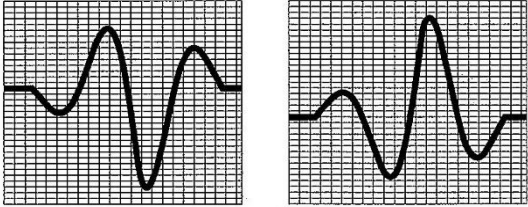
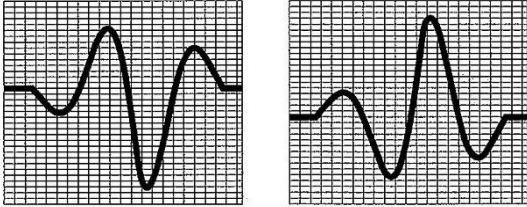


2023年10月30日

| 頁  | 章     | 行        | 誤  | 正   |
|----|-------|----------|--|---|
| 53 | 4.2.1 | 左上 20 行目 | <p>このときのエコーの形は図 4.10(b)になる。すなわち、(b)は(a)と位相が反転している。例えば、高分解能垂直探触子をアクリル樹脂の板に直接接触させた場合について考える。アクリル樹脂板の底面エコーが図 4.10(a)の形であったとする。アクリル樹脂板の下に厚鋼板を接触媒質を介して接触させたとする。鋼の音響インピーダンスは、アクリル樹脂の音響インピーダンスより大きいからアクリル樹脂の底面エコー（アクリル樹脂と鋼の境界面エコー）は、鋼板がないときと比べて位相が反転して図 4.10(b)となる。もし、アクリル樹脂板と鋼板との間に空隙があれば、位相の反転は起きない。この現象は接合の良否の評価に役立つ場合が多い。</p> | <p>例えば、高分解能垂直探触子をアクリル樹脂の板に直接接触させた場合について考える。アクリル樹脂板の底面エコー(<math>Z_2 &lt; Z_1</math>)が図 4.10(a)の形であったとする。ここで、アクリル樹脂板の裏に鋼を密着させた場合、アクリル樹脂の音響インピーダンスは鋼の音響インピーダンスより小さいので、<math>Z_2 &gt; Z_1</math>となる。したがって、アクリル樹脂と鋼の境界面エコーは鋼板がないときと比べて位相が反転して図 4.10(b)となる。もし、アクリル樹脂板と鋼板との間に空隙があれば、位相の反転は起きない。この現象は接合の良否の評価に役立つ場合が多い。</p> |
| 53 | 4.2.1 | 図 4.10   | <div style="text-align: center;">  <p>(a) 入射波                      (b) 反射波</p> <p>図4.10 反射波の位相反転</p> </div>  | <div style="text-align: center;">  <p>(a) <math>Z_2 &lt; Z_1</math>                      (b) <math>Z_2 &gt; Z_1</math></p> <p>図4.10 反射波の位相反転</p> </div>  |

| 頁  | 章     | 行        | 誤   | 正   |
|----|-------|----------|---|---|
| 54 | 4.2.1 | 左上 5 行目  | <p>入射波のエネルギー <math>E_i</math> は式(4.13)で与えられる。</p> $E_r = \frac{P_r^2}{Z_2} = \frac{P_r^2 r_{12}^2}{Z_2} = E_i \left[ \frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2} \right]^2 \quad (4.13)$  | <p>入射波のエネルギー <math>E_i</math> は式(4.12')で与えられる。(次に下式を追加する。)</p> $E_i = P_i^2 / Z_1 \quad (4.12')$ <p>また、反射波のエネルギー <math>E_r</math> は式(4.13)で与えられる。</p> $E_r = \frac{P_r^2}{Z_1} = \frac{P_r^2 r_{12}^2}{Z_1} = E_i \left[ \frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2} \right]^2 \quad (4.13)$  |
| 54 | 4.2.1 | 式(4.14)  | $E_t = E_i - E_r = \frac{P_i^2}{Z_1} - \frac{P_i^2 - r_{12}^2}{Z_1} = \frac{P_i^2}{Z_1} (1 - r_{12}^2)$ $= \frac{P_i^2 r_{12}^2}{Z_1} \left[ 1 - \frac{\{Z_2 - Z_1\}}{\{Z_1 + Z_2\}} \right]$ $= \frac{P_i^2}{Z_1} \times \frac{P_i^2 Z_1^2 + 2Z_1 Z_2 + Z_2^2 - (Z_2^2 - 2Z_1 Z_2 + Z_1^2)}{(Z_1 + Z_2)^2}$ $= \frac{P_i^2}{Z_1} \times \frac{4Z_1 Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2} = \frac{P_i^2}{Z_1} \left[ \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_2} \right]^2 = \frac{P_i^2}{Z_1} = E_t \quad (4.14)$ | $E_t = E_i - E_r = \frac{P_i^2}{Z_1} - \frac{P_i^2 - r_{12}^2}{Z_1} = \frac{P_i^2}{Z_1} (1 - r_{12}^2)$ $= \frac{P_i^2 r_{12}^2}{Z_1} \left[ 1 - \frac{\{Z_2 - Z_1\}^2}{\{Z_1 + Z_2\}^2} \right]$ $= \frac{P_i^2}{Z_1} \times \frac{Z_1^2 + 2Z_1 Z_2 + Z_2^2 - (Z_2^2 - 2Z_1 Z_2 + Z_1^2)}{(Z_1 + Z_2)^2}$ $= \frac{P_i^2}{Z_1} \times \frac{4Z_1 Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2} = \frac{P_i^2}{Z_2} \left[ \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2} \right]^2 = \frac{P_i^2}{Z_2} = E_t \quad (4.14)$ |
| 54 | 4.2.1 | 式(4.15)  | $E_1 = E_r + E_t \quad (4.15)$  | $E_i = E_r + E_t \quad (4.15)$  |
| 54 | 4.2.1 | 右上 5 行目  | 音圧通過率 $t_{10}$ は式(4.17)で与えられる。  | 音圧通過率 $t_{21}$ は式(4.17)で与えられる。  |
| 54 | 4.2.2 | 右下 17 行目 | 透過率   | 通過率   |
| 55 | 4.2.2 | 式(4.24)  | <p>式(4.20)を、式(4.19)、式(4.21)、式(4.22)、式(4.23)を使って書き換えると</p> $\frac{P_i}{Z_1} \cos\theta_i - \frac{P_r}{Z_r} \cos\theta_r = \frac{P_t}{Z_2} \cos\theta_t = \frac{P_i + P_r}{Z_2} \cos\theta_t \quad (4.24)$  | <p>式(4.20)を、式(4.19)を使って書き換えると</p> $\frac{P_i}{Z_1} \cos\theta_i + \frac{P_r}{Z_1'} \cos\theta_r = \frac{P_t}{Z_2} \cos\theta_t = \frac{P_i + P_r}{Z_2} \cos\theta_t \quad (4.24')$ <p>式(4.21)及び式(4.22) より <math>Z_1' = -Z_1</math> となり</p>  |

| 頁  | 章     | 行       | 誤   | 正  |
|----|-------|---------|---|--|
|    |       |         |   | $\frac{P_i}{Z_1} \cos\theta_i - \frac{P_r}{Z_1} \cos\theta_r = \frac{P_t}{Z_2} \cos\theta_t = \frac{P_i+P_r}{Z_2} \cos\theta_t$ <p style="text-align: right;">(4.24)</p> <p>となる。</p>   |
| 55 | 4.2.2 | 式(4.25) | $\frac{P_i}{Z_1} \cos\theta_i - \frac{P_r}{Z_r} \cos\theta_r = \frac{1}{Z_1} \cos\theta_t - \frac{1}{Z_1} \frac{P_r}{Z_i} \cos\theta_t$ $= \frac{1}{Z_2} \left[ 1 + \frac{P_r}{P_i} \right] \quad (4.25)$ | <p>式(4.24)の両辺を <math>P_i</math> で割ると</p> $\frac{1}{Z_1} \cos\theta_i - \frac{P_r}{P_i Z_1} \cos\theta_r = \frac{P_i+P_r}{P_i Z_2} \cos\theta_t \quad (4.25')$ $\frac{1}{Z_1} \cos\theta_i - \frac{P_r}{P_i Z_1} \cos\theta_r = \frac{1}{Z_2} \cdot \left[ 1 + \frac{P_r}{P_i} \right] \cos\theta_t \quad (4.25)$ |
| 55 | 4.2.2 | 式(4.26) |   | <p>式(4.25)の左右を整理すると</p> $\frac{1}{Z_1} \cos\theta_i - \frac{1}{Z_2} \cos\theta_t = \frac{1}{Z_1} \cdot \frac{P_r}{P_i} \cos\theta_r + \frac{1}{Z_2} \cdot \frac{P_r}{P_i} \cos\theta_t$ <p>(4.26')</p>   |
| 55 | 4.2.2 | 式(4.26) | $\frac{P_r}{P_i} \left[ \frac{\cos\theta_i}{Z_2} + \frac{\cos\theta_r}{Z_1} \right] = \frac{\cos\theta_i}{Z_2} - \frac{\cos\theta_t}{Z_2}$ <p>(4.26)</p>  | <p>式(4.26')の両辺に <math>Z_1 \cdot Z_2</math> を乗じて <math>\left(\frac{P_r}{P_i}\right)</math> で整理すると</p> $\frac{P_r}{P_i} (Z_2 \cos\theta_r + Z_1 \cos\theta_t) = (Z_2 \cos\theta_i - Z_1 \cos\theta_t)$ <p>(4.26)</p>   |
| 55 | 4.2.2 | 式(4.27) | <p>従って反射率 <math>R_p</math> は</p> $\frac{P_r}{P_i} = \frac{Z_2 \cos\theta_i - Z_1 \cos\theta_t}{Z_1 \cos\theta_t + Z_2 \cos\theta_i}$ <p>(4.27)</p>  | <p><math>\theta_r = \theta_i</math> であるから、従って反射率 <math>R_p</math> は</p> $\frac{P_r}{P_i} = \frac{Z_2 \cos\theta_i - Z_1 \cos\theta_t}{Z_1 \cos\theta_t + Z_2 \cos\theta_i}$ <p>(4.27)</p>  |

| 頁  | 章     | 行               | 誤  | 正   |
|----|-------|-----------------|--|---|
| 55 | 4.2.2 | 図 4.12          |  |   |
| 55 | 4.2.2 | 右下 9, 10, 16 行目 | 透過率  | 通過率   |
| 55 | 4.2.2 | 式(4.30)         | $1 - \left[ \frac{E_r}{E_i} \right]^2 = \frac{4Z_1 Z_2 \cos \theta_i}{[Z_1 \cos \theta_t + Z_2 \cos \theta_i]^2}$      | $1 - \left[ \frac{E_r}{E_i} \right] = \frac{4Z_1 Z_2 \cos \theta_i \cos \theta_t}{[Z_1 \cos \theta_t + Z_2 \cos \theta_i]^2}$ |
| 55 | 4.2.2 | 右下 4 行目         | 例えば超音波が液体から固体の場合は縦波から横波へのモード変換を同時に考慮する必要があり図 4.13 のようになる。  | 例えば超音波が液体から固体に入射する場合は、図 4.13 のように横波へのモード変換を同時に考慮する必要がある。  |
| 56 | 4.2.2 | 式(4.33)         | $N = \frac{\rho_1 V_{i\text{縦}}}{\rho_2 V_{t\text{横}}} \times \frac{\cos \theta_{t\text{縦}}}{\cos \theta_{i\text{横}}}$ | $N = \frac{\rho_1 V_{i\text{縦}}}{\rho_2 V_{t\text{縦}}} \times \frac{\cos \theta_{t\text{縦}}}{\cos \theta_{r\text{縦}}}$        |
| 56 | 4.2.2 | 左上 12 行目        | 屈折縦波、横波の往復通過率は、式(4.34)、式(4.35)となる。   | 屈折縦波、横波の音圧往復通過率は、式(4.34)、式(4.35)となる。  |

| 頁  | 章     | 行        | 誤  | 正   |
|----|-------|----------|--|---|
| 56 | 4.2.2 | 左下 17 行目 | <p>図 4.14 は水から鋼への縦波斜め入射，図 4.15 はアクリルから鋼への縦波斜め入射（反射波に横波は発生しないと仮定）の例であり，全反射角度は異なるが，縦波，横波の音圧通過率の変化の様子は，ほとんど同じで縦波臨界角までは縦波通過率は減少，横波通過率は増加し，臨界角で両透過率ともに 0 になった後，横波通過率が最大の値をとり，横波臨界角まで減少していくことがわかる。</p> | <p>図 4.14 は水から鋼への縦波斜め入射，図 4.15 はアクリルから鋼への縦波斜め入射（アクリルのインピーダンスが小さく、近似的に反射波に横波は発生しないと仮定）の場合である。全反射角度は異なるが，縦波臨界角までは縦波通過率は減少，横波通過率は増加し，臨界角で通過率が 0 になった後，横波通過率が最大の値をとり，横波臨界角まで減少している。</p> |
| 56 | 4.2.2 | 図 4.14   |  |   |

| 頁  | 章     | 行       | 誤  | 正  |
|----|-------|---------|--|--|
| 56 | 4.2.2 | 図 4.15  |  |  |
| 56 | 4.2.2 | 左下9行目   | 次に超音波が固体から気体あるいは液体に斜め入射する場合を考える。すなわち反射波に横波と縦波が同時に存在する場合がある。  | 次に図 4.16 に示すように超音波が固体から気体あるいは液体に斜め入射する場合を考える。すなわち反射波に横波と縦波が同時に存在する場合がある。   |
| 56 | 4.2.2 | 式(4.36) | $\text{反射率} = r_{\text{縦}} = \frac{M - \cos^2 2\theta_{t\text{横}} + N}{M + \cos^2 2\theta_{t\text{横}} + N}$            | $\text{反射率} = r_{\text{縦}} = \frac{M - \cos^2 2\theta_{r\text{横}} + N}{M + \cos^2 2\theta_{r\text{横}} + N}$            |
| 56 | 4.2.2 | 式(4.37) | $\text{反射率} = r_{\text{横}} = \frac{M - \cos^2 2\theta_{t\text{横}} + N}{M + \cos^2 2\theta_{t\text{横}} + N}$            | $\text{反射率} = r_{\text{横}} = \frac{M - \cos^2 2\theta_{r\text{横}} - N}{M + \cos^2 2\theta_{r\text{横}} + N}$            |
| 57 | 4.2.2 | 式(4.39) | $N = \frac{\rho_1 V_{i\text{縦}}}{\rho_2 V_{r\text{横}}} \times \frac{\cos \theta_{r\text{横}}}{\cos \theta_{i\text{縦}}}$ | $N = \frac{\rho_1 V_{i\text{縦}}}{\rho_2 V_{r\text{縦}}} \times \frac{\cos \theta_{r\text{縦}}}{\cos \theta_{i\text{縦}}}$ |
| 57 | 4.2.2 | 式(4.40) | $T_{\text{縦}} = \frac{4N \cos^2 2\theta_{t\text{横}}}{(M + \cos^2 2\theta_{r\text{横}} + N)^2}$                          | $T_{\text{縦}} = \frac{4N \cos^2 \theta_{r\text{横}}}{(M + \cos^2 2\theta_{r\text{横}} + N)^2}$                           |

| 頁  | 章     | 行        | 誤   | 正  |
|----|-------|----------|---|--|
| 57 | 4.2.2 | 左下7行目    | 鋼から空気に縦波が斜め入射する場合の計算結果は図4.17のようになり、鋼から空気に横波が斜め入射する場合の計算結果は図4.18のようになる。  | 空気と接する鋼界面に斜め入射する場合の音圧反射率を式(4.36)より計算すると図4.17のようになり、鋼から空気に横波が斜め入射する場合の音圧反射率を式(4.37)より計算すると図4.18のようになる。                    |
| 57 | 4.2.2 | 左下4行目    | なお、これらの計算は、特定の角度θに全エネルギーが入射し、屈折・モード変換することを前提にしている。しかし、実際の探触子からの超音波入射波は、必ず広い入射角にエネルギーが分散する指向性を持つ点に留意する必要がある。       | 削除   |
| 65 | 4.3.1 | 式(4.86)  | $P = 2P_0 \sin \left[ \frac{ka}{2} \left\{ 1 + \left( \frac{\chi}{a} \right)^2 - \frac{\chi}{a} \right\} \right]$ | $P = 2P_0 \sin \left[ \frac{ka}{2} \left\{ \sqrt{1 + \left( \frac{\chi}{a} \right)^2} - \frac{\chi}{a} \right\} \right]$ |
| 65 | 4.3.1 | 図4.29(a) |   |  |
|    |       |          |   |  |

| 頁  | 章     | 行          | 誤  | 正  |
|----|-------|------------|--|--|
| 65 | 4.3.1 | 図 4.29 (b) | <p>A graph showing the normalized power <math>P/P_0</math> versus the normalized distance <math>x/a</math> for <math>ka=10</math>. The y-axis ranges from 0 to 2.5, and the x-axis ranges from 0 to 7. The curve starts at <math>P/P_0 = 2</math> at <math>x/a = 0</math>, reaches a minimum near <math>x/a = 0.5</math>, a maximum near <math>x/a = 1.5</math>, and then gradually decays towards <math>P/P_0 = 0.7</math> at <math>x/a = 7</math>.</p> | <p>A graph showing the normalized power <math>P/P_0</math> versus the normalized distance <math>x/a</math> for <math>ka=10</math>. The y-axis ranges from 0 to 2, and the x-axis ranges from 0 to 7. The curve starts at <math>P/P_0 = 2</math> at <math>x/a = 0</math>, reaches a minimum near <math>x/a = 0.5</math>, a maximum near <math>x/a = 1.5</math>, and then gradually decays towards <math>P/P_0 = 0.7</math> at <math>x/a = 7</math>.</p> |
| 65 | 4.3.1 | 図 4.29 (c) | <p>A graph showing the normalized power <math>P/P_0</math> versus the normalized distance <math>x/a</math> for <math>ka=20</math>. The y-axis ranges from 0 to 2.5, and the x-axis ranges from 0 to 7. The curve shows multiple oscillations between <math>x/a = 0</math> and <math>x/a = 3</math>, with a maximum amplitude of 2, before decaying towards <math>P/P_0 = 1.3</math> at <math>x/a = 7</math>.</p>   | <p>A graph showing the normalized power <math>P/P_0</math> versus the normalized distance <math>x/a</math> for <math>ka=20</math>. The y-axis ranges from 0 to 2, and the x-axis ranges from 0 to 7. The curve shows multiple oscillations between <math>x/a = 0</math> and <math>x/a = 3</math>, with a maximum amplitude of 2, before decaying towards <math>P/P_0 = 1.3</math> at <math>x/a = 7</math>.</p>   |
| 65 | 4.3.1 | 図 4.29 (d) | <p>A graph showing the normalized power <math>P/P_0</math> versus the normalized distance <math>x/a</math> for <math>ka=40</math>. The y-axis ranges from 0 to 2, and the x-axis ranges from 0 to 7. The curve shows many oscillations between <math>x/a = 0</math> and <math>x/a = 3</math>, with a maximum amplitude of 2, before decaying towards <math>P/P_0 = 1.9</math> at <math>x/a = 7</math>.</p>   | <p>A graph showing the normalized power <math>P/P_0</math> versus the normalized distance <math>x/a</math> for <math>ka=40</math>. The y-axis ranges from 0 to 2, and the x-axis ranges from 0 to 7. The curve shows many oscillations between <math>x/a = 0</math> and <math>x/a = 3</math>, with a maximum amplitude of 2, before decaying towards <math>P/P_0 = 1.9</math> at <math>x/a = 7</math>.</p>   |
| 91 | 5.8.2 | 図 5.23     | (d) 直線溝  | (d) 横穴   |



| 頁   | 章     | 行               | 誤  | 正  |
|-----|-------|-----------------|--|--|
| 103 | 6.3.1 | 右上 19,20 行<br>目 | $x_0 = \frac{D^2}{(4\lambda)} = \frac{D^2 f}{(4C)} \doteq 85.7 \text{ mm}$ | $x_0 = \frac{D^2}{(4\lambda)} = \frac{D^2 f}{(4C)} \doteq 84.7 \text{ mm}$ |
| 103 | 6.3.1 | 右上 23 行目        | $B_S : 16 \text{ dB}$  | $B_S : 18 \text{ dB}$  |
| 104 | 6.3.1 | 図 6.14          | 図中 $n=20$  | 図中 $n=2.0$   |