NTNU

elsys
ELEKTRONISK
SYSTEMDESIGN
& INNOVASJON

TTT4260 Elektronisk systemdesign og -analyse
LF Øving 6

Oppgave 1

a)

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{0.1 \cdot 100 \cdot 10^{-9}}}$$
$$= \underline{1592Hz \approx 1.6kHz}$$

b)

Her vil du ganske sikkert finne avvik. En ting er at komponentenes faktiske verdi avviker fra den nominelle. En annen ting er at en typisk motstand, spole eller kondensator, i praksis <u>ikke</u> oppfyller de teoretiske formlene

$$v_R = R \cdot i$$
$$v_L = L \cdot \frac{di_l}{dt}$$
$$v_C = C \cdot \frac{dv_C}{dt}$$

Dette er spesielt aktuelt for spolen. Den er viklet på et ferromagnetisk materiale som har ulike egenskaper. Dermed vil du kunne oppleve at både målt f_0 og frekvensresponsen forøvrig varierer med nivået på den påtrykte spenningen v.

c)

Du vil her finne at $|V_L| > |V|$. Likevel stemmer KVL, siden V_L og V_C ligger i motfase og kansellerer hverandre.

Oppgave 2

a)

a: V_2 er proporsjonal med strømmen I gjennom motstanden R. $I = 0$ både for $\omega = 0$ (der C er åpen krets) og for $\omega \to \infty$ (der L er åpen krets).

$\implies$ Båndpassfilter

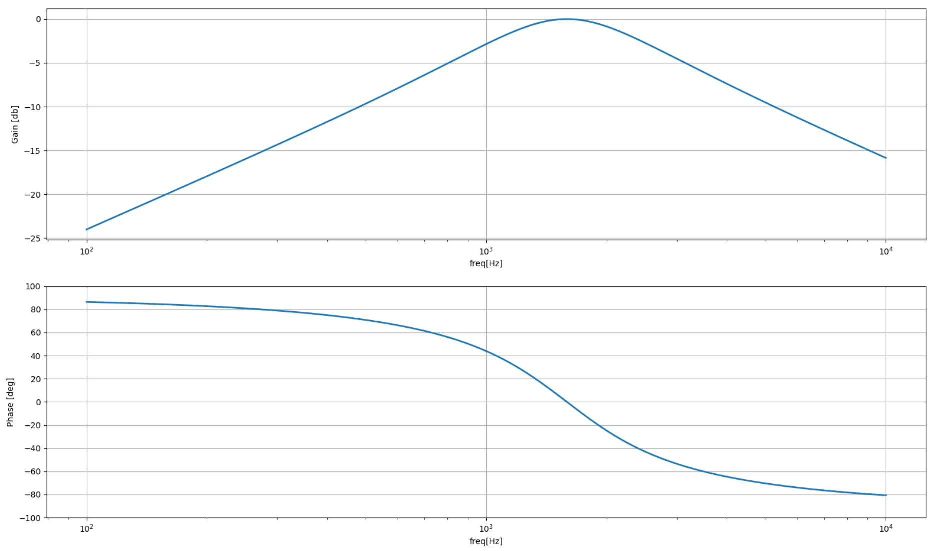
b: $V_2 = 0$ for $\omega = 0$, siden L da virker som kortslutning. $V_2 = V_1$ når $\omega \to \infty$ siden strømmen I i kretsen da er lik null $\implies$ null spenningsfall over R. Det blir også null spenningsfall over C siden den da virker som en kortslutting.

$\implies$ Høypassfilter

c: $V_2 = V_1$ når $\omega = 0$ siden strømmen I i kretsen da er lik null $\implies$ null spenningsfall over R og null spenningsfall over L. For $\omega \to \infty$ blir $V_2 = 0$ siden C da virker som kortslutning.
$\implies$ Lavpassfilter

b)

Figur 1 viser Bodediagram for krets *a* fra oppgave 2a med L = 0.1 H , C = 100nF og R = 1kΩ.

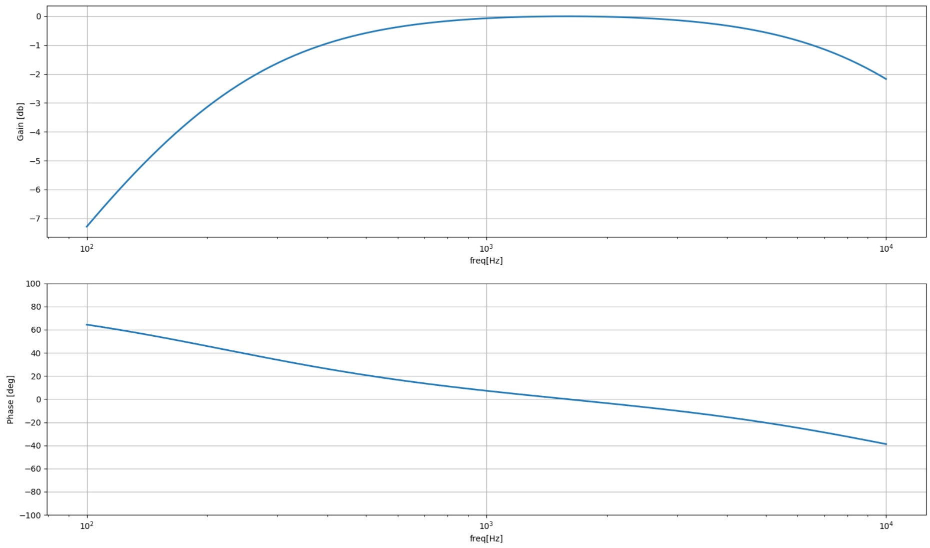


Figur 1: Gain og fase fra krets *a* i Oppgave 2a.

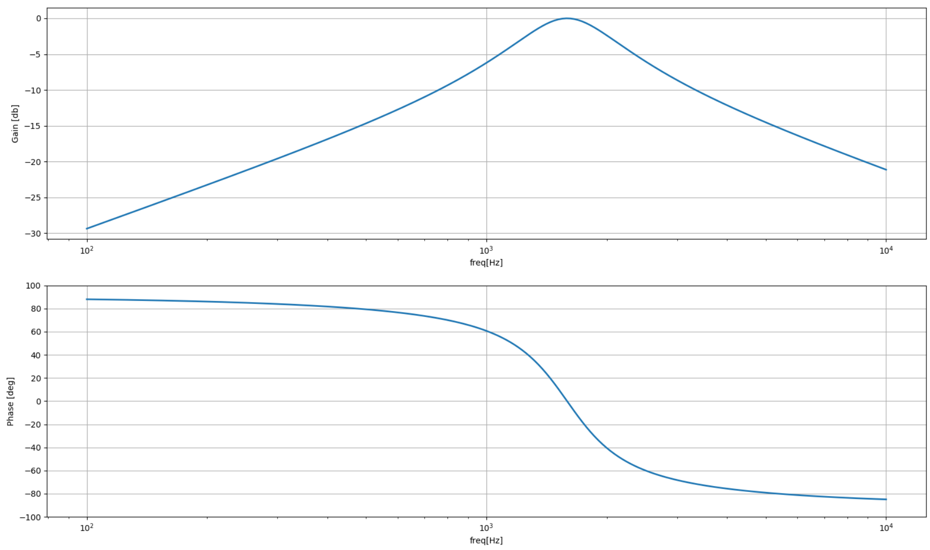
Vi får et båndpassfilter (som forutsett i a) med passbånd sentrert rundt resonansfrekvensen f_0. Faseforskyvningen blir null for $f = f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$. Dette stemmer siden lasten da er rent resistiv.

c)

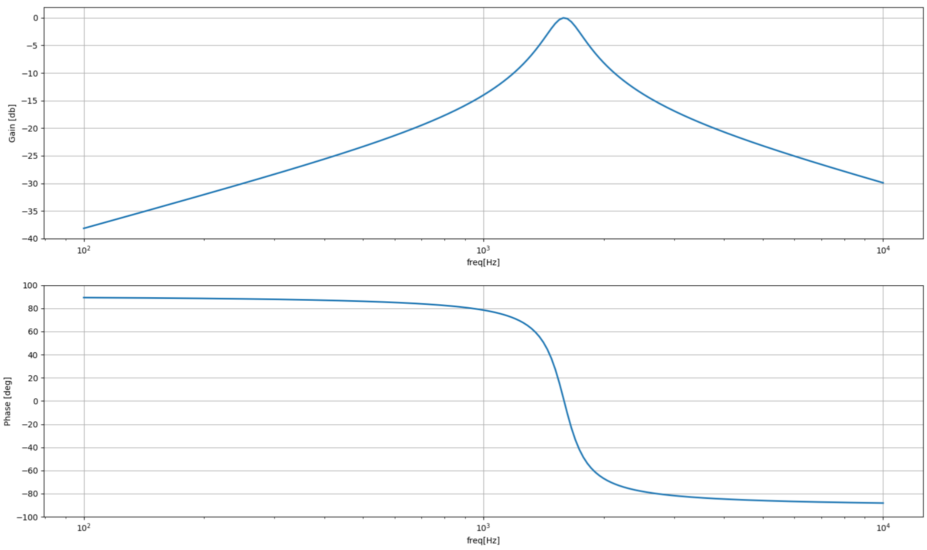
Figurene 2, 3 og 4 viser Bodediagrammer for tre ulike verdier av R.
Vi ser at amplituderesponsen blir bredere og flatere med økende R. Ved R=196Ωer responsen ganske spiss noe som gjør det lettere å lese av frekvensen for maksimal |H(f)|.



Figur 2: Gain og fase fra krets a i Oppgave 2a, R=7.6kΩ



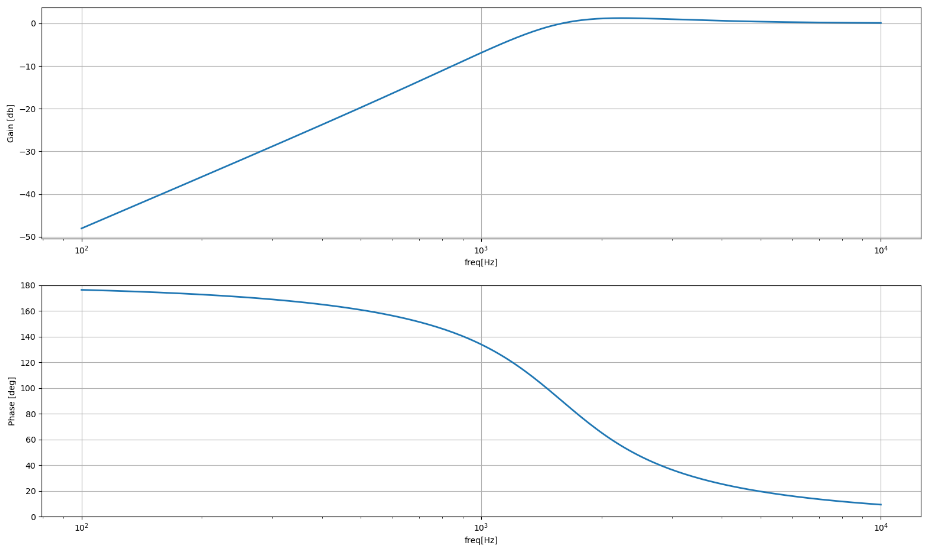
Figur 3: Gain og fase fra krets a i Oppgave 2a, R=540Ω



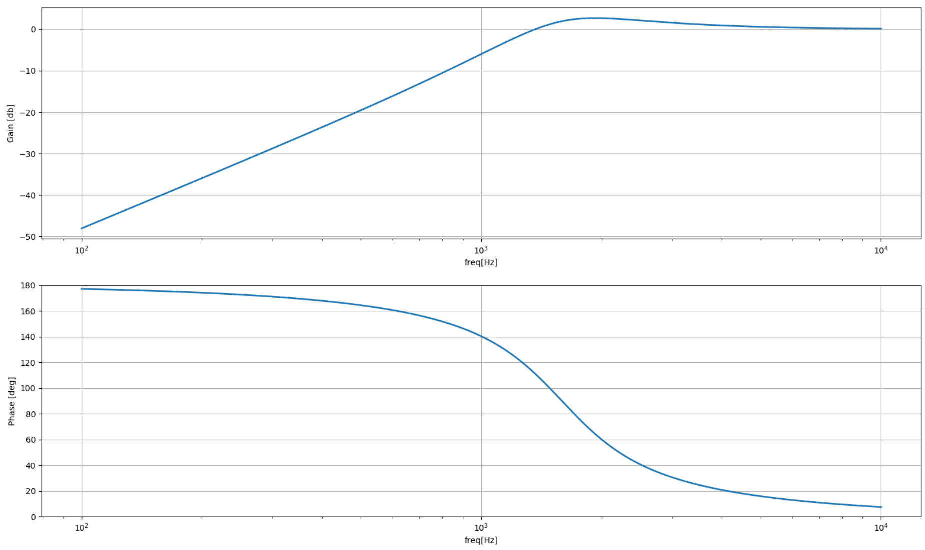
Figur 4: Gain og fase fra krets *a* i Oppgave 2a, R=196Ω

d)

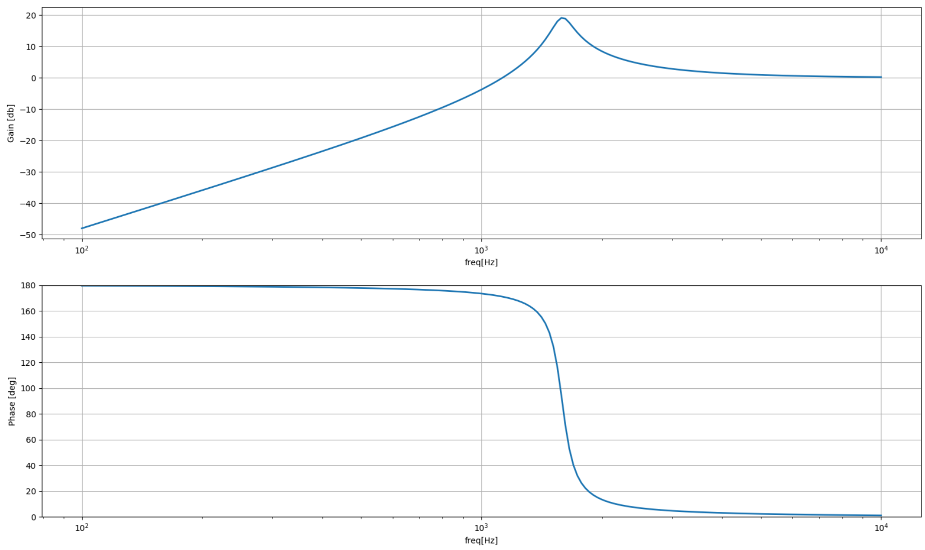
Bodediagram for tilfellene krets *b* er vist i Figurene 5, 6 og 7. Tilfellene for krets *c* er vist i Figurene 8, 9 og 10.
Vi ser her at vi får henholdsvis høypass- og lavpassfilter som forutsagt i *a)*. Vi ser også at knekkfrekvensene ligger i nedre delen av (ikke eksakt på) resonansfrekvensen. Når R blir liten, får vi en (ofte uønsket) topp i $|H(f)|$ nær f_0.



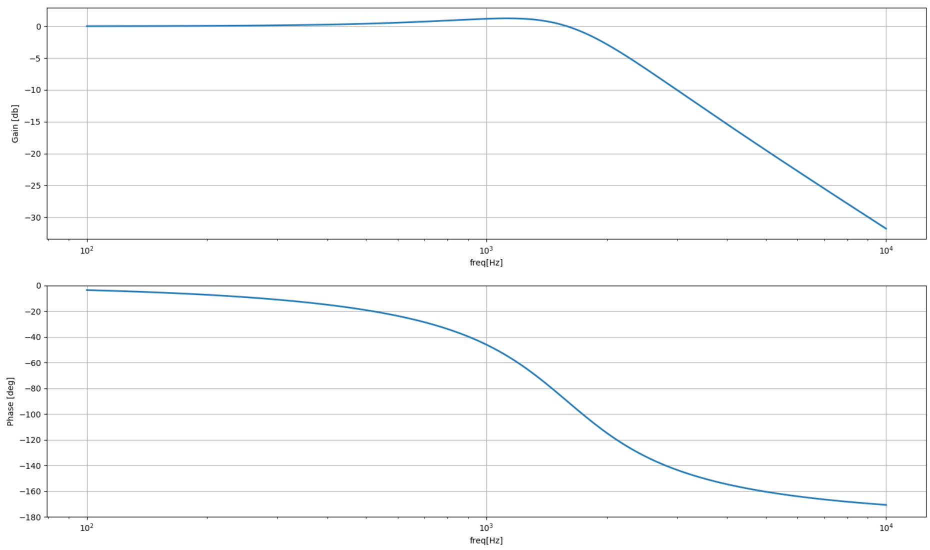
Figur 5: Gain og fase fra krets b i Oppgave 2a, R=1kΩ



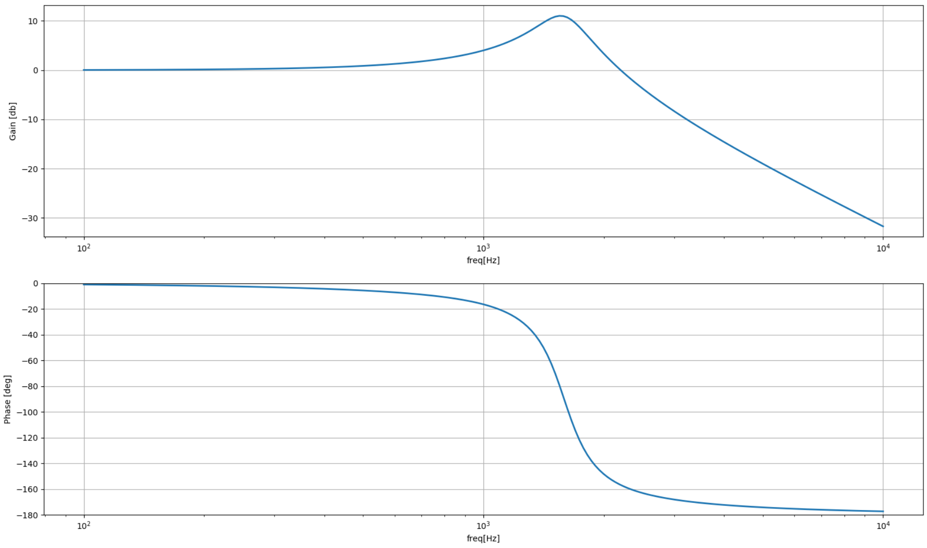
Figur 6: Gain og fase fra krets b i Oppgave 2a, R=800Ω



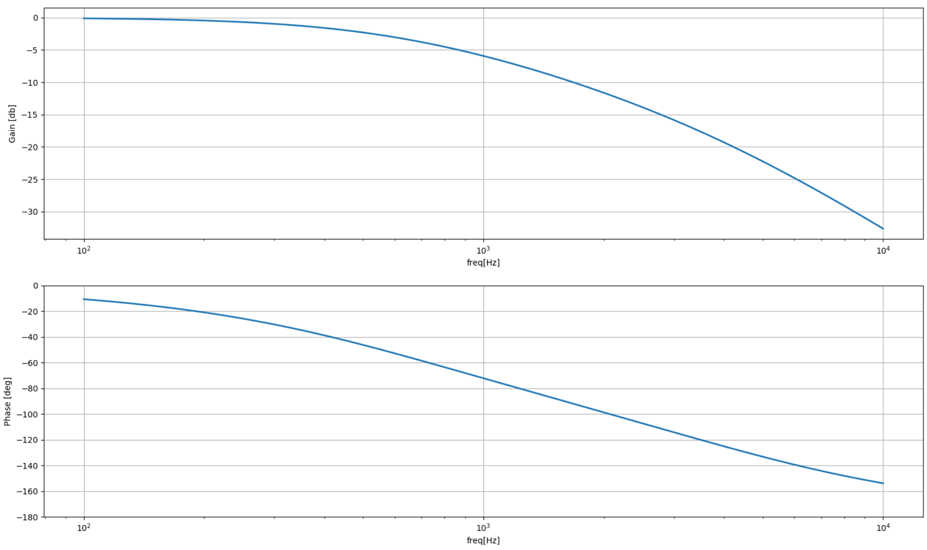
Figur 7: Gain og fase fra krets b i Oppgave 2a, R=110Ω



Figur 8: Gain og fase fra krets c i Oppgave 2a, R=1kΩ



Figur 9: Gain og fase fra krets c i Oppgave 2a, R=284Ω



Figur 10: Gain og fase fra krets c i Oppgave 2a, R=3kΩ

e)

Strømmen er lik i alle kretsene

$$I = \frac{V_1}{j\omega L + \frac{1}{j\omega C} + R} = \frac{V_1}{j\omega L - \frac{j}{\omega C} + R} = \frac{V_1}{j(\omega L - \frac{1}{\omega C}) + R}$$

a)

$$\begin{aligned}
v_2 = IR &= \frac{V_1 R}{j(\omega L - \frac{1}{\omega C}) + R} \\
H(\omega) = \frac{V_2}{v_1} &= \frac{R}{R + j(\omega L - \frac{1}{\omega C})} \\
|H(\omega)| &= \frac{R}{\sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}}
\end{aligned}$$

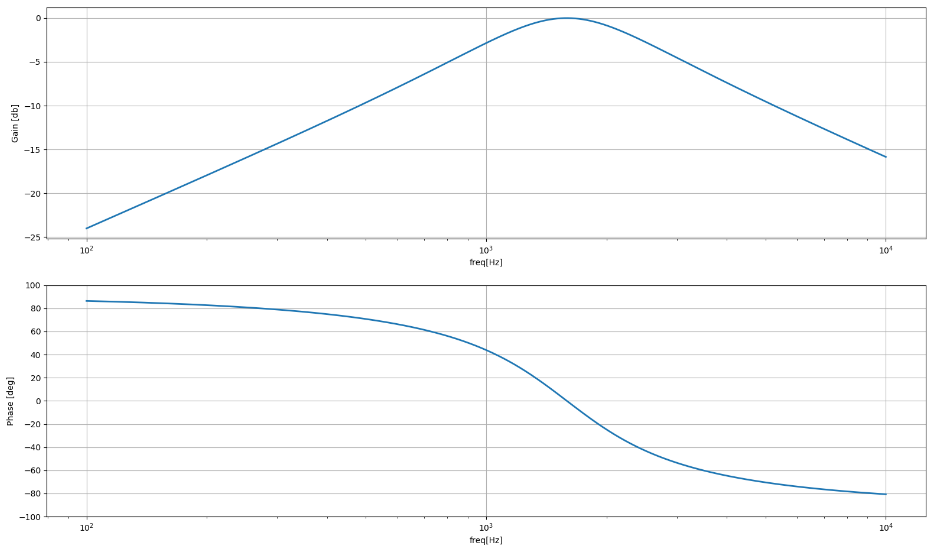
b)

$$\begin{aligned}
V_2 = j\omega L &= \frac{V_1 j\omega L}{j(\omega L - \frac{1}{\omega C}) + R} \\
H(\omega) = \frac{V_2}{v_1} &= \frac{j\omega L}{R + j(\omega L - \frac{1}{\omega C})} \\
|H(\omega)| &= \frac{\omega L}{\sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}}
\end{aligned}$$

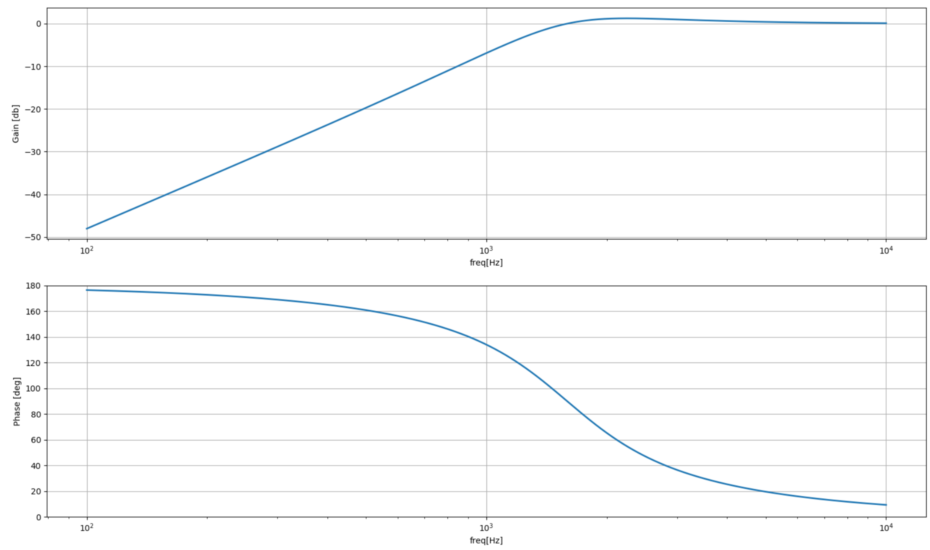
c)

$$\begin{aligned}
V_2 &= \frac{1}{j\omega C} = \frac{V_1}{j\omega C[R + j(\omega L - \frac{1}{\omega C})]} = \frac{V_1}{j\omega RC - \omega C(\omega L - \frac{1}{\omega C})} \\
H(\omega) &= \frac{V_2}{v_1} = \frac{1}{j\omega RC - \omega C(\omega L - \frac{1}{\omega C})} = \frac{V_1}{1 - \omega^2 LC + j\omega RC} \\
|H(\omega)| &= \frac{1}{\sqrt{(1 - \omega^2 LC)^2 + (\omega RC)^2}}
\end{aligned}$$

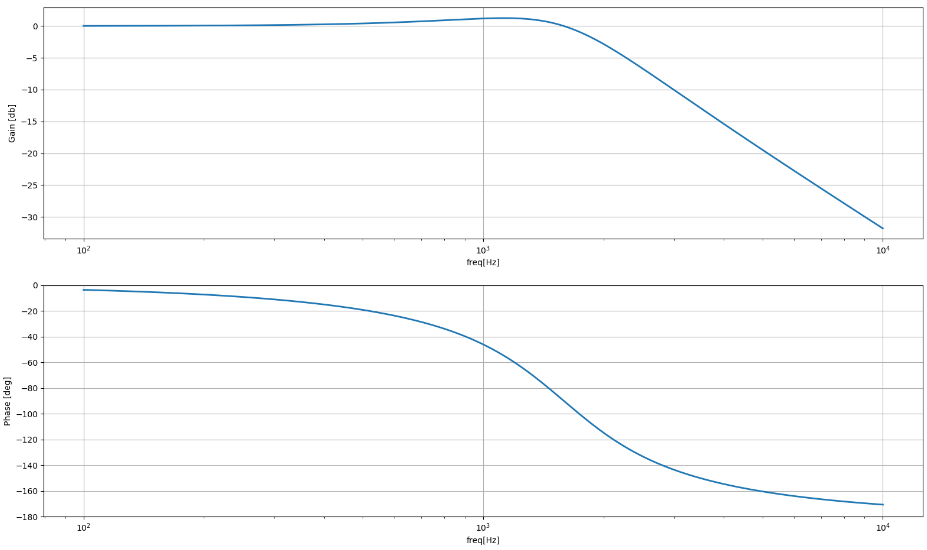
Funksjonene over er plottet i Figurene 11, 12 og 13.



Figur 11: Gain og fase fra krets a i Oppgave 2a, R=1kΩ



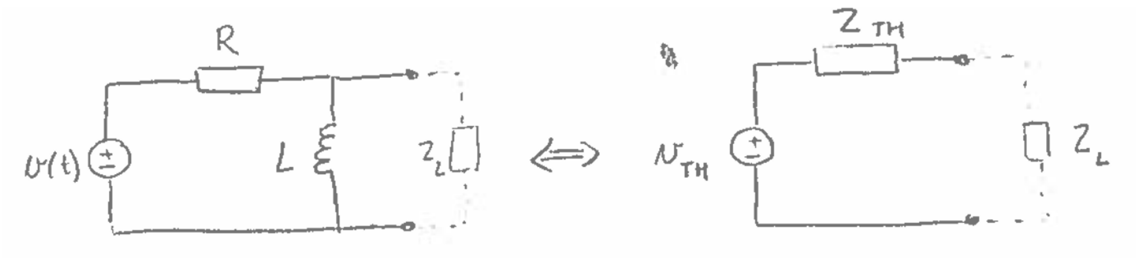
Figur 12: Gain og fase fra krets b i Oppgave 2a, R=1kΩ



Figur 13: Gain og fase fra krets c i Oppgave 2a, R=1kΩ

Oppgave 3

Vi finner først Thevenin-ekvivalenten sett fra tilkoblingspunktene til antennen. Dette er illustrert i Figure 14.



Figur 14: Thevenin-ekvivalenten sett fra tilkoblingspunktene til antennen.

$$Z_{TH} = R||j\omega L = \frac{1}{\frac{1}{R} + \frac{1}{j\omega L}} \cdot \frac{R}{R} = \frac{R}{1 - j\frac{R}{\omega L}}$$

Vi får størst tilført effekt til antennen ved frekvense ω_0 når vi designer antennen slik at

$$
\begin{aligned}
Z_{\omega_0} &= Z_{\omega_0}^{*} = \frac{R}{1 + j\frac{R}{\omega_0 L}} \\
\omega_0 &= \frac{R}{L} \implies \\
Z_{\omega_0} &= \frac{R}{1+j} \cdot \frac{1-j}{1-j} = \underline{\frac{R}{2}(1-j)}
\end{aligned}
$$