は掘削の進行とともに増大する傾向があり、図-18から図-20

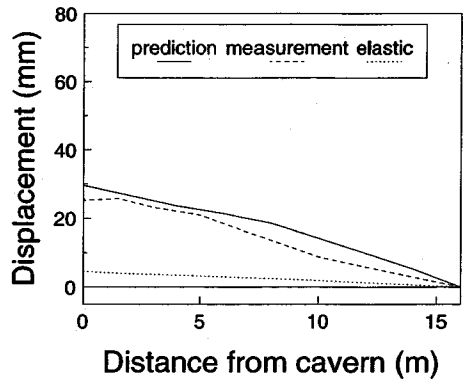


図-23 地中変位量 (全断面掘削後,DI12)

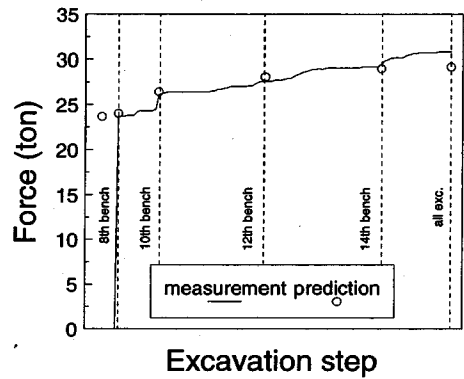


図-24 PS工軸力の経時変化 (DP09)

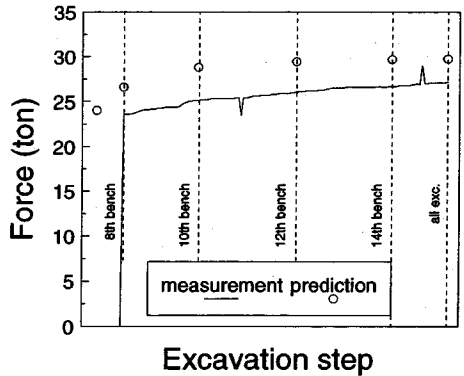


図-25 PS工軸力の経時変化 (DD08)

のケースでは、空洞側壁における変位は弾性解の約2倍から4倍に増加し、図-21から図-23のケースでは約3倍から5倍に増大している。

(3) PS アンカーの軸力

さらに、掘削に伴い変化するPSアンカーの軸力について、計測結果と解析結果の比較を試みた。前節の地中変位と同様に、鉄管路側の中腹付近 (図-8のDP09)

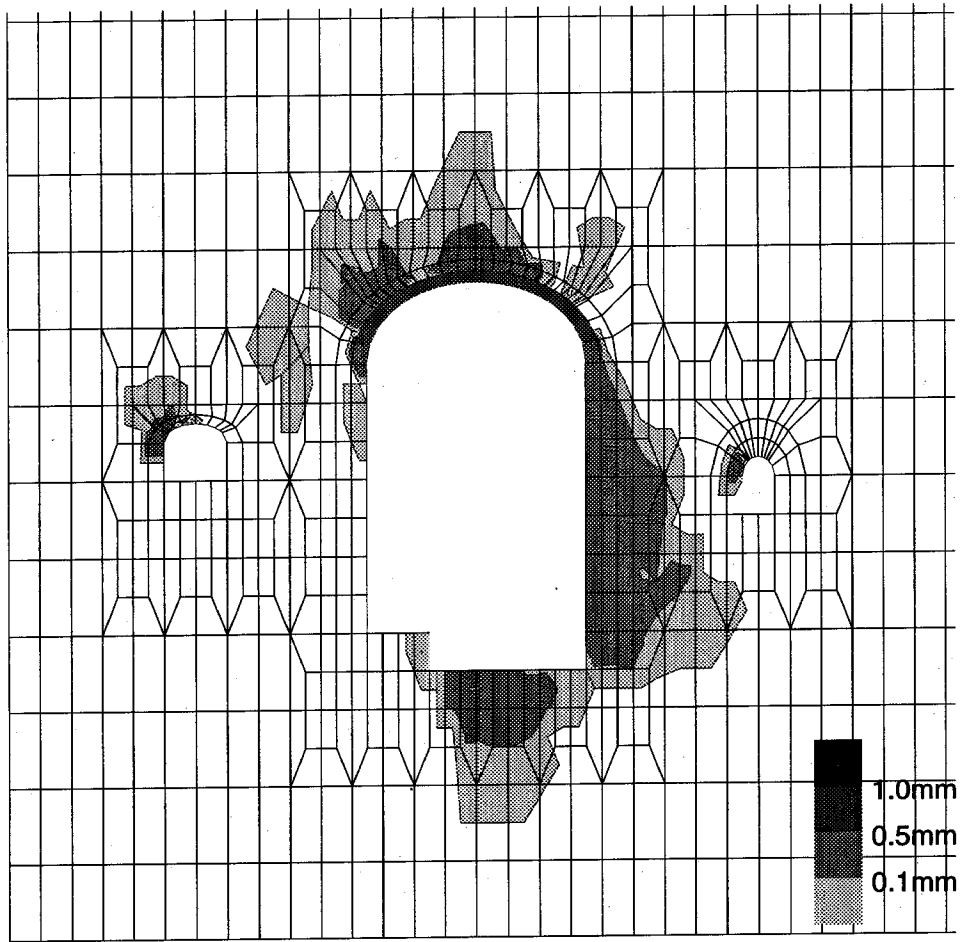


図-26 ジョイントの開口変位分布 (全断面掘削後, 左落ち 30 度)

と放水路側空洞中腹付近(図-8の DD08)における, 掘削段階ごとの PS アンカーの軸力をそれぞれ図-24と図-25に示した。ストランド一本当りの初期導入力は 24t である。いずれのケースとも, 解析結果は計測結果を再現出来ていると言えよう。

(4) ジョイントの開口変位量

本解析手法の特徴の一つは, ジョイントのせん断・開口変位量の分布を得ることができる点にある。解析結果では, 空洞掘削にともなう応力解放によってジョイントの変形(せん断すべり・開口)が生じ, その変形量は掘削段階が進行するにしたがって増大する。全てのジョイントセットにおいて, 空洞周辺で大きな変形がみられたが, 変形を生ずる時期・領域, 及びジョイントの変形量はジョイントの方向と初期地圧の方向の組合せやジョイントの物性パラメータに依存する。一例として, 各ジョ

イントセットごとに, 全断面掘削後のジョイントの開口変位量を図-26から図-28に示した。ジョイントの平均間隔, 及び摩擦角が小さい右落ちのジョイントが流れ目となる鉄管路側(空洞左側)で, その変形が顕著であり, ジョイントの開口変位の大きな領域がジョイント面にほぼ平行に広がっている。これには初期最大圧縮応力の方向が, このジョイントの方向(傾斜)に近いことにも起因している。

この変形の大きな領域の形成の様子を観るために, 図-29, 図-30に 9 ベンチ, 11 ベンチ掘削時点における, このジョイントセットの開口変位分布を示した。ジョイントの大きな変形は, 9 ベンチ掘削までは生じておらず, 第 10 ベンチ掘削から全断面掘削までの間に, 右落ちのジョイントが大きく変形したことを示している。これは, 図-12, 及び図-18~20において壁面変位(解析結果)が, 計測点真横のベンチである第 9 ベンチ掘削終了後に

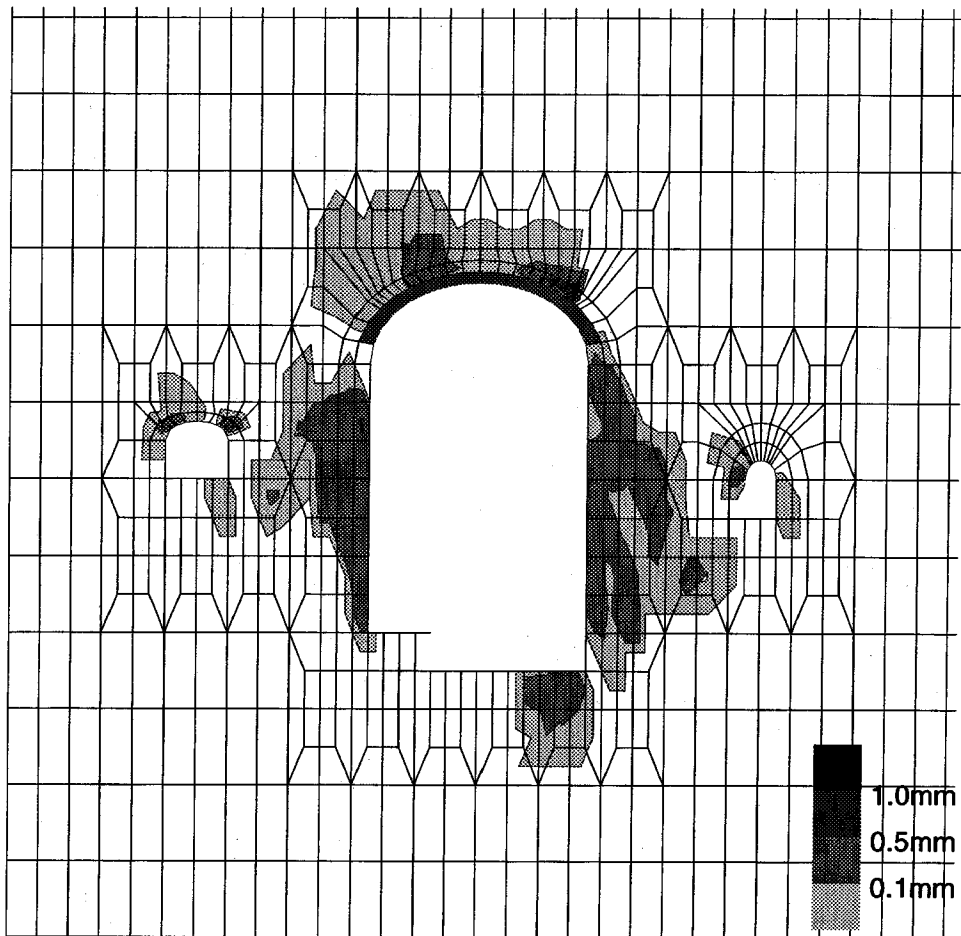


図-27 ジョイントの開口変位分布 (全断面掘削後, 左落ち 60 度)

14.2mmであるのに対して, それ以後の第 11 ベンチ, 及び全断面掘削後にそれぞれ 28.2mm, 39.1mm と増大を続けたことに対応している。

(5) モールの応力円と支保の効果

最後に, 鉄管路側で地下発電所アクセストンネルに挟まれた地点 (図-7で塗りつぶされた要素) における, 各掘削段階ごとの応力状態を, モールの応力円により図-31に表した。比較のために PS 工を施工しないケースの解析も行い, その結果を図-32に示した。図における直線はせん断試験より報告されている岩盤の破壊基準 (下限値, 表-2参照)^{7) 8)}を参考に決めた破壊基準線 ($\tau=150 (\text{tf}/\text{m}^2) + \sigma \tan 45^\circ$) を表しており, 図中の番号は掘削ステップである。図の破壊基準はあくまでもせん断試験より得られたものであり, 実際の岩盤において, この破壊基準を超えた点で破壊が必ずしも起こるわけ

ではない。

図より, PS 工を施工しない場合, 破壊基準を超え, また, 引張応力が発生していることが分かる。解析において, この破壊基準を超えた要素は, PS 工が施工されない場合は, 鉄管路側の空洞底部よりアクセストンネルを結ぶライン上とその周辺に存在している。一方, PS 工が施工された場合は, ほとんどそうした要素は存在しない。これだけで PS 工の効果, 及び岩盤の安定性を議論することは難しいが, 少なくとも本解析では, 支保の有無によって応力状態が大きく違うことがわかる。本解析により議論できるのはあくまでも岩盤の応力・変形の問題であり, 空洞の安定性, 及びそれに対する支保の効果を論じるためには, 本解析手法を拡張し, 岩盤の破壊の解析を含めて行うことが必要である。

岩盤の破壊を解析に取り入れる方法としては, 例えば不連続面を有する有限要素の適用が考えられる。破壊

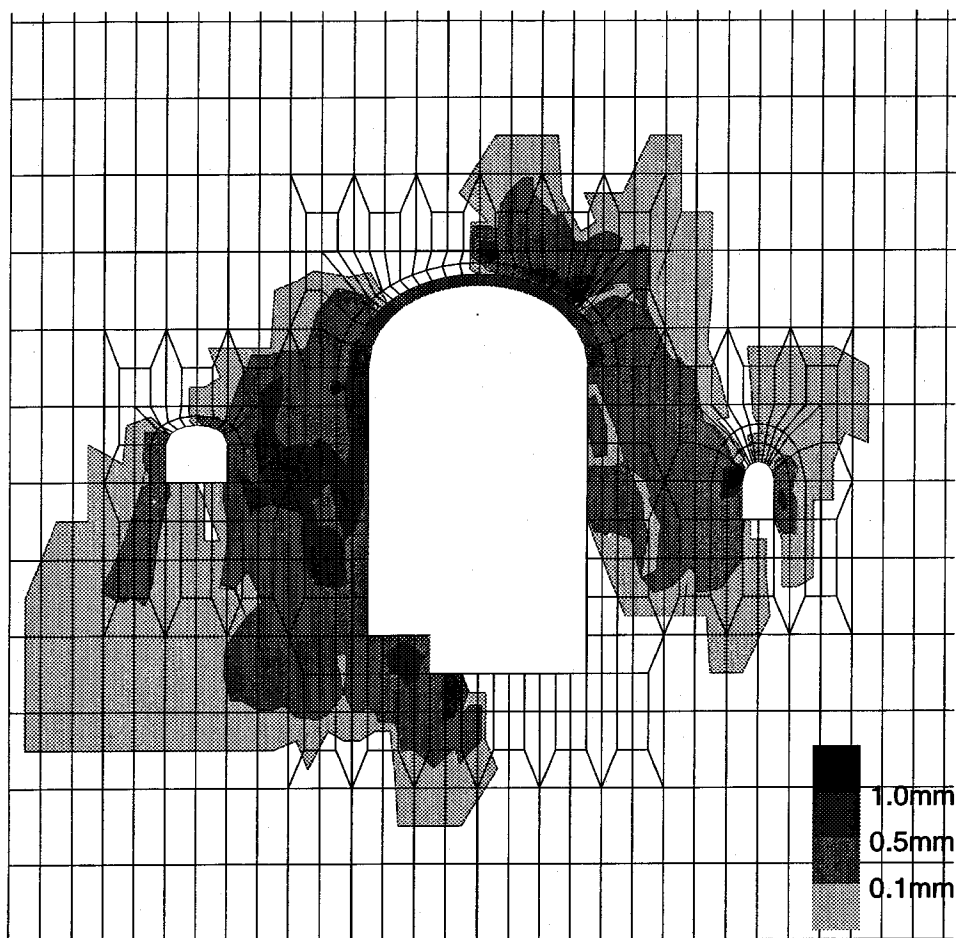


図-28 ジョイントの開口変位分布 (全断面掘削後, 右落ち 60 度)

満たされた要素に不連続面を入れることとなる
うした破壊面が局所化,あるいは連結することに
全体破壊に至るかどうかによって,空洞の安定性
されるものと考えられる。

まとめ

究では,ジョイントを含む岩盤の構成式をマイク
ニクスに基づいて導き,それを有限要素解析プロ
に組み込むことにより,任意の岩盤構造物に対す
掘削解析を可能にした。解析プログラムの適用
証するために,東京電力が建設した塩原発所の
洞掘削の解析を行い,計測結果と解析結果の比較
た。本論文では,岩盤の壁面変位量,地中変位量
アンカー軸力の結果を,比較例として採り上げた。
地中変位量と PS アンカー軸力に関しては,2点

における比較の結果のみを示したが,それ以外の点にお
いても解析結果は計測結果と良好な一致をみている。

本解析手法の特徴は以下のように要約できる。まず,
本解析手法は個々のジョイントの挙動を捉えた連続体
解析手法であり,卓越するジョイントセットの走向・傾
斜やジョイントの有効寸法・平均間隔の情報を入力ア
ータとして直接,解析に反映することができる。また,解
析結果として,空洞側壁のはらみ出しなどの岩盤変形量
だけでなく,同時に,ジョイントのせん断・開口変位量
の分布が得られることも特徴の一つである。従来の解
析手法ではジョイントのせん断・開口変位量は求まら
ないが,本解析手法により,ジョイントのせん断・開口
変位量を計測値と直接比較できる。

解析に用いる入力データは,卓越するジョイントを除
いた,連続体として取り扱われる基質岩盤の弾性定数と
ポアソン比,ジョイントの有効長さ,ジョイントの平均

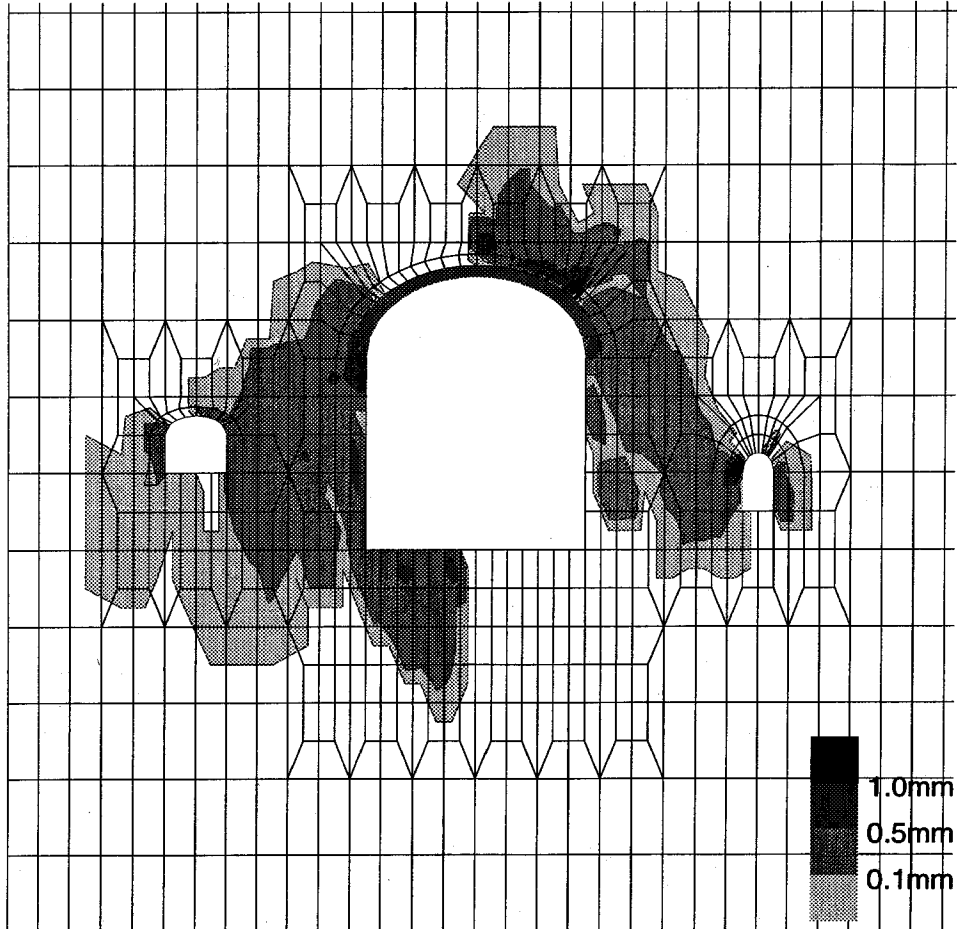


図-29 ジョイントの開口変位分布 (第9ベンチ掘削後, 右落ち60度)

間隔, ジョイントの走向・傾斜, ジョイントの摩擦角, 及びジョイントの起伏を表す角度などである。ジョイントの走向・傾斜, 平均間隔, 摩擦角の計測は容易であるが, それ例外のパラメータは, 実測により値を定めることは難しい。

こうしたジョイントのパラメータの推定方法として, 地下発電所空洞掘削に先立って行われる機器搬入坑・ケーブル坑などの掘削時の計測結果と解析結果の比較による方法が考えられる⁹⁾。その際, ジョイントの有効長さは地質条件だけでなく, 掘削する構造物の寸法にも大きく依存するため, 掘削規模の影響を考慮することが必要である。構造物の寸法が大きければジョイントがせん断すべり・開口を生ずる領域も大きく, ジョイントの有効長さも大きなものを用いなくてはならないものと考えられる。このようなトンネル掘削時の計測結果に基づく解析パラメータの決定方法については, 現

在, 研究を進めている。

本解析では, 実測データより決定可能な解析パラメータについては, 現場計測・試験からの各種データを参考に決定し, それ以外のパラメータに関しては, 過去に行った解析結果と計測値との比較, 及び, 掘削規模などより類推して用いている。より客観的な入力データの決定方法を確立すること, ならびに基質岩盤の破壊を扱えるよう解析手法を拡張し, 空洞の安定性と支保の効果の議論を出来るようにすることは, 今後の課題である。

謝辞: 本研究をまとめるにあたり, 東京電力(株)より塩原発電所建設における各種データを提供して頂きました。また, 東電設計(株)には種々の御協力を頂きました。ここに付記して謝意を表します。

補遺 I 不連続面を有する物体の平均ひずみ

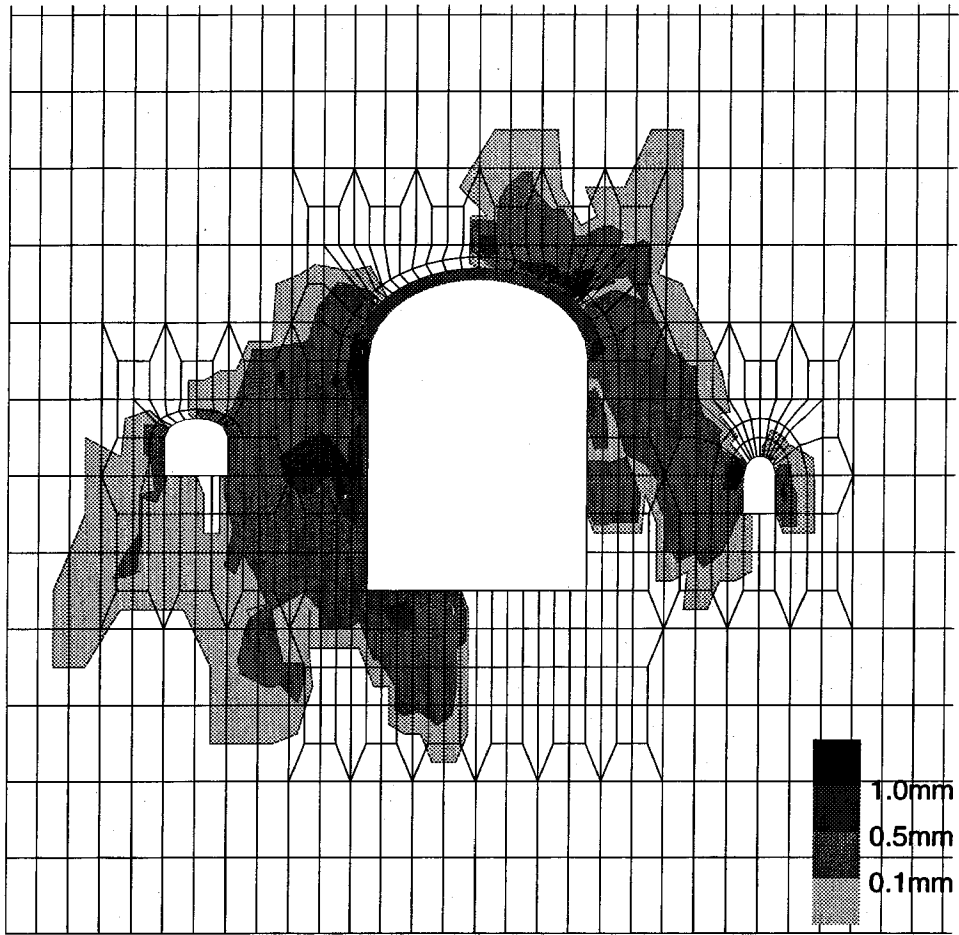


図-30 ジョイントの開口変位分布 (第11ベンチ掘削後, 右落ち60度)

内部に不連続面の無い連続体における平均ひずみはひずみ-変位関係 $\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i})$ と発散定理を用いて次のように表される.

$$\begin{aligned} \bar{\varepsilon}_{ij} &= \frac{1}{V} \int_V \varepsilon_{ij} dV \\ &= \frac{1}{V} \int_V \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i}) dV \\ &= \frac{1}{V} \int_S \frac{1}{2}(u_i n_j + u_j n_i) dS. \end{aligned} \quad (I.1)$$

ここで, V は連続体の体積, S は連続体の外側境界面, u_i は変位ベクトル, n_i は外側境界 S における単位法線外向きベクトルである. 式 (I.1) は, 連続体の外側表面の変位を知っていればそれから平均ひずみが求められることを示している. 不連続面を有する場合も含め, 次式を平均ひずみの定義式とする.

$$\bar{\varepsilon}_{ij} = \frac{1}{V} \int_S \frac{1}{2}(u_i n_j + u_j n_i) dS. \quad (I.2)$$

図-A1 のように不連続面を有する物体 (岩盤) を考える. 不連続面 (ジョイント) の上面を Ω^+ , 下面を Ω^- とし, 不連続面における単位法線ベクトル n を図のようにとる. この時, 不連続面を含む連続体部分 (基質岩盤) の平均ひずみ $\bar{\varepsilon}_{ij}^R$ は式 (I.1) と同様にして,

$$\begin{aligned} \bar{\varepsilon}_{ij}^R &= \frac{1}{V} \int_S \frac{1}{2}(u_i n_j + u_j n_i) dS \\ &\quad - \frac{1}{V} \int_{\Omega^+ + \Omega^-} \frac{1}{2}(u_i n_j + u_j n_i) dS, \end{aligned} \quad (I.3)$$

となる. この時, Ω^+, Ω^- が連続体部分からみれば外側境界であること, その単位法線ベクトルが内向きであることを注意する.

式 (I.2), (I.3) より次式が導かれる.

$$\bar{\varepsilon}_{ij} = \bar{\varepsilon}_{ij}^R + \frac{1}{V} \int_{\Omega^+ + \Omega^-} \frac{1}{2}(u_i n_j + u_j n_i) dS. \quad (I.4)$$

補遺 II ジョイントを包含する系の剛性

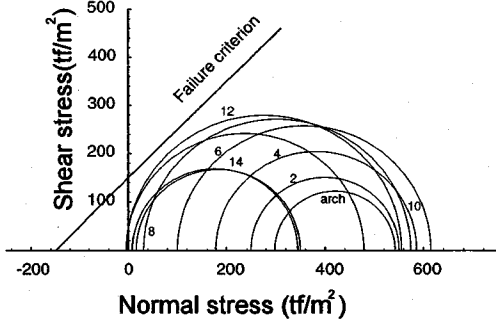


図-31 モールの応力円 (PS 工有)

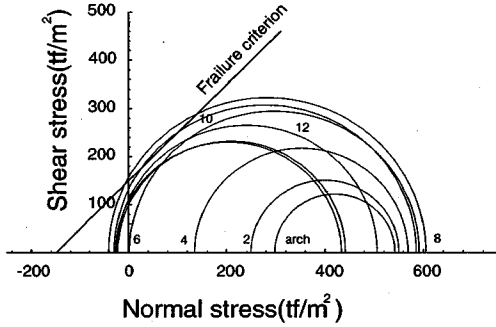


図-32 モールの応力円 (PS 工無)

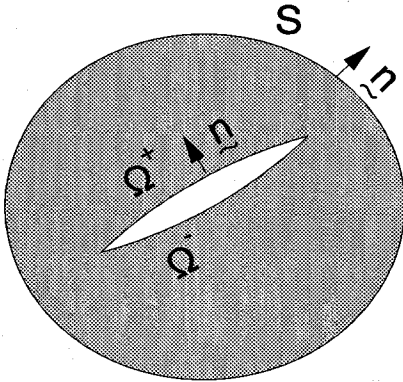


図-A1 不連続面を有する物体

さらに、 Ω^+, Ω^- 上で \mathbf{n} が反対向きであるから、

$$\bar{\varepsilon}_{ij} = \bar{\varepsilon}_{ij}^R + \frac{1}{V} \int_{\Omega} \frac{1}{2} ([u_i]n_j + [u_j]n_i) dS, \quad (I.5)$$

となる。ここで、 $[u_i] = u_i^+ - u_i^-$ (u_i^+, u_i^- は Ω^+, Ω^- 上での変位成分) はジョイント面における変位の不連続量 (相対変位量)、 Ω は Ω^+ をそれぞれ表し、 n_i は Ω^+ に対する単位法線ベクトルとする。複数の不連続面が存在する場合にも同様に誘導することにより、式 (2) が得られる。

図-3の問題 (C) を考える。スリットが半径 $a = \frac{1}{2}L^J$ の円形であると仮定すれば、無限弾性体中の円形クラックの解より、平均応力増分 ($\Delta\bar{\sigma}^J - \Delta\bar{\sigma}$) が作用しているスリットの開口変位増分 ($\Delta[u]$) は次式で与えられる。

$$\Delta[u_n] = \frac{8(1-\nu^2)}{\pi\bar{E}} \sqrt{a^2 - r^2} (\Delta\bar{\sigma}_n - \Delta\bar{\sigma}_n^J), \quad (II.1a)$$

$$\Delta[u_s] = \frac{8(1-\nu)}{\pi\bar{G}(2-\nu)} \sqrt{a^2 - r^2} (\Delta\bar{\sigma}_s - \Delta\bar{\sigma}_s^J), \quad (II.1b)$$

ここで、 \bar{E} はスリットに対して垂直方向の等価接線弾性定数、 \bar{G} は等価接線せん断定数であり、 r はスリット中心からの距離を表している。したがって、ジョイントの相対変位増分の平均値は、

$$\begin{aligned} \Delta[\bar{u}_n] &= \frac{1}{S^J} \int_{S^J} \Delta[u_n] dS \\ &= \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a \left\{ \frac{8(1-\nu^2)}{\pi\bar{E}} \sqrt{a^2 - r^2} (\Delta\bar{\sigma}_n - \Delta\bar{\sigma}_n^J) \right\} 2\pi r dr \\ &= \frac{16(1-\nu^2)a}{3\pi\bar{E}} (\Delta\bar{\sigma}_n - \Delta\bar{\sigma}_n^J), \end{aligned} \quad (II.2a)$$

$$\begin{aligned} \Delta[\bar{u}_s] &= \frac{1}{S^J} \int_{S^J} \Delta[u_s] dS \\ &= \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a \left\{ \frac{8(1-\nu)}{\pi\bar{G}(2-\nu)} \sqrt{a^2 - r^2} (\Delta\bar{\sigma}_s - \Delta\bar{\sigma}_s^J) \right\} 2\pi r dr \\ &= \frac{16(1-\nu)a}{3\pi\bar{G}(2-\nu)} (\Delta\bar{\sigma}_s - \Delta\bar{\sigma}_s^J), \end{aligned} \quad (II.2b)$$

と求まる。これより、式 (9a), (9b), (10a), (10b), 及び $\lambda_n^0 = \frac{16(1-\nu^2)}{3\pi}$, $\lambda_s^0 = \frac{16(1-\nu)}{3\pi(2-\nu)}$ が導かれる。

また 2次元問題では、長さ $2a$ のスリットに平均応力増分 ($\Delta\bar{\sigma}^J - \Delta\bar{\sigma}$) が作用している時、ジョイントの開口変位増分 ($\Delta[u]$) は、弾性解より

$$\Delta[u_n] = \frac{4}{\bar{E}'} \sqrt{a^2 - x^2} (\Delta\bar{\sigma}_n - \Delta\bar{\sigma}_n^J), \quad (II.3a)$$

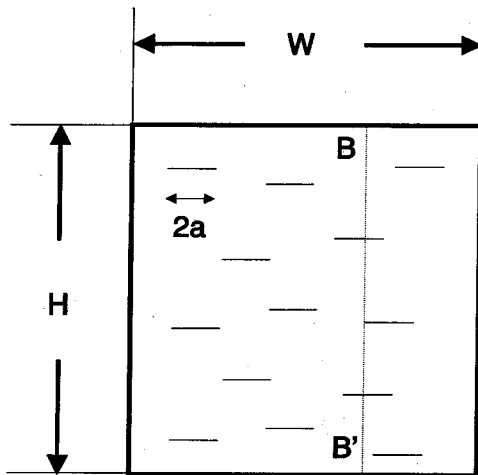
$$\Delta[u_s] = \frac{4}{\bar{E}'} \sqrt{a^2 - x^2} (\Delta\bar{\sigma}_s - \Delta\bar{\sigma}_s^J), \quad (II.3b)$$

$$\bar{E}' = \begin{cases} \bar{E} & \text{plane stress} \\ \frac{\bar{E}}{1-\nu^2} & \text{plane strain} \end{cases}, \quad (II.3c)$$

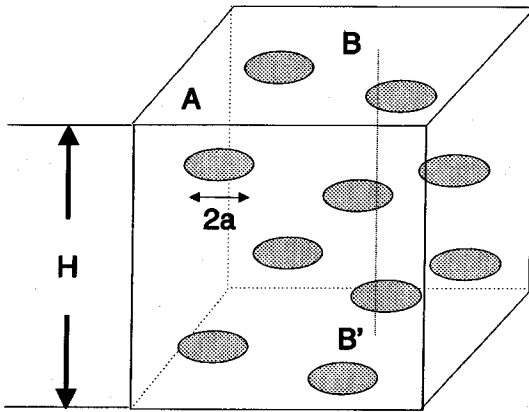
であり、これより

$$\begin{aligned} \Delta[\bar{u}_n] &= \frac{1}{S^J} \int_{S^J} \Delta[u_n] dS \\ &= \frac{1}{2a} \int_{-a}^a \left\{ \frac{4}{\bar{E}'} \sqrt{a^2 - x^2} (\Delta\bar{\sigma}_n - \Delta\bar{\sigma}_n^J) \right\} dx \\ &= \frac{\pi a}{\bar{E}'} (\Delta\bar{\sigma}_n - \Delta\bar{\sigma}_n^J), \end{aligned} \quad (II.4a)$$

$$\begin{aligned} \Delta[\bar{u}_s] &= \frac{1}{S^J} \int_{S^J} \Delta[u_s] dS \\ &= \frac{1}{2a} \int_{-a}^a \left\{ \frac{4}{\bar{E}'} \sqrt{a^2 - x^2} (\Delta\bar{\sigma}_s - \Delta\bar{\sigma}_s^J) \right\} dx \\ &= \frac{\pi a}{\bar{E}'} (\Delta\bar{\sigma}_s - \Delta\bar{\sigma}_s^J), \end{aligned} \quad (II.4b)$$



case:2-dimension



case:3-dimension

図-A2 クラックの平均間隔 d

となる。したがって、 $\lambda_n^o = \pi, \lambda_s^o = \frac{\pi}{2(1+\nu)}$ が導かれる。

補遺 III ジョイントの平均間隔

図-A2の2次元のケースのように、高さ H 、幅 W の矩形の材料が長さ $2a$ の平行クラックを N 個含んでいる

ものと想定する。図の直線 $B-B'$ を一つのクラックが横切る確立は $\frac{2a}{W}$ であるので、総数 N 個のクラック中、 $N \frac{2a}{W}$ 個のクラックがこの直線を横切ることになる。したがって、この場合のジョイントの平均間隔 d は、

$$d = \frac{H}{N \frac{2a}{W}} = \frac{HW}{N2a} = \frac{V}{2Na}, \quad (\text{III.1})$$

と求まる。ここで、 $V = HW$ は材料の体積 (面積) である。

3次元の場合、高さ H 、底面積 A の立体の材料が半径 $2a$ の円形平行クラックを N 個含んでいるものとする。この場合も2次元の場合と同様に、ある断面をクラックが横切る確立は $\frac{2a}{A}$ であり、総数 N 個のクラック中、 $N \frac{2a}{A}$ 個のクラックがこの断面を横切ることになる。したがって、この場合のジョイントの平均間隔 d は、

$$d = \frac{H}{N \frac{2a}{A}} = \frac{HA}{N\pi a^2} = \frac{V}{N\pi a^2}, \quad (\text{III.2})$$

となる。

参考文献

- 1) 堀井秀之, 吉田秀典, 久保田啓二朗: 岩盤の構成モデルにおける連結性の評価とその妥当性の検証, 第25回岩盤力学に関するシンポジウム講演論文集, pp.86-90, 1993.
- 2) Cai, M. and Horii, H.: A constitutive Model of Highly Jointed Rock Masses, *Mechanics of Materials*, 13, pp.217-246, 1992.
- 3) Cai, M. and Horii, H.: A Constitutive Model and FEM Analysis of Jointed Rock Masses, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr*, Vol.30, No.4, pp.351-359, 1993.
- 4) Horii, H. and Nemat-Nasser, S.: Overall Moduli of Solids with Microcracks: Load-Induced Anisotropy, *J. Mech. Phys. Solids*, 31, pp.155-171, 1983.
- 5) 山本康博, 前島俊雄: 蛇尾川揚水発電所地下発電所の情報化設計施工システムについて, 電力土木, No.225, pp.1-15, 1990.
- 6) 林七郎, 山本康博: 大規模地下空洞の建設 <蛇尾川揚水発電所の情報化設計・施工>, セメント・コンクリート, No.527, pp.21-29, 1991.
- 7) 前島俊雄, 伊東雅幸: 蛇尾川揚水発電所<地下発電所空洞の設計と施工実績について>, 電力土木, No.232, pp.25-35, 1991.
- 8) 前島俊雄, 伊東雅幸: 1,500m²の大断面空洞を掘る<蛇尾川揚水式地下発電所>, トンネルと地下, 第22巻8号, pp.7-15, 1991.
- 9) 吉田秀典, 林明華, 堀井秀之: トンネル掘削時の内空変位の計測結果による解析パラメータの同定第26回岩盤力学に関するシンポジウム講演論文集, pp.426-430, 1995.

(1995. 2. 7 受付)

MICROMECHANICS-BASED CONTINUUM MODEL FOR ROCK MASSES
AND
ANALYSIS OF THE EXCAVATION OF UNDERGROUND POWER CAVERN

Hidenori YOSHIDA and Hideyuki HORII

An analytical method that can grasp the behavior of rock masses is necessary in order to establish the rational method of design and construction control for large-scale underground cavern. In the case of underground excavation, sliding and opening of joints due to stress relaxation are considered to be the governing mechanisms of behaviors of jointed rock masses. In the present study, a micromechanics-based continuum model of rock masses is proposed and an analytical method for underground excavation is developed. To examine the performance of the proposed method, the excavation of the Shiobara power station cavern constructed by the Tokyo Electric Power Co., Ltd. is analyzed and results are compared with measurement data. Displacement distribution, changes in tensile forces in pre-stressed anchorage bars during excavation processes obtained by the present method show accordance with measurement results.