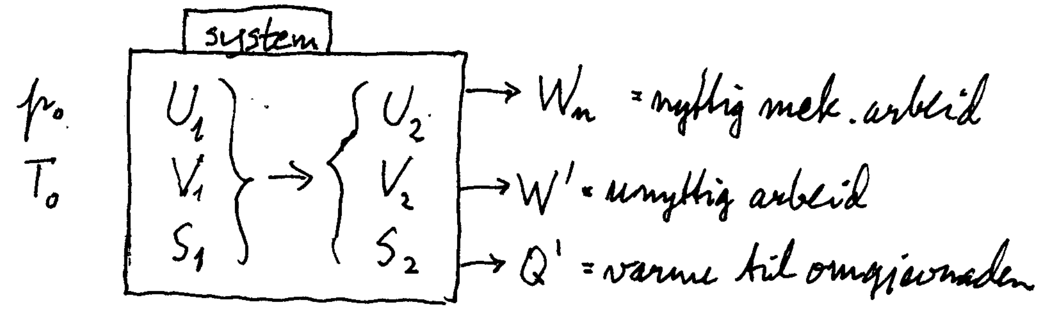
Oppg. 1

ⓐ



1. hovudsetning: $\delta Q = dU + \delta W \qquad \delta W = -dU + \delta Q \qquad \delta Q \rightarrow \boxed{U \rightarrow U + dU} \rightarrow \delta W$

$W_n + W' = U_1 - U_2 - Q' \qquad [\delta W = W_n + W' \quad \delta Q = -Q']$

W' = arbeid mot omgjevnaden: $W' = p_0 (V_2 - V_1)$

Varme Q' til omgjevnaden gir entropiauke $\Delta S_{omg} = \dfrac{Q'}{T_0}$

Total entropiendring $\Delta S_{tot} = S_2 - S_1 + \dfrac{Q'}{T_0} \geq 0$ (2. h.-setning)

$$Q' = T_0 \Delta S_{tot} - (S_2 - S_1) T_0$$

Nyttig arbeid:

$$\Delta W_n = U_1 - U_2 - W' - Q' = U_1 - U_2 - p_0 (V_2 - V_1) + T_0 (S_2 - S_1) - T_0 \Delta S_{tot}$$

Maksimalt nyttig arbeid ved reversibel prosess, $\Delta S_{tot} = 0$,

som gir $\Delta W_{n,1\to 2} = U_1 - U_2 - p_0 (V_2 - V_1) + T_0 (S_2 - S_1) \equiv E$

$$\underline{\Delta W_n = -\Delta U - p_0 \Delta V + T_0 \Delta S}$$

ⓑ

$U_1 - U_0 = C (T_1 - T_0)$ dersom steinen endar i termisk likevekt med omgjevnaden ($T_2 = T_0$)

$$S_1 - S_0 = \int_{S_0}^{S_1} dS = \int_{T_0}^{T_1} \frac{C\,dT}{T} = C \ln (T_1 / T_0)$$

$$E = W_{n,max} = C (T_1 - T_0) + p_0 \cdot 0 - T_0 C \ln (T_1 / T_0)$$

$$= \underline{C \left(T_1 - T_0 - T_0 \ln \frac{T_1}{T_0} \right)}$$

(c)

$$C_V(T) = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V \qquad \mathcal{C}_v \text{ molar varmekapasitet}$$

$$U_1 - U_0 = n\int_{T_0}^{T_1} \mathcal{C}_v\, dT = n\mathcal{C}_v(T_1 - T_0) = n\mathcal{C}_v([T_1 - T_x] + [T_x - T_0])$$

I den adiabatiske delprosessen er $dQ = 0$, altså $dS = \frac{dQ}{T} = 0$
Entropiendring er det altså berre i delprosessen med konstant volum.

$$S_1 - S_0 = S_x - S_0 = n\int_{T_0}^{T_x} \frac{\mathcal{C}_v\, dT}{T} = n\mathcal{C}_v \ln\frac{T_x}{T_0} = n\mathcal{C}_v\left(\ln\frac{T_1}{T_0} + \ln\frac{T_x}{T_1}\right)$$

Finn T_x frå adiabatisk delprosess

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_x V_0}{T_x} \quad \text{og} \quad p_x V_0^\gamma = p_1 V_1^\gamma \Rightarrow T_x = T_1\left(\frac{V_1}{V_0}\right)^{\gamma-1}$$

$$S_1 - S_0 = n\mathcal{C}_v\left(\ln\frac{T_1}{T_0} + (\gamma-1)\ln\frac{V_1}{V_0}\right)$$

Nyttig arbeid:

$$W_n = E = U_1 - U_0 - p_0(V_0 - V_1) + T_0(S_0 - S_1) =$$

$$= n\mathcal{C}_v(T_1 - T_0) + p_0(V_1 - V_0) - T_0 n\mathcal{C}_v\left(\ln\frac{T_1}{T_0} + (\gamma-1)\ln\frac{V_1}{V_0}\right)$$

$$\gamma = \mathcal{C}_p/\mathcal{C}_v \quad \mathcal{C}_p - \mathcal{C}_v = R \quad p_0 = nRT_0/V_0 \quad \gamma - 1 = \frac{\mathcal{C}_p - \mathcal{C}_v}{\mathcal{C}_v} = \frac{R}{\mathcal{C}_v}$$

$$\underline{\underline{\frac{E}{nT_0} = \mathcal{C}_v\left(\frac{T_1}{T_0} - 1\right) + R\left(\frac{V_1}{V_0} - 1\right) - \mathcal{C}_v \ln\frac{T_1}{T_0} - R\ln\frac{V_1}{V_0}}}$$

$$\underline{\underline{= \mathcal{C}_v f\left(\frac{T_1}{T_0}\right) + R f\left(\frac{V_1}{V_0}\right)}}$$

der $\underline{f(x) \equiv x - 1 - \ln x.}$

(d) Alle symbol som går inn her, er positive. Altså er $x > 0$
$f'(x) = 1 - \frac{1}{x} \gtrless 0$ for $x \gtrless 1$. ∴ Minimum for $x = 1$
$f_{min} = f(1) = 1 - 1 - 0 = 0$. Altså er f og dermed $W_n = E$ ikkje-negativ.

(e) Eksergi initielt: $E_i \; (= E_0)$

Eksergi alt etter prosessen: $E_f \; (= E_J)$

Eksergivirkningsgrad $\varepsilon = E_f / E_i$

Eksergi alt etter prosess-steg j: $E_j \quad (j = 1, 2, 3, \dots, J)$

$$\varepsilon_j = E_j / E_{j-1}$$

$$\varepsilon = \frac{E_f}{E_i} = \frac{E_J}{E_0} = \frac{E_J}{E_{J-1}} \cdots \frac{E_3}{E_2} \frac{E_2}{E_1} \frac{E_1}{E_0} = \varepsilon_J \cdot \varepsilon_{J-1} \cdots \varepsilon_3 \cdot \varepsilon_2 \cdot \varepsilon_1$$

Fra (a)

$$W_m = U_1 - U_2 - p_0 (V_2 - V_1) + T_0 (S_2 - S_1)$$

$$\delta W_m = -dU - p_0\, dV + T_0\, dS$$

$$dU = n \mathcal{C}_v\, dT \qquad p_0\, dV = d(p_0 V) = d(pV) = nR\, dT$$

$$dS = \frac{\delta Q}{T} = \frac{n \mathcal{C}_p\, dT}{T}$$

$$\delta W_m = -n \mathcal{C}_v\, dT - nR\, dT + T_0 \frac{n \mathcal{C}_p\, dT}{T}$$

$$= -n \mathcal{C}_p\, dT + T_0 \frac{n \mathcal{C}_p\, dT}{T} = -n \mathcal{C}_p \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) dT$$

$n \mathcal{C}_p = C_p$ = varmekapasiteten til kolet

$$\Delta W_m = -C_p \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) \Delta T$$

Dette er ellers i samsvar med Carnot

$$W_m = \sum \Delta W_m \rightarrow \int dW_m$$

$$W_m = -\int_{T_1}^{T_0} C_p \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) dT = C_p (T_1 - T_0) + C_p T_0 \ln \frac{T_0}{T_1}$$

Dette er eksergien for røykgassen. For kolet: eksergien ≈ entalpien

$$W_{kol} = C_p (T_1 - T_0)$$

Eksergivirkningsgraden: $\eta_1 = \frac{W_m}{W_{kol}} = \frac{C_p (T_1 - T_0) - C_p T_0 \ln (T_1/T_0)}{C_p (T_1 - T_0)} =$

$$= \frac{T_1 - T_0 - T_0 \ln (T_1/T_0)}{T_1 - T_0} = \underline{\underline{1 - \frac{T_0}{T_1 - T_0} \ln \frac{T_1}{T_0}}}$$

Talsvar: $\eta_1 = 1 - \frac{300}{1200 - 300} \ln \frac{1200}{300} = 1 - \frac{2}{3} \ln 2 = 1 - \frac{2}{3} 0{,}693 = 0{,}538 \approx \underline{\underline{0{,}54}}$

1,3

Oppgåve 2

(a) $M = \varepsilon \sigma T^4$

M - irradians, $[M] = W/m^2$
ε - emissivitet ($0 \leq \varepsilon \leq 1$) $[\varepsilon] = 1$
σ - Stefan-Boltzmann-konstanten ($\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8}\ W\,m^{-2}\,K^{-4}$)
T - absolutt temperatur, $[T] = K$

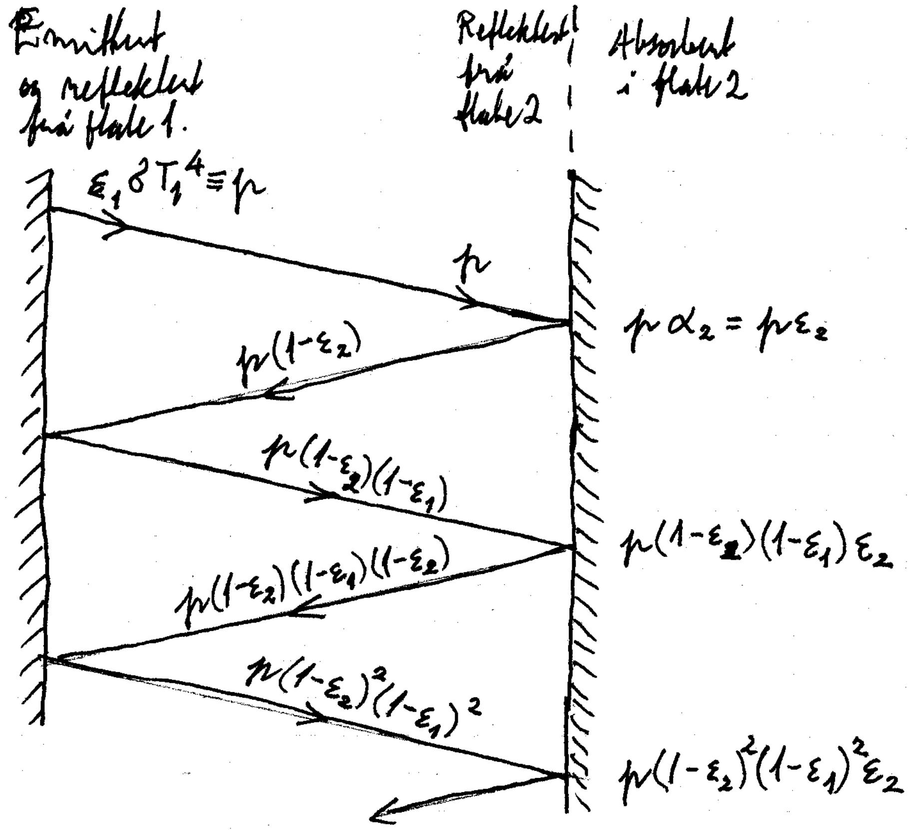
(ε er emissiviteten - eigentleg emissiviteten midla over bølgjelengdene i eit visst intervall av bølgjelengder og over retningar av utstråling - for strålinga frå ei flate med abs. temp. T.)

Ser ein på solstråling og varmestråling kvar for seg (svarande til $\lambda < 3\ \mu m$, respektivt $\lambda > 3\ \mu m$), har ein for mange material ulike verdiar på emissiviteten. Reine metallflater, evt. med tynt oksydsjikt, har høg refleksjons og dermed låg emissivitet ($\varepsilon < 0{,}1$) i varmestrålingsområdet, medan dei fleste andre flater har høg emissivitet ($\varepsilon \sim 0{,}9 - 0{,}95$) i dette området. Det gjeld også t.d. snø og kvit emalje som kan reflektera opptil 90% av synleg lys.

Bruker at absorptansen er lik emissiviteten, $\alpha = \varepsilon$

Ser på gjentatte absorpsjonar og refleksjonar. ($\rho = 1-\alpha = 1-\varepsilon$)

(NB: Teiknar figur som om det var skrått „innfall", for å få plass til påskrifter på figuren)



Ved bruk av summeformelen for geometrisk rekkje får vi at varmeeffekt absorbert per flateining på flate 2 er:

$$\dot{q}_{12} = p\varepsilon_2\{1 + (1-\varepsilon_2)(1-\varepsilon_1) + (1-\varepsilon_2)^2(1-\varepsilon_1)^2 + \dots\} =$$

$$= \varepsilon_1 \sigma T_1^4 \varepsilon_2 \frac{1}{1-(1-\varepsilon_2)(1-\varepsilon_1)} = \sigma T_1^4 \frac{\varepsilon_1\varepsilon_2}{\varepsilon_1+\varepsilon_2-\varepsilon_1\varepsilon_2}$$

Av det som går ut frå flate 2, blir det i flate 1 absorbert tilsvarande $\dot{q}_{21} = \sigma T_2^4 \dfrac{\varepsilon_2\varepsilon_1}{\varepsilon_2+\varepsilon_1-\varepsilon_2\varepsilon_1}$

Merk at $\varepsilon_{21} = \varepsilon_{12} \equiv \varepsilon_1\varepsilon_2/(\varepsilon_1+\varepsilon_2-\varepsilon_1\varepsilon_2)$

Netto varmestraum blir $\dot{q}_r = \dot{q}_{12} - \dot{q}_{21} = \underline{\underline{\varepsilon_{12}\sigma(T_1^4 - T_2^4)}}$

$$\varepsilon_{12} = \varepsilon_1 \varepsilon_2 / (\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \varepsilon_2)$$

Forenkling for spesialtilfella:

(i) $\varepsilon_1 \to 0$ og $\varepsilon_2 >> \varepsilon_1$

$$\varepsilon_{12} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1(1-\varepsilon_2)} \approx \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_2} = \underline{\underline{\varepsilon_1}}$$

(ii) $\varepsilon_1 \to 1$

$$\varepsilon_{12} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 (1-\varepsilon_2) + \varepsilon_2} \to \frac{\varepsilon_2}{1 - \varepsilon_2 + \varepsilon_2} = \underline{\underline{\varepsilon_2}}$$

(iii) $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$

$$\varepsilon_{12} = \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon + \varepsilon - \varepsilon^2} = \underline{\underline{\frac{\varepsilon}{2-\varepsilon}}}$$

Kommentarar: (i) og (ii). Berre „fyrstegongsabsorpsjon" er viktig. Grunnen er for (i) at emisjonen frå flate 1 er så liten (ε_1 så liten at 2. ordens ε_1^2 kan neglisjerast). I tilfelle (ii) er det tilsvarande refleksjonen frå flate 1 som er så liten ($(1-\varepsilon_1)^2$ kan neglisjerast samanlikna med $(1-\varepsilon_1)^1$). Når $\varepsilon_1 \to 1$, blir det ingen refleksjon frå flate 1.
I begge desse tilfella kan ein seia at ε_{12} er bestemt av den minste av ε_1 og ε_2.

(b) $b_c \approx 2\,cm$

P.g.a. varmeleiing $\dot{q}_c = \lambda \frac{\Delta T}{b} = h_c \Delta T \qquad \underline{h_c = \frac{\lambda}{b}}$

P.g.a. stråling $\dot{q}_r = \varepsilon_{12} \sigma (T_2^4 - T_1^4) = \varepsilon_{12}\sigma(T_1^2+T_2^2)(T_1+T_2)(T_2-T_1)$

$$= 4\varepsilon_{12}\sigma \frac{T_1^2+T_2^2}{2}\,\frac{T_1+T_2}{2}\,\Delta T$$

$T_m = \frac{T_1+T_2}{2} \qquad \frac{T_1^2+T_2^2}{2} \approx T_m^2$

$$\left[\ \frac{T_1^2+T_2^2}{2} - T_m^2 = \frac{2T_1^2+2T_2^2-T_1^2-2T_1T_2-T_2^2}{4} = \frac{T_1^2-2T_1T_2+T_2^2}{4} = \frac{(T_2-T_1)^2}{4} = \frac{1}{4}(\Delta T)^2\right.$$

$\therefore$: den relative feilen er av 2. orden i $\frac{\Delta T}{T_m} << 1$]

$$\dot{q}_r \approx 4\varepsilon_{12}\sigma T_m^3\,\Delta T = h_r\,\Delta T \qquad \underline{h_r = 4\varepsilon_{12}\sigma T_m^3}$$

$$\dot{q} = \dot{q}_c + \dot{q}_r = \underline{h\Delta T} \qquad \underline{h = h_c + h_r}$$

Talverdiar: $T_m = 280\,K \quad \Delta T = 10\,K \quad b = 1{,}25\,cm \quad \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon = 0{,}9$

$\varepsilon_{12} = \frac{\varepsilon}{2-\varepsilon} = \frac{0{,}9}{2-0{,}9} = 0{,}818 \approx 0{,}82 \qquad \lambda = 0{,}025\ W/(K\,m)$

$$h_c = \frac{\lambda}{b} = \frac{0{,}025\ W/(K\,m)}{0{,}0125\ m} = 2{,}0\,\frac{W}{K\,m^2}$$

$$h_r = 4\varepsilon_{12}\sigma T_m^3 = 4\cdot 0{,}82\cdot 5{,}67\cdot 10^{-8}\,280^3 = 4{,}07 \approx 4{,}1\,\frac{W}{K\,m^2}$$

$$h = h_c + h_r = 6{,}1\,\frac{W}{K\,m^2} \qquad \dot{q} = h\Delta T = 6{,}1\cdot 10 = \underline{\underline{61\ W/m^2}}$$

(c) I serie med varmemotstanden $1/h$ i mellom dei to glasa kjem varmemotstandane utvendig $1/h_u$ og innvendig $1/h_i$. U-verdien blir då

$$U = \frac{1}{r_{total}} = \frac{1}{1/h + 1/h_u + 1/h_i} = \frac{1}{1/6{,}1 + 1/23 + 1/7{,}7} = \underline{\underline{2{,}96 \approx 3{,}0\,\frac{W}{K\,m^2}}}$$

(d)

Med trippelvindauga blir det varmemotstand for eit glasmellomrom til, i tillegg til dei nemnde tre varmemotstandane.

Eller kan eit dobbeltvindauga få større varmemotstand på to måtar. For det fyrste, kan ein i mellomrommet ha ein edelgass (argon eller krypton) som har lågare varmeleiingsevne enn luft. For det andre, kan det på glasoverflata vera lagt eit tynt oksydsjikt, som ikkje fører til nemnande hindring av lysgjennomgangen, men som reflekterer varmestrålinga godt, slik at emissiviteten er låg, ca. 0,15, i varmestrålingsområdet.

Med $\lambda = 0{,}009 \frac{W}{Km}$ (svarande til krypton)

og $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0{,}15$ gir ei ny talutrekning:

$$\varepsilon_{12} = \frac{\varepsilon}{2-\varepsilon} = \frac{0{,}15}{2-0{,}15} = 0{,}081$$

$$h_c = \frac{\lambda}{b} = \frac{0{,}009}{0{,}0125} = 0{,}72 \frac{W}{Km^2}$$

$$h_r = \frac{0{,}081}{0{,}82} 4{,}07 = 0{,}40 \frac{W}{Km^2}$$

$$h = h_c + h_r = 1{,}12 \frac{W}{Km^2}$$

U-verdien blir då

$$U = \frac{1}{1/1{,}12 + 1/23 + 1/7{,}7} = \underline{\underline{0{,}94 \frac{W}{Km^2}}}$$

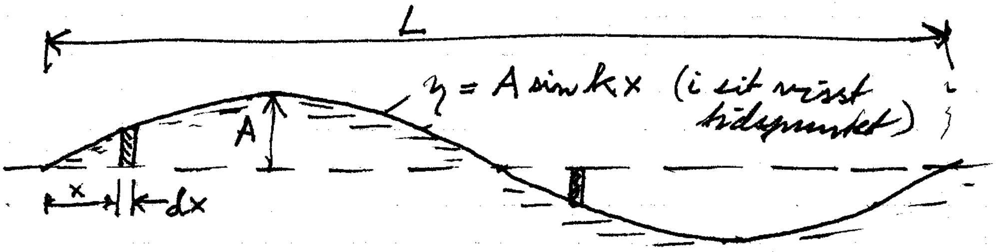
2,5

Oppgåve 3

(a) g = tyngdeakselerasjonen ($9{,}81\ m/s^2$)
T = bølgjeperioden ($= 1/f = 2\pi/\omega$)

Fasefarten $c_f = \frac{\omega}{k} = \frac{L}{T}$ $\quad (L = 2\pi/k)$

$$L = c_f T = 2c_g T = gT^2/2\pi$$



Potensiell energi pga. vatn lyft frå bølgjedal til bølgjetopp:
På ei bølgjelengd og pr. breiddeining:

$$E_p L = \int_0^{L/2} \rho g \eta \left(2\frac{\eta}{2}\right) dx = \rho g \int_0^{L/2} \eta^2 dx$$

$$= \rho g \frac{L}{2} \frac{A^2}{2} = \rho g A^2 L/4$$

$$E_p = \rho g A^2/4 = K A^2 \qquad K = \rho g/4$$

(b)
$$E = E_p + E_k = 2E_p = 2KA^2$$

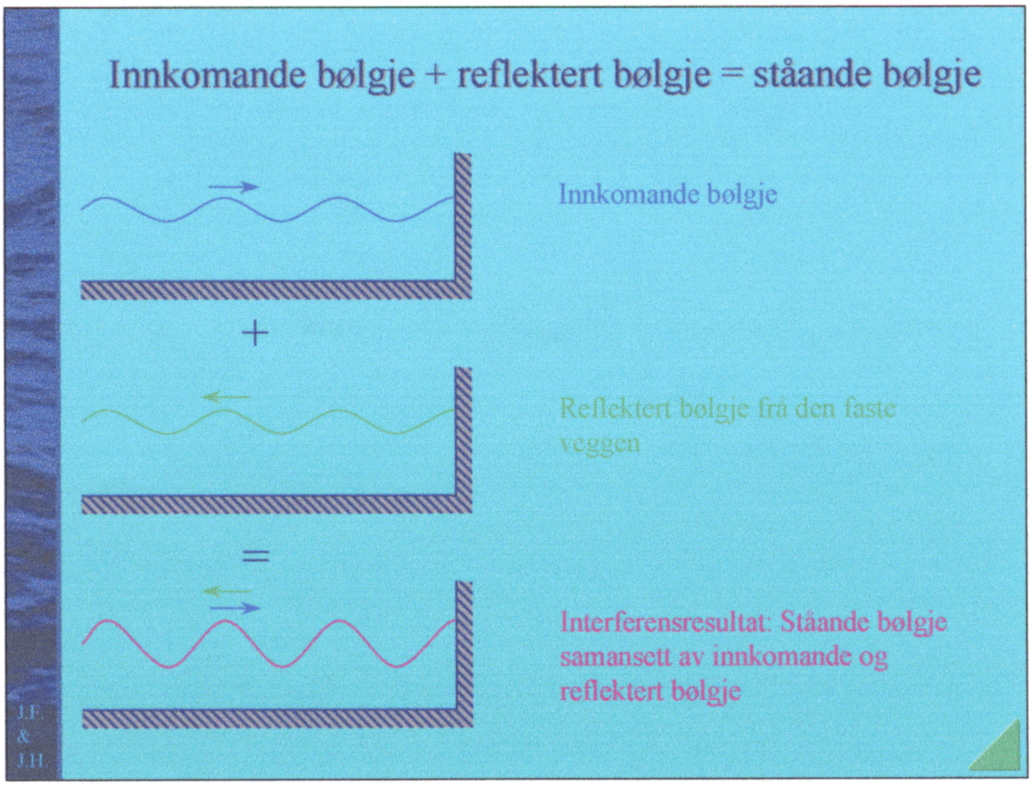
$$J = c_g E = \frac{gT}{4\pi} 2 \frac{\rho g}{4} A^2 = \frac{\rho g^2}{8\pi} T A^2$$

$T = 9\,s$ og $A = 1\,m$: $\quad J = \frac{1020 \cdot 9{,}81^2}{8\pi} 9 \cdot 1^2 = 35\,151\ W/m \approx 35\ kW/m$

(3) (c) Som svar på punkt (c) i oppg. 3 kan f. eks. dei to vedlagde arka
1) Innkomande bølgje + reflektert bølgje = ståande bølgje.
2) "Å abs. ei b. er det same som å generere ei bølgje
tene som løysingsforslag.

Dei to vedlagde arka „Utdrag frå notatet "Prinsipp av opptak av energi frå havbølgjer"" vil vera meir enn nok til løysingsforslag.

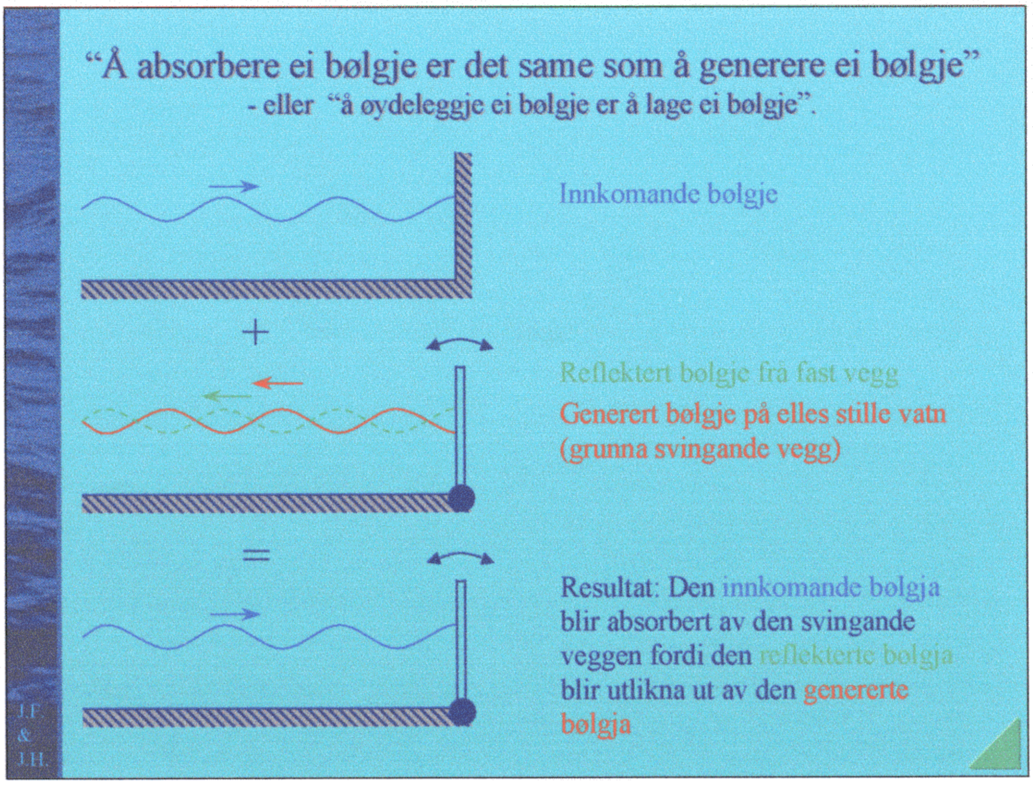
10/11



Med ein fast, ikkje-absorberande vegg blir den innkomande bølgja (blå) totalreflektert, og saman dannar då denne refleksjonen (grøn) og den innkomande bølgja ei ståande bølgje (fiolett). Den innkomande bølgjeenergien blir sendt tilbake.

Dersom den reflekterte bølgja kunne unngåast, eller om vi kunne finne ein måte å fjerne ho på, ville heile den innkomande energien bli absorbert.

11/11



Dersom vi byter ut den faste veggen med ein bølgjegenerator, og let denne svinge på ein slik måte at den genererte bølgja og den reflekterte bølgja utliknar kvarandre, vil berre den innkomande bølgja bli att i sjøen. Den svingande bølgjegeneratoren tek opp 100 % av den innkomande bølgjeenergien om han svingar med passande utsving (slik at den genererte bølgja og den reflekterte bølgja blir like store) og fase (slik at den genererte bølgja og den reflekterte bølgja får motsette fasar). Dermed har vi oppnådd absorpsjon av ei bølgje ved å generere ei bølgje.

3.3

Utdrag frå notatet "Prinsipp for opptak av energi frå havbølgjer: Fasestyring og optimal svingerørsle"

- - -

Reint allment kan det seiast at ein bølgjeabsorbator må vera ein bølgjegenerator. Skal det absorberast energi frå ei bølgje, trengst det altså ei svingande vassforskyving som er passeleg stor og som skjer til rett tid (svinging med riktig fase). - - -

“Å øydeleggja bølgjer vil seia å skapa bølgjer”

Når bølgjeenergi blir absorbert, må det bli verande att mindre med bølgjeenergi i havet. Det må altså bli ein reduksjon eller ei fjerning av bølgjer som elles ville bli kasta tilbake frå eller gå forbi den absorberande innretniga. Når denne svingar, må det altså bli sett opp bølgjer som motverkar - eller er i motfase med - dei tilbakekasta og/eller forbipasserande bølgjene. Det må med andre ord vera genererte bølgjer som interfererer destruktivt med bølgjene elles i sjøen. Dette forklarer den paradoksale, men sanne, påstanden: “å øydeleggja bølgjer vil seia å skapa bølgjer” eller sagt på fagspråk: Å absorbera bølgjer vil seia å generera bølgjer. Eit eksempel som illustrerer dette, er vist i *figur 1*, for eit tilfelle der den innkomande bølgja kan bli fullstendig absorbert. Dette eksemplet svarar til ei uendeleg lang rekkje (normalt på figurplanet) av svingande kroppar med liten nok innbyrdes avstand (mindre enn ei bølgjelengd). Fullstendig absorpsjon er også mogleg med ein langstrekt kropp, med tverrsnitt som vist i figur 1, under føresetnad av at kroppen svingar vertikalt og horisontalt på ein optimal måte.

Det kan visast teoretisk at ikkje meir enn halvparten av bølgjeenergien kan bli absorbert dersom det er berre ei symmetrisk utstrålt bølgje, slik som vist med kurve b i figur 1, når bølgja er generert av ein symmetrisk kropp som har berre ein svingemodus, som her er vertikal svinging (hiv). Likeins kan det visast at det er uråd å få meir enn halvparten av bølgjeenergien absorbert dersom det berre er ei antisymmetrisk utstrålt bølgje (kurve c) frå den symmetriske kroppen. Men ein kropp som er usymmetrisk nok, og som svingar i berre ein modus, kan absorbera bortimot all innkomande bølgjeenergi. Ved universitetet i Edinburgh kom Salter nær denne ideelle situasjonen med sine eksperiment med “voggande and”. - - -

Optimal svingerørsle for maksimalt energiopptak.

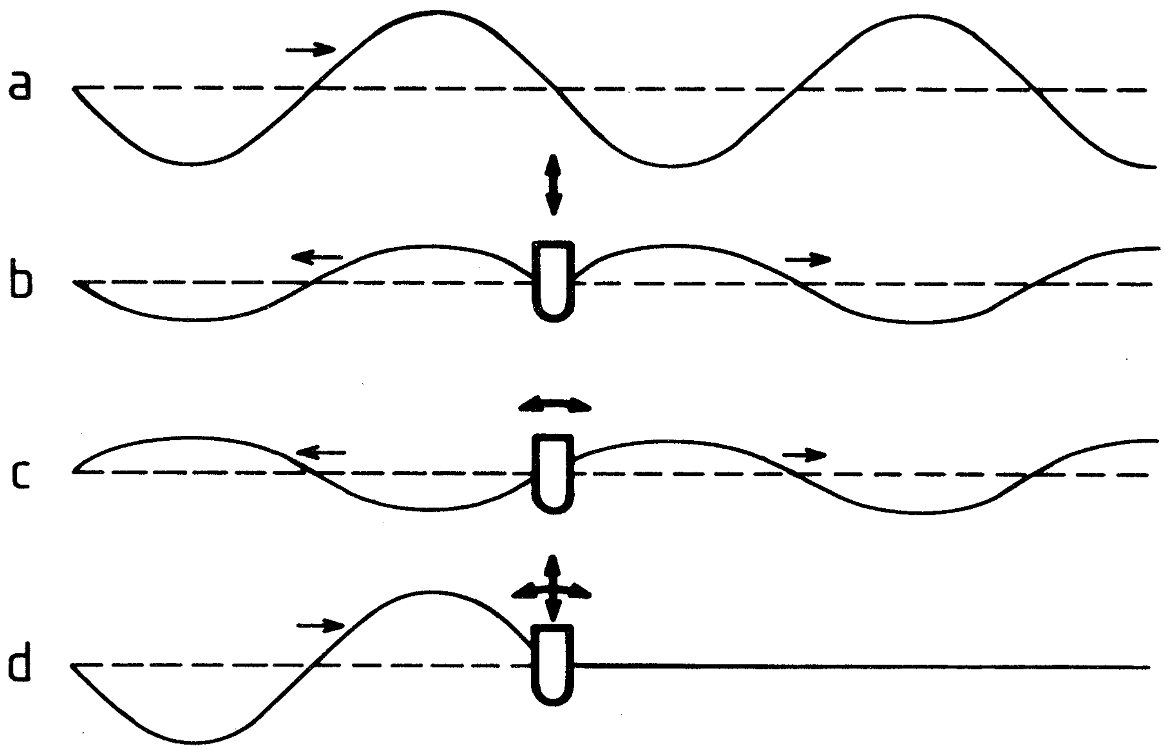
For å kunna ta opp mest mogleg energi, må bølgjeenergiomformaren (BEOen) ha ei optimal svingerørsle. Med ei sinusforma innkomande bølgje må svinginga ha ein optimal fase og ein optimal amplitude.

Dette kan illustrerast ved å sjå på figur 1 ein gong til. Her er amplitudane for dei utstrålte bølgjene (kurvene b og c) akkurat halvparten av amplituden på den innkomande bølgja (kurve a). Difor må amplitudane på dei vertikale og horisontale svingingane ha bestemte verdiar. Merk at desse optimale amplitudane er proporsjonale med amplituden på den innkomande bølgja.

Dei optimale fasane for desse to svingemodiane er slik at dei tilsvarande to utstrålte bølgjene mot høgre (figur 1 b og c), får same fasen; samanfallande bølgjetoppar og -dalar. Det fører då også til at dei to utstrålte bølgjene mot venstre, den symmetriske og den antisymmetiske, veg kvarandre opp. Dessutan må dei to svingemodiane ha rett fase i forhold til den innkomande bølgja, slik at dei bølgjene som strålar mot høgre (kurvene b og c), har bølgjetopp der den innkomande bølgja (kurve a) har bølgjedal.

Energiopptak med berre ein svingemodus.

For eit tilfelle med berre ein svingemodus, eksempelvis berre hiv, vil den resulterande bølgja vera gitt ved superposisjonen (summen) av kurvene a og b i figur 1. Optimal amplitude og fase for hivsvinginga er i dette tilfelle den same som ovanfor, i tilfellet med to svingemodi. Bølgja strålt ut mot venstre og den resulterande bølgja mot høgre har då begge ein amplitude som er lik halve amplituden på den innkomande bølgja. Ettersom bølgjeenergien er proporsjonal med kvadratet av bølgjeamplituden, vil dette seia at 25 prosent av den innkomande bølgjeenergien blir reflektert mot venstre, og at også 25 prosent går vidare mot høgre. Den attverande delen, som er 50 prosent, er den energien som må vera absorbert av BEOen. Og dette er, som nemnt ovanfor, det teoretiske maksimum når det er berre ein svingemodus. - - -



Figur 1. Å absorbera bølgjer vil seia å generera bølgjer. Kurve a *representerer ei uforstyrra innkomande bølgje. Kurve* b *illustrerer symmetrisk bølgjegenerering (på vatn som elles er i ro) med ei strak rekkje av små flytande kroppar, som har innbyrdes lik avstand, og som svingar i hiv (opp og ned). Kurve* c *illustrerer antisymmetrisk bølgjegenerering. Kurve* d*, som representerer superposisjonen (summen) av dei tre bølgjene ovanfor, illustrerer fullstendig absorpsjon av den innkomande bølgjeenergien.*