文　献　抄　録

土木学会文献調査委員会

不飽和土の圧密

"The Dissipation Function for Unsaturated Soils"., *Alpan. I*, Proc. of the 5 th International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering, Vol. I (1961)

圧密の進行していく過程は関数 $U=f(T)$ の形で表わすことができる。ここに T は時間係数である。飽和土の場合と同じ仮定にもとづき飽和土の間げき圧の理論曲線を不飽和土の場合に修正して適用する考えを述べる。

ここで述べることは三軸圧密によって排出される水と空気の量がそれぞれ測定できるということを基盤としている。Rose と Bruce は不飽和土の透水について次の式を導いた。

$$K_w=S_w(A/A_{EW})^2 \cdots\cdots(1)$$

ここに　K_w：相対透水係数$=k/k_{\text{sat.}}$ $(0<K_w\leqq 1)$

S_w：飽和度

A：単位空げきあたりの土粒子の表面積

A_{EW}：土粒子と空気に接している水の表面積（単位空げきあたり）

そして A_{AW} を空気と水の接触している面積とすると

$$A_{EW}=A+A_{AW} \cdots\cdots(2)$$

体積ひずみ $\varDelta V/V_0$（初期体積$=V_0$）による A の変化は，

$$\frac{A}{A_0}=\frac{e_0}{e_0+\varDelta e}=\frac{1}{1+\varDelta e/e_0}=\frac{1}{1+\varDelta V/n_0V_0} \cdots\cdots(3)$$

ただし，A_0 は最初の表面積，e_0 は初期間げき比，A は最終表面積，$\varDelta e$ は間げき比の変化，$n_0=e_0/1+e_0$ は初期間げき率。

次に $\varDelta \bar{V}_a$ を圧密試験で排出された空気量を大気圧で測った体積，$\varDelta V_a$ をこの空気が試料の中で絶対間げき圧，$P=$測定間げき圧 $(u)+1$ 気圧において占める体積とすると，試料の空気体積の減少を測定していることを考えて，ボイルの法則により，$\varDelta \bar{V}_a=-(1.0/p)\varDelta V_a$ であるから

$$\frac{\varDelta V_a}{V_0}=-\frac{\varDelta \bar{V}_a}{pV_0} \cdots\cdots(4)$$

となる。また $\varDelta V_a$ による A_{AW} の変化は，

$$A_{AW}=A^\circ{}_{AW}\left[1+\frac{2\varDelta V_a}{3V_0}\right]=A^\circ{}_{AW}\left[1-\frac{2\varDelta \bar{V}_a}{3pV_0}\right] \cdots\cdots(5)$$

である。（°）は最初の状態を表わす。

従って (3),(4),(5) 式より

$$\frac{A_{AW}}{A}=\frac{A^\circ{}_{AW}}{A^\circ}\left[1-\frac{2}{3p}\frac{\varDelta \bar{V}_a}{V_0}\right]\left[1+\frac{\varDelta V}{nV_0}\right] \cdots\cdots(6)$$

一方，(2) 式を (1) 式に代入すると

$$K_w=S_w\left[\frac{A}{A+A_{AW}}\right]^2=\frac{S_w}{[1+A_{AW}/A]^2} \cdots\cdots(7)$$

いま，

$$m=\frac{A^\circ{}_{AW}}{A_0},\ \phi=\left[1-\frac{2}{3p}\frac{\varDelta \bar{V}_a}{V_0}\right]\left[1+\frac{\varDelta V}{n_0V_0}\right]$$

とおくと相対透水係数は

$$K_w=\frac{S_w}{(1+m\phi)^2} \cdots\cdots(8)$$

圧密の始まる前を（°）で表わすと $\phi=1$ であるから

$$K^\circ{}_w=\frac{S^\circ{}_w}{(1+m)^2} \cdots\cdots(9)$$

Rose と Bruce の実験によれば，飽和度 70% 以上の場合に

$$K_w=\frac{S_w}{(2-S_w)^2} \cdots\cdots(10)$$

が成り立つが圧密開始時では (9) 式より

$$K^\circ{}_w=\frac{S^\circ{}_w}{(1+m)^2}=\frac{S^\circ{}_w}{(2-S^\circ{}_w)^2}$$

このとき

$$m=1-S^\circ{}_w \cdots\cdots(11)$$

以上から補正係数 ρ として圧密中の任意の時間の K_w と $K^\circ{}_w$ の比を (8),(9),(11) 式より

$$\rho=\frac{K_w}{K^\circ{}_w}=\frac{S_w}{S^\circ{}_w}\left[\frac{1+m}{1+m\phi}\right]^2=\frac{S_w}{S^\circ{}_w}\left[\frac{2-S^\circ{}_w}{1+(1-S^\circ{}_w)\phi}\right]^2 \cdots\cdots(12)$$

と書くことができる。

飽和土の場合の時間係数 T に対して修正時間係数は

$$T_{\text{mod}}=\rho T \cdots\cdots(13)$$

となるから，関数 $U=f(T)$ の修正形は

$$U_{\text{mod}}=f(\rho T) \cdots\cdots(14)$$

となる。

三軸圧密において試料上端より排水し，下端において測定した間げき水圧の変化の状況が

$$U=a\sqrt{T}$$

の形で表わされるならば (14) 式より

$$U_{\text{mod}}=U\sqrt{\rho}$$

となる。これが不飽和土に対する修正式である。

なお，パラメーターと関数の範囲は次のとおりである。

$$0<\phi\leqq 1$$

$$1\leqq\frac{2-S^\circ{}_w}{1+(1-S^\circ{}_w)\phi}<\infty$$

$$0<\rho\leqq 1$$

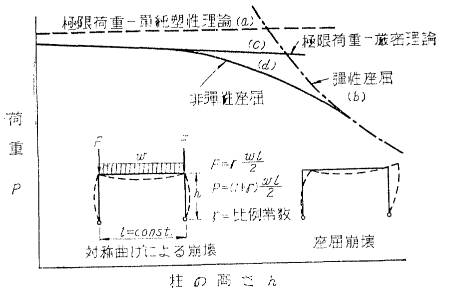
（矢部　正宏）

塑性域におけるラーメンの解法

"Analysis of Frames Loaded into the Plastic Range"., *Ojalvo, M. and Le-Wu Lu*, Proc. of A.S.C.E., Vol 87. EM 4. Aug. (1961)

この論文はラーメンの極限解析を扱ったものであり，ラーメンの2つの隣接部材のおのおののモーメント一回転角曲線の交点からその節点におけるモーメントと回転角を定める一種の図式解法を提案したものである。この解析方法によると，従来の解析では十分に考慮されていない軸力ならびに変形の影響をも正確に取り入れることができ，さらに初期の残留応力ならびに座屈の影響もモーメント一回転角曲線の作製に際して考慮すればよい。

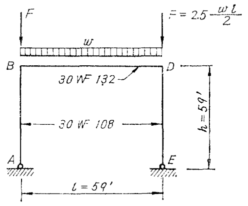
図—1 ラーメンの耐荷力



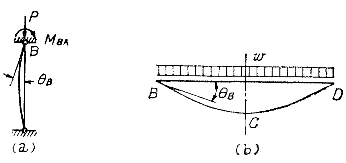
ラーメンの極限解析に関する各種の理論相互の関係は柱の高さと極限荷重との関係をプロットした**図—1**によって明瞭に示される。(a) は対称曲げによる崩壊を前提とし，系の変形および軸力の影響を無視した，いわゆる単純塑性理論による解であり，(b) は側方への弾性座屈荷重に対応する曲線である。(c) は本論文で提案する図解による厳密解法の結果であり，側方への座屈変形が拘束され，対称曲げ崩壊を前提としている。(d) は側方への座屈をも考慮した真の極限荷重を与えるものであり，本論文の方法を発展させたものである。

以下例題によって著者の提案する方法を簡単に紹介しよう。**図—2** に示すような荷重を受ける2ヒンジの門型ラーメンの柱とはりとは**図—3** (a), (b) に示す力学系と等値である。この個々の系に対し，モーメント一回転角曲線を計算する。降伏点 33 000 psi の完全弾塑性の材料と仮定すれば，柱に対する $M_{BA}-\theta_B$ 曲線は**図—4**の破線群で示され，はりに対する $M_{BD}-\theta_B$ 曲線は同図の一点鎖線群で示される。これらの曲線群の実際の計算にあたっては，特別の工夫をこらす必要があり，また数値積分を利用しなければならない。上記の両曲線群の交点は各荷重強度 w に対する平衡状態における節点 B のモーメントおよび回転角を与えるものである。**図—5** は **図—4** を w と θ_B との関係に書き直したものであるが，この図より変形を考慮した厳密解法による構造系の非弾性挙動が荷重段階の初期からうかがえる。なお前記の単純塑性理論による極限荷重はこの場合 4.94 kips/ft であるから，本解法による 4.11 kips/ft は 16.8% の減少を示している。

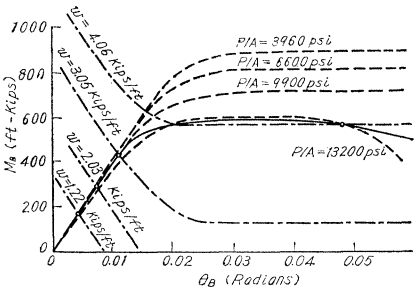
図—2 例　題



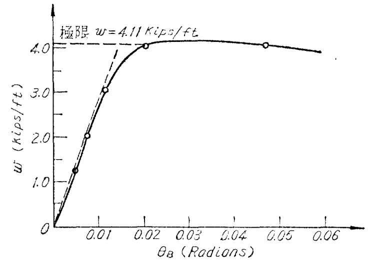
図—3 柱およびはりのたわみ曲線



図—4 モーメントと節点角との関係



図—5 荷重と節点角との関係



以上は2ヒンジ対称ラーメンに例をとったが，固定ならびに弾性固定の対称ラーメンなどに対しても全く同様に適用することができる。　（竹下貞雄・深沢泰晴）

空中写真による流速の測定について

"Water Current and Movement Measurement by Time Lapse Air Photography, an Evaluation"., *Cameron, H.L.*, Photogrammetric Engineering, March (1962)

空中写真によって流速を測定することは，1949 年著者によって始められた。その原理は，被写体（この場合は水）が飛行機と同じ方向に移動しているとき，実体像は実際よりも低く見え，反対方向に移動しているときは高くなって見え，この見かけ上の高さの変化は，撮影間隔時間中における被写体の移動距離に対応していることを用いている。撮影間隔時間はわかっているから，その間の移動距離がわかれば，被写体の移動速度がわかるこ

とになる。

この方法が適用できる条件としては，1) 水面上の点あるいは範囲が実体視できるよう，水面には，自然のあるいは人工の標識が必要である。2) 見かけの高さを測定する基準とするため，少なくとも2枚の写真を撮影する間は動くことのない物体（陸地など）があること，などである。

実地への応用は1958年カナダ東海岸のPetit水路で，潮流の解析に用いられた。この水路の西側にある錨地が潮流に悩まされていたので，この対策として突堤を延ばすことが計画されたが，ここの潮差は 17 ft (5.1 m) にもなるのでその効果が疑問であった。陸から潮流のデータを集めるのは非常に費用がかかるので，空中写真によることとした。撮影は空軍が担当し，干満の1周期の間15 分ごとに行なった。この結果，潮流や渦の発生，消滅，位置，方向などが図面に描かれ，激しい潮の乱れの原因は錨地のところで水路がせまくなっているためであること，従って，さらに突堤を延ばすのは無意味であることがわかった。1959年にはカナダ政府の測量部がオッタワ市の Rideau 川で，流速を空中写真と，流速計とで同時に測定する実験を行なった。この結果によると両法の測定値の間には，90% の相関が認められた。

1959 年から 1961年にかけて空軍は 43 000～46 000 ft (14 300～15 300 m) の高空から撮影を行ない，Funday 湾付近の潮の流れを測定することに成功している。

本法による流速測定範囲は今のところ，1/6 000 から 1/60 000 の写真縮尺では，0.25 mph から 14 mph (0.4～22.6 km/h) 程度である。

この方法の欠点は，水面の識別方法がむずかしいことであるが普通は，渦，泡，水の濁り，氷塊などを利用している。また停止波（跳水など）があると測定が困難となる。風によって水面だけが動いている場合も実際に流れているのと区別がむずかしいことがある。

この方法はまだ始められたばかりなのでさらに流速計などによりチェックしていく必要がある。

今後は夜間，天候の点からレーダー写真を用いることも考えられよう。（石井　弓夫）

半無限防波堤による波の回折

"Diffraction of Waves by Semi-infinite Breakwater"., *Wiegel, R.L.*, Proc. of A.S.C.E., Vol. 88. HY 1 (1962)

水波の回折現象は，光，音および電磁波の回折と類似しているが，光の回折に対するゾンマーフェルドの理論解が，また水波の回折現象の解であることを提唱したのは Penny および Price (Phil. Trans. of Roy. Soc. of London, Ser A, Vol. 244, 1952) である。以下本文では，彼らの論文に従って，半無限不透過性防波堤に任意な角度で入射してくる波に対し，防波堤周辺水域での回折係数 K' の等値線図を求め，実際の防波堤設計に際して使いやすい形で提示されている。波は微小振巾波であり，水深は一定であるとすると，水面上昇 η は，

$$\eta=\Re Aikc/g\cdot l^{ikct}\cdot\cosh(kd)\cdot F(x,y) \quad \cdots\cdots(1)$$

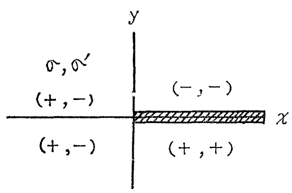
ただし，$\Re$ は右辺の実部を表わし，A: 係数，$k=2\pi/L$, c: 波速，d: 水深，x,y は **図—1** で示された座標系，L; 波長である。y 軸の正方向に移行する進行波を表わすために，$F(x,y)=l^{-iky}$ を採用すれば，(1) 式は

$$\eta=\Re Aikc/g\cdot l^{ik(ct-y)}\cosh(kd) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(2)$$

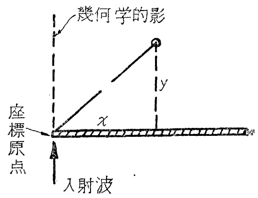
となる。回折係数 K' は，回折波高と入射波高の比として定義され，回折によって変化する項は，$F(x,y)$ だけであって $F(x,y)$ の絶対値および偏角から，それぞれ回折波高および波型が求められる。ゾンマーフェルドの解によれば，

$$F(x,y)=\frac{1+i}{2}\left\{l^{-iky}\int_{-\infty}^{\sigma}l^{-\pi iu^2/2}du+l^{iky}\int_{-\infty}^{\sigma'}l^{-\pi iu^2/2}du\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(3)$$

図—1



図—2　σ および σ′ の記号



ただし，$\sigma^2=4/L\cdot(r-y)$, $\sigma'^2=4/L\cdot(r+y)$, $r^2=x^2+y^2$。σ および σ' の記号は **図—2** のごとくにとられる。

ここで

$$\left.\begin{aligned}f(\sigma)&=\frac{1+i}{2}\int_{-\infty}^{\sigma}{}^{-\pi iu^2/2}du\\&=\frac{1}{2}[(1+c+s)-i(s-c)] \qquad (\sigma>0)\\f(-\sigma)&=\frac{1+i}{2}\int_{-\infty}^{-\sigma}l^{-\pi iu^2/2}du\\&=\frac{1}{2}[(1-c-s)+i(s-c)] \qquad (\sigma<0)\end{aligned}\right\}\cdots(4)$$

とおく。ただし，c および s はフレネの積分を表わす。

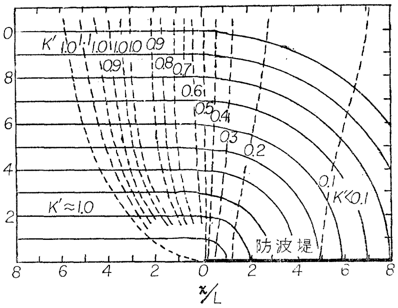
$$f(\sigma)+f(-\sigma)=1 \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(5)$$

なる関係式と，σ および σ' の適当な記号を考慮して，

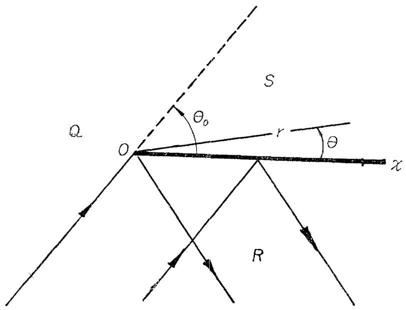
$$F(x,y)=\begin{cases}l^{-iky}-l^{-iky}f(-\sigma)+l^{iky}\cdot f(-\sigma') & (x<0)\\ l^{-iky}f(-\sigma)+l^{iky}\cdot f(-\sigma') & (x\geq 0 \text{ および } y\geq 0)\\ l^{-iky}+l^{iky}-l^{-iky}\cdot f(-\sigma)-l^{iky}\cdot f(-\sigma') & (x\geq 0 \text{ および } y\leq 0)\end{cases}\cdots(6)$$

上式から，各水域における回折係数 $K'=|F(x,y)|$ と波面の位置が求まり，**図—3** に示されている。

図—3



図—4



一方，入射波が防波堤と角 θ_0 をなす方向から移行してくるとき，**図—4** のように周囲の水域を，Q, R および s なる3つの領域に分割し，これらの水域における波高と波型を得るために，$F(x,y)$ の表現式中に極座標を導入する。

$$F(r,\theta)=f(\sigma)\cdot\exp[-ikr\cos(\theta-\theta_0)]+f(\sigma')\cdot\exp[-ikr\cos(\theta+\theta_0)]\cdots\cdots(7)$$

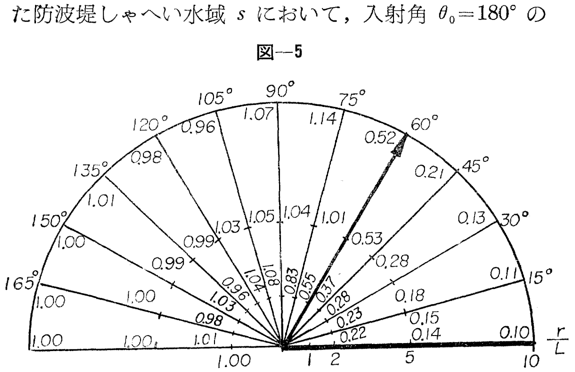
ただし，

$$\sigma=2\sqrt{kr/\pi}\cdot\sin(\theta-\theta_0/2),\quad \sigma'=-2\sqrt{kr/\pi}\cdot\sin(\theta+\theta_0/2)$$

上式より，$\theta_0=15\sim180°$ で入射してくる波に対して，各水域における回折係数の計算を実施し，これらの結果を図表で示している（たとえば，**図—5**）。

$\theta_0=0$, $\pi/2$ および π の場合を除いて，計算はやっかいなものになるが，$kr>2$ の時には，近似計算が可能となり，従って大きな港湾に対して，使用度が高くなる。また防波堤しゃへい水域 s において，入射角 $\theta_0=180°$ のときでさえも，防波堤先端から一波長以内に，回折波高が認められる。このことは，外海からの入射波長に比して規模が小さい港湾の防波堤設計に際して重要な意味を示唆している。　（和 田　明）

図—5



ソ連におけるトンネル排水溝の設計

"Тидрогеологические Расчеты Дренажных Штолен При Осущении Тоннелеи" ВАИНЩТЕЙН, Н.R., 交通建設（1961.7）

トンネルにおける排水の問題は，トンネルの保全と実際の使用に当って重要な問題であるが，従来，理論的基礎の上に立った排水溝の設計は行なわれていなかった。この論文は地形，地質など，地下水の運動を左，右する要素が多いこの問題について，実際の調査結果から地下水運動の基本法則を考察し，排水溝の位置と地下水面の関係と，その排水効果の検討を行なったものである。

トンネル排水溝は多くの場合，透水層中に設けられるが，このトンネルの地下水面形状の計算には通常，

① 媒質が等方性で等質であること。

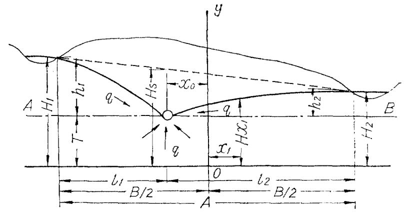
② 地下水の流れは定常的で，しかもダルシーの法則に従う。

という前提を置き，P.P. チュガーエフ，A.B. ロマノフの公式を用いて行なう。ここでは，これらの解析的な解法と，電気ダイナミック アナロジー法による実験的研究との比較を行なっている。

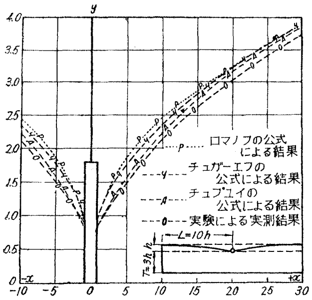
この比較のために，地下水面形状を求めるジュプュイの有名な公式，ジュプュイの方程式と，H.H. パブロフスキーの地下水運動に関する水力学的解を用いたチュガーエフの近似的な方程式のほか，**図—1** のような給水領域，すなわち一定の貯水池，および排水領域，すなわち地下水流に影響を与えるような谷が既知の場合に用いられる。A.B. ロマノフの公式を用いて，不完全指数 $\varepsilon=0.33$ $(T=3h)$ の場合について計算し**図—2** に示している。

この図で，これらの計算によって描かれた曲線は，電気ダイナミック アナロジー法により求めた実験データによる曲線とよく合致しており，この公式が実際の計算に適用しうることを示している。計算式は下記のごとくである。

図—1



図—2



ジュプュイ：

$$y=\sqrt{\frac{q_1}{K}x+h_{01}^2} \quad \cdots\cdots(1)$$

$$q_1=\frac{K(H_1^2+h_{01}^2)}{2L_1} \quad \cdots\cdots(2)$$

チュガーエフ：

$$y=\sqrt{\frac{x}{L_1}(H_1^2+h_{01}^2)+h_{01}^2} \quad \cdots\cdots(3)$$

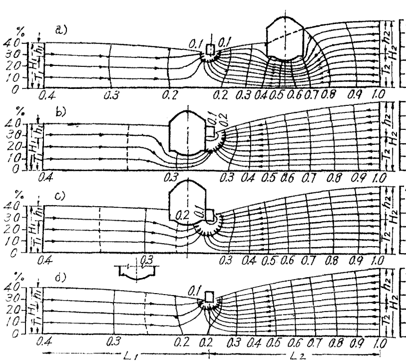
ロマノフ：

$$y=\frac{Q_0}{\pi K}\,ln\left[1-l^{\frac{-\pi(x-x_0)}{T_0}}\right]+\left(\frac{1}{2}-\frac{x}{B}\right)(H_1-H_2)+H_2-\frac{Q_0 l_1}{KT_0}\left(\frac{1}{2}-\frac{x}{B}\right) \quad \cdots\cdots(4)$$

q_1：流量，Q_0：総流量，T_0：加圧含水層の平均厚さ，

排水溝の設置箇所については，実際の建設においてはトンネルの覆工のすぐ近くに設けられていることが多いが，この電気ダイナミック アナロジー法により，排水溝を設置した場合に生ずる地下水の流線を求めた結果，図—3 a)，b)，c) は不適当であることが明らかにされた。

図—3



これらの方法によって，バイカルーアムール本線のトンネルで排水を完全に行なうことができた。

排水溝は作用長さが大きく，その面積が広いので，理想的に設置された排水溝の効果はピッチ充填，セグメンテーションの効果よりはるかにすぐれたものであると考えられている。

（梶川温彦・佐藤吉彦・吉川恵也）

昭和37年度文献調査委員会委員一覧

委員長	千秋信一						
委員	石原研而	委員	竹下貞雄	委員	服部昌太郎	委員	山口高志
〃	大野善雄	〃	土居威男	〃	藤井治芳	〃	山口甚郎
〃	北原義浩	〃	土岐祥介	〃	船越稔	委員兼幹事	駒田敬一
〃	是枝忍	〃	仁木理夫	〃	松崎茂樹		
〃	佐々木毅	〃	西藤冲	〃	村上巳里		

会費のお払込みについて

本学会が健全財政を維持し，より発展するためには学会収入源の根幹たる会費をもれなくお払込みいただいてはじめて達成されるわけです。37 年度会費および 36 年度会費未納の方はこの機会にぜひお払込み下さるようお願い申し上げます。本誌4号挿入の振替用紙（赤）がそのまま払込み用紙になっておりますのでご利用下さい。なお 37 年度より正員，学生員の会費は次のとおり変りましたからご注意下さい。

	正員	学生員
37年度分	**1800円**	**900円**
36年度分	1200円	600円