

乱さないシラスのダイレイタンスーと破壊機構について

(Dilatancy and Failure Mechanism in the Undisturbed Shirasu)

村 田 秀 一* (Hidekazu Murata)
山 内 豊 聡** (Toyotoshi Yamanouchi)

キーワード：三軸圧縮試験／シラス／ゼイ性破壊
／ダイレイタンスー／弾性／破壊／
引張り強さ
IGC： D6/F6

1. ま え が き

乱さないシラスは地質学的な固結効果に起因すると考えられる引張り強度を持っているため、その力学的性質は特異なものになっている。引張り強度の大きい試料の強度特性は岩石にも類似しているところがあり、また引張り強度の小さい試料においても乱したシラスとはその力学的性質がかなり異なっている。筆者らは、先に乱さないシラスの強度特性について述べた報告¹⁾の中で、乱さないシラス供試体の破壊時の挙動が他の土と比較してかなりゼイ性的であることを指摘した。岩石のようなゼイ性材料の破壊機構については、そのクラックの発生あるいは伝ば挙動や変形および破壊形態に着目した研究が多く発表されている^{2)~5)}。乱さないシラスは引張り強度のオーダーが $10^{-2} \sim 10^{-1} \text{ kg/cm}^2$ と小さいため、岩石のように取り扱っては試験ができない。また、乱さないシラスは粒状体として取り扱うにはかなりの引張り強度を持つと評価され固結していると考えられるので、乱さないシラスは岩石と粒状体の両性質を持っている材料と考えるのが妥当であろう。しかし、一度破壊してしまうと単なる粒状体であり復元できない点は、岩石とよく類似している。したがって、乱さないシラスの強度特性や破壊機構はかなり複雑な要素が多く、その解明が遅れているようである。

本論は、自然含水状態で引張り強度の異なる9種類の乱さないシラス供試体を用いて三軸圧縮試験を行ない、圧縮荷重下における破壊形態が応力段階によって変わっていく過程を、そのダイレイタンスー特性と各応力段階

での破壊規準を検討することによって明らかにしたものである。

2. 岩質材料の破壊規準

岩石や乱さないシラスのように引張り強度を持つ材料は、均一でない物質の結合あるいは混合体であるため、また応力状態によって破壊形態が異なるため、その破壊機構はかなり複雑である。現在までに提案されている岩質材料に対する破壊規準は、材料を等方均質と仮定して巨視的な立場からと微視的な立場から導かれたものに大別できる。前者には Mohr-Coulomb, Nadai, von Mises, Tresca らの規準⁶⁾を、後者では Griffith⁷⁾, 修正 Griffith の規準⁸⁾が代表的なものである。土を対象とする場合は一般に前者の規準が広く用いられているが、ここでは微視的な立場から導かれた規準について述べる。すなわち、破壊は材料内部に散在する微小欠陥周辺の応力集中に基づく最大引張り応力が、その材料固有の理想的な引張り強度に等しくなるといふ概念である。Griffith は、引張り破壊の概念を二軸応力状態にある材料の破壊に対し拡張し、クラック周辺の最大引張り応力が材料の引張り強度 σ_t に等しくなったときき裂が発生し破壊に至ると考えて、次式を提案した⁷⁾。

$$\sigma_1 + 3\sigma_3 \leq 0 \text{ のとき, } \sigma_3 = -\sigma_t \quad (1, a)$$

$$\sigma_1 + 3\sigma_3 > 0 \text{ のとき, } (\sigma_1 - \sigma_3)^2 - 8\sigma_t(\sigma_1 + \sigma_3) = 0 \quad (1, b)$$

ここで、 σ_1 および σ_3 は最大および最小主応力、 σ_t は材料の引張り強度 ($\sigma_t > 0$) である。ただし、圧縮応力を正とする。最大主応力軸とクラック長軸の傾きを θ とすると (1, a) 式の場合、 $\theta = 0$ のときクラック先端に最大の引張り応力が生じ、(1, b) 式の場合、 $\theta = \cos^{-1}\{-(\sigma_1 - \sigma_3)/2(\sigma_1 + \sigma_3)\}$ だけ傾いたクラックの先端において最大引張り応力が生ずることがわかる。

Griffith の規準では偏平な円クラックが圧縮荷重下で圧着されないと仮定しているが、実際にはき裂発生以前に圧着してしまうと考えられる。そこで、McClintock と Walsh はクラック圧着後その面でせん断抵抗が働きクラック端部での応力集中が軽減し、結果的には強度が

* 鹿児島工業高等専門学校土木工学科 助教授 (鹿児島県始良郡単人町真孝 1460-1)

** 九州大学工学部水工土木学教室 教授 (福岡市東区箱崎)

・この論文に対するディスカッションは昭和54年4月1日までにご投稿下さい。

増すという考え方に基づいて次式を提案した⁸⁾。

$$\mu_f(\sigma_1 + \sigma_3) - (\sigma_1 - \sigma_3)\sqrt{1 - \mu_f^2} = -4\sigma_t\sqrt{1 + \frac{\sigma_0}{\sigma_t}} \quad (2)$$

ここで、 μ_f はクラック面での摩擦係数、 σ_0 はクラックを閉じるに必要な応力で、クラック長軸に垂直に作用しているものである。クラックが非常に偏平な場合は、 $\sigma_0 \doteq 0$ と考えてよい。(2)式を一般に修正 Griffith の規準と呼び、かなりの岩石やコンクリートの破壊規準として今日適用できるとされている⁹⁾。なお、修正 Griffith の式が適用できる範囲はクラックを閉じるに必要な応力を生ずることであり、したがって圧縮域を考えなくてはならない。また、Mohr の二次式と Griffith (1) 式および Mohr-Coulomb 式と修正 Griffith (2) 式が類似し、等価性を持っていることが報告されている^{10),11)}。このことは、巨視的破壊規準と微視的破壊規準とが形のうえでは容易に関連づけられることを示しているのであるが、微視的な破壊規準は微小クラックからき裂が発生する条件を与えているわけで、複雑な圧縮過程まで説明しうるものではないと考えられている。

3. 試料の諸性質と試験方法

乱さないシラス試料は特別に考案した採取器¹⁾(シラスカッター)を用いて地山の表面から採取し、実験室においてサンプラーから抜き出し、直径 5.0 cm、高さ 12.5 cm の円柱状供試体に整形した。この場合、すべての供試体は自立した。試験に用いた各試料の指数的性質と自然含水状態における圧裂引張り強度 σ_t および一軸圧縮強度 S_c は表-1 に示すとおりである。圧裂引張り強度が供試体の寸法比を考慮すればほぼ一軸引張り強度と等しくなることはすでに調べてあるので、今回は供試体の厚さ l と直径 d の比 l/d の値を 0.6 になるようにして圧裂引張り強度を求めた。また、これらの試料の自然状態での粒度組成の平均値はレキ分 19%、砂分 62%、シルト分 15% および粘土分 4% である。レキ分とは軽石を意味しているが、供試体は内径 5.0 cm のサンプラーを

用いて採取するため、実際は大きな軽石を含んでいない。したがって、供試体中の軽石の含有率は約 12% で、ほとんどが 4.8 mm 以下の粒径のものであった。

三軸圧縮試験は圧密排水(気)条件のもとで拘束圧の範囲は 3 kg/cm^2 までとした。載荷方式は拘束圧 ($\sigma_2 = \sigma_3$) 一定のもとでヒズミ制御方式(ヒズミ速度 $0.5\%/min$)で行なった。体積変化の測定については、シラスの含水比が約 20% であるので、一般に乾燥砂を対象にして用いられる方法、すなわち間ゲキ内および配管内の空気圧が一定になるようにコントロールシリンダーによりピュレット内の水銀面を変化させ、その変化量を体積変化量として読みとる方法¹²⁾で求めた。

4. 応力とヒズミの関係に関する考察

4.1 軸差応力・体積ヒズミ・軸ヒズミ曲線の性状

図-1 (a), (b) は、各々 σ_t の異なる試料の代表的な軸差応力・体積ヒズミ・軸ヒズミ曲線である。試料 No. 7 は σ_t の大きい試料、No. 2 は σ_t の小さい試料、および No. 5 はその中間的な σ_t の値をもつ試料の代表例として示してある。図-1 (a), (b) からわかるように、乱さないシラスは σ_t の値が小さい試料も含めて、最大軸差応力 $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ と残留軸差応力 $(\sigma_1 - \sigma_3)_r$ の差が大きいことが特徴である。また、 σ_t の大きい試料の破壊時の挙動は他の土に比較してかなりゼイ性的である。乱さないシラスの残留軸差応力とは、破壊した後保持している軸差応力、すなわち定常状態での破壊面における摩擦強度を意味している。乱さないシラスの $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ と $(\sigma_1 - \sigma_3)_r$ の差の強度成分は、地質学的な固結効果とダイレイタンシーおよびインターロッキング効果によるものであると考えられる¹⁾。この $(\sigma_1 - \sigma_3)_f - (\sigma_1 - \sigma_3)_r$ の値は σ_t の大きい試料ほど大きく、その $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ に対する割合も σ_t の大きい試料ほど大きい(図-10 参照)。図-2 は各試料の最大軸差応力時の最大主応力 σ_1 と拘束圧 σ_3 の関係である。 σ_1 は $\sigma_3 \leq 3 \text{ kg/cm}^2$ の範囲においては、 σ_3 に対しほとんど比例的に増大していることがわかる。

さらに図-1 (a), (b) から明らかのように、体積ヒズ

表-1 試料の指数的性質

| 試料 No. | 含水比 W (%) | 比重 G_s | 湿潤密度 $\gamma_t (\text{g/cm}^3)$ | 圧裂引張り強度 $\sigma_t (\text{kg/cm}^2)$ | 一軸圧縮強度 $S_c (\text{kg/cm}^2)$ | ゼイ性度 S_c/σ_t |
|--------|-----------|----------|---------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------|---------------------|
| 1 | 29.0 | 2.457 | 1.364 | 0.044 | 0.63 | 14.3 |
| 2 | 15.0 | 2.438 | 1.425 | 0.066 | 0.86 | 13.1 |
| 3 | 22.0 | 2.580 | 1.623 | 0.070 | 2.05 | 29.3 |
| 4 | 33.6 | 2.459 | 1.584 | 0.092 | 1.12 | 12.1 |
| 5 | 19.0 | 2.546 | 1.556 | 0.160 | 3.41 | 21.3 |
| 6 | 18.5 | 2.694 | 1.588 | 0.500 | 4.05 | 8.0 |
| 7 | 21.4 | 2.584 | 1.696 | 0.760 | 6.75 | 8.9 |
| 8 | 24.1 | 2.446 | 1.568 | 0.950 | 4.94 | 5.2 |
| 9 | 19.4 | 2.522 | 1.684 | 1.200 | 8.64 | 7.2 |

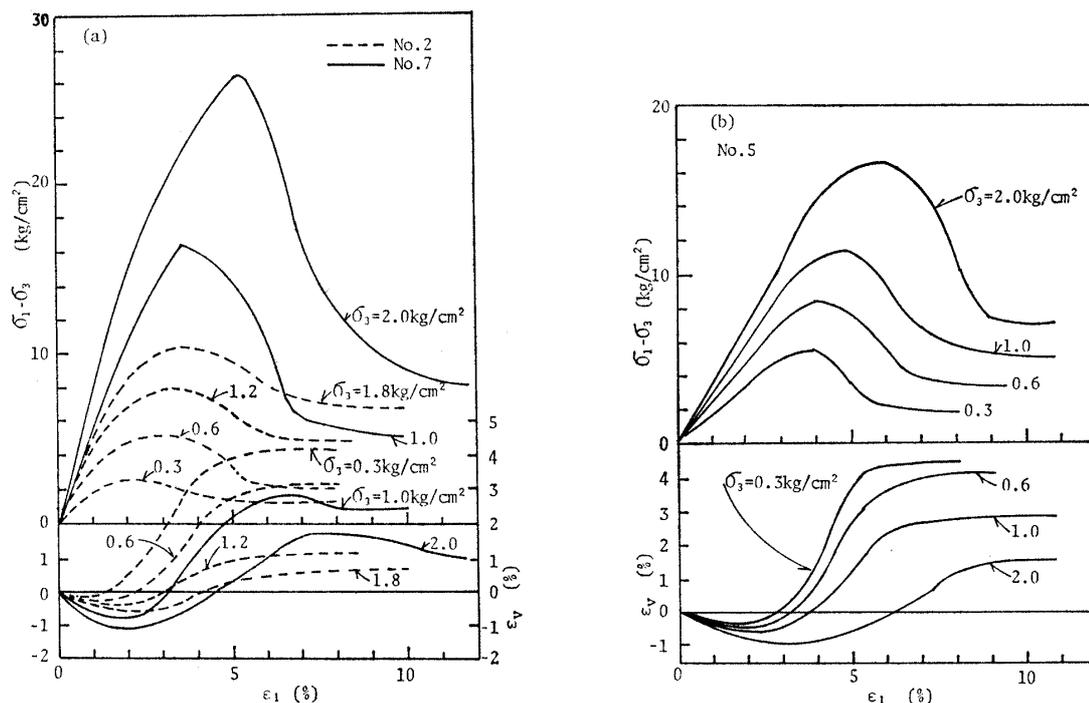


図-1 三軸圧縮試験結果

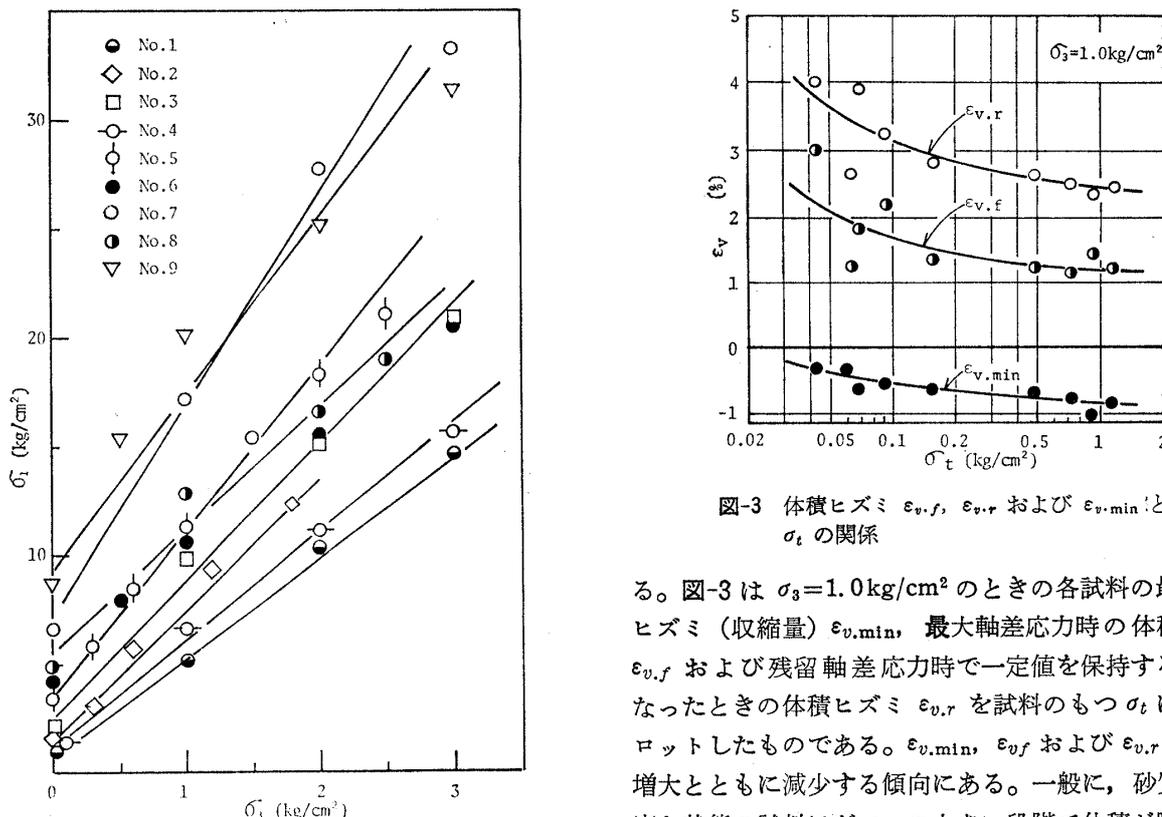


図-2 $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ 時における σ_1 と σ_3 の関係

図-3 体積ヒズミ $\epsilon_{v,f}$, $\epsilon_{v,r}$ および $\epsilon_{v,min}$ と σ_t の関係

ミ ϵ_v は、軸ヒズミ ϵ_1 が小さい段階で減少(収縮)し、 ϵ_1 が進行するにしたがって逆に増大(膨脹)を始め、軸差応力が定常状態になって一定値を示している。この場合、同一試料においては σ_3 が大きいほど収縮量は大きく、 $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ 時での最終的な ϵ_v の値は小さくなって

る。図-3は $\sigma_3 = 1.0$ kg/cm² のときの各試料の最小体積ヒズミ(収縮量) $\epsilon_{v,min}$ 、最大軸差応力時の体積ヒズミ $\epsilon_{v,f}$ および残留軸差応力時で一定値を保持するようになったときの体積ヒズミ $\epsilon_{v,r}$ を試料のもつ σ_t に対しプロットしたものである。 $\epsilon_{v,min}$ 、 $\epsilon_{v,f}$ および $\epsilon_{v,r}$ は σ_t の増大とともに減少する傾向にある。一般に、砂質土では密な状態の試料ほど ϵ_1 の小さい段階で体積が膨脹を始め、定常時での $\epsilon_{v,r}$ の値が大きいのが普通である。乱さないシラスにおいては、 σ_t の大きい試料ほど体積が膨脹を始める ϵ_1 の値が大きく、かつ $\epsilon_{v,r}$ の値も小さくなっている。これらの理由としては後述するように、乱さないシラスの場合応力の小さい段階における体積変化量にかなりの弾性変化量を含んでいることが影響しているのでは

ないかと考えられる。

4.2 体積膨張に対する抵抗

体積変化率 $d\varepsilon_v/d\varepsilon_1$ は、ほとんどの試料において最大軸差応力時に最大値を示している。 $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ 時の体積変化の状況を表わす $(d\varepsilon_v/d\varepsilon_1)_f$ の値と各試料の持つ σ_t との関係は 図-4 (a) のとおりであるが、 $(d\varepsilon_v/d\varepsilon_1)_f$ は σ_3 が大きいほど小さい。また、同じ拘束圧下においては σ_t の大きい試料ほど $(d\varepsilon_v/d\varepsilon_1)_f$ は大きな値を示している。図-3 と 図-4 (a) の結果から、 σ_t の大きい試料ほど最大軸差応力直前の体積膨張が急速で、また最大軸差応力以後は軸ヒズミの増加を要することなく急激に残留軸差応力に落ち着き、その状態での体積ヒズミ $\varepsilon_{v,r}$ はほとんど変化しないことがわかる。

砂質土においては、セン断中に供試体が膨張するために要するエネルギーは、 $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ のとき $\sigma_3 \cdot (d\varepsilon_v/d\varepsilon_1)_f$ によって表わされ、これをダイレイタンス効果と呼んでいる。 $(\sigma_1 - \sigma_3)_{rf}$ をダイレイタンスの生じないときの応力、すなわち土のセン断抵抗角と粘着力による抵抗とすると、 $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ は次式で表わされる¹³⁾。

$$(\sigma_1 - \sigma_3)_f = (\sigma_1 - \sigma_3)_{rf} + \sigma_3 \cdot (d\varepsilon_v/d\varepsilon_1)_f \quad (3)$$

乱さないシラスの場合、応力がかかなり高い状態で体積が膨張を始め、供試体の破壊面近傍はかなり乱れていることが予想される。したがって、乱さないシラスの体積膨張に対する抵抗を (3) 式の右辺第二項で求め、各試料の $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ に対する割合を σ_3 をパラメーターとして σ_t に対してプロットして 図-4 (b) に示す。 $\sigma_3 \cdot (d\varepsilon_v/d\varepsilon_1)_f / (\sigma_1 - \sigma_3)_f$ の値は σ_t の大きい試料ほど小さく、同

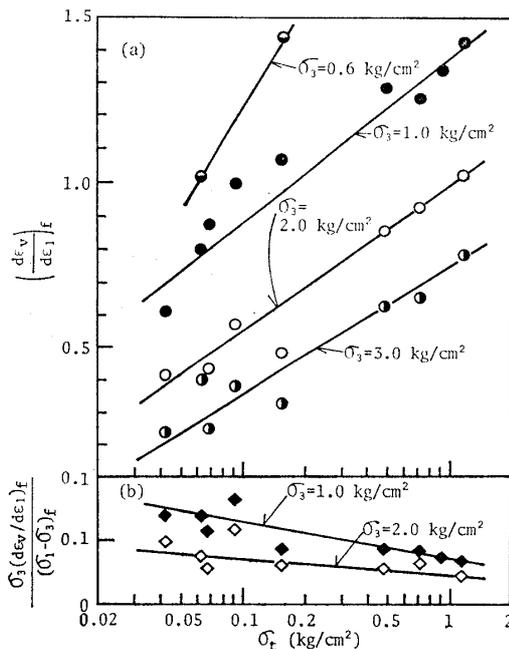


図-4 体積変化率 $(d\varepsilon_v/d\varepsilon_1)_f$ および体積膨張に消費されるエネルギーの $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ に対する割合 $[\sigma_3(d\varepsilon_v/d\varepsilon_1)_f]/(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ と σ_t の関係

一試料においてはその値は σ_3 が大きいほど小さいことがわかる。

4.3 弾性変形に対する抵抗

図-5 (a)~(d) は、最大軸差応力までの軸差応力と体積ヒズミ ε_v および軸ヒズミ ε_1 の関係について試料 No. 2, 3, 5 および 7 の試験結果を代表例として示したものである。 $(\sigma_1 - \sigma_3)$ と ε_v の関係については、 $(\sigma_1 - \sigma_3)$ の小さい段階で ε_v は直線的に減少し、ついで変化率 $d\varepsilon_v/d(\sigma_1 - \sigma_3)$ がほとんど 0 となった後、 ε_v は曲線に移行し $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ に近い段階より急激に増大 (膨張) する傾向にある。このような傾向は岩石の同様の試験結果においても報告されているが^{14), 15)}、岩石の場合は体積の急激な膨張が顕著でないのが普通である。

体積ヒズミ ε_v と軸ヒズミ ε_1 および側方ヒズミ ε_3 の間には次式の関係が成立すると仮定する ($\sigma_2 = \sigma_3$)。

$$\varepsilon_v = \varepsilon_1 + 2\varepsilon_3 \quad (4)$$

ε_v と ε_1 に実測値を用い (4) 式により ε_3 を推定して $(\sigma_1 - \sigma_3)$ に対しプロットしたものが 図-5 の破線である。乱さないシラスは、 $(\sigma_1 - \sigma_3)$ と ε_v の関係が直線となる応力状態までは弾性体とみなすことができると考えられる。このことは、 $(\sigma_1 - \sigma_3)$ と ε_1 の関係もその間明らかに直線であることから推定できることである。このように応力の小さい段階に弾性変形領域のあることは、砂の場合においても古くから考えられていることである¹⁶⁾。ただ、乱さないシラスにおいては、この弾性変形の領域が顕著に表われ、その変形量も大きい。弾性変形領域においては、次の関係式が成立する ($\sigma_2 = \sigma_3$)。

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_1 &= \frac{1}{E} \{ \sigma_1 - 2\nu \cdot \sigma_3 \} \\ \varepsilon_2 &= \frac{1}{E} \{ \sigma_3 - \nu(\sigma_1 + \sigma_3) \} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

ここで、 E = 弾性係数、 ν = ポアソン比である。(4)、(5) 式より ε_v は次式で示される。

$$\varepsilon_v = \frac{1-2\nu}{E} (\sigma_1 - \sigma_3) + 3 \frac{1-2\nu}{E} \sigma_3 \quad (6)$$

(6) 式の右辺第一項は軸差応力による体積ヒズミ、第二項は等方圧縮力による体積ヒズミをそれぞれ表わしている。図-5 に示した ε_v は等方圧縮後の値をプロットしてあるので、図-5 の直線部分は次式で示すことができる。

$$\varepsilon_v = \frac{1-2\nu}{E} (\sigma_1 - \sigma_3) \quad (7)$$

弾性領域と考えられる限界応力を $(\sigma_1 - \sigma_3)_e$ として黒丸で、体積が急激に膨張を始める応力を $(\sigma_1 - \sigma_3)_{ia}$ として白丸で 図-5 中に示した。図-6 は、 $(\sigma_1 - \sigma_3)_e$ 時の軸ヒズミ $\varepsilon_{1,e}$ 、体積ヒズミ $\varepsilon_{v,e}$ および (4) 式より推定した側方ヒズミ $\varepsilon_{3,e}$ と試料の持つ σ_t の関係である。また、図-7 は $\varepsilon_{1,e}$ 、 $\varepsilon_{v,e}$ および $\varepsilon_{3,e}$ と σ_3 の関係を試料 No. 6 の場合について示したものである。図-6, 7 から、 $\varepsilon_{1,e}$

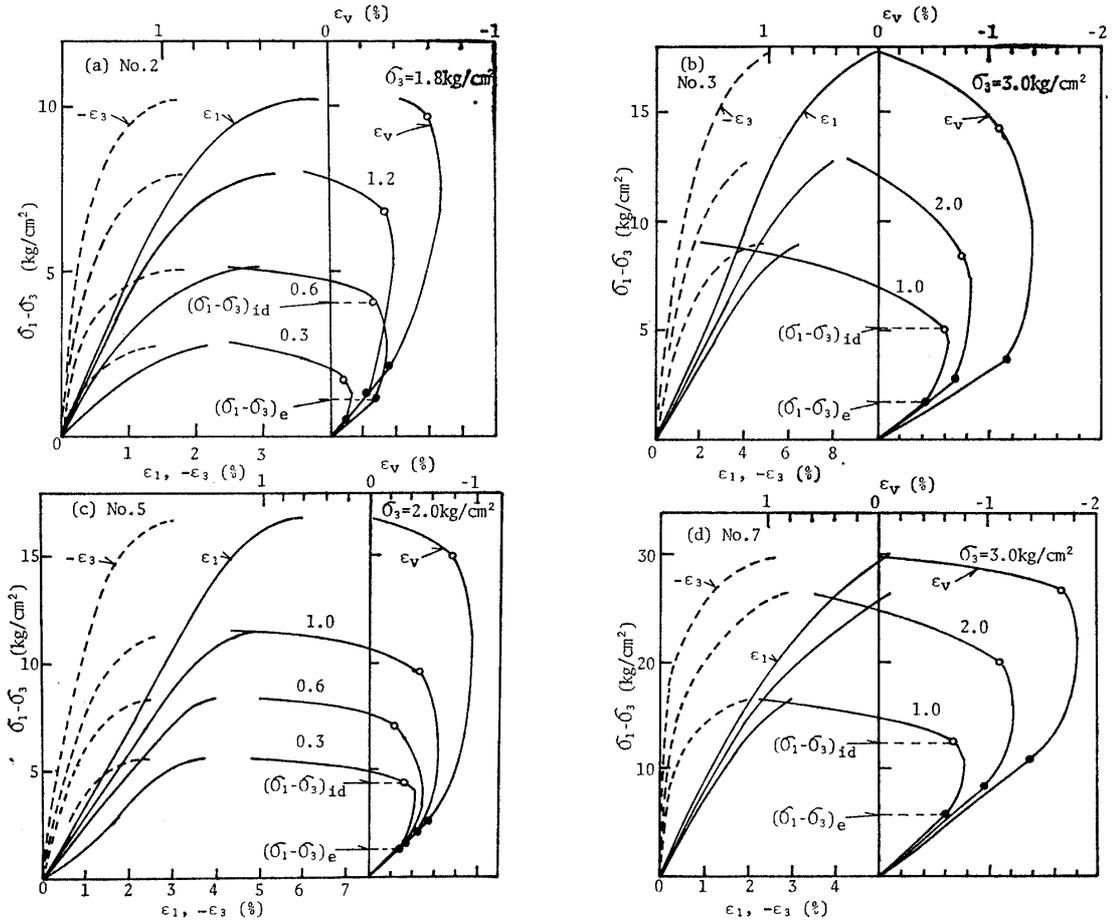


図-5 体積ヒズミ ϵ_v , 軸ヒズミ ϵ_1 および側方ヒズミ ϵ_3 と軸差応力 $(\sigma_1 - \sigma_3)$ の関係

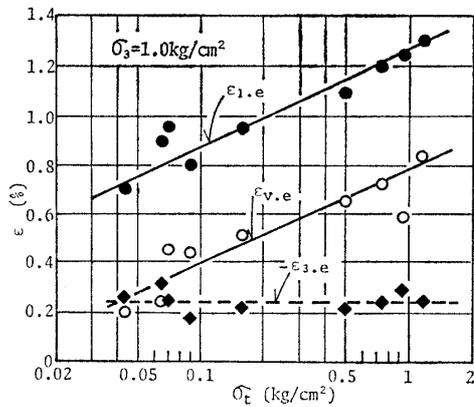


図-6 $(\sigma_1 - \sigma_3)_e$ 時の $\epsilon_{1,e}$, $\epsilon_{v,e}$ および $\epsilon_{3,e}$ と σ_t の関係

と $\epsilon_{v,e}$ は σ_t の増大とともに、また同一試料においては σ_3 の増大とともに大きくなることが明らかである。しかし、 $\epsilon_{3,e}$ は σ_t および σ_3 に影響されず $\epsilon_{3,e} \approx 0.25\%$ と一定となる。このことは、乱さないシラスを弾性体とみなせる条件は σ_t や σ_3 にかかわらず ϵ_3 が 0.25% 以内であることを意味しているわけで、この弾性的性質は、乱さないシラスが引張り強度をもつという構造性に起因するものであることを示唆していると考えられる。

図-8 は各拘束圧下における $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ に対する $(\sigma_1 - \sigma_3)_e$ の割合と ϵ_v の関係で、図-5(d) をプロットしたお

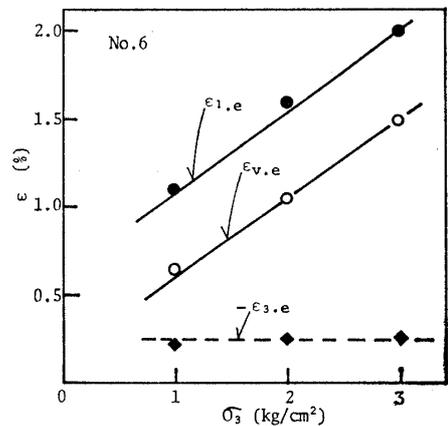


図-7 $(\sigma_1 - \sigma_3)_e$ 時の $\epsilon_{1,e}$, $\epsilon_{v,e}$ および $\epsilon_{3,e}$ と σ_3 の関係

したものである。このようにして、各試料の $(\sigma_1 - \sigma_3)_e / (\sigma_1 - \sigma_3)_f$ および $(\sigma_1 - \sigma_3)_{id} / (\sigma_1 - \sigma_3)_f$ の値を求め、 σ_t との関係を示したものが図-9 である。 $(\sigma_1 - \sigma_3)_e / (\sigma_1 - \sigma_3)_f$ の値は各試料の弾性抵抗に消費された応力の割合を示すものである。図-8 あるいは図-9 からわかるように、同一試料においては $(\sigma_1 - \sigma_3)_e / (\sigma_1 - \sigma_3)_f$ の値は σ_3 が増大すれば減少し、 $(\sigma_1 - \sigma_3)_{id} / (\sigma_1 - \sigma_3)_f$ の値は σ_3 が増大すれば逆に増大している。また、図-9 で明らかのように、 σ_t の大きい試料ほど $(\sigma_1 - \sigma_3)_e / (\sigma_1 - \sigma_3)_f$ およ

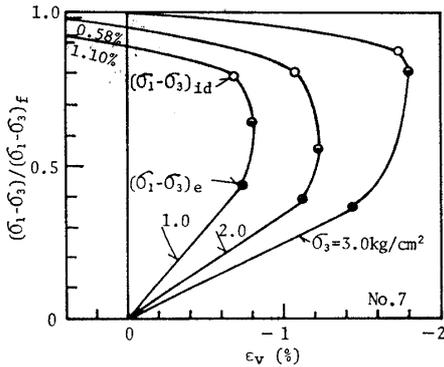


図-8 軸差応力の最大軸差応力に対する割合 $(\sigma_1 - \sigma_3)_e / (\sigma_1 - \sigma_3)_f$ と ϵ_v の関係

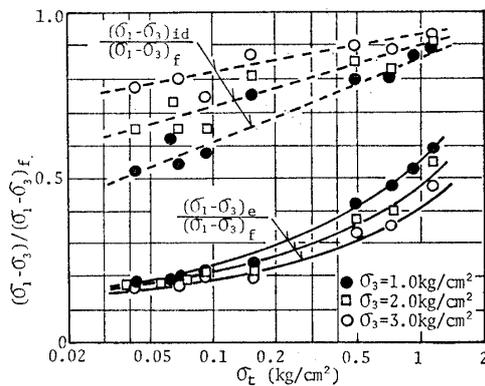


図-9 $(\sigma_1 - \sigma_3)_{id} / (\sigma_1 - \sigma_3)_f$ および $(\sigma_1 - \sigma_3)_e / (\sigma_1 - \sigma_3)_f$ と σ_e の関係

び $(\sigma_1 - \sigma_3)_{id} / (\sigma_1 - \sigma_3)_f$ の値は増大している。そして、前者の値は σ_e の大きい試料ほど σ_3 の影響が大きく、後者の値は逆に σ_e の小さい試料ほど σ_3 の影響が大きい。

乱さないシラスの $(\sigma_1 - \sigma_3)_f - (\sigma_1 - \sigma_3)_r$ の強度成分は、固結効果とダイレイタンスーおよびインターロッキング効果によるものと考えられることは前報において述べたが、乱さないシラスの固結効果による強度成分は、そのほとんどが弾性変形に対する抵抗として消費されていると考えられる。図-10 の破線は各試料の $[(\sigma_1 - \sigma_3)_f - (\sigma_1 - \sigma_3)_r] / (\sigma_1 - \sigma_3)_f$ と σ_e の関係である。 $[(\sigma_1 - \sigma_3)_f - (\sigma_1 - \sigma_3)_r] / (\sigma_1 - \sigma_3)_f$ の値はゼイ性指数 I_B と呼ばれているものである¹⁷⁾ が、 I_B の値は σ_e の大きい試料ほど、また σ_3 が小さいほど大きいことがわかる。さらに、図-10 には、各試料の弾性抵抗に消費される応力の割合 $(\sigma_1 - \sigma_3)_e / (\sigma_1 - \sigma_3)_f$ と、その値に図-4(b) で示したダイレイタンスー効果によるエネルギーの $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ に対する割合 $\sigma_3 (d\epsilon_v / d\epsilon_1)_f / (\sigma_1 - \sigma_3)_f$ の値を加えたものも、 $\sigma_3 = 1.0 \text{ kg/cm}^2$ の場合について実線で示している。この結果、乱さないシラスの固結効果とダイレイタンスーおよびインターロッキング効果による強度成分の中で、固結効果による強度成分と考えられる $(\sigma_1 - \sigma_3)_e / (\sigma_1 - \sigma_3)_f$ の値の占める割合は σ_e の大きな試料ほどとくに大きく、

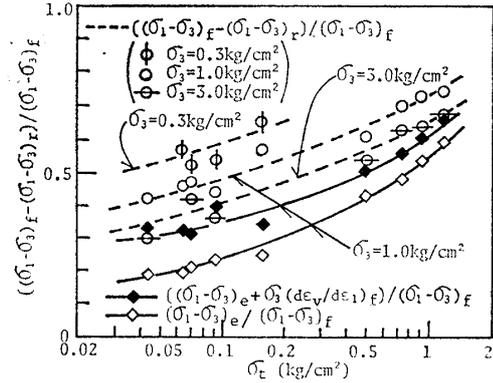


図-10 ゼイ性指数 $[(\sigma_1 - \sigma_3)_f - (\sigma_1 - \sigma_3)_r] / (\sigma_1 - \sigma_3)_f$ および $[(\sigma_1 - \sigma_3)_e + \sigma_3 (d\epsilon_v / d\epsilon_1)_f] / (\sigma_1 - \sigma_3)_f$ と σ_e の関係

σ_e の小さい試料ではダイレイタンスー効果による強度成分である $\sigma_3 (d\epsilon_v / d\epsilon_1)_f / (\sigma_1 - \sigma_3)_f$ の占める割合もかなり大きいことが明らかとなった。また、 $[(\sigma_1 - \sigma_3)_f - (\sigma_1 - \sigma_3)_r] / (\sigma_1 - \sigma_3)_f$ と $[(\sigma_1 - \sigma_3)_e + \sigma_3 (d\epsilon_v / d\epsilon_1)_f] / (\sigma_1 - \sigma_3)_f$ の差、すなわちインターロッキング効果によると考えられる強度成分の占める割合は、 σ_e に関係なく各試料とも $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ に対して約 1 割程度であることもわかる。

5. 破壊機構に関する考察

5.1 破壊規準

乱さないシラスの圧縮過程における特異な応力値としては、弾性限界を示す $(\sigma_1 - \sigma_3)_e$ 、体積ヒズミの最小となる $(\sigma_1 - \sigma_3)_{AV, \min}$ 、体積ヒズミが急激に膨張する $(\sigma_1 - \sigma_3)_{id}$ 、最大軸差応力 $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ および残留軸差応力 $(\sigma_1 - \sigma_3)_r$ が考えられる。破壊強度とは、一般的には $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ を指していることが多いが、本論では $(\sigma_1 - \sigma_3)_e$ 、 $(\sigma_1 - \sigma_3)_{id}$ および $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ に対して(1)、(2)式で示される Griffith および修正 Griffith の理論を用いて破壊規準を検討してみることにする。図-11 (a)~(f) は各試料の $(\sigma_1 - \sigma_3)_e$ 、 $(\sigma_1 - \sigma_3)_{id}$ および $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ 時の最大主応力 (σ_1 / σ_e) と拘束圧 (σ_3 / σ_e) の関係である。なお、各図中には Griffith および修正 Griffith の規準線がそれぞれ破線および実線で記入してある。

$(\sigma_1 - \sigma_3)_e$ 時の応力状態はすべての試料において Griffith の規準によく合っていることがわかり、この結果は、Bieniawski が岩石において内部破壊が発生する応力に対し Griffith の破壊規準が成り立つとしていること^{18), 19)} とよく類似している。Griffith の規準が弾性状態からいきなり引張り破壊の発生する条件を与えるものであるから、 $(\sigma_1 - \sigma_3)_e$ の応力レベルまでは弾性領域であると仮定したことが正しかったことを意味するものである。

$(\sigma_1 - \sigma_3)_{id}$ および $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ 時の応力状態が修正 Griffith 規準とよく一致していることも明らかで、それぞ

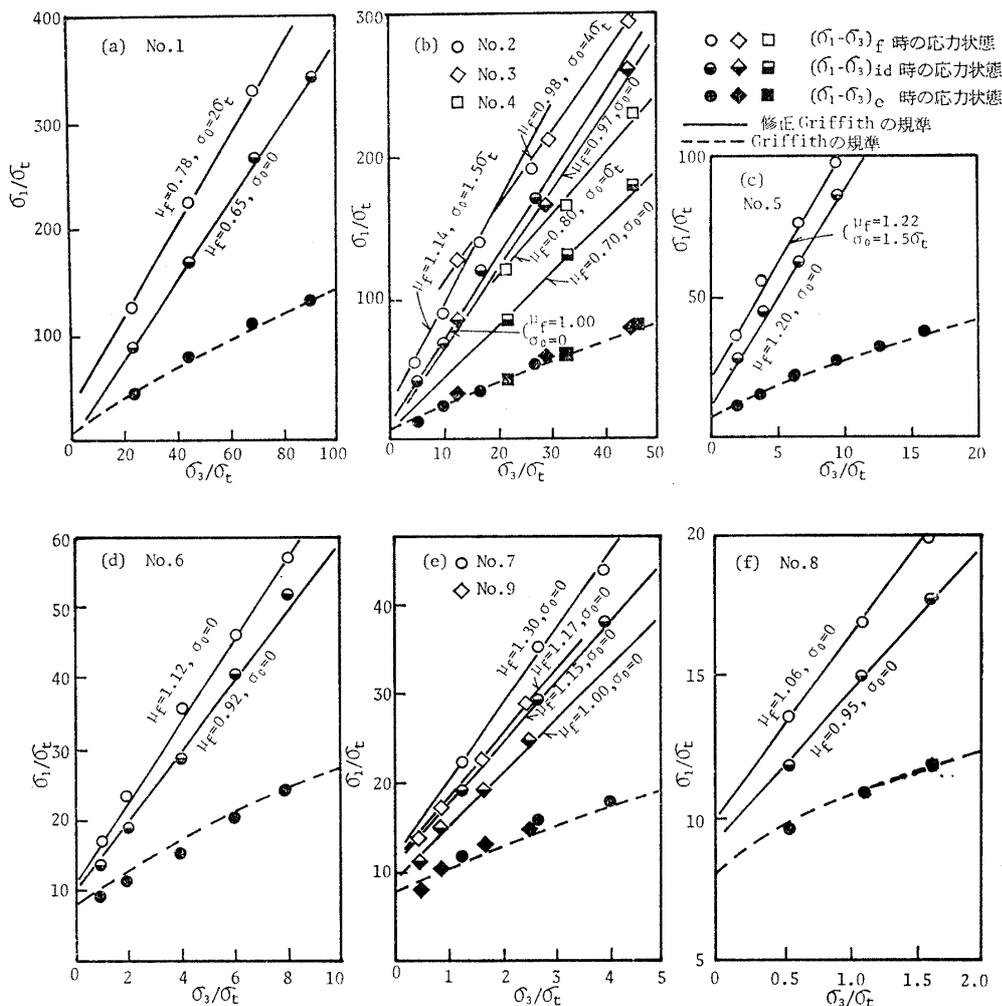


図-11 $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$, $(\sigma_1 - \sigma_3)_{id}$ および $(\sigma_1 - \sigma_3)_c$ 時の応力状態における σ_1/σ_t と σ_3/σ_t の関係

表-2 $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ および $(\sigma_1 - \sigma_3)_{id}$ 時での修正 Griffith 式のパラメーター μ_f と σ_0 の値

| 試料 No. | 圧裂引張り強度 σ_t (kg/cm ²) | $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ の時 | | $(\sigma_1 - \sigma_3)_{id}$ の時 | |
|--------|--|------------------------------|---------------|---------------------------------|------------|
| | | μ_f | σ_0 | μ_f | σ_0 |
| 1 | 0.044 | 0.78 | $2\sigma_t$ | 0.65 | 0 |
| 2 | 0.066 | 1.14 | $1.5\sigma_t$ | 1.00 | 0 |
| 3 | 0.070 | 0.98 | $4\sigma_t$ | 0.97 | 0 |
| 4 | 0.092 | 0.80 | σ_t | 0.70 | 0 |
| 5 | 0.160 | 1.22 | $1.5\sigma_t$ | 1.20 | 0 |
| 6 | 0.500 | 1.12 | 0 | 0.92 | 0 |
| 7 | 0.760 | 1.30 | 0 | 1.15 | 0 |
| 8 | 0.950 | 1.06 | 0 | 0.95 | 0 |
| 9 | 1.200 | 1.17 | 0 | 1.00 | 0 |

れの応力状態の実験値を満足する(2)式の μ_f および σ_0 は表-2に示すとおりである。この表からわかるように、 $(\sigma_1 - \sigma_3)_{id}$ 時の応力状態においてはクラックを閉じるに必要な応力 σ_0 を0とした式が適用され、 $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ 時においては $\sigma_t > 0.16 \text{ kg/cm}^2$ の試料で σ_0 は0となるが、 $\sigma_t \leq 0.16 \text{ kg/cm}^2$ の試料では σ_0 を有限値とした式が適用される。いま、これらの物理的な意味をマクロ的に考えてみる。 $(\sigma_1 - \sigma_3)_{id}$ 時においてはセン断変形が開

始された直後であると考えられるためセン断面の乱れ具合が少なく、 $\sigma_0 = 0$ である。しかし、 $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ 時にはセン断面の乱れ具合が最大に拡大され $\sigma_0 \neq 0$ と解釈できると考える。しかし、 $\sigma_t > 0.16 \text{ kg/cm}^2$ の試料においては $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ 時でもセン断面の乱れ具合は広くなく、 $(\sigma_1 - \sigma_3)_{id}$ 時とほとんど同じであると考えられる。実際、 σ_t の大きい試料の $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ 時での供試体の様相は、 σ_t の小さい試料と比べて乱れ具合が少なく、 $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ 時の様相さえ乱れは少なかった。 $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ 時の応力状態におけるクラック面での摩擦係数 μ_f の値は $(\sigma_1 - \sigma_3)_{id}$ 時の値に比べて大きくなっていることがわかる。 $(\sigma_1 - \sigma_3)_{id}$ 以後の変形は次項で述べるが完全セン断変形領域であると考えられるため、粒子間の摩擦抵抗がすべて μ_f に代表されるようになり、 μ_f が増大したと解釈されよう。しかし、これらのパラメーター σ_0 、 μ_f の値とシラスのもつ諸性質との関連を明確にすることは難しい。

以上のように、乱さないシラスの破壊強度は修正 Griffith 規準が合う $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ を一応考えることができるが、応力段階初期に弾性領域が存在して、その弾性破壊

に対しては Griffith の破壊規準が適用できること、また $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ の応力状態以前に $\sigma_0 = 0$ とした修正 Griffith の破壊規準が適用できる応力レベルのあることを認識しなければならない。

5.2 応力の増加に伴う破壊形態の変化

乱さないシラスの破壊時の挙動は、他の土に比較するとかなりゼイ性的であるが、供試体の変形状態としては最終的にはセン断面が明りょうに現われ、セン断によって崩壊に至ることを示している。ここで、乱さないシラスの崩壊に至るまでの応力とヒズミの関係を模式的に図-12 に示し、破壊規準の考察結果も考慮して破壊の機構について説明する。乱さないシラスにおいては、図-12 に記入したような次の4段階の応力状態を考慮することができる。

領域 I - $(\sigma_1 - \sigma_3)_e$ までの応力段階。この領域は弾性変形領域であり、 ϵ_v , ϵ_1 および ϵ_3 も $(\sigma_1 - \sigma_3)$ に対し直線的に変化する。また、 $(\sigma_1 - \sigma_3)_e$ 時は Griffith の破壊規準が適用できる応力状態であり、弾性体の領域と考えられる。この $(\sigma_1 - \sigma_3)_e$ の $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ に対する割合は、 σ_t の小さい試料ほど、また同一の試料においては σ_3 が小さいほど大きな値を示す (図-9 参照)。

領域 II - $(\sigma_1 - \sigma_3)_e \sim (\sigma_1 - \sigma_3)_{IV, \min}$ までの応力段階。この領域は弾性変形とセン断変形を伴うが弾性変形が支配的な領域であると考えられる。したがって、体積変化曲線はなだらかに減少しつつ、最終的にはその変化率 $d\epsilon_v/d(\sigma_1 - \sigma_3)$ が 0 になる。また、 ϵ_1 は $(\sigma_1 - \sigma_3)$ に対しまだかなり直線的に変化している。

領域 III - $(\sigma_1 - \sigma_3)_{IV, \min} \sim (\sigma_1 - \sigma_3)_{id}$ までの応力段階。この領域はセン断変形と弾性変形を伴うがセン断変形が支配的である領域であると考えられる。体積変化は徐々に膨張を始め、 ϵ_1 は $(\sigma_1 - \sigma_3)$ に対し曲線になる。 $(\sigma_1 - \sigma_3)_{id}$ 時は修正 Griffith 式で $\sigma_0 = 0$ とした場合の破壊規準が適用できる応力状態である。また、この $(\sigma_1 - \sigma_3)_{id}$ の $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ に対する割合は σ_t の大きい試料ほど大き

いが、 σ_t の小さい試料ではとくに σ_3 の影響を著しく受け、 σ_3 の小さいほどその値が小さくなっている。

領域 IV - $(\sigma_1 - \sigma_3)_{id} \sim (\sigma_1 - \sigma_3)_f$ までの応力段階。この領域は完全セン断変形領域と考えることができる。体積は急激に膨張を始め、 ϵ_1 と ϵ_3 も急速に増加する。 $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ 時は修正 Griffith の破壊規準が適用できるが、 σ_t の小さな試料にあっては $\sigma_0 \neq 0$ である。このことは、セン断面の乱れがかなり拡大されたことを意味していると考えられる。 $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ 時の μ_f の値は $(\sigma_1 - \sigma_3)_{id}$ 時の場合に比べて大きくなる。また、この領域は σ_t の小さい試料ほど同一の試料においては σ_3 の小さい場合ほど大きくなる。

以上のように、応力と体積ヒズミに着目して破壊形態を説明したが、このことは岩石の結果^{18), 19)}とよく類似していると考えられる。ただ、岩石の場合き裂の発生および伝ば挙動に着目しているのに対し、乱さないシラスの場合には、最終的には粒状体に変化したセン断変形領域を考慮しているところが相違点である。

6. ま と め

種々の引張り強度を持つ乱さないシラス供試体の三軸圧縮荷重下における破壊機構について、その体積ヒズミに着目して考察した結果、つぎのような結論が得られた。

(1) 体積変化は軸ヒズミ初期において収縮し、その後かなり膨張する。同一の σ_3 の条件下での収縮量は σ_t の小さい試料ほど小さく、 $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ および $(\sigma_1 - \sigma_3)_r$ 時の変化量 (膨張量) は σ_t の大きな試料ほど小さい。しかし、 $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ 時の体積変化率 $(d\epsilon_v/d\epsilon_1)_f$ は σ_t の大きな試料ほど、また同一試料においては σ_3 の小さい場合ほど大きな値を示す。

(2) $(\sigma_1 - \sigma_3)$ と ϵ_v の間にはユニークな関係がある。ある応力までは ϵ_v が $(\sigma_1 - \sigma_3)$ に対し直線的に減少し、ついで曲線となりある応力から急激に ϵ_v が増大を始める傾向にある。この直線的な関係にある限界応力 $(\sigma_1 - \sigma_3)_e$ 時においては Griffith の破壊規準が適用でき、弾性領域であることがわかった。また、 $\epsilon_{1,e}$ および $\epsilon_{v,e}$ の値は σ_t , σ_3 が増大すれば大きくなるが $\epsilon_{3,e}$ は σ_t , σ_3 の影響を受けず一定値となる。

(3) ゼイ性指数 I_B の値は σ_t の大きい試料ほど大きく、かつ σ_3 の小さい場合ほど大きい。また、固結効果による強度成分はそのほとんどを弾性変形に抵抗するエネルギーとして消費されたと考えられる。

(4) 破壊規準としては、 $(\sigma_1 - \sigma_3)_e$ 時の応力状態に対して Griffith の規準、 $(\sigma_1 - \sigma_3)_{id}$ 時に対しては $\sigma_0 = 0$ とした修正 Griffith の規準が適用できる。また、 $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ 時の応力状態に対しても修正 Griffith の規準が適用できるが、 $\sigma_t \leq 0.16 \text{ kg/cm}^2$ の試料においては $\sigma_0 \neq 0$,

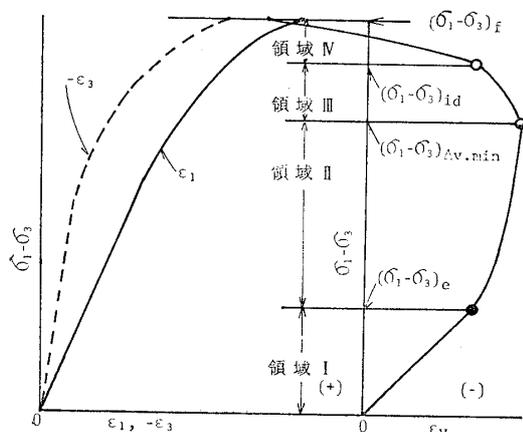


図-12 乱さないシラスの ϵ_v , ϵ_1 および ϵ_3 と $\sigma_1 - \sigma_3$ の模式図による破壊形態の説明

またすべての試料において μ_f の値は $(\sigma_1 - \sigma_3)_{id}$ 時の値より大きい。これは、乱さないシラスが最終的にはせん断で崩壊することを意味していると考えられる。

(5) 乱さないシラスの破壊機構としては4段階の応力領域を考えることができる。すなわち、Griffith 規準の適用される $(\sigma_1 - \sigma_3)_e$ までの弾性変形領域(領域 I)、弾性変形とせん断変形が同時に進行するが弾性変形の支配的な応力領域 II とせん断変形が支配的で修正 Griffith 規準の適用される $(\sigma_1 - \sigma_3)_{id}$ までの応力領域 III および完全せん断変形領域(領域 IV) である。また、領域 I の $(\sigma_1 - \sigma_3)_e$ の $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ に対する割合は、 σ_t の大きな試料ほど大きい。領域 IV は、 σ_t の小さな試料ほど大きく、 σ_3 の小さい場合ほど大きい。

記号説明

- B_r = ゼイ性度, (S_c/σ_t)
 E = 弾性係数
 I_B = ゼイ性指数, $[(\sigma_1 - \sigma_3)_f - (\sigma_1 - \sigma_3)_r]/(\sigma_1 - \sigma_3)_f$
 S_c = 一軸圧縮強度
 ϵ_1, ϵ_3 = 軸ヒズミおよび側方ヒズミ
 $\epsilon_{1,e}, \epsilon_{3,e}$ = $(\sigma_1 - \sigma_3)_e$ 時の軸ヒズミおよび側方ヒズミ
 $\epsilon_v, \epsilon_{v,e}$ = 体積ヒズミおよび $(\sigma_1 - \sigma_3)_e$ 時の体積ヒズミ
 $\epsilon_{v,f}, \epsilon_{v,r}$ = $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ および $(\sigma_1 - \sigma_3)_r$ 時の体積ヒズミ
 $\epsilon_{v,\min}$ = 最小体積ヒズミ (収縮量)
 $(d\epsilon_v/d\epsilon_1)_f$ = $(\sigma_1 - \sigma_3)_f$ 時の体積変化率
 μ_f = クラック面での摩擦係数
 ν = ポアソン比
 σ_0 = クラックを閉じるに必要な応力
 σ_1, σ_3 = 最大および最小主応力 (拘束圧)
 σ_t = 圧裂引張り強度
 $(\sigma_1 - \sigma_3)_{id}$ = 体積ヒズミが急激に増大する時の軸差応力
 $(\sigma_1 - \sigma_3)_e$ = 体積ヒズミが直線を示す限界の軸差応力
 $(\sigma_1 - \sigma_3)_f, (\sigma_1 - \sigma_3)_r$ = 最大および残留軸差応力
 $(\sigma_1 - \sigma_3)_{r,f}$ = ダイレイタンスーの生じない時の軸差応力
 $(\sigma_1 - \sigma_3)_{IV,\min}$ = 体積ヒズミが最小値を示す時の軸差応力

参考文献

- 1) 村田秀一・山内豊聡 (1977): 乱さないシラスの強度特性の要因について, 「土質工学会論文報告集」, Vol. 17, No. 3, pp. 81~91.
- 2) Barron, K. (1971): "Brittle fracture initiation and ultimate failure of rocks," Int. J. Rock Mech. Min. Sci., Vol. 8, pp. 541-551.
- 3) Tapponnier, P. and Brace, W.F. (1971): "Development of stress-induced microcracks in westerly granite," Int. J. Rock Mech. Min. Sci., Vol. 13, pp. 103-112.
- 4) 桜井春輔 (1968): 静荷重下における岩石の破壊条件, 「材料」, Vol. 17, No. 181, pp. 30~35.
- 5) 西松裕一・松木浩二・小泉昇三 (1973): 岩石の圧縮破壊機構, 「第4回岩の力学国内シンポジウム講演集」, pp. 127~132.
- 6) Nadai, A. (1950): Theory of Flow and Fracture of Solids, 2nd ed., New York, McGraw-Hill, pp. 207-228.
- 7) Griffith, A. A. (1925): "Theory of rupture," Proc., 1st Cong. Appl. Mech., Waltham Int. Press., Delft, pp. 53-64.
- 8) McClintock, F. A. and Walsh, J. B. (1962): "Friction on Griffith's cracks in rocks under pressure," Proc., 4th U. S. Cong. Appl. Mech., Berkeley, pp. 1015-1022.
- 9) Hoek, E. and Bieniawski, Z. T. (1965): "Brittle fracture propagation in rock under compression," Int. J. Frac. Mech., Vol. 1, pp. 137-155.
- 10) Murrell, S. A. F. (1958): The Strength of Coal under Triaxial Compression, Mechanical Properties of Non Metallic Brittle Materials, London, Butterworths, pp. 123-145.
- 11) Brace, W. F. (1960): "An extension of the Griffith theory of fracture to rocks," J. Geophys. Res., Vol. 65, pp. 3477-3480.
- 12) Bishop, A. W. and Henkel, D. J. (1962): The Measurement of Soil Properties in the Triaxial Test, London, Edward Ltd., pp. 81-82.
- 13) 赤井浩一 (1958): 砂のせん断におけるダイレイタンスー効果, 「土木学会論文集」, Vol. 50, pp. 76~81.
- 14) Bordia, S. K. (1972): "Complete stress-volumetric strain equation for brittle rock up to strength failure," Int. J. Rock Mech. Min. Sci., Vol. 9, pp. 17-24.
- 15) Brace, W. F., Paulding, Jr. B. W. and Scholz, C. H. (1966): "Dilatancy in the fracture of crystalline rocks," J. Geophys. Res., Vol. 71, pp. 3939-3553.
- 16) 諸戸靖史 (1972): 砂の弾性的な変形特性, 「土質工学会論文報告集」, Vol. 12, No. 3, pp. 65~74.
- 17) Bishop, A. W. (1971): "The influence of progressive failure on the choice of the method of stability analysis," Geotechnique, Vol. 21, No. 2, pp. 168-172.
- 18) Bieniawski, Z. T. (1967): "Mechanism of brittle fracture of rock," Int. J. Rock Mech. Min. Sci., Vol. 4, pp. 395-430.
- 19) Bardy, B. T. (1970): "A mechanical equation of state for brittle rock," Int. J. Rock Mech. Min. Sci., Vol. 7, pp. 385-421.

(原稿受付, 1977. 8. 29)