

せん断応力下の砂の粒子破碎に消費されるエネルギーについて

三 浦 哲 彦*

On the energy dissipated in crushing of sand grains under shear stresses

Norihiko MIURA

Abstract

This paper describes the phenomenon of grain crushing of a sand during shear at high confining pressures. The author gives an equation of the increment of energy dissipated per unit volume in grain crushing in the form; $\delta W_c = p \delta v_c$. Based on a few assumptions, the increment of volumetric strain due to grain crushing δv_c is determined experimentally as a function of effective mean stress p . Hence, the non-recoverable energy change per unit volume δW is divided into two components, namely the energy loss in grain crushing δW_c and the energy dissipated in the interparticle relative motion (sliding and rolling) δW_s . Thus, the axial strain ϵ_{1s} and volumetric strain v_s due solely to the interparticle relative motion are derived from the measured axial strain ϵ_1 and volumetric strain v , respectively. Obtained values of ϵ_{1s} and v_s are utilized for the examination of the phenomenon of grain crushing during shear, in the light of Rowe's stress-dilatancy theory. This procedure is applied to the results of triaxial tests on a sand under various high confining pressures, up to 500 kg per sq. cm. It is shown that the relation curves between stress ratio (σ'_1/σ'_3) and dilatancy factor ($1 - \delta v_s/\delta \epsilon_{1s}$) tend to move along the K_{cv} line.

記号説明			ルギー増分
σ'_1	最大有効応力	δW	単位体積当りの不可逆的エネルギー増分
σ'_3	最小有効応力		
q	$(\sigma'_1 - \sigma'_3)$, 軸差応力	ϕ_μ	粒子間の真の摩擦角
p	$(\sigma'_1 + 2\sigma'_3)/3$, 平均有効応力	ϕ_f	Roweによる修正摩擦角
p_i	等方圧縮圧力	ϕ_{cv}	critical void ratioにおける摩擦角
$\delta \epsilon_1$	最大主ひずみ増分	K_μ	$\tan^2(45 + \phi_\mu/2)$
$\delta \epsilon_3$	最小主ひずみ増分	K_f	$\tan^2(45 + \phi_f/2)$
$\delta \epsilon$	$2(\delta \epsilon_1 - \delta \epsilon_3)/3$	K_{cv}	$\tan^2(45 + \phi_{cv}/2)$
δv	$(\delta \epsilon_1 + 2\delta \epsilon_3)$, 体積ひずみ増分		
v_i	等方圧縮圧力によって生じる体積ひずみ		
サブスクリプト s	粒子間相対移動によって生じるひずみに関する表示		
サブスクリプト e	可逆的弾性的ひずみに関する表示		
サブスクリプト c	粒子破碎によって生じるひずみに関する表示		
$\delta E'$	単位体積当りの全エネルギー増分		
δU	単位体積当りの可逆的弾性的エネルギー増分		

1. ま え が き

重構造物の基礎に用いられる杭の先端部や大型フィルダムの底部、深く広い範囲にわたる地盤沈下を生じた場合の地中深部等において発生する応力は、10数 kg/cm^2 から数 100kg/cm^2 にも達することがある。このように高い応力の下では、砂やレキのような粒状材料は著しい粒子破碎を生じる。また、シラスやマサのように壊れやすい粒子からなる土においては、低い応力の下でもその力学的性質に及ぼす粒子破碎の影響は

* 土木工学科

無視できない場合がある。

土質工学の分野において、粒状材料の圧縮およびせん断過程における粒子破碎現象に強い関心が寄せられるようになったのは比較的新しく、これまでにいくつかの研究が行なわれているが、なお不明な点が多く残されている。

本文は、三軸圧縮試験を行なう場合のエネルギー式について考察し、せん断中の粒子破碎に消費されるエネルギー成分を他の成分から分離することを検討したものである。このような試みは、粒子破碎を生ぜしめる応力条件下での粒状材料の力学特性を明らかにする上で重要である。

2. 三軸圧縮試験におけるエネルギー式、これまでの研究

せん断時の供試体単位体積当りに生じる全エネルギー変化 $\delta E'$ は、Roscoe et al.¹⁾ によって2つの成分、すなわち可逆的弾性的エネルギー増分 δU ならびにせん断中に摩擦熱として消費される不可逆的エネルギー増分 δW に分けられた。

$$\delta E' = \delta U + \delta W \quad (1)$$

(1)式は、 $\sigma'_2 = \sigma'_3$ なる三軸圧縮試験に対しては応力およびひずみ増分の関数として次のように表わされる。

$$\delta E' = \sigma'_1 \delta \varepsilon_1 + 2 \sigma'_3 \delta \varepsilon_3 \quad (2 \cdot a)$$

$$= \left[\sigma'_1 - \sigma'_3 \left(1 - \frac{\delta v}{\delta \varepsilon_1} \right) \right] \delta \varepsilon_1 \quad (2 \cdot b)$$

$$= q \left(\delta \varepsilon_1 - \frac{\delta v}{3} \right) + p \delta v \quad (2 \cdot c)$$

$$= q \delta \varepsilon + p \delta v \quad (2 \cdot d)$$

Rowe et al.²⁾ は、(2・a)式における主ひずみ増分を粒子間すべりに起因する不可逆的成分と可逆的弾性的成分とに分離することに始って、(1)および(2)式を以下のように展開している。

$$\begin{aligned} \delta E' &= (\sigma'_1 \delta \varepsilon_{1e} + 2 \sigma'_3 \delta \varepsilon_{3e}) + (\sigma'_1 \delta \varepsilon_{1s} + 2 \sigma'_3 \delta \varepsilon_{3s}) \\ &= \delta U + \delta W \\ &= (q \delta \varepsilon + p \delta v)_e + (q \delta \varepsilon + p \delta v)_s \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、Roscoe et al. の仮定“内部に貯えられるエネルギーの変化は δp のみに支配され δq には無関係である”，を入れて、

$$\delta U = p \delta v_e \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \delta W &= \sigma'_1 \delta \varepsilon_{1s} + 2 \sigma'_3 \delta \varepsilon_{3s} \\ &= \left\{ \sigma'_1 - \sigma'_3 \left[1 - \left(\frac{\delta v}{\delta \varepsilon_1} \right)_s \right] \right\} \delta \varepsilon_{1s} \end{aligned} \quad (5)$$

(5)式を Bishop の定義した補正軸差応力の式

$$\delta W = (\sigma'_1 - \sigma'_3)_r \cdot \delta \varepsilon_{1s} \quad (6)$$

と関係づけ、結局 Rowe 自身が先に求めていたストレス・ダイレイタンシー式³⁾に帰結させている。

$$K_{pf} = \tan^2 \left(45 + \frac{\phi_f}{2} \right) = \frac{\sigma'_1}{\sigma'_3 \left[1 - \left(\frac{\delta v}{\delta \varepsilon_1} \right)_s \right]} \quad (7)$$

さて、上に述べた(7)式は、粒状材料のせん断特性を支配する諸因子を巧みに関係づけた式であるが、本文で取扱うような、せん断中に粒子破碎を生じ、それによって体積変化特性が著しく影響を受ける場合にはそのまま適用することはできない。そこで、以下において、まずせん断中の粒子破碎に関係する成分を他の成分から分離することを試みる。後述するように、せん断中の全エネルギー変化から粒子破碎に消費されるエネルギーおよび可逆的弾性的エネルギーを差し引いたものは、粒子の相対移動のみに関係するエネルギー変化を表わすと考えられる。このようにして求めた、せん断中の粒子の相対移動のみに関係する因子に対して(7)式を適用するのは妥当と考えられるので、これによって、粒子破碎を生起するせん断応力下の粒状材料の挙動を議論することが可能になる。

3. 粒子破碎に関係するエネルギー成分

粒子破碎に関係のあるエネルギー増分 δW_c は不可逆的であるから、(1)式右辺の δW の中に含めて考えることができよう。そこで、 δW を粒子破碎に関する成分 δW_c と、粒子の相対移動(すべりおよびころがり)に関する成分 δW_s とに分けると次のように表わすことができる。

$$\delta E' = \delta U + \delta W_c + \delta W_s \quad (8)$$

せん断中に生じる主ひずみ増分についても三つの成分に分割する。

$$\delta \varepsilon_1 = \delta \varepsilon_{1e} + \delta \varepsilon_{1c} + \delta \varepsilon_{1s} \quad (9 \cdot a)$$

$$\delta \varepsilon_3 = \delta \varepsilon_{3e} + \delta \varepsilon_{3c} + \delta \varepsilon_{3s} \quad (9 \cdot b)$$

同様にして、

$$\delta v = \delta v_e + \delta v_c + \delta v_s \quad (10)$$

ここで

$$\delta v_e = \delta \varepsilon_{1e} + 2 \delta \varepsilon_{3e} \quad (11 \cdot a)$$

$$\delta v_c = \delta \varepsilon_{1c} + 2 \delta \varepsilon_{3c} \quad (11 \cdot b)$$

$$\delta v_s = \delta \varepsilon_{1s} + 2 \delta \varepsilon_{3s} \quad (11 \cdot c)$$

(9・a) および (9・b) 式の関係を (2・a) 式に代入して次の式を得る。

$$\begin{aligned} \delta E' &= (\sigma'_1 \delta \varepsilon_{1e} + 2 \sigma'_3 \delta \varepsilon_{3e}) + (\sigma'_1 \delta \varepsilon_{1c} + 2 \sigma'_3 \delta \varepsilon_{3c}) \\ &\quad + (\sigma'_1 \delta \varepsilon_{1s} + 2 \sigma'_3 \delta \varepsilon_{3s}) \end{aligned} \quad (12 \cdot a)$$

$$\begin{aligned} &= (q \delta \varepsilon + p \delta v)_e + (q \delta \varepsilon + p \delta v)_c \\ &\quad + (q \delta \varepsilon + p \delta v)_s \end{aligned} \quad (12 \cdot b)$$

$$= \delta U + \delta W_c + \delta W_s$$

(12)式の右辺に示された三つの成分 δU 、 δW_c および δW_s のそれぞれについて検討すると以下のような

る。

δU : 先に述べた Roscoe の仮定 $(q\delta\varepsilon)_e = 0$, を入れると, $\delta U = (p\delta v)_e$ となって(4)式と同じになる。

δW_c : まず次のような仮定を設ける。

(仮定1): せん断中に粒子破碎によって生じるひずみは等方的である。

これによって,

$$\delta\varepsilon_{1c} = \delta\varepsilon_{3c} \quad (13 \cdot a)$$

$$\delta v_c = 3 \delta\varepsilon_{1c} \quad (13 \cdot b)$$

それゆえ,

$$\begin{aligned} \delta W_c &= \sigma'_{1c} \delta\varepsilon_{1c} + 2 \sigma'_{3c} \delta\varepsilon_{3c} \\ &= (\sigma'_{1c} + 2 \sigma'_{3c}) \delta\varepsilon_{1c} \\ &= 3 p \delta\varepsilon_{1c} \\ &= p \delta v_c \end{aligned} \quad (14)$$

(14)式を積分して, 単位体積当りの粒子破碎のためになされた仕事, 力および粒子破碎によって生じた体積変化の関係を導く。せん断中の供試体に(14)式を適用するためには, 平均主応力 p のわずかな増加によって生じる体積ひずみの増分 δv_c を知らねばならないが, δv_c を推定する方法については次章で述べる。

δW_s : δW_s は(5)式の δW と同じ物理的意味を持つと考えることができるので, サブスクリプトをつけて(5)式を書き改めると

$$\delta W_s = \sigma'_{1s} \delta\varepsilon_{1s} + 2 \sigma'_{3s} \delta\varepsilon_{3s} \quad (15 \cdot a)$$

$$= \left[\sigma'_{1s} - \sigma'_{3s} \left(1 - \frac{\delta v_s}{\delta\varepsilon_{1s}} \right) \right] \delta\varepsilon_{1s} \quad (15 \cdot b)$$

(5)式から(7)式が導かれたように, (15・b)式からは類推によって次式が得られよう。

$$\bar{K}_{vf} = \tan^2 \left(45 + \frac{\bar{\phi}_f}{2} \right) = \frac{\sigma'_{1s}}{\sigma'_{3s} \left(1 - \frac{\delta v_s}{\delta\varepsilon_{1s}} \right)} \quad (16)$$

(16)式は, 粒子破碎を受けながらせん断される材料についての, 粒子の相対移動にのみ関係する主応力比とダイレイタンス係数 $(1 - \delta v_s / \delta\varepsilon_{1s})$ との関係を示すものである。

上述の議論をまとめて, (12)式は次のように表わすことができる。

$$\delta E' = p \delta v_e + p \delta v_c + \left[\sigma'_{1s} - \sigma'_{3s} \left(1 - \frac{\delta v_s}{\delta\varepsilon_{1s}} \right) \right] \delta\varepsilon_{1s} \quad (17)$$

4. 実験結果の適用

筆者らはこれまでに, 高圧三軸試験機を用いて15~500kg/cm²の範囲の拘束圧下で豊浦標準砂の排水せん断特性を検討してきた^{4),5)}ここでは, これらのデータの中で飽和供試体に関するものを整理し直し, 前章において検討したいいくつかの式へ適用してみる。

4・1 せん断中の体積ひずみ

可逆的弾性的体積ひずみを表わす(4)式および粒子破碎に起因する体積ひずみに関する(14)式は, ともに平均主応力 p と体積ひずみ増分の積の形で与えられている。したがって両式は, 供試体に等方圧力 P_i を加えた場合の体積ひずみ v_i , およびそのときなされた仕事の関係を表わすのにも適用できる。ただし v_i は, v_e および v_c の両者を含んでいる。

$$v_i = (v_e + v_c)_i \quad (18)$$

(18)式の両辺に付けられているサフィックス i は, 等方圧力に関する表示であることを意味する。

上述のような(4)および(14)式の性質を利用して, せん断中に生じる体積ひずみ v_e および v_c を推定するのに次の仮定をおく。

(仮定2): せん断中の平均主応力 p と体積ひずみ (v_e および v_c) との関係は, 等方圧力 P_i と体積ひずみ v_i との関係から推定できる。

P_i と $v_i (= \Delta V_c / V_0)$ との関係は, 算術目盛の図⁴⁾, または両対数の図⁶⁾で与えられている。後者は高い圧力範囲の P_i を外挿法で推定するのに便利である。前記の $P_i \sim v_i$ 曲線は, しかし, (18)式で示されるように v_e および v_c の両者を含んでいて二つの成分は分離されていない。しかしながら, 現在のところ v_i に占める v_e と v_c の割合についての十分なデータがないことと, 後述する(16)式の検討のためには強いて両者を分離する必要はないこと, の二つの理由から, 本文では両者を含めた $P_i \sim v_i$ 曲線を用いることにする。なお, わずかなデータによれば, 数10~数100kg/cm²の圧力範囲において $v_c / v_i = 0.7 \sim 0.9$ と推定され, 圧力が高いほど v_c / v_i 値は大きくなる傾向がある。

前述の(仮定2)によって, せん断中の任意の平均主応力 p に対応する体積ひずみ ($v_e + v_c$) は, $P_i \sim v_i$ 曲線において $p_i = p$ に対する体積ひずみ v_i で与えられる。(この場合, $P_i \sim v_i$ 曲線は供試体初期体積 V_0 に対するひずみで与えられており, 一方せん断中の体積ひずみは等方圧縮後の体積 V_c に対して求められるのが普通であるから, 付録1に示したような換算ならびに若干の操作が必要である)。

せん断中の粒子の相対移動に起因する体積ひずみ v_s は, (10)式にもとずいて次のように与えられる。

$$v_s = v - (v_e + v_c) \quad (19)$$

ここに, v は実測されたせん断中の体積ひずみである。

4・2 せん断中の軸ひずみ

(仮定1)で述べた粒子破碎の場合と同様に, せん断中に生じる可逆的弾性的ひずみ増分も等方的である

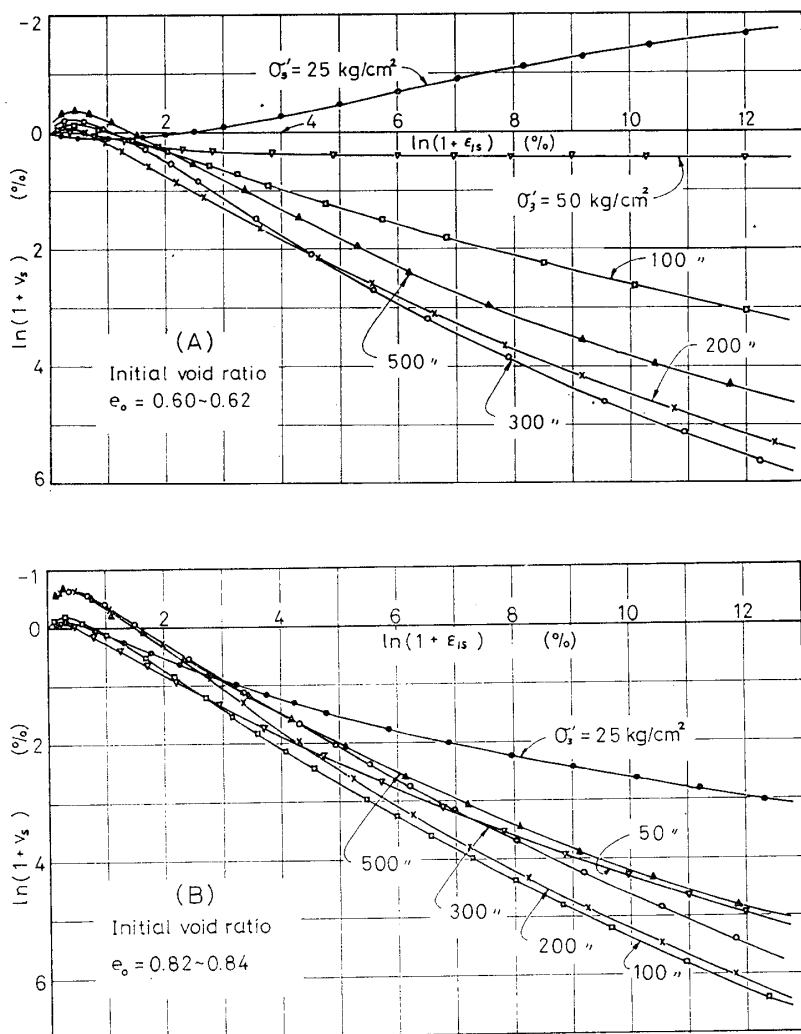


Fig. 1 Curves showing the relations between axial strain ϵ_{1s} and volumetric strain v_s . The values of ϵ_{1s} and v_s are obtained by using Eqs. (20) and (19) respectively, and they are considered to be the strains due solely to interparticle relative motion.

と考えると,

$$(\delta\epsilon_{1e} + \delta\epsilon_{1c}) = \frac{1}{3}(\delta v_e + \delta v_c)$$

ゆえに

$$(\epsilon_{1e} + \epsilon_{1c}) = \frac{1}{3}(v_e + v_c) = \frac{1}{3}v$$

これらの関係と (9・a) 式をもとにして、せん断中の粒子相対移動に起因する軸ひずみ ϵ_{1s} は次式で求めることができる。

$$\epsilon_{1s} = \epsilon_1 - (\epsilon_{1e} + \epsilon_{1c}) = \epsilon_1 - \frac{1}{3}v \tag{20}$$

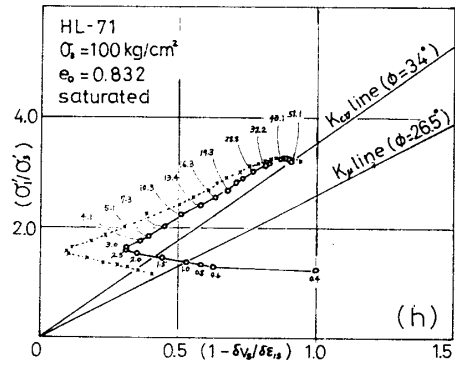
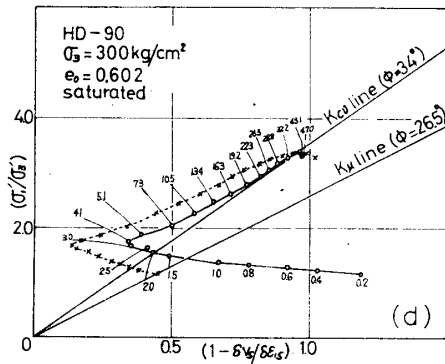
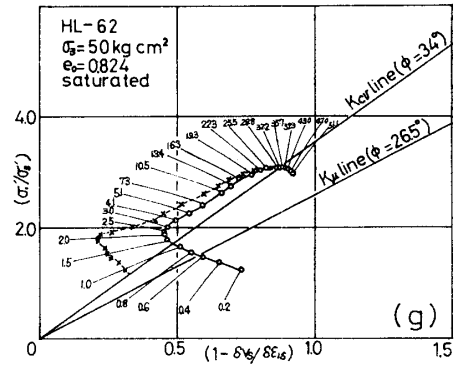
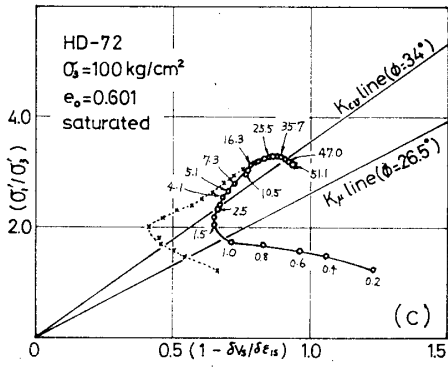
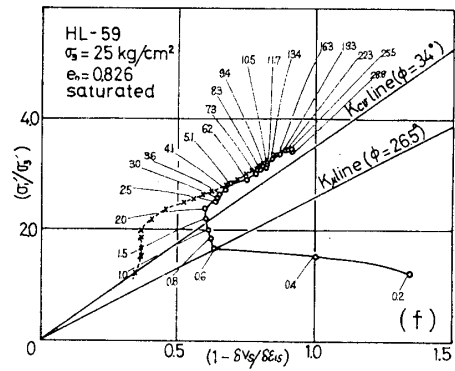
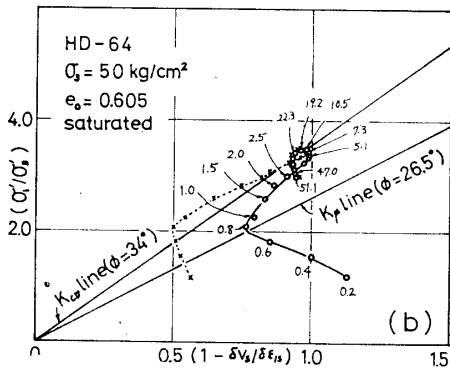
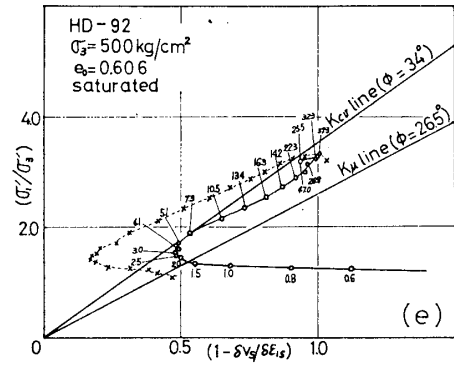
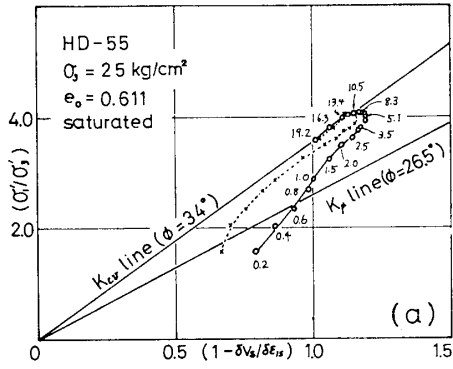
ここに、 ϵ_1 は実測された軸ひずみである。

(19)および(20)式で求めた v_s と ϵ_{1s} との関係プロットして Fig. 1 のような結果を得た。ただし、プロットする場合には、 v_s および ϵ_{1s} はともに対数ひずみ $\ln(1 + v_s)$ および $\ln(1 + \epsilon_{1s})$ に換算されたものを用い

ている。次章で検討するのに必要なダイレイタンシーファクター中の値 ($\delta v_s / \delta \epsilon_{1s}$) は、Fig. 1 の曲線の勾配で与えられる。なお、本文に引用している各データの応力～ひずみ曲線、 $(\sigma'_1 - \sigma'_s) \sim \ln(1 + \epsilon_1) \sim \ln(1 + v)$ ($v = \Delta V_s / V_c$) は文献⁵⁾を参照されたい。

4.3 ストレス・ダイレイタンシー関係

粒子相対移動に起因するひずみ増分 (δv_s および $\delta \epsilon_{1s}$) に基づくダイレイタンシーファクター $D = 1 - \delta v_s / \delta \epsilon_{1s}$ と、それに対応する有効主応力比 $R = \sigma'_1 / \sigma'_s$ との関係は Fig. 2 に示すようであった。図中各点の横に付した数字は対数軸ひずみ $\ln(1 + \epsilon_1)$ を意味する。また、破線で示される曲線は、比較のため、実測ひずみ増分 (δv および $\delta \epsilon_1$) に基づいて描かれたものである。



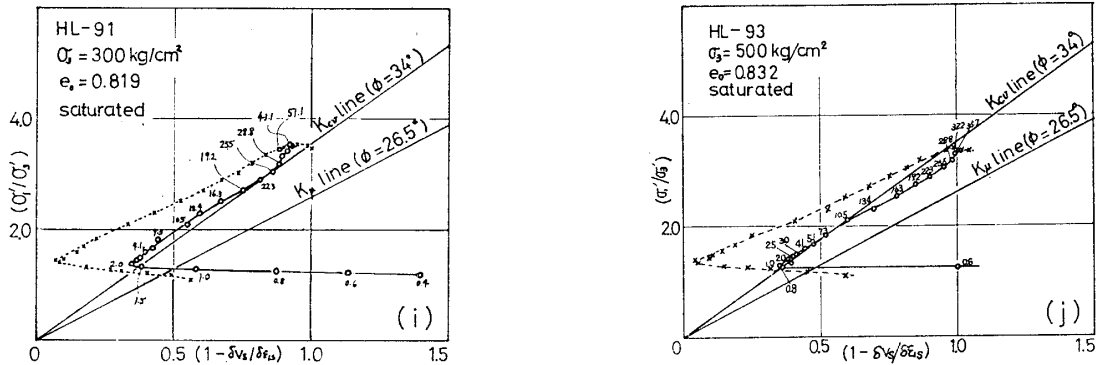


Fig. 2 Relation curves between stress ratio (σ'_1/σ'_3) and dilatancy factor ($1-\delta v_s/\delta \epsilon_{1s}$) at various kinds of confining pressure. Figs. (a) through (e) show the curves for initially dense samples, and (f) to (j) initially loose samples.

図中の2本の直線のうち K_μ ライン ($\phi_\mu = 26.5^\circ$) は, Rowe のストレス・ダイレイタンス理論における最小エネルギー線で, 次式の関係がある.

$$K_\mu = \tan^2 \left(45 + \frac{\phi_\mu}{2} \right) = \frac{\sigma'_1}{\sigma'_3 \left(1 - \frac{\delta v}{\delta \epsilon_{1s}} \right)} \quad (21)$$

ここに, ϕ_μ は粒子間の真の摩擦角と呼ばれるもので, 石英砂の場合は $\phi_\mu = 26.5^\circ$ と考えてよい⁷⁾. 実験試料の鉱物組成⁸⁾ は, 石英78%, チャート6%, 長石16%であり, 長石の ϕ_μ は石英のそれより大きいので, 本試料の ϕ_μ 値は 26.5° よりいくぶん大きいと推定されるが, ここでは前記の値をとっている.

K_{cv} ラインは, 粒状材料の critical void ratio で達する上限を示す線で実験的に求められるものとされている. 本試料については, 一応 $\phi_{cv} = 34^\circ$ なる値を得ている⁹⁾. Rowe によれば, 非常によく締った粒状材料の $R \sim D$ 曲線は, 小さな軸ひずみの間はほぼ K_μ ラインに沿って変化するとされ, このことは精度の高い実験によって確かめられている¹⁰⁾. 粒状材料の一般的な状態に対しては, $\phi_{cv} \geq \phi_f \geq \phi_\mu$ の関係で表わされる ϕ_f 値が与えられている.

さて, Fig. 2 に示された $R \sim D$ 曲線は, 拘束圧および初期密度条件によっていくつの類型に分けることができる. しかし, それらについての詳しい検討は別の機会に譲り, ここでは, Fig. 2 の曲線の多くに共通して認められる傾向とその物理的意味について述べておきたい.

$R \sim D$ 曲線に共通する特徴は,

- (1) 比較的小さい軸ひずみで K_{cv} ラインに達する.
- (2) K_{cv} ラインに達したあとは, ほぼこの線に沿って変化し最大主応力比に至る.

(1) は次のことを示唆していると思われる. すなわち, 高い等方圧縮圧力によって十分に締め固められた

試料は, 小さい軸ひずみの範囲では粒子破碎もあまり受けずに主として粒子間すべりによって供試体の変形が進行する. Fig. 1 において, 小さな ϵ_{1s} に対して v_s は膨脹する傾向が認められるが, これは前述のことと密接な関係があると考えられる. ひずみの進行に伴って粒子破碎の程度が高くなれば, 粒子の相対移動は単なるすべりではあり得ず, あたかも, 低い拘束圧の下での critical void ratio における粒子の動きに近い状態になると考えるのが妥当である. したがって, $R \sim D$ 曲線が K_μ ラインから K_{cv} ラインに達する過程は, 粒子破碎の程度が次第に大きくなっていることを示しているといえよう. (2) に記された曲線の傾向は, かなりの粒子破碎を伴いながらせん断抵抗が mobilize される過程を示していると考えられる. (1) および (2) にあげた $R \sim D$ 曲線の特徴に対する上述のような解釈からすれば, 大きな軸ひずみにおいて粒子破碎がそれ以上は進行しないという状態¹¹⁾がもし存在するならば, それを越えたあとの変形過程における $R \sim D$ 曲線は K_{cv} ラインを離れて K_μ ラインへ向うことが予測される. 低い拘束圧の下では, critical void ratio に至る過程において $R \sim D$ 曲線は K_μ ラインから K_{cv} ラインへ向う. しかし, Fig. 2 に示されるような高拘束圧下においては, 軸ひずみとともに粒子破碎が進み, それに伴って試料の密度は次第に高くなり, その結果として, 隣接しあう粒子は互いに移動に対する拘束度を高めていくであろう.

5. ま と め

せん断中に著しい粒子破碎を伴うような応力条件下での粒状材料のせん断特性を明らかにするため, 三軸圧縮試験の場合のエネルギー式を検討し, 単位体積当りの全エネルギー変化 $\delta E'$ のうち, 不可逆的エネルギー

一変化 δW を粒子間相対移動に関する δW_s と粒子破碎に関する δW_c とに分離することを試みた。本文で述べたことを要約すると次のとおりである。

(1) (仮定1) を用いて δW_c を求めるための(14)式を得た。

(2) (仮定2) により、せん断中の三つのエネルギー成分 (δU , δW_c および δW_s) のおのおのに関するひずみ成分を求める式を与えた。

(3) 粒子の相対移動(すべりおよびころがり)のみに関係する体積ひずみおよび軸ひずみを用いて、砂に対する高圧三軸圧縮試験データについての主応力比 R とダイレイタンス係数 D との関係調べた。 $R \sim D$ 曲線は、比較的小さい軸ひずみで K_{cv} ラインに達し、そのあとはほぼ K_{cv} ラインに沿って最大軸差応力に達する。このような $R \sim D$ 曲線の変化は、Rowe のストレス・ダイレイタンス理論に照らし、せん断過程における粒子破碎現象によるものと解釈された。

(4) 本文で述べた考え方に基づく実験データの解釈は妥当であると考えられることから、(仮定1) および(仮定2) は一応認められてよいであろう。

6. あとがき

本文で議論を進めるために用いた二つの仮定について、ここでは述べていない別の観点からもその妥当性を検討しつつある。その一つは、圧縮およびせん断過程でなされた仕事を粉砕理論の立場から検討することで、その結果は追って発表したい。

終りに、筆者の研究に対して日頃から批判と励しを賜っている九州大学山内豊聡教授に、また、データの整理に協力していただいた山本哲朗助手に深く感謝の意を表します。

付 録

$p_i \sim v_i$ 曲線をもとにせん断中の体積ひずみ v_c および v_x を求めるのに次のような計算を行なった。初期体積 V_0 なる供試体に等方圧力 p_{i0} を加えて ΔV_c の体積減少が生じたとき、その体積ひずみ v_x は、 $v_x = \Delta V_s / V_0$ 。さらに高い圧力 p' を受けたときの体積ひずみを $p_i \sim v_i$ 曲線上で求めて $(v_i)_{p'}$ とすると、圧力増加 ($p' - p_{i0}$) によって生じた体積ひずみの変化

は $[(v_i)_{p'} - v_x]$ で表わされる。これを等方圧縮後の体積 $V_c (= V_0 - \Delta V_c)$ に対するひずみに換算すると、

$$(v_c + v_x) = \frac{(v_i)_{p'} - v_x}{1 - v_x} \quad (a)$$

これから、粒子間相対移動によって生じたせん断中の体積ひずみ v_s を求めると、

$$v_s = v - \frac{(v_i)_{p'} - v_x}{1 - v_x} \quad (b)$$

ところが、 $p_i \sim v_i$ 曲線は平均的な v_x 値が一本の曲線で表わされたものであるから、個々の供試体について求めた体積ひずみ v_x は、 $p_i \sim v_i$ 曲線から求めた $p' = p_{i0}$ のときの値 $(v_i)_{p_{i0}}$ とは必ずしも一致しない。この矛盾を除くために、 $v_x = (v_i)_{p_{i0}}$ とおいて、

$$(v_c + v_x) = \frac{(v_i)_{p'} - (v_i)_{p_{i0}}}{1 - (v_i)_{p_{i0}}} \quad (a)$$

$$v_s = v - \frac{(v_i)_{p'} - (v_i)_{p_{i0}}}{1 - (v_i)_{p_{i0}}} \quad (b)'$$

$(v_i)_{p_{i0}}$ と v_x との差は、多くの場合 $0.002 \sim 0.006$ の範囲にあり、(a)'式および(b)'式で v_c , v_x , および v_s 値を求めても大きな誤差を生じない。

参 考 文 献

- 1) K. H. Roscoe, A. N. Schofield and A. Thurairajah : Geotechnique, 13, 211 (1963)
- 2) P. W. Rowe, L. Barden and I. K. Lee : Geotechnique 14, 247 (1964)
- 3) P. W. Rowe : Proc. Roy. Soc., A, 169, 500 (1962)
- 4) 三浦哲彦, 山内豊聡 : 土木学会論文報告集, 193, 69 (1971)
- 5) N. Miura and T. Yamanouchi : Tech. Rep. of the Yamaguchi Univ., 1, 273 (1973)
- 6) 三浦哲彦, 山内豊聡 : 第6回土質工学研究発表会講演集, 105 (1971)
- 7) T. W. Lambe and R. V. Whitman : "Soil Mechanics" John Wiley & Sons, Inc., New York (1969)
- 8) 三浦哲彦, 山本哲朗 : 土木学会第28回年次学術講演会 講演概要集, Ⅲ (1973)
- 9) 三浦哲彦 : 土木学会西部支部昭和47年度 研究発表会, 201 (1973)
- 10) L. Barden and A. J. Khayatt : Geotechnique, 16, 338 (1966)
- 11) 田中達夫 : 化学工学, 18, 160 (1954)

(昭和48年9月17日受理)