

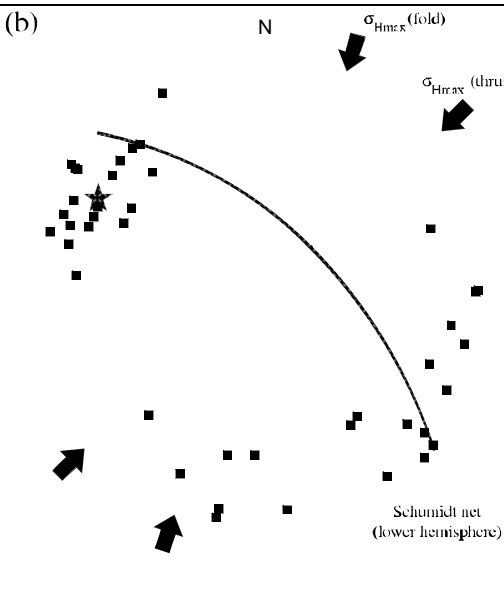
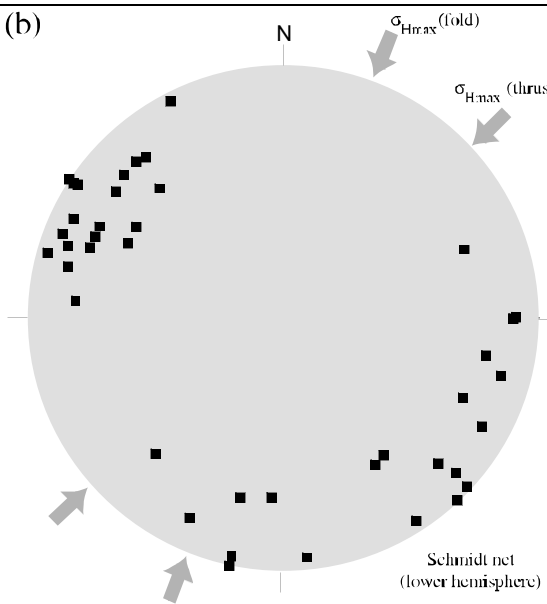
	誤	正	年月日
p. iv, 「符号についての約束」の節の第3行	「最大主応力」	「最大主応力軸」	
p. vi, 左列第5行	変位勾配	変形勾配	
p. 12, 下から7行	相反歪み楕円	相反歪み楕円体	
p. 14, 下から1行目と3行目	$q\sqrt{1+q^2}$	$2q\sqrt{1+q^2}$	041015
p. 15, 2行目	$(q + \sqrt{(q^2 + 1)}, 1, 0)^T$	$(-q + \sqrt{(q^2 + 1)}, 1, 0)^T$	170125
p. 15, 2行目	$(q - \sqrt{(q^2 + 1)}, 1, 0)^T$	$(-q - \sqrt{(q^2 + 1)}, 1, 0)^T$	170125
p. 16, 上から6行	$1-2\varphi, 1, 1$	$1-\varphi, 1, 1+\varphi$	020723
p. 21, 図1.18のキャプションの第2行	右の露頭写真	左の露頭写真	
同行	左の図	右の図	
p. 23, 「定義」の5行下の数式行およびその次の行  (注釈: $\mathbf{F} = \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial \xi} = \frac{\partial(\xi + \mathbf{u})}{\partial \xi} = \mathbf{1} + \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \xi} = \mathbf{1} + \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{x}} \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial \xi} = \mathbf{1} + \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{x}} \cdot \mathbf{F}$ $= \mathbf{1} + \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{x}} \cdot \left( \mathbf{1} + \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{x}} \cdot \mathbf{F} \right) = \mathbf{1} + \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{x}} + \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{x}} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{x}} \cdot \mathbf{F} \approx \mathbf{1} + \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{x}}$ )	$\mathbf{F} = \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial \xi} = \frac{\partial(\xi + \mathbf{u})}{\partial \xi} = \mathbf{1} + \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \xi} \doteq \mathbf{1} + \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{x}}$ したがって、極限をとれば $\doteq$ を統合で置き換えることができ、	$\mathbf{F} = \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial \xi} = \frac{\partial(\xi + \mathbf{u})}{\partial \xi} = \mathbf{1} + \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \xi}$ 最後の項は変位の勾配である。すなわち、	030917
p. 24, 第5行	となる。この式を...	となる。このように2次の微小項を無視することを、幾何学的線形化という。この式を...	011005
p. 24, 下から3行目	したときの回転テンソル $\mathbf{R}$ は、	したときの正規直交テンソル $\mathbf{R}$ は、	020507
p. 25の最後の式から次ページの第3行まで		$ds - ds_0 \approx \left( u_1 + \frac{\partial u_1}{\partial x_1} dx_1 + dx_1 - u_1 \right) - dx_1$ $= \frac{\partial u_1}{\partial x_1} dx_1 = E_{11} dx_1 \quad \therefore \frac{ds - ds_0}{ds_0} = E_{11}$	041206
p. 31, 第2.4.1項のタイトル	回転テンソル	正規直交テンソル	
同項の第1行	回転テンソル	正規直交テンソル	
同, 下から2行目	回転テンソル	正規直交テンソル	
p. 32, 3行目	$(\dot{u}x_2, 0, 0)^T$	$(2\dot{u}x_2, 0, 0)^T$	020812

p. 32, 式(2.36)直後の2行	変位が大きくなれば $\mathbf{R}$ は $90^\circ$ 回転に収斂するが、粒子の回転をあらわす $\mathbf{R}$ は回転を続けるわけである。	変位が大きくなれば式(1.32)の $\mathbf{R}$ は $90^\circ$ 回転に収斂するが、粒子の回転をあらわす上式の $\mathbf{R}$ は回転を続けるわけである。	010509
p. 33, 中央の式左辺の係数	$2\pi a^2 \omega_3 =$	$\pi a^2 \omega_3 =$	020812
p. 39, 中央やや下の行	変化は, $\Delta S = \sum_i^N \Delta S_i$ である。	変化は, $\Delta S = \sum_i^N \Delta S_i$ である。	
p. 48, 表3.1の中央の列	$\mathbf{N}$ (内向き) $\mathbf{n}$ (外向き)	$\mathbf{N}$ (外向き) $\mathbf{n}$ (内向き)	010815
p. 54, 式(3.25)最右辺	$\sum_j \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho X_i$	$-\sum_j \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho X_i$	010618
p. 58, 最初の式	$q(r) =$	$g(r) =$	041004
p. 61, 式(3.52) [ ] 内の第3項	$\rho_m(t_c - h - b - t_o)$	$\rho_m g(t_c - h - b - t_o)$	041004
p. 67, 17行目	$\int_h^h \Delta \rho(z) dz$	$\int_h^{h_c} \Delta \rho(z) dz$	050706
p. 74, 図4.3	$T_{II}/\Delta S, T_{III}/\Delta S$	$T_{II}/(\Delta S)^2, T_{III}/(\Delta S)^3$	041005
p. 84	$\dot{\epsilon}$	$\dot{E}$	041006
p. 84, 式(4.39)	$1/\dot{\epsilon}_{xx}$	$\dot{E}_{xx}$	041006
p. 84, 式(4.40)の1行前	のとき, $(a-z)\dot{\epsilon}_{xx}$ である。したがって上昇速度は	のときの上昇量が $(a-z)\dot{E}_{xx}$ である。したがって下降速度は	041006
p. 85, 式(4.42)第2項	$Gv \frac{\partial T}{\partial z}$	$Gz \frac{\partial T}{\partial z}$	041006
p. 86, 下行の行列の第22成分	$\sigma_1 \cos^2 \theta + \sigma_2 \sin^2 \theta$	$\sigma_1 \sin^2 \theta + \sigma_2 \cos^2 \theta$	111128

<p>p. 87, 図4.10b</p> <p>(注釈: 引張りが正符号の流儀では, 左側の図が正しいが, ここでは圧縮を正符号とする<math>\sigma</math>を使っているので, 右側の図が正しい. 圧縮をやはり正とする土質力学では, <math>\theta</math>を本書のように<math>\angle BAO</math>とは定義せず, <math>\angle ABO</math>と定義することにより, 左側の図を正当化している.)</p>			<p>031021</p>
<p>p. 89, 図4.12(b)の右下部分</p>			<p>010815</p>
<p>p. 89, 式(4.55)の右边第2項</p>	<p><math>+n_2^2 [ \dots ]</math></p>	<p><math>-n_2^2 [ \dots ]</math></p>	<p>031013</p>
<p>p.96, 図4.18a</p>			<p>130607</p>

<p>p. 96, 図4.18b</p>			<p>130607</p>
<p>p. 108, 第2段落第1行</p>	<p>clack</p>	<p>crack</p>	<p>041012</p>
<p>p. 109, 式(6.1)の次の行</p>	<p><math>(0, \pm\sigma_T)</math></p>	<p><math>(\sigma_T, 0)</math>と<math>(0, \pm 2\sigma_T)</math></p>	<p>041012</p>
<p>p. 109, 式(6.1)の2行下</p>	<p>図6.1</p>	<p>図6.2</p>	<p>041012</p>
<p>p. 110, 式(6.5)の次の行</p>	<p>shear angle</p>	<p>angle of shear</p>	<p>041012</p>
<p>p. 111, 図6.5のキャプション</p>	<p>(a) クーロン-ナビエの最大剪断応力説. (b) モールの応力円と強度崩落線の関係. 水平の破線は, 破壊がおこらない場合の最大剪断応力を示す. 破壊がする場合には, 強度包絡線と<math>\sigma_1, \sigma_3</math>をむすぶモール円との接点が, この岩体において実現される最大剪断応力となる. 粗く点を打った領域の剪断応力を, 岩石は破壊のために保持できない. (b) 剪断面角<math>\theta</math>と主応力軸および変位のセンスの関係. <math>\sigma_2</math>軸は紙面と直交している. つまり破壊面は<math>\sigma_2</math>軸をふくむ.</p>	<p>(a) クーロン-ナビエの最大剪断応力説を説明するモールドイアグラム. (b) 剪断面角<math>\theta</math>と主応力軸および変位のセンスの関係. <math>\sigma_2</math>軸は紙面と直交している. つまり破壊面は<math>\sigma_2</math>軸をふくむ.</p>	<p>041012</p>
<p>p. 111, 式(6.6)</p>	<p>180°</p>	<p>90°</p>	<p>110615</p>

p. 111, 式(6.6)の次の行	$\tan(180^\circ - 2\theta) = -\cot 2\theta$	$\tan(90^\circ - 2\theta) = 1 / \tan 2\theta$	110615
p. 111, 式(6.7)	$-1/\mu$	$1/\mu$	110615
p. 119, 式(6.22)の4行上	$\tan \alpha = \mp 1/\mu_f$	$\tan \alpha = \mp \mu_f$	041012
p. 118, 下から5行目	$O$ - $xz$ 平面における平面応力と仮定	$x$ 方向に圧縮または引っ張られると仮定	030911
p. 119, 第1行目終わりの方	この面における	ここの $\sigma_x$ , $\sigma_z$ と式(4.47), (4.48)の $\sigma_1$ , $\sigma_2$ との対応に注意すると, この面における	030911
p. 119, 式(6.18)	$-\frac{1}{2}(\sigma_x - \sigma_z) \sin 2\theta$	$\pm \frac{1}{2}(\sigma_x - \sigma_z) \sin 2\theta$	030911
p. 119, 式(6.20)	$-\frac{\Delta\sigma_x}{2} \sin 2\theta$	$\pm \frac{\Delta\sigma_x}{2} \sin 2\theta$	030911
P. 119, 式(6.20)の2行下の式の右辺	$\mu_f \left[ \rho g z + \frac{\Delta\sigma_x}{2} (1 + \cos 2\theta) \right]$	$\mu_f \left[ \rho g z + \frac{\Delta\sigma_x}{2} (1 + \cos 2\theta) - p_f \right]$	030912
p. 119, 式(6.22)の導出の部分. すなわち「 $ \Delta\sigma_x $ が小さくてもうごけると解釈しよう」から式(6.22)の直前の部分. (誤りではないが, 分かり易い説明に変更)	そこで造構応力を最小にする...これを式(6.21)に代入すると,	そこで式(6.21)の分母の絶対値について最大値を求める. 公式 $\sin(\beta+\alpha) = \sin\beta\cos\alpha + \cos\beta\sin\alpha$ に注意して分母を変形すると, $\pm \sin 2\theta - \mu_f (1 + \cos 2\theta)$ $= \pm \sqrt{1 + \mu_f^2} \sin(2\theta + \alpha) - \mu_f$ ただし, $\tan^{-1} \alpha = \mp \mu_f$ . 右辺は周期 $\pi$ の正弦波である. $\alpha = 0$ の場合(これは $\mu_f = 0$ の場合に相当), $\theta = \pi/4$ で極値をとる. 摩擦係数の範囲は $0 \leq \mu_f \leq 1$ だから, 位相のずれは $ \alpha  \leq \pi/4$ の範囲にあり, 確かに $0 \leq \theta \leq \pi/2$ の範囲で分母は求める極値 $\pm \sqrt{1 + \mu_f^2} - \mu_f$ をとる. これを式(6.21)に代入すると,	030912
p. 120, 図6.12(a)の中	圧縮テクトニクスの地域 伸張テクトニクスの地域	伸張テクトニクスの地域 圧縮テクトニクスの地域	010109
p. 123, 式(7.9)	$E$	$Y$	
p. 123, 式(7.12)	$E$	$Y$	

<p>p. 129, 図7.4(b)</p>			
<p>p. 130, 式(7.31)の最後</p>	$\epsilon_{zz} = \frac{1}{Y}(-\sigma_{xx} - \sigma_{yy}) - \alpha_l \Delta T$	$\epsilon_{zz} = \frac{V}{Y}(-\sigma_{xx} - \sigma_{yy}) - \alpha_l \Delta T$	<p>001121</p>
<p>p. 132, 式(7.36)のすぐ上</p>	<p>重力項 <math>\rho g</math> をはぶいてよい. 熱応力の式(7.31)</p>	<p>重力項 <math>\rho g</math> をはぶいてよい. 熱応力の式(7.30)</p>	<p>001121</p>
<p>p. 139, 本文最終行</p>	<p><del>および <math>y</math> と <math>z</math> で</del> をかこまれる微小直方体</p>	<p>をかこまれる直方体</p>	<p>101025</p>
<p>p. 139, 図8.3キャプションの第3行</p>	<p>法線応力</p>	<p>力</p>	
<p>p. 140, 式(8.2)の4行上</p>	<p><math>\sigma_{xx} &lt; F (z &lt; w), \sigma_{xx} = F (z = w), \sigma_{xx} &gt; F (z &gt; w)</math></p>	<p><math>\sigma_{xx}  _{z &lt; w} &lt; F / t_e</math>  <math>\sigma_{xx}  _{z = w} = F / t_e</math>  <math>\sigma_{xx}  _{z &gt; w} &gt; F / t_e</math></p>	<p>101025</p>
<p>p. 140, 式(8.2)の次の行</p>	<p>上で短縮... 下側では</p>	<p>下側で短縮... 上側では</p>	<p>101025</p>
<p>p. 141, 第1行</p>	<p>二軸性応力</p>	<p>平面応力</p>	<p>101025</p>
<p>p. 141, 第3行</p>	<p>代入し, 式を</p>	<p>代入すると</p>	<p>101025</p>
<p>p. 141, 第5行</p>	<p>板は薄く, たわみは小さい... 無視できる.</p>	<p>ここでは <math>y</math> 方向の運動を無視するので, <math>\epsilon_{yy} = 0</math>.</p>	<p>101025</p>
<p>p. 141, 第6行</p>	<p><math>\epsilon_{zz} = 0</math> を代入すると</p>	<p><math>\epsilon_{yy} = 0</math> を代入すると</p>	<p>101025</p>

p. 141, 式(8.4)	$\sigma_{xx} = \frac{\varepsilon_1}{1-\nu^2}$	$\sigma_{xx} = \frac{Y\varepsilon_1}{1-\nu^2}$	030911
p. 141, 式(8.6)の下4行	扇形...と書ける. ゆえに,	前ページの脚注2のとおり,	101025
p. 141, 式(8.9)の大括弧[ ]の中身	$\frac{d^2w}{dx^2}(w-z)z$	$\frac{d^2w}{dx^2}(w-z)^2$	101025
p. 142, 式(8.12)の2行下	剪断力およびFも	剪断力Vと水平力Fも	030930
p. 143, 式(8.20)右辺	$q_a + (\rho_m - \rho_w)gw$	$\rho gh$	020716
p. 144, 式(8.21)右辺	$q_a + (\rho_m - \rho_s)gw$	$q_a - (\rho_m - \rho_s)gw$	020716
p. 148, 第3段落	軟化する硬化	軟化する効果	041025
p. 149, 下から9行目の最後	曲率半径に比例	曲率に比例	001110
p. 151, 第2段落5行目	$4.0 \times 10^{15}, 1.5 \times 10^{-5}$	$4.0 \times 10^{14}, 1.5 \times 10^{-4}$	130607
p. 151, 第2段落6行目	2.4%	5%	130607
p. 151, 第2段落7行目	0.024, 260, 3.8	0.05, 82, 12	021126
p. 151, 第2段落9行目	$1.3 \times 10^8$ , 4桁小さく	$1.3 \times 10^9$ , 2桁小さく	130607
p. 151, 第3段落1行目	3.8	12	130607
p. 158, 図8.18キャプションの2行	は線は	破線は	130607
p. 159, 図8.19中の文字	ber, bei, ker, kei	Ber, Bei, Ker, Kei	130607
p. 163, 第4行目 (式(9.8)の1行上)	最左辺	最右辺	001225
p. 165, 式(9.16)左辺第3項	$\frac{\partial^4 \hat{\psi}}{\partial z}$	$\frac{\partial^4 \hat{\psi}}{\partial z^4}$	011218
p. 165, 式(9.19)の最後	$\sin kz$	$\sinh kz$	011218
p. 165, 下から6行目の式の最右辺	$3Az^2 + 2Bz + C$	$-3Az^2 - 2Bz - C$	000517
p. 165, 下から3行目	3AをあらためてA'とおくと, $v_x = A'z^2 + C.$	-3AをあらためてA'とおくと, $v_x = A'z^2 - C.$	000517
p. 166, 図9.3のキャプション第4行	散財	散在	010519
p. 167, 本文第2行及び第3行	$\rho D$	$\rho g D$	031111
p. 167, 3行目	$\tau = 2\eta / \rho D$	$\tau = 2\eta / \rho g D$	041026
p. 178, 式(9.82)の下の行	とり, 重力加速度	とする. また, 重力加速度	
p. 181, 下から7~8行目	下からの正負	下面に作用する正負	

p. 173, 式(9.48)およびその1行上	$\nabla^2$	$\nabla^4$	041029
p. 175, 式(9.60)	$\varphi_{zzzz}^{(i)} + 2\varphi_{zz}^{(i)} + \varphi^{(i)} = 0$	$\varphi_{zzzz}^{(i)} - 2k^2\varphi_{zz}^{(i)} + k^4\varphi^{(i)} = 0$ これは式(9.16)と同じ形なので, 式(9.17)の形の一般解を持つ.	041029
p. 175, 式(9.61)	$\varphi^{(i)} = a^{(i)}e^{-kz} + b^{(i)}ze^{-kz} + c^{(i)}e^{kz} + d^{(i)}ze^{kz}$	$\varphi^{(i)} = a^{(i)}e^{-kz} + b^{(i)}ze^{-kz} + c^{(i)}e^{kz} + d^{(i)}ze^{kz}$	041029
p. 177, 最終行	$S_{zz} _{\text{地表}} = \Delta\rho gh$ を隆起量 $h$ について解けばよい. $\Delta\rho$ は地形荷重をあらわす.	$S_{zz} _{\text{地表}} = \rho gh$ を隆起量 $h$ について解けばよい. この式の左辺は地形荷重である.	011218
p. 183, 本文第2段落第6行	地殻硬化	地殻厚化	041027
p. 184, 本文5行目	火成活動も変形を	火成活動も変形も	0011221
p. 193, 図10.4			
p. 194, 図10.6中の文字	<b>Coulomb-Mohr</b>	<b>Coulomb-Navier</b>	
p. 201, 図10.10中の文字	Schrödinger	Schrödinger	
p. 202, 下から2行目	図法の応用として	場法の応用として	
p. 206, 10.7節第1行	20~20km	約20km	041102
p. 207, 最初の数式	$= \frac{1}{2} A$	$= \frac{1}{2} A^2$	041104
p. 207, 式(10.53)の1行上	$M = (4\pi/6)L^3$	$M = (4\pi/6)L^3\rho$	041104
p. 208, 脚注4	式(10.62)	式(10.51)	041104
p. 209, 図10.18	$\eta = T_E / \dot{E}_E$	$2\eta = T_E / \dot{E}_E$	041104
p. 209, 図10.18のキャプション	傾き	傾きの半分	041104
p. 212, 本文第1行	結晶内の転移の運動	結晶内の転位の運動	001124



p. 217, 上から6行目	塑性変形する. そうした観点から応力状態を	塑性変形するという観点から, 応力状態を	
同, 最終行	slickenslides	slickensides	
p. 219, 図11.2の説明文の最終行	向こう側	手前側	001110
P. 221, 図11.4	S0 と S1 が逆に記入されている		040927
p. 230, 式(11.21)の1行前	$\varepsilon_1 = n_1 s_1, \varepsilon_2 = n_2 s_2, \varepsilon_3 = n_3 s_3$	$\varepsilon_1 = 4\gamma n_1 s_1, \varepsilon_2 = 4\gamma n_2 s_2, \varepsilon_3 = 4\gamma n_3 s_3$	041025
p. 236, 本文の5行目（「11.7.2 応用」の前の行）	$\Phi_L$	$\Phi_D$	020322
p. 241, 第1行	組成強度	塑性強度	
同, 第8行	とみなせる深度とするのである.	とみなせる深度をリソスフェアの底とするのである.	
p. 244, 脚注をのぞいて下から2行目	転移クリープ	転位クリープ	001124
p. 250, 式(12.22)の2行下	$\sin \theta = \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x} \sqrt{1 + \left(\frac{\partial \tilde{h}}{\partial x}\right)^2}$	$\sin \theta = \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x} \left[ 1 + \left(\frac{\partial \tilde{h}}{\partial x}\right)^2 \right]^{-1/2}$	041108
p. 252, 図12.16のキャプションのすぐ左の本文	波長あわなかったわけだが	波長があわなかったわけだが	
同, 問12.1	運命がリフティングと熱伝導のスピードのかねあいでは決まると12.2.2項でのべたが, この問題の場合	運命が, リフティングと熱伝導のスピードのかねあいでは決まると12.2.2項でのべた. その問題の場合	
p. 254, 本文下から2行目	$\mathbf{a} \times (\mathbf{b} \times \mathbf{c})$	$\mathbf{a} \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{c})$	041013
p. 255, 第4行 第1と第5の等号の後	$\ \mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}\  = \ \mathbf{b}, \mathbf{a}, \mathbf{c}\  = \ \mathbf{c}, \mathbf{a}, \mathbf{b}\ $ $= -\ \mathbf{b}, \mathbf{a}, \mathbf{c}\  = -\ \mathbf{c}, \mathbf{b}, \mathbf{a}\  = \ \mathbf{a}, \mathbf{c}, \mathbf{b}\ $	$\ \mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}\  = \ \mathbf{b}, \mathbf{c}, \mathbf{a}\  = \ \mathbf{c}, \mathbf{a}, \mathbf{b}\ $ $= -\ \mathbf{b}, \mathbf{a}, \mathbf{c}\  = -\ \mathbf{c}, \mathbf{b}, \mathbf{a}\  = -\ \mathbf{a}, \mathbf{c}, \mathbf{b}\ $	001107
p. 258, 式(A.21)	$\mathbf{Q} \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{Q}^T = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_3 \end{pmatrix} \quad (\text{A.20})$	$\mathbf{B} = \mathbf{Q} \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{Q}^T = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_3 \end{pmatrix} \quad (\text{A.20})$	041013
p. 258, 式(A.21)の次の行から式(A.21)まで ( <b>A</b> と <b>B</b> は同一の固有値を持ち, 主軸方向のみが違うことに注意)	<b>A</b>	<b>B</b>	041013
p. 259, 第2行平方根の中身	$(a-b)^2 + 4c^2$	$(a-b)^2 + 4c^2$	041013
p. 259, 中央 <b>A</b> = うんぬんの式の1行下の右端	楕円対	楕円体	001221
p. 259, 本文最下行	楕円対	楕円体	041013
p. 260, 式(A.27)から3行目	lが2つ	Qが2つ	

その2行下	n個のIにより	n個のQにより	
p. 261, 式(A. 29)	$\mathbf{T}' = \mathbf{R}^T \cdot \mathbf{T} \cdot \mathbf{R}$	$\mathbf{T}' = \mathbf{R} \cdot \mathbf{T} \cdot \mathbf{R}^T$	041013
p. 261, 式(A. 31)の次の行	$\mathbf{e} = \mathbf{e}\mathbf{e}$	$\mathbf{e} = \mathbf{e}\mathbf{e}^T$	150626
p. 262, 9行目の式	$\left\  \left( \sum_i X_{i1} \cdot \mathbf{e}^{(i)} \right), \mathbf{e}^{(2)}, \mathbf{e}^{(3)} \right\ $ $= \left\  \left( X_{11} \cdot \mathbf{e}^{(1)} + X_{21} \cdot \mathbf{e}^{(2)} + X_{31} \cdot \mathbf{e}^{(3)} \right), \mathbf{e}^{(2)}, \mathbf{e}^{(3)} \right\ $ $= X_{11}$	$\left\  \left( \sum_i X_{i1} \mathbf{e}^{(i)} \right), \mathbf{e}^{(2)}, \mathbf{e}^{(3)} \right\ $ $= \left\  \left( X_{11} \mathbf{e}^{(1)} + X_{21} \mathbf{e}^{(2)} + X_{31} \mathbf{e}^{(3)} \right), \mathbf{e}^{(2)}, \mathbf{e}^{(3)} \right\ $ $= X_{11}$	041013
p. 262, 第12行	$\therefore X_{11} = \mathbf{X} \cdot \mathbf{e}^{(1)},$ $X_{22} = \mathbf{X} \cdot \mathbf{e}^{(2)},$ $X_{33} = \mathbf{X} \cdot \mathbf{e}^{(3)}.$	$\therefore X_{11} = \left\  \left( \mathbf{X} \cdot \mathbf{e}^{(1)} \right), \mathbf{e}^{(2)}, \mathbf{e}^{(3)} \right\ ,$ $X_{22} = \left\  \mathbf{e}^{(1)}, \left( \mathbf{X} \cdot \mathbf{e}^{(2)} \right), \mathbf{e}^{(3)} \right\ ,$ $X_{33} = \left\  \mathbf{e}^{(1)}, \mathbf{e}^{(2)}, \left( \mathbf{X} \cdot \mathbf{e}^{(3)} \right) \right\ .$	041013
p. 263, 式(A. 42)の4行下の式	$\mathbf{A}^4 = \dots$ $= (\mathbf{A}_I - \mathbf{A}_{II})\mathbf{A}^2 - (\mathbf{A}_{II} - \mathbf{A}_{III})\mathbf{A} + \mathbf{A}_{III}\mathbf{1}$	$\mathbf{A}^4 = \dots$ $= (\mathbf{A}_I^2 - \mathbf{A}_{II})\mathbf{A}^2 + (\mathbf{A}_{III} - \mathbf{A}_I\mathbf{A}_{II})\mathbf{A} + \mathbf{A}_I\mathbf{A}_{III}\mathbf{1}$	031009
p. 263, 式(A. 43)の1行上	これをテイラー展開しても,	これをテイラー展開しても	030911
その式の1行下	2次の項までしか必要ない.	Cayley-Hamiltonの定理により	030911
p. 264, 式(A. 48)から4行目	4象限すべてに分布する	2次の項までで表現できる.	011217
p. 265, 式	したがって式(A. 49)は	したがって式(A.49)は	011217
$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} b_1 & 0 & 0 \\ 0 & b_2 & 0 \\ 0 & 0 & b_3 \end{pmatrix} \quad \text{と} \quad \mathbf{U} = \begin{pmatrix} \sqrt{b_1} & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{b_2} & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{b_3} \end{pmatrix}$	$\mathbf{v} \cdot (\mathbf{C} \cdot \mathbf{v}) = b_1 v_1^2 + b_2 v_2^2 + b_3 v_3^2 > 0.$ そこで新に ... $\mathbf{b}$ の終点もまたこの領域になければならない.	$\mathbf{v} \cdot (\mathbf{C} \cdot \mathbf{v}) = b_1 v_1^2 + b_2 v_2^2 + b_3 v_3^2 > 0.$ この不等号がゼロベクトルでない任意の $\mathbf{v}$ に対して成立するためには, $b_1, b_2, b_3$ がすべて正符号でなければならない.	
のあいだの6行			
p. 265, まんなかへんの数式の行	$\mathbf{R} \cdot \mathbf{R}^T = (\mathbf{U}^{-1})^T \cdot \mathbf{F}^T \cdot \mathbf{F} \cdot \mathbf{U}^{-1} =$	$\mathbf{R}^T \cdot \mathbf{R} = (\mathbf{F} \cdot \mathbf{U}^{-1})^T \cdot \mathbf{F} \cdot \mathbf{U}^{-1}$ $= (\mathbf{U}^{-1})^T \cdot \mathbf{F}^T \cdot \mathbf{F} \cdot \mathbf{U}^{-1} =$	020423

p. 266, 式(A. 52)	$= \left( \frac{\partial F_1}{\partial x_1}, \frac{\partial F_2}{\partial x_2}, \frac{\partial F_3}{\partial x_3} \right)^T$	$= \left( \frac{\partial F}{\partial x_1}, \frac{\partial F}{\partial x_2}, \frac{\partial F}{\partial x_3} \right)^T$	041013
p. 266, 式(A. 56) (重複削除)	$= \sum_{i,j} \left( \frac{\partial a_j}{\partial x_i} \right) e^{(i)} e^{(j)} = \sum_{i,j} \left( \frac{\partial a_j}{\partial x_i} \right) e^{(i)} e^{(j)}$	$= \sum_{i,j} \left( \frac{\partial a_j}{\partial x_i} \right) e^{(i)} e^{(j)}$	041013
p. 267, 式(A. 64)の次の行	2つの角 $\theta$ と $\phi$ は回転軸の方向を規定し,	2つの角 $\theta$ と $\phi$ は図A. 5の場合, 回転軸の方向をあらわす. それらを固定すると,	040605
p. 267, 最終行から次ページ第1段落最後まで	回転行列 $\mathbf{Q}$ があたえられたなら, 回転軸と回転角をいかにして計算できるだろうか. . . 固有ベクトルが回転軸の方向をあらわすのである.	回転行列 $\mathbf{P}$ があたえられたなら, いかにして回転角が計算できるだろうか. 目的の回転角を $\alpha$ とする. 回転軸と第3座標軸を平行に選ぶなら, $\mathbf{P}$ が $\mathbf{P}'$ に変換されるとすると, $\mathbf{P}' = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha & 0 \\ -\sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$ であって, $\text{tr } \mathbf{P}' = 1 + 2\cos \alpha. \quad (\text{A.65})$ しかるに行列のトレースは不変量なので, 座標軸の方向によらない. したがって与えられた $\mathbf{P}$ のトレースを式(A.65)の左辺に代入することにより, $\alpha$ が計算できる.	041013
p. 269, 問A. 1の第6行	$\mathbf{w} = (w_1, w_2, w_3)^T$	$\mathbf{v} = (v_1, v_2, v_3)^T$	030320
P. 274, 第1行	歪みはO-12平面上の	歪みはO-13平面上の	031021
p. 274, 第4行	直交して下向きなである.	直交して下向きである.	
同, [問12. 1]の第1, 2行	その強度であたえられた力 $F_0$ でどれだけ	その強度と, あたえられた力 $F_0$ で, どれだけ	
p. 278, 文献[86]	地質構造の解析: 理論と実際	地質構造の解析 (サブタイトル削除)	001121
p. 279, 文献[91]	1863	1963	040426
p. 279, 文献[108]	Lockner, 1995	Lockner, D. A., 1995	050714
p. 281, 文献[208]	田中隆・小草欽治, 1981. 地質雑, vo. 87, p. 725-736.	古川隆治・富沢昭文, 1985. 石油技協誌, 50, 43-52.	050706

この表の最後の列は, この表に当該項目を追加した日を示す. この欄記入のない項目は, 2000年11月7日(001107)以前に記入した項目.

正誤表の最新版は、<http://www.kueps.kyoto-u.ac.jp/~yamaji/RT/RT.html> にあります。