

MASTER

Opwekking van een zendsignaal voor pulscompressie-radarsystemen

Kloeck, C.A.G.

Award date:
1965

[Link to publication](#)

Disclaimer

This document contains a student thesis (bachelor's or master's), as authored by a student at Eindhoven University of Technology. Student theses are made available in the TU/e repository upon obtaining the required degree. The grade received is not published on the document as presented in the repository. The required complexity or quality of research of student theses may vary by program, and the required minimum study period may vary in duration.

General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain

Opwekking van een zendsignaal voor pulscompressie-radarsystemen.

Verslag van het afstudeerwerk,
verricht in de groep Radiosystemen
van Prof. ir. B. van Dijk, door

C.A.G. Kloeck.

Begeleidend wetenschappelijk ambtenaar:

Ir. J. Dijk.

Inhoudsopgave.

Inleiding.

Hoofdstuk I: Algemene aspecten van een radarsysteem.

- A. Resolutie.
- B. Signaal-ruis verhouding.
- C. Pulscompressie, resolutie en signaal-ruis verhouding.

Hoofdstuk II: Pulscompressie.

- A. Theorie.
- B. Toepassing op radarsystemen.

Hoofdstuk III: Het frequentie-spectrum van het zendsignaal.

- A. Theoretische berekening.
- B. Gemeten Spectra.
- C. Frequentiespectrum en Matched Filtering.

Hoofdstuk IV: Onderdrukking van de zijlussen.

- A. Gauss-puls.
- B. Zijlusonderdrukking met behulp van weighting functies
- C. Distorsie in het lineaire F.M. signaal.

Hoofdstuk V: Realisering van het zendsignaal.

- A. Oscillator.
- B. Puls en zaagtandgenerator.
- C. Schakelaar en filter.
- D. Frequentie-meter.
- E. Blokschema van de zender.
- F. Distorsie in het lineaire F.M.signaal.

Hoofdstuk VI: Bijlagen.

Bijlagen 1 t/m 5. + *lit.*

Hoofdstuk I

Algemene aspecten van een radarsysteem.

A. Resolutie.

Het begrip "resolutie" kunnen we als volgt toelichten:

Door de zender wordt een signaal uitgezonden. Bevindt zich op de weg van het zendsignaal een reflecterend voorwerp, dan zal dit voorwerp de ontvangen energie weer in alle richtingen uit gaan zenden. De ontvangantenne van het radarstation zal ook een gedeelte van deze energie ontvangen en de reflectie kan daarna in de ontvanger gedetecteerd worden. (zie fig. 1.)

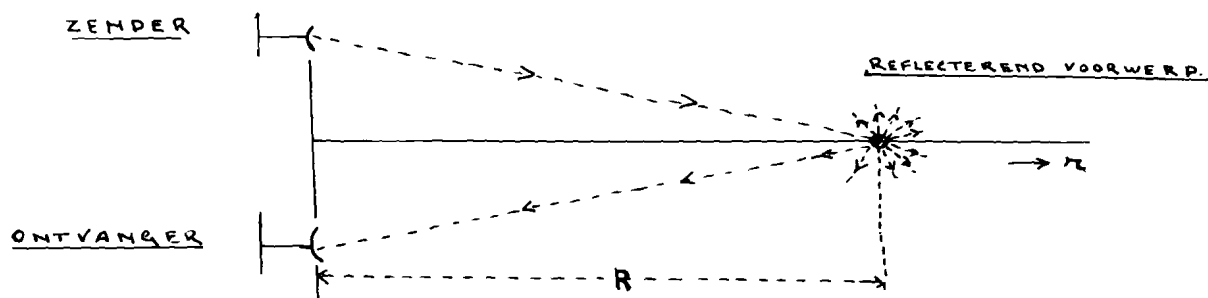


fig. 1.

Bevindt het reflecterende voorwerp zich op een afstand R van het zendstation, dan zal de reflectie na een tijd t_1 ontvangen worden, waarbij de tijd t_1 gegeven wordt door:

$$t_1 = 2 \frac{R}{c} \quad (1)$$

waarin c de lichtsnelheid is ($c \approx 3 \times 10^8$ m/sec.).

Bevindt zich op een afstand $R + \Delta R$ nog een reflecterend voorwerp, dan zal ook dit voorwerp een reflectie geven. De tijd t_2 , waarop de reflectie ontvangen wordt, wordt gegeven door:

$$t_2 = 2 \frac{(R + \Delta R)}{c} \quad (\text{zie fig. 2})$$

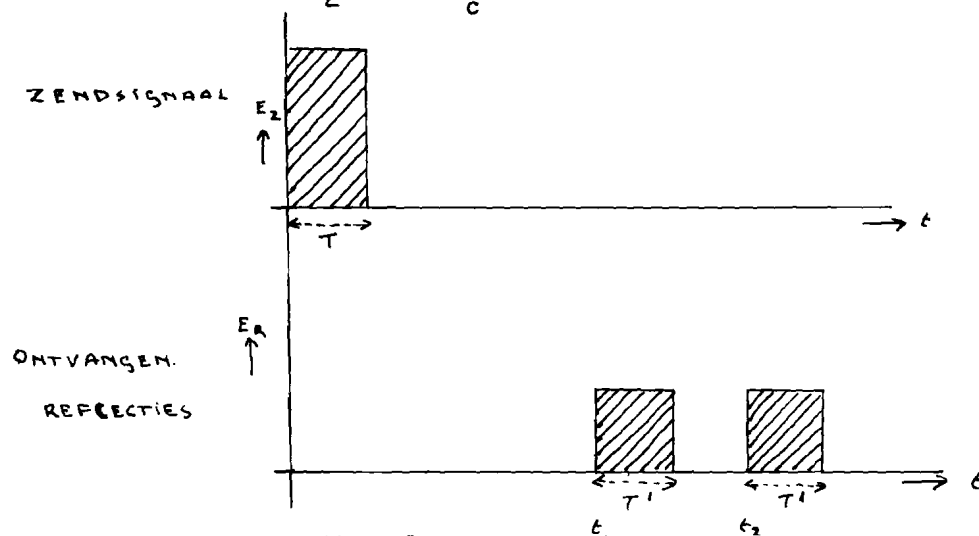


fig. 2

In fig. 2 zien we, dat in de ontvanger de gereflecteerde signalen afzonderlijk gedetecteerd kunnen worden, mits geldt, dat:

$$(t_2 - t_1) > T'$$

ofwel: $\left\{ \frac{2}{c} (R + \Delta R) - \frac{2}{c} (R) \right\} > T'$

dus: $\frac{2}{c} \Delta R > T'$ (2)

waarbij T' de tijdsduur is van de ontvangen puls.

Wil men nu twee voorwerpen, welke zich op een afstand ΔR van elkaar bevinden, afzonderlijk onderscheiden, dan zal de ontvangen pulsduur kleiner moeten zijn dan $\frac{2}{c} \Delta R$.

Zo vinden we voor een ΔR van 10 m. een pulsduur voor de ontvangen puls:

$$T' < \frac{2}{c} \Delta R = \frac{2}{3 \times 10^8} \times 10 \text{ sec} \approx 67 \text{ nanosec.}$$

De "resolutie" of "oplossend vermogen" noemt men het vermogen om dicht bij elkaar gelegen voorwerpen goed van elkaar te kunnen onderscheiden. Volgens vergelijking (2) zal het oplossend vermogen beter worden, mits de ontvangen pulsduur maar klein genoeg gehouden wordt.

B. Signaal-ruis verhouding.

Uit fig. 1 blijkt, dat de ontvangen echo-puls slechts een klein gedeelte van de uitgezonden energie zal bedragen. Wil men in de ontvanger het echo-sigitaal kunnen detecteren, dan zal de signaal-ruis verhouding boven een bepaalde minimale waarde moeten liggen. Uit de radarvergelijkingen voor de vrije ruimte vinden we voor het gereflecteerde vermogen:

$$P_r = \frac{A_o G_o Q}{(4\pi)^2} \cdot \frac{P(t)}{R^4} = \alpha \frac{P(t)}{R^4}$$

- waarin:
- A_o = effectieve ontvangst oppervlak van de antenne.
 - G_o = antenne gain
 - Q = echo-oppervlak van het reflecterend voorwerp.
 - $P(t)$ = uitgezonden vermogen.
 - R = afstand.

Voor de gereflecteerde energie vinden we dan:

$$E(r) = \alpha \frac{E(t)}{R^4} \quad (3)$$

Voor de uitgezonden energie vinden we volgens fig. 3:

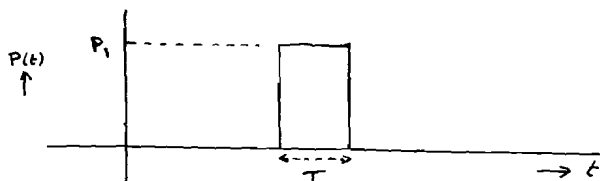


fig. 3

$$E(T) = P_1 \cdot T \quad (4)$$

waarbij T de pulsduur is van de uitgezonden puls. De zender zal echter steeds zo volledig mogelijk benut moeten worden, zodat

$$P_1 = P_{\text{piek}}$$

waarbij P_{piek} het maximale vermogen is van de zenderapparaat. Hierdoor gaat de vergelijking (4) over in

$$E(T) = P_{\text{piek}} \cdot T \quad (5)$$

Vullen we nu vergelijking (5) in vergelijking (3) in, dan vinden we voor de ontvangen energie:

$$E(r) = \alpha P_{\text{piek}} \frac{T}{R^4} \quad (6)$$

Nu weten we uit de "Matched Filter" theorie, dat de maximaal te bereiken signaal-ruis verhouding, gegeven wordt door:

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{max}} = 2 \frac{E_{(r)}}{N_0} \quad (7)$$

waarbij: $E_{(r)}$ = energie van het gereflecteerde signaal.

N_0 = ruisenergie per eenheid van bandbreedte.

Voegen we nu vergelijking (6) en (7) samen, dan vinden we voor $\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{max}}$:

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{max}} = \frac{2\alpha P_{\text{piek}}}{N_{(0)}} \cdot \frac{T}{R^4} \quad (8)$$

Uit vergelijking (8) kan men afleiden, dat de $\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{max}}$ verbeterd kan worden door:

- a. T te vergroten
- b. R te verkleinen

Willen we echter de afstand konstant houden, dan zal men de verbetering van $(S/N)_{\max}$ slechts kunnen bereiken, door de pulsduur T van het uitgezonden signaal te vergroten.

C. Pulscompressie, resolutie en signaal-ruis verhouding.

Voor een goede resolutie vonden we in vergelijking (2):

$$T' < \frac{2}{c} \Delta R.$$

Hieruit vonden we, dat de pulsduur T' zo klein mogelijk moest worden, om twee dicht bij elkaar liggende voorwerpen nog afzonderlijk te kunnen onderscheiden.

Voor een goede signaal-ruis verhouding vonden we in vergelijking (8):

$$(S/N)_{\max} = \frac{2 \alpha P_{\text{piek}}}{N_0 R^4} T.$$

De eis voor een goede signaal-ruis verhouding luidde, dat de pulsduur T van de uitgezonden puls zo groot mogelijk moet zijn.

Nu zal echter in het algemeen gelden, dat de pulsduur van het ontvangen signaal gelijk is aan de pulsduur van het uitgezonden signaal, waardoor er dan een compromis gevonden zal moeten worden, tussen signaal-ruis verhouding en resolutie. Immers de eisen voor de beide grootheden zijn tegenstrijdig. Maken we echter gebruik van pulscompressie dan geldt:

$$T = D T'$$

waarin: T = pulsduur van de uitgezonden puls.

T' = pulsduur van de ontvangen puls.

D = compressie verhouding.

dan kunnen we de grootheden signaal-ruis verhouding en resolutie van elkaar onderscheiden. Willen we slechts een goede $(S/N)_{\max}$ bij dezelfde resolutie (dit wil zeggen een konstante T'), dan kunnen we de pulsduur T gaan vergroten.

Willen we slechts een goede resolutie bij dezelfde $(S/N)_{\max}$ (dit wil zeggen een konstante T), dan kunnen we de de compressie-factor D gaan vergroten, waardoor T' kleiner wordt en de resolutie verbeterd wordt.

Het bovenstaande kunnen we met het volgende voorbeeld toelichten:

a. De puls wordt niet gecompriemd.

Stel nu, dat we twee voorwerpen, welke zich op een afstand $R = 10\text{m}$, afzonderlijk willen onderscheiden, dan vinden we hierbij voor de pulsduur :

$$T' < \frac{c}{2} \Delta R = 67 \times 10^{-9} \text{ sec}$$

$$\text{Voor } \left(\frac{\text{S}}{\text{m}}\right)_{\text{max}} = \frac{2 \Delta P_{\text{piek}}}{N_0 R^4} T = K_1 \times 67 \times 10^{-9} \text{ sec}$$

b. De puls wordt nu wel gecompriemd.

De eis voor de resolutie blijft nu:

$$T' < c/2 \Delta R = 67 \times 10^{-9} \text{ sec}$$

Voor de nieuwe $\left(\frac{\text{S}}{\text{m}}\right)_{\text{max}}$ vinden we nu echter:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\text{S}}{\text{m}}\right)_{\text{max}} &= K_1 \times T = K_1 \times D \times T' \\ &= K_1 \times D \times 67 \times 10^{-9} \end{aligned}$$

Hieruit zien we, dat $\left(\frac{\text{S}}{\text{m}}\right)_{\text{max}}$ met een factor D verbeterd is.

In het volgende hoofdstuk zal een methode besproken worden om de zendpuls in de ontvanger met een factor D te comprimeren. Hierbij wordt uitgegaan van een filter met een overdrachtskarakteristiek:

$$H(\omega) = e^{+j \frac{(\omega_c - \omega)^2}{2B}}$$

Waarom juist deze overdrachtskarakteristiek gekozen is, wordt uitvoerig behandeld in het afstudeerverslag van W. Oude Vrielink, zodat hieraan minder aandacht besteed zal worden.

Hoofdstuk II

Pulscompressie.

A. Theorie.

Zoals reeds in het vorige hoofdstuk is aangegeven, gaan we uit van een filter, waarvan de overdrachtskarakteristiek gegeven wordt door:

$$H(\omega) = e^{-j \frac{(\omega_c - \omega)^2}{2\mu}} \quad (9)$$

Bij een gegeven ingangssignaal, kunnen we het uitgangssignaal van het filter vinden door toepassing van de Fourier-transformatie. De gang van de berekening is schematisch in figuur 4 weergegeven.

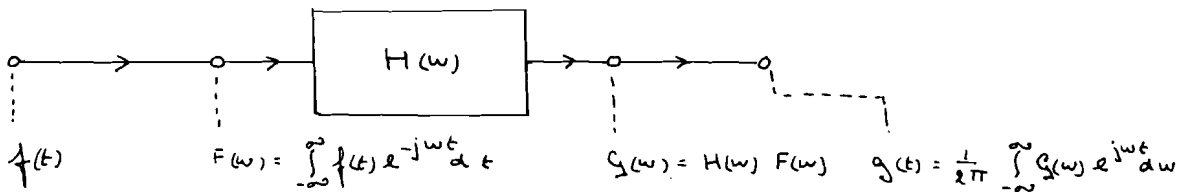


Fig. 4.

Voor het ingangssignaal $f(t)$ gaan we uit van een signaal, waarvan de frequentie lineair toeneemt als functie van de tijd.

$$\begin{cases} \omega_m = \omega_c + \mu t & -T/2 \leq t \leq T/2 \\ \omega_m = 0 & |t| > T/2 \end{cases}$$

waarin μ een constante is. (zie fig. 5)

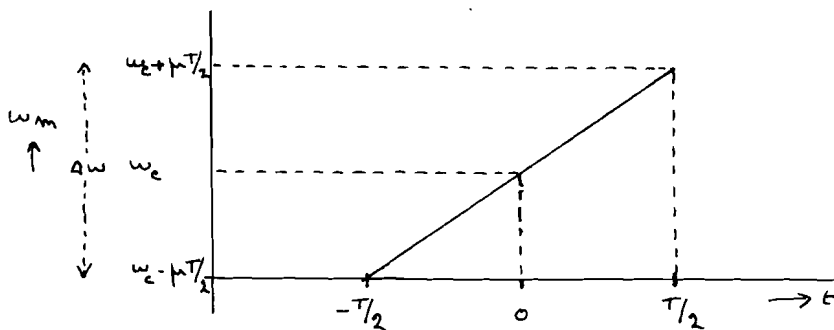


fig. 5.

Uit fig. 5. zien we, dat

$$\Delta \omega = \mu T$$

en hieruit vinden we voor μ :

$$\mu = \frac{\Delta \omega}{T} = 2\pi \frac{\Delta f}{T} \quad (10)$$

Voor de fase van het ingangssignaal vinden we:

$$\varphi = \int_0^t \omega_m \, dt = \int_0^t (\omega_c + \mu t) \, dt = \omega_c t + \frac{1}{2} \mu t^2$$

zodat we hieruit voor $f(t)$ vinden:

$$\begin{aligned} f(t) &= \cos \varphi = \cos(\omega_c t + \frac{1}{2} \mu t^2) & -T/2 \leq t \leq T/2 \\ f(t) &= 0 & |t| > T/2 \end{aligned}$$

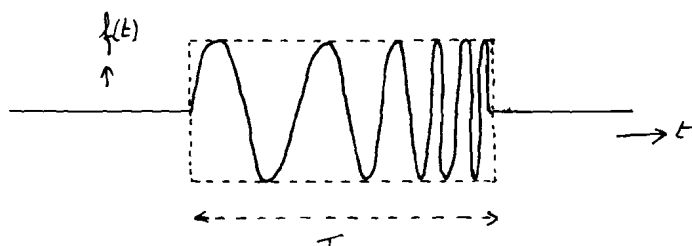


fig. 6

Met behulp van de Fourier-transformatie vinden we voor het frequentiespectrum van $f(t)$:

$$\begin{aligned} F(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-j\omega t} \, dt \\ &= \int_{-T/2}^{T/2} \cos(\omega_c t + \frac{1}{2} \mu t^2) e^{-j\omega t} \, dt \\ &= \operatorname{Re} \left[\int_{-T/2}^{T/2} e^{j[(\omega_c - \omega)t + \frac{1}{2} \mu t^2]} \, dt \right] \end{aligned}$$

Voor het frequentiespectrum van het uitgangssignaal van het filter vinden we dan:

$$\begin{aligned} G(\omega) &= F(\omega) \cdot H(\omega) \\ &= e^{j \frac{(\omega_c - \omega)^2}{2\mu}} \operatorname{Re} \int_{-T/2}^{T/2} e^{j[(\omega_c - \omega)t + \frac{1}{2} \mu t^2]} \, dt \end{aligned}$$

De tijdfunctie $g(t)$ vinden we door terugtransformatie:

$$\begin{aligned}
 g(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega) e^{j\omega t} d\omega \\
 &= \frac{1}{2\pi} \operatorname{Re} \left[\int_{-\infty}^{\infty} e^{j\frac{(\omega-\omega_c)^2}{2\mu}} \left\{ \int_{-\tau/2}^{\tau/2} e^{j[(\omega_c-\omega)\tau + \frac{1}{2}\mu\tau^2]} d\tau \right\} e^{j\omega t} d\omega \right] \\
 &= \frac{1}{2\pi} \operatorname{Re} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} e^{j\left[\frac{(\omega-\omega_c)^2}{2\mu} + (\omega_c-\omega)\tau + \frac{1}{2}\mu\tau^2 + \omega t \right]} d\omega d\tau \right] \\
 &= \frac{1}{2\pi} \operatorname{Re} \left[\int_{-\tau/2}^{\tau/2} e^{j\left[\frac{1}{2}\mu\tau^2 + \omega_c\tau + \frac{\omega_c^2}{2\mu} - \frac{1}{2\mu}(\omega_c + \mu\tau - t)^2 \right]} \times \right. \\
 &\quad \left. \times \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\frac{1}{2\mu}\left\{ (\omega+\omega_c) + \mu(\tau-t) \right\}^2} d\omega d\tau \right] \\
 &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{2\mu} \operatorname{Re} \left[\int_{-\tau/2}^{\tau/2} e^{j\left[\frac{1}{2}\mu\tau^2 + \omega_c\tau + \frac{\omega_c^2}{2\mu} - \frac{(\omega_c + \mu(\tau-t))^2}{2\mu} \right]} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} e^{ju^2} du \right\} d\tau \right]
 \end{aligned}$$

waarin :

Voor $\int_{-\infty}^{\infty} e^{ju^2} du$ geldt:

$$u = \sqrt{\frac{1}{2\mu}} \left\{ (\omega - \omega_c) + \mu(\tau - t) \right\}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{ju^2} du = \sqrt{\pi} e^{j\pi/4}$$

zodat we voor $g(t)$ vinden:

$$\begin{aligned}
 g(t) &= \sqrt{\frac{\mu}{2\pi}} \operatorname{Re} \left[e^{j(\omega_c t - \frac{1}{2}\mu t^2 + \pi/4)} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} e^{j\mu\tau t} d\tau \right] \\
 &= \sqrt{\frac{2\mu}{\pi}} \operatorname{Re} \left[e^{j(\omega_c t - \frac{1}{2}\mu t^2 + \pi/4)} \int_0^{\tau/2} \cos \mu\tau t d\tau \right] \\
 &= \sqrt{\frac{2\mu}{\pi}} \operatorname{Re} \left[e^{j(\omega_c t - \frac{1}{2}\mu t^2 + \pi/4)} \frac{\sin \mu\tau t/2}{\mu t} \right] \\
 &= \sqrt{\frac{\mu\tau^2}{2\pi}} \operatorname{Re} \left[e^{j(\omega_c t - \frac{1}{2}\mu t^2 + \pi/4)} \frac{\sin \mu\tau t/2}{\mu\tau t/2} \right] \\
 &= \sqrt{\frac{\mu\tau^2}{2\pi}} \cos(\omega_c t - \frac{1}{2}\mu t^2 + \pi/4) \frac{\sin \mu\tau t/2}{\mu\tau t/2}
 \end{aligned}$$

Nu geldt voor:

$$\sqrt{\frac{\mu\tau^2}{2\pi}} = \sqrt{\frac{2\pi\Delta f}{\tau} \frac{1}{2\pi} \tau^2} = \sqrt{\tau \Delta f}$$

Voor $g(t)$ vinden we dan:

$$g(t) = \sqrt{\tau \Delta f} \cos(\omega_c t - \frac{1}{2}\mu t^2 + \pi/4) \frac{\sin \mu\tau t/2}{\mu\tau t/2} \quad (11)$$

Voor de omhullende van $g(t)$ kunnen we schrijven:

$$g'(t) = \sqrt{\tau \cdot \Delta f} \frac{\sin \mu t \tau / 2}{\mu t \tau / 2}$$

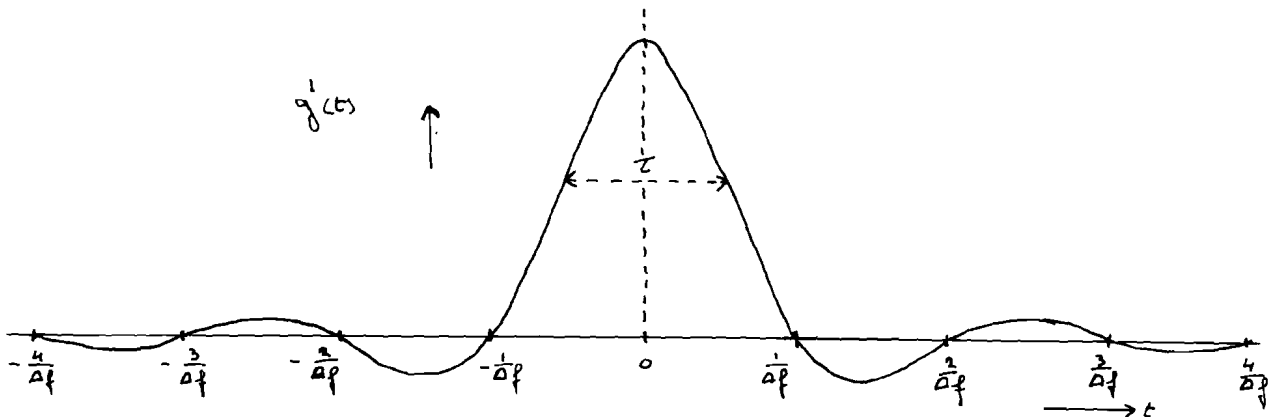


fig. 7.

De nulpunten van $g'(t)$ liggen bij:

$$\sin \mu t \tau / 2 = 0$$

dus

$$\mu t \tau / 2 = m \pi \quad (m \text{ geheel en ongelijk nul})$$

$$t = m \frac{2\pi}{\tau \mu} = m \frac{2\pi \cdot \tau}{2\pi \cdot \Delta f \cdot \tau} = m \frac{1}{\Delta f}$$

Voor de tijdsduur τ gemeten op de 4-dB punten vinden we:

$$\tau \approx \frac{1}{\Delta f}$$

Hieruit blijkt dus, dat de pulsduur van het uitgangssignaal niet meer afhankelijk is van de pulsduur van het ingangssignaal τ , maar een functie is van de frequentieverandering van het ingangssignaal $f(t)$.

Definiëren we nu de compressieverhouding D als de verhouding van de pulsduur van het ingangssignaal en de pulsduur van het uitgangssignaal, dan vinden we:

$$D = \frac{\tau}{\tau} = \frac{\tau}{1/\Delta f} = \tau \Delta f \quad (12)$$

Hieruit vinden we dan, dat de τ groter is dan τ mits

$$\tau \cdot \Delta f > 1$$

ofwel dat we van pulsc compressie kunnen spreken mits

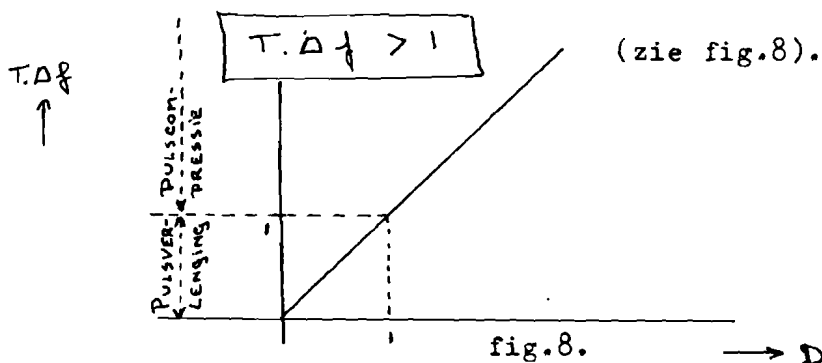


fig.8.

Het uitgangssignaal van het filter kunnen we nu schrijven:

$$g(t) = \sqrt{D} \cos(\omega_c t - \frac{1}{2} \mu t^2 + \pi/4) \frac{\sin \mu t \tau/2}{\mu t \tau/2}$$

De amplitude is evenredig met \sqrt{D} . De energie is recht-evenredig met het kwadraat van het amplitude (dus D).

De energie van het ingangssignaal:

$$E(f(t)) :: 1 \cdot T = T$$

De energie van het uitgangssignaal:

$$E(g(t)) :: D T = \frac{T}{\tau} \cdot \tau = T$$

Hieruit blijkt dus dat de energie van $f(t)$ gelijk is aan de energie van $g(t)$.

B. Toepassing op radarsystemen.

Met behulp van een lineair F.M. signaal en het filter, zoals dit in het voorgaande besproken is, kunnen we bij een radarsysteem pulscompressie toepassen. Het systeem is schematisch weergegeven in fig. 9.

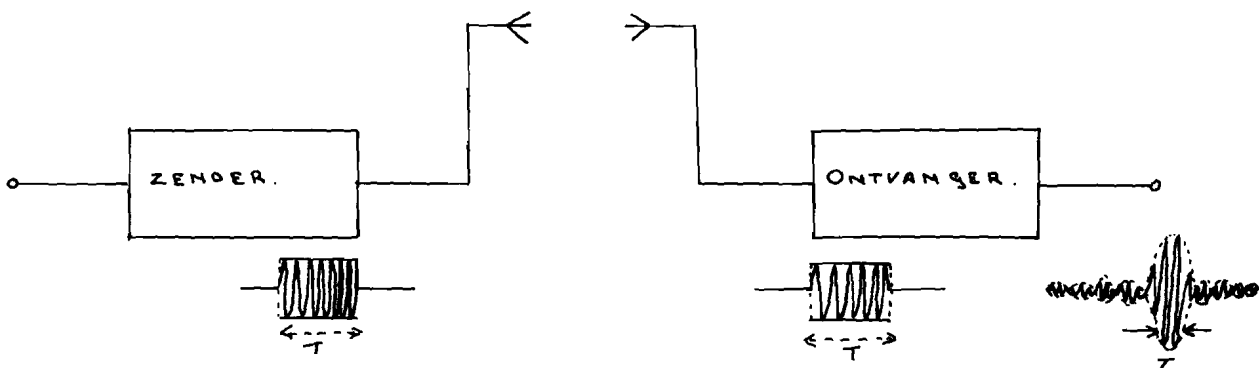


fig. 9.

In de zender wordt het signaal $f(t)$ opgewekt:

$$f(t) = \cos(\omega_c t + \frac{1}{2} \mu t^2)$$

Dit signaal wordt uitgezonden en een gedeelte van deze uitgezonden energie wordt op de ontvang-antenne terugontvangen.

In de ontvanger is het filter geplaatst met overdrachtsfunctie

$$H(\omega) = e^{j \frac{(\omega_c - \omega)^2}{2 \mu}}$$

Onder de voorwaarden, zoals deze in het voorgaande zijn aangegeven, treedt pulscompressie op.

Hoofdstuk III.

Het frequentiespectrum van het zendsignaal. ♪

A. Theoretische berekening.

Zoals reeds in het vorige hoofdstuk is aangegeven, kan het zendsignaal als volgt geschreven worden:

$$\left\{ \begin{array}{l} f(t) = \cos(\omega_c t + \frac{1}{2} \mu t^2) = \operatorname{Re} [e^{j(\omega_c t + \frac{1}{2} \mu t^2)}] \\ \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \text{voor } -T/2 \leq t \leq T/2 \\ f(t) = 0 \\ \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \text{voor } |t| > T/2 \end{array} \right. \quad (1)$$

Met behulp van de Fourier-transformatie, kan het frequentiespectrum als volgt gevonden worden:

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt \quad (2)$$

Vullen we nu hierin vergelijking (1) voor $f(t)$ in, dan vinden we:

$$\begin{aligned} F(\omega) &= \int_{-T/2}^{T/2} e^{j(\omega_c t + \frac{1}{2} \mu t^2)} e^{-j\omega t} dt \\ &= \int_{-T/2}^{T/2} e^{j[(\omega_c - \omega)t + \frac{1}{2} \mu t^2]} dt \\ &= \int_{-T/2}^{T/2} e^{j\frac{\mu}{2} \left[t^2 + 2\frac{(\omega_c - \omega)}{\mu} t + \left(\frac{\omega_c - \omega}{\mu}\right)^2 - \left(\frac{\omega_c - \omega}{\mu}\right)^2 \right]} dt \\ &= \int_{-T/2}^{T/2} e^{-j\frac{(\omega_c - \omega)^2}{2\mu}} e^{j\frac{\mu}{2} \left(t + \frac{\omega_c - \omega}{\mu} \right)^2} dt \\ &= e^{-j\frac{(\omega_c - \omega)^2}{2\mu}} \int_{-T/2}^{T/2} e^{j\frac{\mu}{2} \left[\sqrt{\frac{\pi}{\mu}} \left(t + \frac{\omega_c - \omega}{\mu} \right) \right]^2} dt \\ &= \sqrt{\frac{\pi}{\mu}} e^{-j\frac{(\omega_c - \omega)^2}{2\mu}} \int_{u_1}^{u_2} e^{j\frac{\pi}{2} u^2} du \end{aligned} \quad (3)$$

♪ Zie ook: Literatuurlijst no. 3,6,12 en 13.

waarin:

$$u = \sqrt{\frac{\mu}{\pi}} \left(t + \frac{\omega_c - \omega}{\mu} \right)$$

$$u_1 = \sqrt{\frac{\mu}{\pi}} \left(-\tau/2 + \frac{\omega_c - \omega}{\mu} \right) = -\sqrt{\frac{1}{\mu} \tau \Delta f} + \sqrt{\frac{1}{\mu \pi}} (\omega_c - \omega)$$

$$u_2 = \sqrt{\frac{\mu}{\pi}} \left(\tau/2 + \frac{\omega_c - \omega}{\mu} \right) = \sqrt{\frac{1}{\mu} \tau \Delta f} + \sqrt{\frac{1}{\mu \pi}} (\omega_c - \omega)$$

Voor de grootheden u_1 en u_2 kan men ook schrijven:

$$u_1 = \sqrt{\frac{1}{2} \tau \Delta f} \left[-1 + 2 \frac{\omega_c - \omega}{\Delta \omega} \right]$$

$$u_2 = \sqrt{\frac{1}{2} \tau \Delta f} \left[1 + 2 \frac{\omega_c - \omega}{\Delta \omega} \right]$$

Hieruit blijkt, dat de grenzen van de integraal u_1 en u_2 functies zijn van het product $T f$ ófwel, zoals we in het vorige hoofdstuk gezien hebben, van de compressiefactor D .

De integraal van vergelijking (3) kunnen we ook schrijven als:

$$\begin{aligned} F(\omega) &= \sqrt{\frac{\pi}{\mu}} e^{-j \frac{(\omega_c - \omega)^2}{2\mu}} \left[\int_0^{u_2} \cos \pi/2 u^2 du + j \int_0^{u_2} \sin \pi/2 u^2 du + \right. \\ &\quad \left. - \int_0^{u_1} \cos \pi/2 u^2 du - j \int_0^{u_1} \sin \pi/2 u^2 du \right] \\ &= \sqrt{\frac{\pi}{\mu}} e^{-j \frac{(\omega_c - \omega)^2}{2\mu}} \left[\{C(u_2) - C(u_1)\} + j \{S(u_2) - S(u_1)\} \right] \quad (4) \end{aligned}$$

Waarin de integralen van de vorm:

$$\begin{aligned} &\int_0^{x_1} \cos \pi/2 x^2 dx = C(x_1) \\ \text{EN} &\int_0^{x_1} \sin \pi/2 x^2 dx = S(x_1) \end{aligned}$$

de integralen van Fresnel zijn. Deze zijn niet in gesloten vorm oplosbaar. Echter, door gebruik te maken van de "Tabellen van Van Wijngaarden en Scheen" *) kunnen deze integralen numeriek opgelost worden.

*) N.V. Noord-Hollandsche Uitgevers Maatschappij Amsterdam 1949.

Vergelijking (4) kunnen we nog in de volgende vorm schrijven:

$$F(\omega) = |F(\omega)| e^{j(\varphi_1 + \varphi_2)} \quad (5)$$

waarin:

$$|F(\omega)| = \sqrt{\{c(\omega_2) - c(\omega_1)\}^2 + \{s(\omega_2) - s(\omega_1)\}^2}$$

$$\varphi_1 = -\frac{(\omega_c - \omega)^2}{2\pi}$$

$$\varphi_2 = \arctan \left\{ \frac{s(\omega_2) - s(\omega_1)}{c(\omega_2) - c(\omega_1)} \right\}$$

De fasehoek φ_2 heeft in de spectrum-bandbreedte Δf een ongeveer constante waarde, mits het product $T \cdot \Delta f$ niet te klein is. Het verloop van φ_2 als functie van ω is weergegeven in fig. 1.

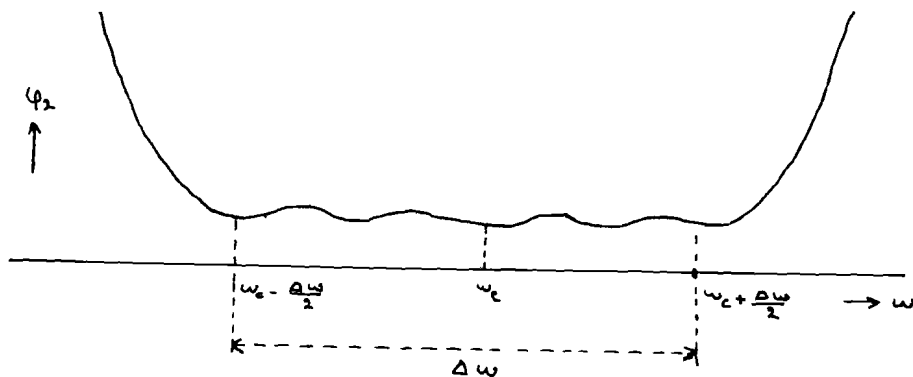


fig. 1.

De rimpel, welke op de constante waarde van φ_2 gesuperponeerd is, heeft een cos-vormig verloop en kunnen we als volgt voorstellen:

$$\varphi_2 = e_1 \cos(c_2 \omega)$$

waarin c_1 en c_2 constanten zijn als functie van ω , maar afhankelijk zijn van het product $T \cdot \Delta f$.

Voor de fasesnelheid van het frequentiespectrum $F(\omega)$ vinden we:

$$\begin{aligned} v_{ph} &= \frac{d(\varphi_1 + \varphi_2)}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \left[-\frac{(\omega_c - \omega)^2}{2\pi} + c_1 e_1 \cos c_2 \omega + c_3 \right] \\ &= \frac{(\omega_c - \omega)}{\pi} - c_1 e_2 \sin c_2 \omega \end{aligned}$$

Het verloop van v_{ph} als functie van ω is weergegeven in fig.2

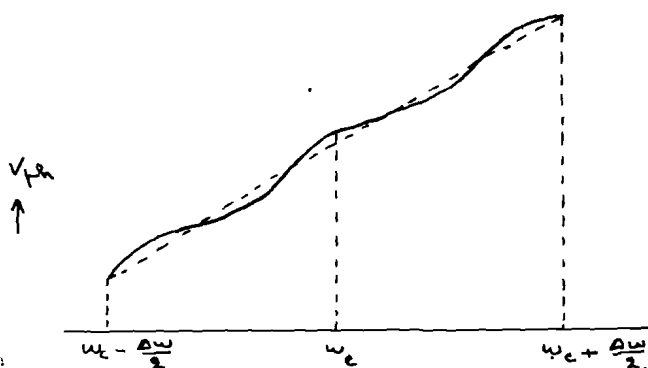


fig.2.

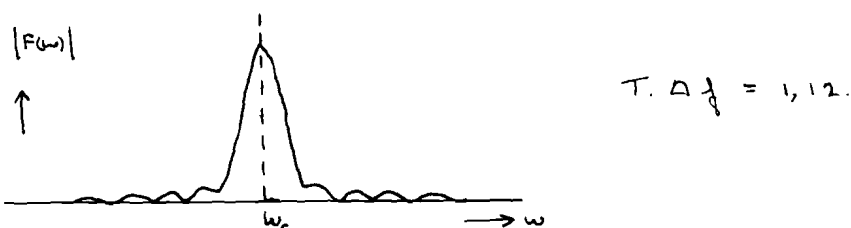
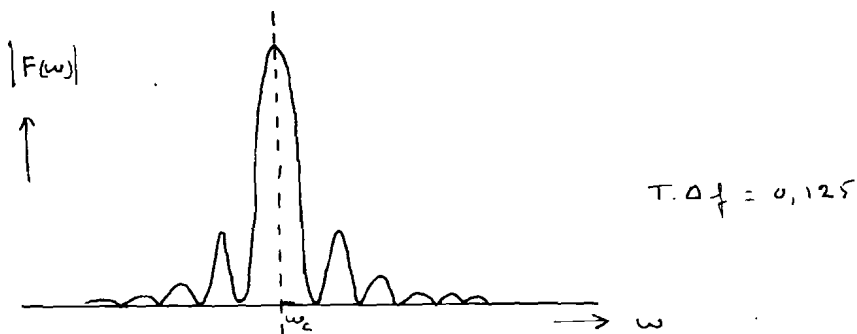
De faserimpel is symmetrisch om het punt ω_c , immers

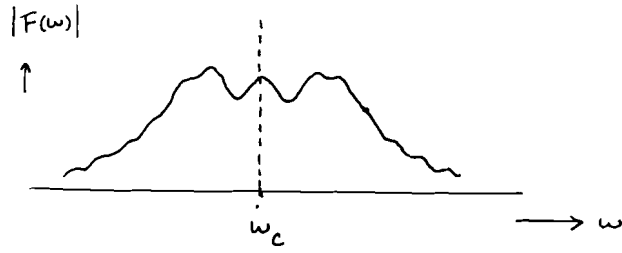
$$\begin{aligned} Z(u_2) &= C(u_2) + j S(u_2) \\ &= C(-u_2) + j S(-u_2) \\ &= Z(-u_2) \end{aligned}$$

Voor $|F(\omega)|$ vonden we in vergelijking (5)

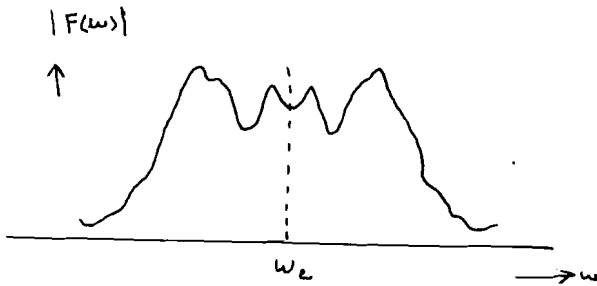
$$|F(\omega)| = \sqrt{\{C(u_2) - C(u_1)\}^2 + \{S(u_2) - S(u_1)\}^2}$$

In fig. 3. is de $|F(\omega)|$ voor verschillende waarden van $T \cdot \Delta f$, uitgaande van de numerieke berekening, weergegeven:

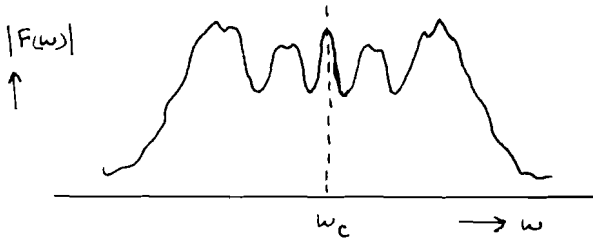




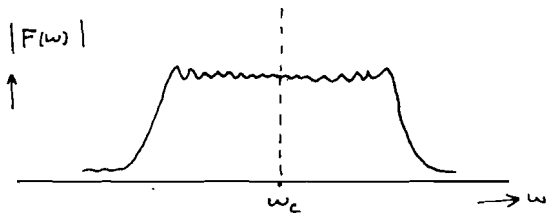
$$T. \Delta f = 10,1$$



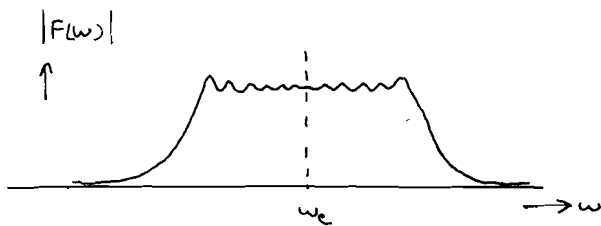
$$T. \Delta f = 13,5$$



$$T. \Delta f = 19,2$$



$$T. \Delta f = 60,5$$



$$T. \Delta f = 120$$

fig. 3.

Voor kleine waarden van $T \cdot \Delta f$ nadert $|F(\omega)|$ tot een $\frac{\sin x}{x}$ -vorm. Voor grotere waarden van $T \cdot \Delta f$ ($T \cdot \Delta f > 50$) is de vorm van $|F(\omega)|$ een rechthoek, waarop een rimpel gesuperponeerd is. De amplitude van de rimpel neemt, bij toenemende $T \cdot \Delta f$, af.

De energie van het spectrum in de band Δf is eveneens een functie van $T \cdot \Delta f$. Voor $T \cdot \Delta f < 10$ bevat de band Δf ongeveer 95% van de totaal uitgezonden energie. Voor $T \cdot \Delta f > 100$ is dit ongeveer 99%.

B. Gemeten frequentiespectra.

Met behulp van een spectrum-analyzer zijn voor enkele waarden van het product $T \cdot \Delta f$ de absolute waarde van de frequentie-spectra opgenomen, welke weergegeven zijn in fig. 4 en 5.

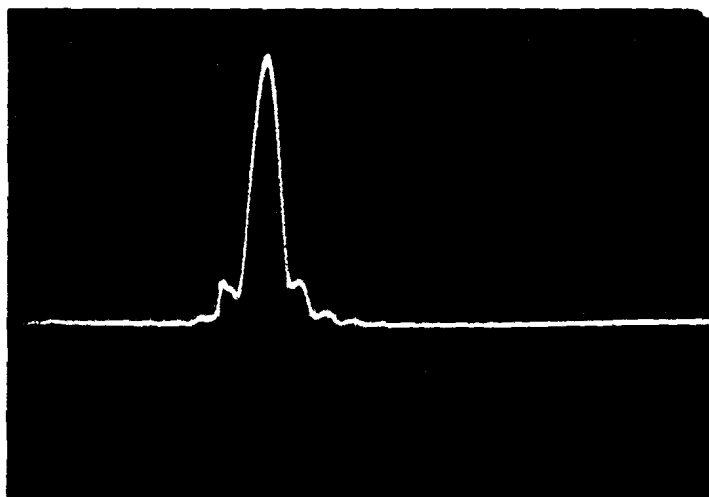


fig. 4 $\begin{matrix} 500 \\ 495 \end{matrix} \quad \begin{matrix} 500 \\ 505 \end{matrix}$

$\rightarrow f$ in kc/s

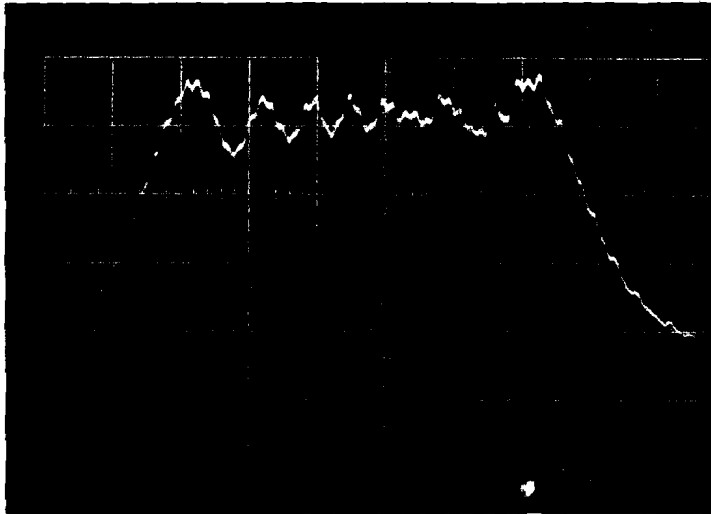
$$\Delta f = 10 \text{ kc/s}$$

$$T = 80 \text{ } \mu\text{sec}$$

Hieruit volgt voor het product $T \cdot \Delta f$:

$$T \cdot \Delta f = 80 \times 10^{-6} \times 10 \times 10^3 = 0,8$$

In fig. 5. is de amplitude weergegeven voor de waarde van het product $T \cdot \Delta f = 25$, welke waarde ook gebruikt is voor de realisering van het pulscompressie-radarsysteem.



450 500 550 $\rightarrow f$ in kc/s.

fig.5

$$\Delta f = 100 \text{ kc/s}$$
$$T = 250 \text{ } \mu\text{sec.}$$

Hieruit volgt voor $T \cdot \Delta f$:

$$T \cdot \Delta f = 100 \times 10^3 \times 250 \times 10^{-6} = 25.$$

C. Frequentiespectrum en Matched Filtering.

Uit de "Matched Filter"-theorie is bekend, dat de maximale signaal-ruis verhouding bereikt wordt, wanneer de overdrachtskarakteristiek de complex geconjugeerde is van het ingangssignaal

$$H(\omega) = a F^*(\omega) e^{-j\omega t_1}$$

Voor de amplitude- en fasesnelheidskarakteristiek van het chirp-filter houdt dit in, dat ze voor $D = 25$ het volgende verloop moeten hebben (zie fig.6)

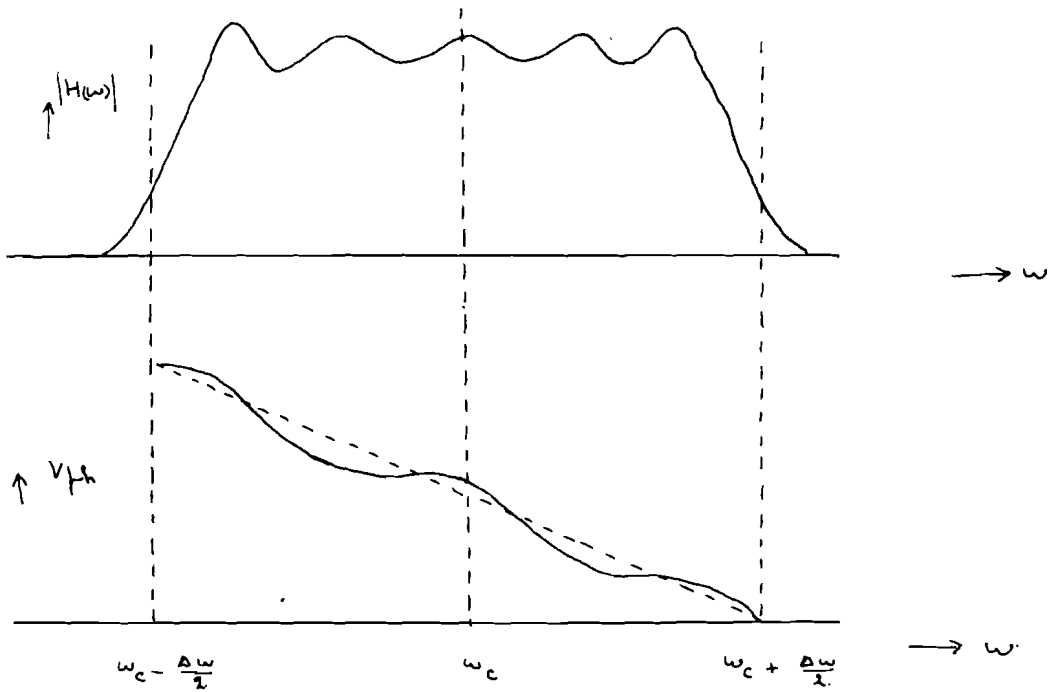


fig. 6

Een filter met de in fig.6. aangegeven eigenschappen is echter moeilijk te realiseren. Daarom zijn deze als volgt benaderd (zie fig.7.)

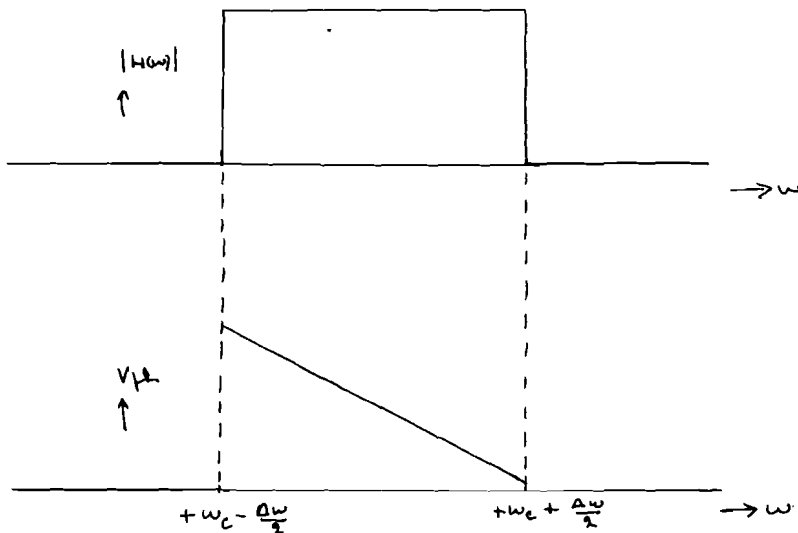


fig.7.

waaruit voor de overdrachtskarakteristiek $H(\omega)$ van het filter in de ontvanger :

$$H(\omega) = e^{j \frac{(\omega_c - \omega)^2}{2\mu}}$$

De verliezen, welke ten gevolge van deze "misaanpassing" ontstaan, worden behandeld in het afstudeerverslag van W.Oude Vrielink, zodat hierop niet nader zal worden ingegaan.

Hoofdstuk IV.

Onderdrukking van de zijlussen.

In hoofdstuk II hebben we reeds gezien, dat de omhullende van het uitgangssignaal van het filter in de ontvanger een sin x vorm heeft: (zie fig.1)

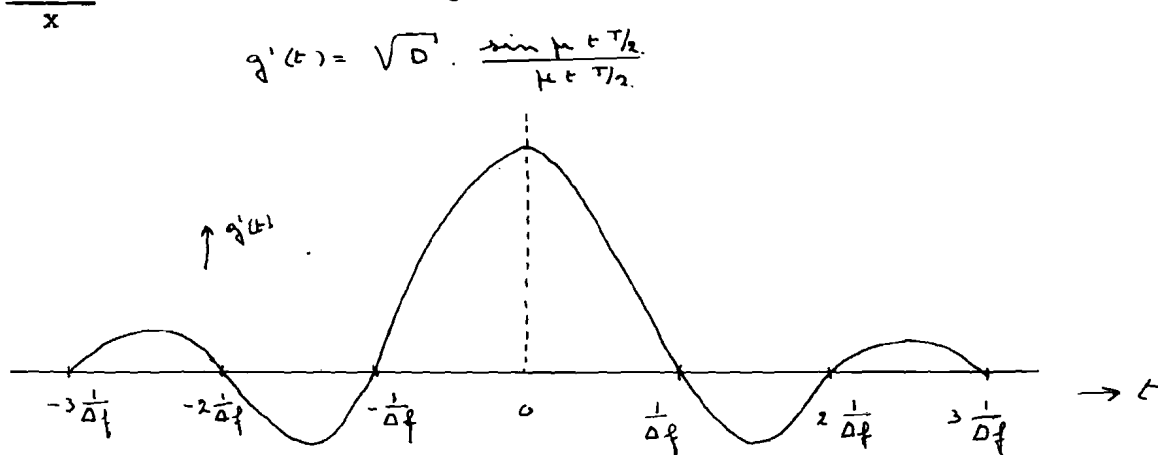


fig.1

Worden nu een aantal reflecties vlak na elkaar ontvangen, dan is het mogelijk, dat een aantal zijlussen bij elkaar opgeteld worden en het resulterende signaal van deze zijlussen in dezelfde orde grootte komt als de amplitude van de hoofd lus. De detector zal dit dan ten onrechte als reflectie detecteren. Vandaar dat het belangrijk is om naar methoden te zoeken, die het mogelijk maken om deze zijlussen geheel of gedeeltelijk te onderdrukken.

De zender zal men steeds een maximaal vermogen uit willen laten zenden. De laatste zendbuis werkt dan ook bijna steeds in de verzadiging. Vandaar dat men bij die methoden, waarbij men het amplitude niet constant houdt, deze het liefst toepast in de ontvanger. (Gauss-puls en weighting filters.) Daarnaast is het echter ook mogelijk om in de lineaire frequentieverandering een distorsie aan te brengen, waardoor het filter in de ontvanger "mis" wordt aangepast en er aldus een onderdrukking van de zijlussen ontstaat. In het navolgende zal op elk van deze methoden nader worden ingegaan.

A. Gauss-puls.

In het voorgaande zijn we er steeds van uitgegaan, dat de omhullende van het zendsignaal een rechthoekige vorm had. Het uitgangssignaal werd dan een $\frac{\sin x}{x}$ -vorm. We kunnen ons nu afvragen, hoe het uitgangssignaal wordt, wanneer we als omhullende van het zendsignaal een Gauss-puls kiezen.

Het zendsignaal krijgt dan de volgende gedaante:

$$f(t) = e^{j[\omega_c t + \frac{1}{2} \mu t^2]} e^{-\alpha t^2}$$

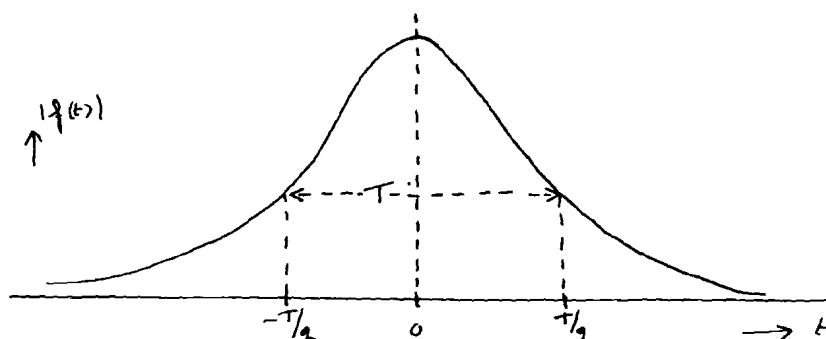


fig. 1

De constante α wordt nu zodanig gekozen, dat de amplitude van $f(t)$ de waarde $\frac{1}{2}$ bereikt op de tijdstippen $t = \pm T/2$. Hieruit volgt voor α :

$$e^{-\alpha(T/2)^2} = e^{-1}$$

ofwel:

$$\alpha = \frac{4}{T^2}$$

zodat we voor het zendsignaal vinden:

$$f(t) = e^{j[\omega_c t + \frac{1}{2} \mu t^2]} e^{-\frac{4}{T^2} t^2}$$

De frequentie verandert, evenals in het vorige geval gedurende de tijd T van 450 naar 550 kc/ μ s en wel lineair als functie van de tijd. Voor het frequentiespectrum $F(\omega)$ vinden we:

$$\begin{aligned} F(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{j[\omega_c t + \frac{1}{2} \mu t^2]} e^{-\frac{4}{T^2} t^2} e^{-j\omega t} dt \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{[j(\omega_c - \omega)t + (j\mu/2 - 4/T^2)t^2]} dt \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{[jAt + Bt^2]} dt \end{aligned}$$

met $A = (\omega_c - \omega)$

$B = (j\pi/2 - \frac{4}{T^2})$.

$$\begin{aligned}
 F(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{-B\tau^2 + \frac{1}{4} \frac{A^2}{B}} d\tau \\
 &= e^{\frac{A^2}{4B}} \frac{1}{\sqrt{-2B}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2} (-2B)\tau^2} d\sqrt{-2B} \tau \\
 &= e^{\frac{A^2}{4B}} \sqrt{\frac{\pi}{-B}} \\
 &= e^{-\frac{1}{4} \frac{(\omega_c - \omega)^2}{4\pi^2 - j\pi/2}} \sqrt{\frac{\pi}{4\pi^2 - j\pi/2}}
 \end{aligned}$$

Voor de overdrachtskarakteristiek van het filter nemen we:

$$H(\omega) = e^{-j \frac{(\omega_c - \omega)^2}{2\mu}}$$

waardoor het frequentie-spectrum van het uitgangssignaal wordt:

$$\begin{aligned}
 G(\omega) &= H(\omega) \cdot F(\omega) \\
 &= e^{-\frac{1}{4} \frac{(\omega_c - \omega)^2}{4\pi^2 - j\pi/2}} \sqrt{\frac{\pi}{4\pi^2 - j\pi/2}} e^{j \frac{(\omega_c - \omega)^2}{2\mu}} \\
 &= \sqrt{\frac{\pi}{4\pi^2 - j\pi/2}} e^{-(\omega_c - \omega)^2 \left[\frac{1}{4(4\pi^2 - j\pi/2)} - \frac{j}{2\mu} \right]} \\
 &= e e^{-(\omega_c - \omega)^2 D}
 \end{aligned}$$

met $C = \sqrt{\frac{\pi}{4\pi^2 - j\pi/2}}$

$$D = \left[\frac{1}{4(4\pi^2 - j\pi/2)} - \frac{j}{2\mu} \right]$$

Voor de tijdfunctie $g(t)$ vinden we:

$$\begin{aligned}
 g(t) &= \frac{C}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-D(\omega_c - \omega)^2} e^{j\omega t} d\omega \\
 &= \frac{C}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-D\omega_c^2 + 2D\omega_c\omega - D\omega^2 + j\omega t} d\omega \\
 &= \frac{C}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-D \left[\omega^2 + 2\omega \left(\frac{D\omega_c + j\frac{t}{2}}{D} \right) + \left(\frac{D\omega_c + j\frac{t}{2}}{D} \right)^2 - \left(\frac{D\omega_c + j\frac{t}{2}}{D} \right)^2 \right]} d\omega \\
 &= \frac{C}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{2D}} e^{j\omega_c t - \frac{t^2}{4D}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2} [\sqrt{2D} (\omega + \omega_c + j\frac{t}{2D})]^2} d\sqrt{2D} (\omega + \omega_c + j\frac{t}{2D})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 g(t) &= \frac{C}{2\pi} \sqrt{\frac{\pi}{D}} e^{j\omega_c t - \frac{1}{4D} t^2} \\
 &= \sqrt{j\mu \frac{T^2}{4}} e^{j\omega_c t - j\mu/2 t^2} e^{-\left(\frac{\mu T}{4}\right)^2 t^2} \\
 &= \sqrt{j\mu \frac{T^2}{4}} e^{j[\omega_c t - \mu/2 t^2]} e^{-\left(\frac{\mu T}{4}\right)^2 t^2} \\
 &= \sqrt{\mu \frac{T^2}{4}} e^{j[\omega_c t - \mu/2 t^2 + \pi/4]} e^{-\left(\frac{\mu T}{4}\right)^2 t^2}
 \end{aligned}$$

De pulsduur van het zendsignaal is:

$$\tau_1 = T$$

De pulsduur van het uitgangssignaal is:

$$\tau_2 = \frac{8}{\mu T}$$

Voor de compressie-factor D vinden we:

$$D = \frac{\tau_1}{\tau_2} = \frac{\mu T^2}{8}$$

De amplitude-vergroting bedraagt:

$$\sqrt{\frac{\mu T^2}{8}} = \sqrt{D}$$

De omhullende van het uitgangssignaal is weer een Gauss-puls. Het voordeel van de Gauss-puls is, dat in het uitgangssignaal geen zijlussen aanwezig zijn.

B. Zijlus-onderdrukking met behulp van Weighting functies.

Hierbij gaan we uit van een filter met overdrachtskarakteristiek $H(\omega)$. (zie fig.2)

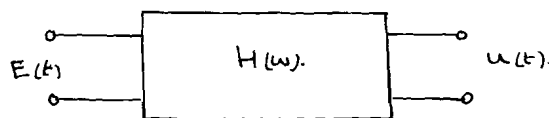


fig.2

waarin $H(\omega)$ als volgt gedefiniëerd wordt:

$$H(\omega) = A(\omega) e^{jB(\omega)}$$

en

$$A(\omega) = a_0 + \sum_{m=1}^{\infty} a_m \cos m\omega$$

$$B(\omega) = b_0 \omega + \sum_{m=1}^{\infty} b_m \sin m\omega$$

We beschouwen nu voor $A(\omega)$ en $B(\omega)$ de volgende waarden:

$$A(\omega) = a_0 + a_1 \cos(c\omega) \quad a_n = 0 \text{ voor } n > 1$$

$$B(\omega) = b_0 + b_1 \sin(c\omega) \quad b_n = 0 \text{ voor } n > 1$$

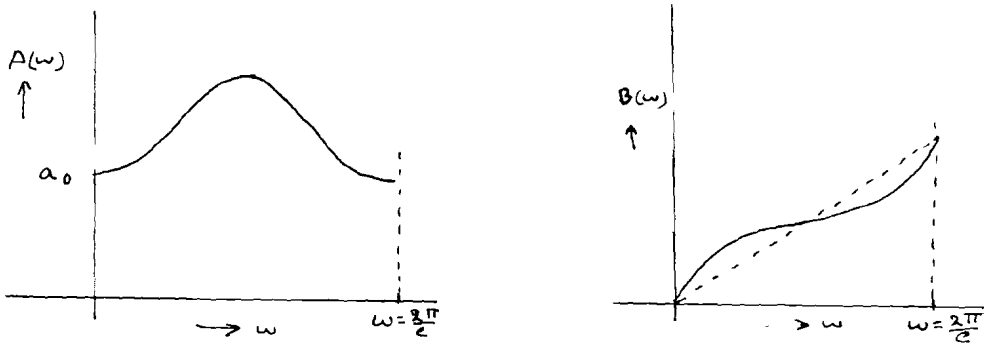


fig.3

Met een ingangssignaal $E(t)$ op het bovengenoemde filter, vinden we voor $U(t)$: *

$$\begin{aligned}
 U(t) = & a_0 J_0(b_1) E(t + b_0) \\
 & + J_1(b_1) \left(a_0 + \frac{a_1}{b_1}\right) E(t + b_0 + c) - \left(a_0 - \frac{a_1}{b_1}\right) E(t + b_0 - c) \\
 & + J_2(b_1) \left(a_0 + 2\frac{a_1}{b_1}\right) E(t + b_0 + 2c) + \left(a_0 - 2\frac{a_1}{b_1}\right) E(t + b_0 - 2c) \\
 & + J_3(b_1) \left(a_0 + 3\frac{a_1}{b_1}\right) E(t + b_0 + 3c) - \left(a_0 - 3\frac{a_1}{b_1}\right) E(t + b_0 - 3c)
 \end{aligned}$$

waarin $J_0(b_1)$, $J_1(b_1)$, $J_2(b_1)$ en $J_3(b_1)$ Besselfuncties zijn van de eerste orde en waarin

$$J_m(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n! (m+n)!} \left(\frac{x}{2}\right)^{2m+2n}$$

Het verloop van deze Besselfuncties als functie van b_1 wordt weergegeven in fig.4.

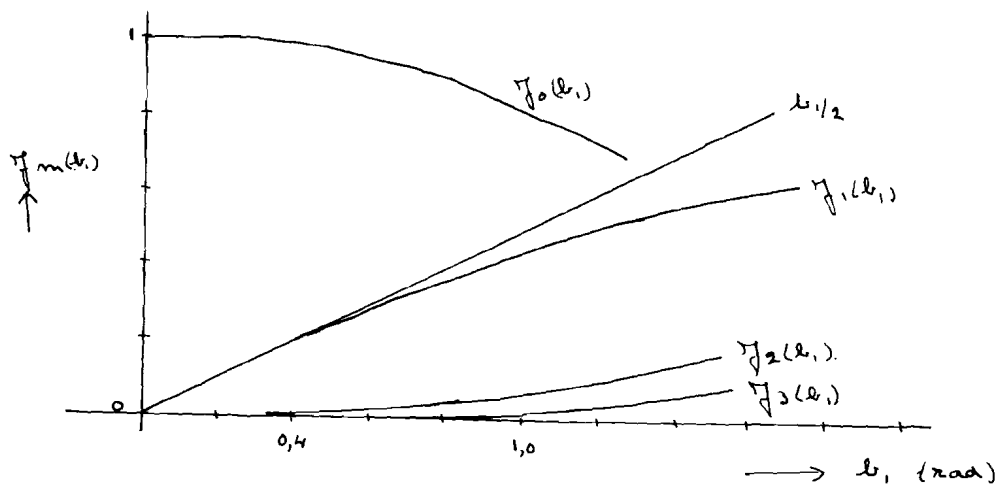


fig.4

Hieruit zien we, dat we voor $b_1 < 0,4$ rad. mogen schrijven

$$\begin{aligned}
 J_0(b_1) &= 1 \\
 J_1(b_1) &= \frac{1}{2} b_1 \\
 J_n(b_1) &= 0 \text{ voor } n > 1.
 \end{aligned}$$

Hierdoor vinden we voor het uitgangssignaal:

$$U(t) = a_0 \left[E(t + b_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{a_1}{a_0} + b_1\right) E(t + b_0 + c) + \frac{1}{2} \left(\frac{a_1}{a_0} - b_1\right) E(t + b_0 - c) \right]$$

* Zie ook literatuurlijst no.1

Het uitgangssignaal van het filter bestaat uit 3 signalen:

Een hoofdsignaal $E(t + b_0)$ voorafgegaan door een echo $E(t + b_0 + c)$ en gevolgd door een echo $E(t + b_0 - c)$

De signaalhoogten van de twee echo's zijn echter niet even groot. Om dit echter zo goed mogelijk te benaderen, kunnen we de constanten a_0 , a_1 en b_1 nog gunstig kiezen.

Nemen we voor het ingangssignaal van het bovengenoemde filter de omhullende van het uitgangssignaal van het filter in de ontvanger beschreven in hoofdstuk 2, dus

$$E(t) = A \frac{\sin \mu t^{T/2}}{\mu t^{T/2}}$$

dan vinden we voor het uitgangssignaal:

$$U(t) = a_0 \left[\frac{\sin \mu^{T/2}(t+b_0)}{\mu^{T/2}(t+b_0)} + \frac{1}{2} \left(\frac{a_1}{a_0} + \epsilon_1 \right) \frac{\sin \mu^{T/2}(t+b_0+c)}{\mu^{T/2}(t+b_0+c)} + \frac{1}{2} \left(\frac{a_1}{a_0} - \epsilon_1 \right) \frac{\sin \mu^{T/2}(t+b_0-c)}{\mu^{T/2}(t+b_0-c)} \right]$$

Kiezen we de constante c nu zodanig, dat de maxima van de echo's liggen op de eerste nulpunten van het hoofdsignaal, dan vinden we voor $U(t)$ als functie van de tijd het volgende verloop (zie fig.5).

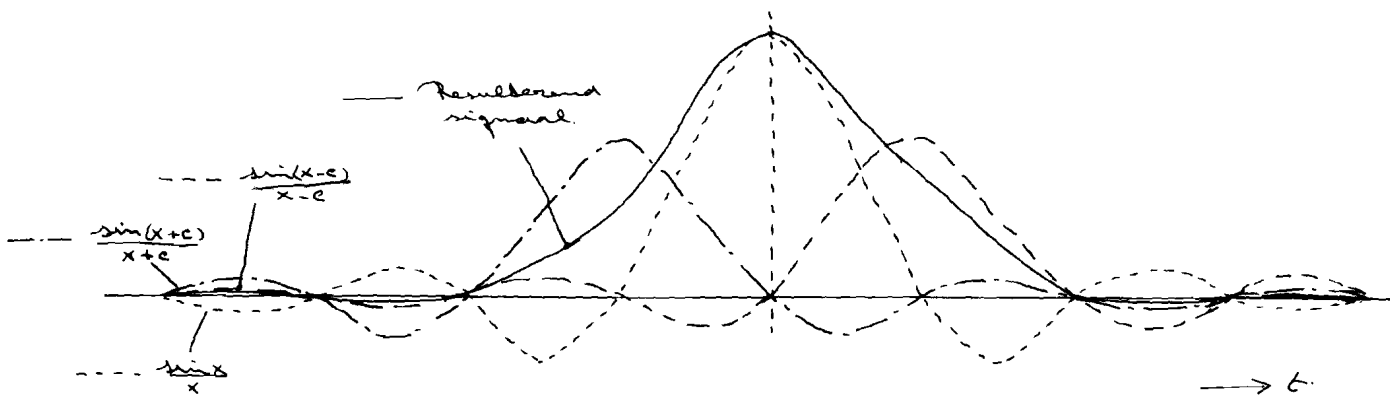


fig.5

Uit fig. 5 kunnen we aflezen, dat

- a. de zijlussen sterk zijn onderdrukt (± 40 db)
- b. de pulsbreedte groter is geworden.

Het laatste is echter geen bezwaar. We kunnen immers de compressie zodanig aanpassen, dat aan het eindte gewenste pulsbreedte wordt verkregen.

C. Distorsie in het lineaire F.M.signaal.

In het voorgaande zijn we er steeds van uit gegaan, dat de frequentie lineair als functie van de tijd toenam. Om de invloed na te gaan van een distorsie in deze lineaire-frequentie-verandering, gaan we nu uit van het volgende zendsignaal:

$$f(t) = e^{j[\omega_c t + \frac{1}{2} \mu t^2 + \mu(t)]}$$

waarin $\mu(t)$ een functie is, welke op de lineaire frequentieverandering gesuperponeerd is.

In het volgende zullen een tweetal functies bekeken worden:

1. cosinusvormig signaal
2. zaagtandvormig signaal.

1. Cosinusvormig signaal.

Voor de functie $\mu(t)$ kiezen we:

$$\mu(t) = a \cos y t$$

zodat we hieruit voor het zendsignaal vinden:

$$f(t) = e^{j[\omega_c t + \frac{1}{2} \mu t^2 + a \cos y t]}$$

Nu kunnen we voor $e^{j a \cos y t}$ schrijven:

$$e^{j a \cos y t} = J_0(a) + \sum_{n=1}^{\infty} j^n J_n(a) [e^{j n y t} + (-1)^{n+1} e^{-j n y t}]$$

waardoor we voor het zendsignaal vinden:

$$f(t) = e^{j[\omega_c t + \frac{1}{2} \mu t^2]} [J_0(a) + \sum_{n=1}^{\infty} j^n J_n(a) \{e^{j n y t} + (-1)^{n+1} e^{-j n y t}\}]$$

Kiezen we nu het amplitude van $\mu(t)$ niet te groot ($a \leq 0,4$ rad), dan geldt:

$$J_0(a) = 1, J_1(a) = \frac{1}{2}a \text{ en } J_n(a) = 0 \text{ voor } n > 1$$

zodat we hiermee voor $f(t)$ vinden:

$$\begin{aligned} f(t) &= e^{j[\omega_c t + \frac{1}{2} \mu t^2]} [1 + \frac{1}{2} j a e^{j y t} + \frac{1}{2} j a e^{-j y t}] \\ &= e^{j[\omega_c t + \frac{1}{2} \mu t^2]} + \frac{1}{2} a e^{j[(\omega_c + y)t + \frac{1}{2} \mu t^2 + \frac{\pi}{2}]} + \frac{1}{2} a e^{j[(\omega_c - y)t + \frac{1}{2} \mu t^2 + \frac{\pi}{2}]} \\ &= f_1'(t) + f_2'(t) + f_3'(t) \end{aligned}$$

Door deze distorsie hebben we een signaal verkregen, dat opgebouwd is uit 3, in tijd verschoven, signalen.

Zoals uit bijlage V blijkt, kunnen we met behulp van de waarde y , de nulpunten van het uitgangssignaal van het Chirp-filter over de tijd as verschuiven.

Leggen we maxima van $f_2'(t)$ en $f_3'(t)$ zodanig dat deze op de eerste nuldoorgangen van het hoofdsignaal $f_1'(t)$ komen te liggen, dan verkrijgen we weer het resulterende signaal zoals dit in fig. 5 van pagina IV-6 is aangegeven. Hieruit kunnen we tevens de waarde van y bepalen, door de volgende berekening:

Voor de omhullende van het uitgangssignaal van het Chirp-filter ten gevolge van het signaal $f_1'(t)$, vonden we:

$$g'(t) = \sqrt{T \Delta f} \frac{\sin \mu t \frac{T}{2}}{\mu t \frac{T}{2}}$$

Voor de nulpunten vinden we:

$$\mu t \frac{T}{2} = m\pi \quad (m \text{ geheel en ongelijk nul})$$

dus
$$t = m \frac{2\pi}{\mu T}.$$

Het maximum van $f_2'(t)$ en $f_3'(t)$ moet dus komen te liggen op de tijdstippen

$$t_1 = \pm \frac{2\pi}{\mu T}$$

Het maximum van $f_2'(t)$ en $f_3'(t)$ vinden we volgens bijlage V voor:

$$t_1 = m \frac{2\pi}{\mu T} - \frac{y}{\mu}$$

waarbij $n = 0$.

Hieruit vinden we voor y :

$$y = - \frac{2\pi}{T}$$

en voor de functie $f(t)$.

$$f(t) = a \cos \frac{2\pi}{T} t.$$

Hieruit volgt, dat gedurende de pulstijd T een volledig cyclus van de cosinus doorlopen moet worden. (zie fig.6).

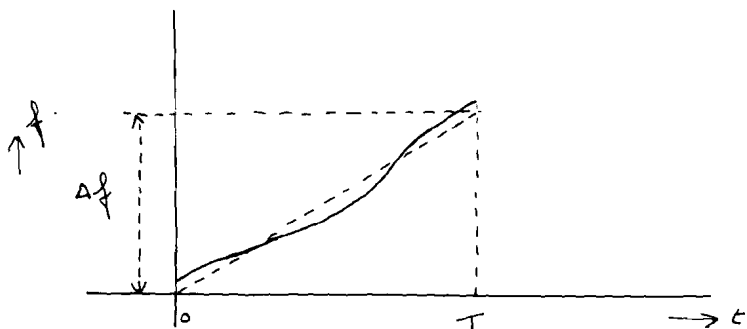


fig.6.

2. Zaagtandvormige signalen.*

Voor de functie $f(t)$ kiezen we nu:

$$\begin{aligned} f(t) &= a - b t & \text{voor } 2m \leq t \leq (2m+1)c \\ f(t) &= b t - a & \text{voor } (2m+1)c \leq t \leq (2m+2)c \end{aligned}$$

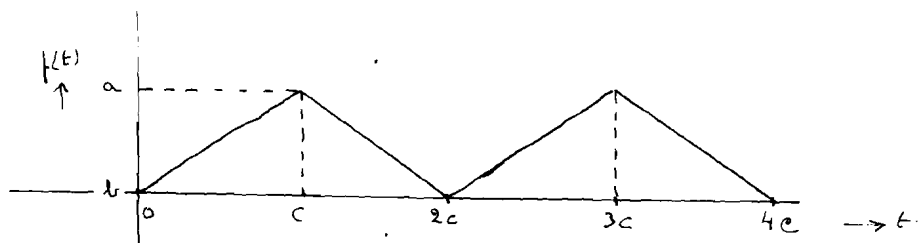


fig. 7

Dit signaal is, zoals uit fig.7 blijkt, periodiek met periode $2c$ en kan in de volgende reeks ontbonden worden: **

$$f(t) = (a - \frac{1}{2} bc) + \sum_{m=0}^{\infty} 4 \frac{bc}{\pi^2} \frac{\cos \pi/c (2m+1)t}{(2m+1)^2}$$

Voeren we nu in plaats van de drie constanten a , b en c , welke in een bepaalde relatie tot elkaar staan, twee nieuwe constanten in en wel zodanig dat voor $f(t)$ geldt:

$$\begin{aligned} f(t) &= 0 & \text{voor } t=0 \\ f(t) &= h & \text{voor } t=c \end{aligned}$$

dan vinden we voor:

$$\begin{aligned} a &= 0 \\ b &= h/c \\ c &= c \end{aligned}$$

* zie ook literatuurlijst no.11

** zie dictaat Wiskunde IIIa van Prof. Peremans.

en voor de reeks met deze nieuwe constanten:

$$f(t) = h/2 + \frac{4h}{\pi^2} \cdot \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\cos \pi/c (2m+1)t}{(2m+1)^2}$$

$$f(t) = h/2 + \frac{4h}{\pi^2} \cos \pi/c t + \frac{4}{9} \frac{h}{\pi^2} \cos 3 \pi/c t \text{ -----}$$

Voor het zendsignaal vinden we:

$$f(t) = e^{j[\omega_c t + \frac{1}{2} \mu t^2 + f(t)]}$$

$$= e^{j[\omega_c t + \frac{1}{2} \mu t^2 + h/2 + \frac{4h}{\pi^2} \cos \pi/c t + \frac{4h}{9\pi^2} \cos 3 \pi/c t \text{ ----}]}$$

Voor $e^{j a \cos y}$ kunnen we volgens bijlage IV schrijven:

$$e^{j a \cos y} = J_0(a) + \sum_{m=1}^{\infty} j^m J_m(a) [e^{j m y} + (-1)^{m+1} e^{-j m y}]$$

en geldt voor $a < 0,4$ rad:

$$e^{j a \cos y} = 1 + \frac{1}{2} j a e^{j y} + \frac{1}{2} j a e^{-j y}$$

Hiermee vinden we voor $f(t)$:

$$f(t) = e^{j[\omega_c t + \frac{1}{2} \mu t^2]} e^{j h/2} \left[1 + j \frac{2h}{\pi^2} \left\{ e^{j \pi/c t} + e^{-j \pi/c t} \right\} \right] \times$$

$$\times \left[1 + j \frac{2h}{9\pi^2} \left\{ e^{j 3 \pi/c t} + e^{-j 3 \pi/c t} \right\} \right] \times$$

$$\times \left[1 + j \frac{2h}{25\pi^2} \left\{ e^{j 5 \pi/c t} + e^{-j 5 \pi/c t} \right\} \right]$$

 $j^m \pi/c t$

Verwaarlozen we nu de termen met $e^{j^m \pi/c t}$ met $m > 5$, omdat de amplitude van deze signalen klein is vergeleken met de voorgaande termen, dan mag voor $f(t)$ geschreven worden:

$$f(t) = e^{j[\omega_c t + \frac{1}{2} \mu t^2]} \left[1 + j \frac{2h}{\pi^2} \left\{ e^{j \pi/c t} + e^{-j \pi/c t} \right\} \right.$$

$$+ \left(-\frac{4h}{225} \right) \frac{h^2}{\pi^2} \left\{ e^{j 2 \pi/c t} + e^{-j 2 \pi/c t} \right\}$$

$$+ j \frac{2h}{9 \pi^2} \left\{ e^{j 3 \pi/c t} + e^{-j 3 \pi/c t} \right\}$$

$$+ \left(-\frac{4h}{100} \right) \frac{h^2}{\pi^4} \left\{ e^{j 4 \pi/c t} + e^{-j 4 \pi/c t} \right\}$$

$$+ j \frac{2h}{25 \pi^2} \left\{ e^{j 5 \pi/c t} + e^{-j 5 \pi/c t} \right\} \left. \right]$$

Hierbij zijn weer de termen met $e^{j n \pi / c t}$ voor $n > 5$ verwaarloosd, omdat de amplituden in vergelijking tot de andere termen verwaarloosd klein zijn.

Zoals uit bijlage V blijkt, kunnen de termen van $f(t)$:

$$e^{j[\omega_c t + \frac{1}{2} \mu t^2 + n \pi / c t]}$$

en

$$e^{j[\omega_c t + \frac{1}{2} \mu t^2 - n \pi / c t]}$$

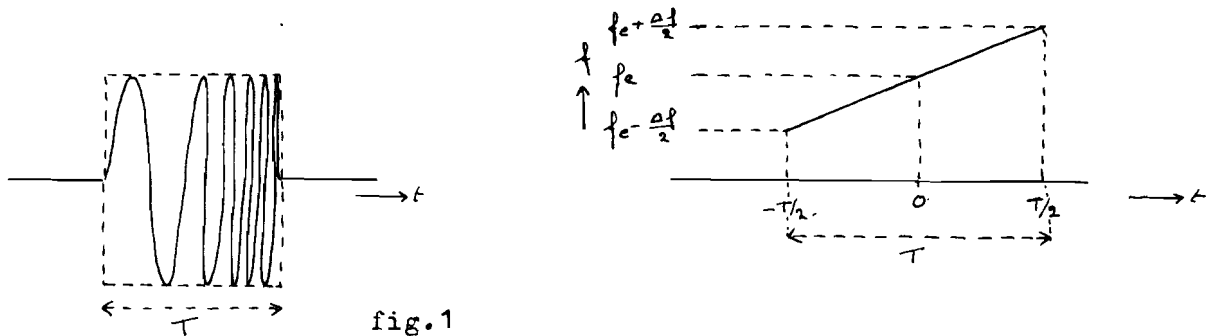
waarin de constante $n \pi / c$ aanwezig is, een zodanige echo geven, dat de zijlussen van het hoofdsignaal onderdrukt worden en verkrijgen we voor $n = 1$ een tijdfunctie zoals dit op pagina 4.6 aangegeven is.

Hoofdstuk V.

Realisering van het zendsignaal.

In de voorgaande hoofdstukken is steeds uitgegaan van een zendsignaal van de volgende gedaante: (zie fig.1)

$$f(t) = \cos(\omega_c t + \frac{1}{2} \mu t^2)$$



De, in de afstudeeropdracht omschreven, eisen voor de zender, luiden:

1. middenfrequentie $f_c = 500 \text{ k c/s}$
2. pulsduur $T = 250 \mu \text{ sec}$
3. pulsherhalingsfrequentie $\mu \cdot \text{h.f.} = 50 \text{ c/s}$
4. compressiefactor $D = 25$

Uit de bovenstaande gegevens volgt voor de frequentieverandering Δf :

$$D = T \cdot \Delta f$$

ofwel

$$\Delta f = \frac{D}{T} = \frac{25}{250 \times 10^{-6}} = 100 \text{ k c/s}.$$

Hieruit volgt, dat de frequentie gedurende 250 μ -sec moet variëren van 450 k c/s naar 550 k c/s en wel lineair als functie van de tijd. Om dit te realiseren wordt gebruik gemaakt van een oscillator, waarvan de frequentie op een gemakkelijke manier geregeld kan worden.

In het navolgende zal een systeem beschreven worden, welke aan alle bovenstaande eisen voldoet.

A. Oscillator.

Voor de oscillator gaan we uit van de volgende schakeling:
(zie fig.2)

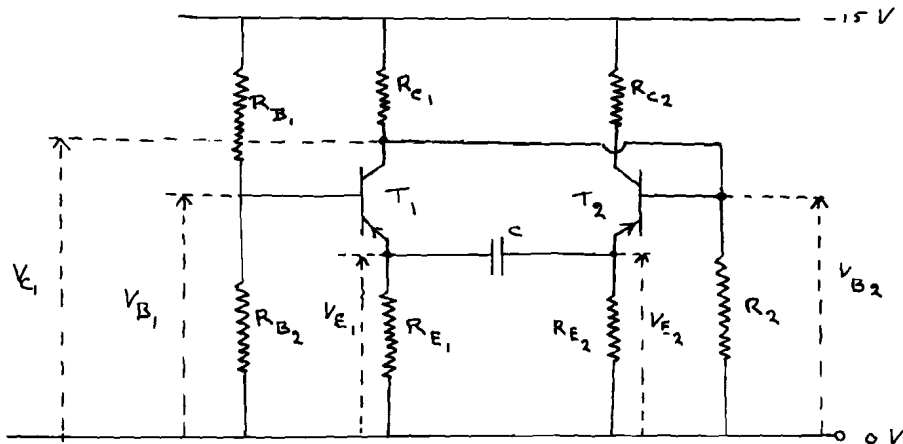


fig.2

Om dit circuit te beschrijven, gaan we uit van het volgende:

1. T_2 begint te geleiden en T_1 begint te sperren.

Als T_2 begint te geleiden, wordt V_{E_2} negatiever, dus wordt ook V_{E_1} negatiever via de condensator C en daar V_{B_1} op een vaste negatieve spanning ligt, zal T_1 nog verder dichtgedrukt worden. Daardoor wordt de spanning V_{C_1} negatiever en dus ook de basis van T_2 en T_2 gaat nog meer geleiden. Dit gaat zolang door tot T_2 geheel in het verzadigingsgebied zit. Nu gaat de condensator C zich over R_{E_1} ontladen, waardoor de emitterspanning V_{E_1} positiever wordt. Dit gaat zolang door totdat de basis-emitter-overgang van T_1 in de doorlaatrichting komt te staan en T_1 begint te geleiden. Daardoor wordt de collector van T_1 positiever en dus ook de basis van T_2 , waardoor T_2 begint te sperren. Via de condensator C wordt de spanning V_{E_2} op een negatieve potentiaal gehouden. Hierdoor is de toestand ontstaan, dat:

2. T_2 spert en T_1 geleidt.

De condensator gaat zich nu omladen via R_{E_2} , waardoor de emitter van T_2 minder negatief gaat worden. De basis van T_2 is door de stroom door R_2 ingesteld op een bepaalde waarde. Daalt de spanning op de emitter van T_2 nu zover, dat de basis-emitter-overgang van T_2 in de doorlaatrichting komt te staan, dan begint T_2 te geleiden.

Daardoor wordt V_{E_2} negatiever via de condensator C. T_1 begint daardoor minder te geleiden, de collector wordt negatiever en daardoor ook de basis van T_2 , waardoor T_2 nog meer begint te geleiden en dus T_1 nog meer gaat sperren. Hierdoor is de derde toestand bereikt

3. T_2 geleid en T_1 spert.

Hierdoor zijn we weer in de eerste toestand teruggekomen.

Het systeem kan hierdoor oscilleren.

De tijdstippen van omschakelen wordt bepaald door enerzijds $R_{E_1} C$ en anderzijds door $R_{E_2} C$.

De oscillator zoals deze in het voorgaande beschreven is, zal gaan oscilleren op een frequentie, welke hoofdzakelijk bepaald wordt door de combinaties $R_{E_1} C$ en $R_{E_2} C$. Daarnaast kunnen we de frequentie ook gaan veranderen door de emitters van T_1 en T_2 reeds een negatieve voorspanning V_{EE} te geven. (zie fig. 1a).

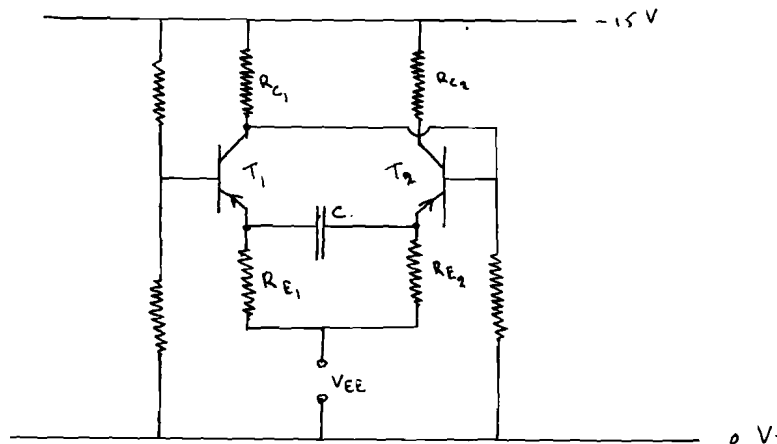


fig. 1a.

Door de negatieve voorspanning V_{EE} aan te brengen zal de spanningsprong van T_2 kleiner behoeven te zijn om T_1 te laten sperren en daardoor zal dus sneller van T_1 naar T_2 geschakeld worden. Evenzo is er minder spanning nodig (dus ook een kleiner collectorstroom door T_1) om T_2 dicht te knijpen als T_1 begint te geleiden. De tijd van schakelen is dus kleiner geworden en dus is de frequentie hoger geworden.

Nadere analyse van het oscillatorcircuit.

Om een beter inzicht te verkrijgen in het oscillatorcircuit, gaan we nu uit van dezelfde oscillator, maar de verbinding tussen de emitter van T_1 en de condensator C is daarbij doorgeknipt. De condensator wordt daarbij echter in eerste instantie vervangen door een weerstand (zie fig.3).

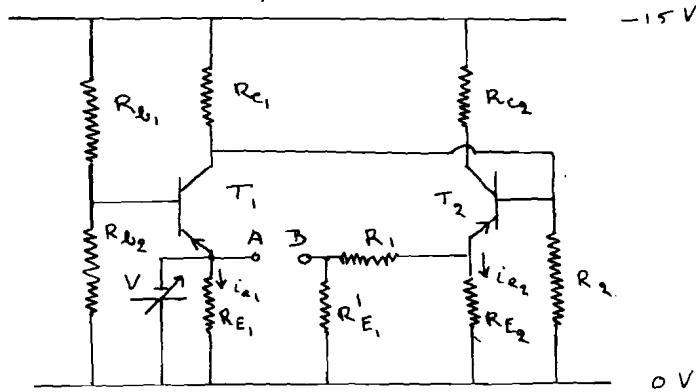


fig.3. C

Over de weerstand R_{E1} wordt nu een variabele spanningsbron V aangebracht en nagegaan zal worden wat er nu gebeurt met de spanning V_{Ac} en V_{Bc} en de stroom i_{e2} .

In het voorgaande hebben we gezien, dat slechts één van de twee transistoren geleidt en dat tegelijkertijd de andere spert. We maken nu $V = 0$ V, dan zal T_1 geleiden en T_2 sperren. De stroom i_{e1} zal dan gelijk zijn aan de verzadigingsstroom van T_1 en dus constant en de stroom i_{e2} zal gelijk zijn aan nul.

Maken we nu de spanning V_{Ac} negatiever, zal vanaf een bepaalde waarde van V_{Ac} (zeg V_1) T_1 minder gaan geleiden en T_2 meer gaan geleiden. i_{e1} gaat dus afnemen en i_{e2} zal gaan toenemen. In fig. 4a en 4b is het verband aangegeven tussen V_{Ac} en i_{e1} en V_{Ac} en i_{e2} .

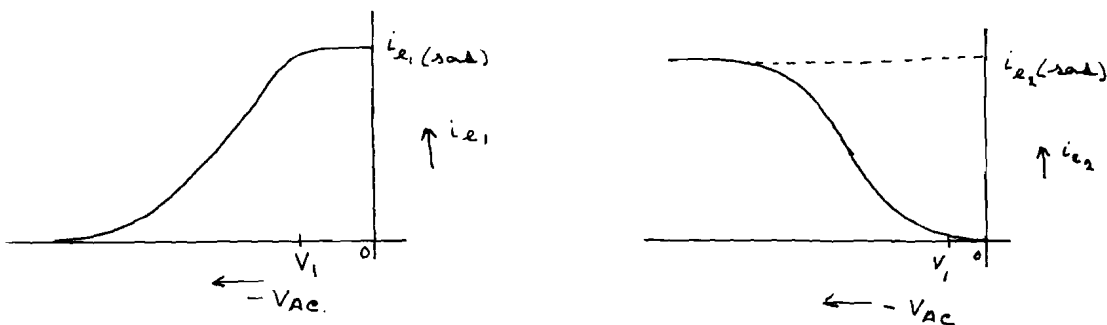


fig. 4a.

Het verband tussen de spanning V_{Bc} en i_{e_2} verhoogt als volgt:

Indien T_1 geleidt is $i_{e_2} = 0$ dus de spanning over $R_{E_2} = 0$ en dus is $V_{Bc} = 0$.
 Gaat T_2 geleiden dan loopt er een stroom i_{e_2} hetgeen een spanningsval over R_{E_2} tot gevolg heeft. De spanning V_{Bc} wordt nu bepaald door $V_{E_2} = i_{e_2} R_{E_2}$ en de spanningsdeling over de weerstanden R_1 en R'_{E_1} , waaruit volgt, dat

$$V_{Bc} = \frac{R'_{E_1} R_{E_2}}{R_1 R'_{E_1}} i_{e_2} .$$

Het verband tussen V_{Bc} en i_{e_2} is dus lineair en de hellingshoek van de rechte wordt gegeven door:

$$= \frac{R'_{E_1} R_{E_2}}{R_1 R'_{E_1}}$$

In fig.5 is het verband weergegeven tussen $V_{Ac} - i_{e_2}$ enerzijds en $V_{Bc} - i_{e_2}$ anderzijds.

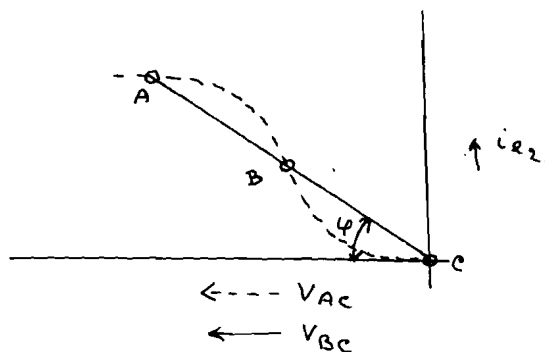


fig.5

Het punt B is een labiel punt; immers stel, dat V_{Ac} negatiever wordt, dan zal i_{e_2} toenemen en als het systeem aan zichzelf overgelaten wordt, zal V_{Bc} negatiever worden en daardoor i_{e_2} , totdat het punt A bereikt is en i_{e_2} niet meer toe kan nemen, omdat de verzadigingsstroom bereikt is. Neemt V_{Ac} toe, dan zal i_{e_2} afnemen en T_1 meer gaan geleiden en zal er naar gestreefd worden om T_2 geheel af te knijpen waar $i_{e_2} = 0$ wordt en het punt C bereikt wordt. Hieruit volgt dus tevens, dat A en C stabiele punten zijn.

Gaan we nu de weerstand R_1 weer vervangen door de condensator C , dan gedraagt de condensator zich als de serie-schakeling van een spanningsbron e en een inwendige weerstand R_i , die als functie van de tijd toeneemt. Ten tijde $t = 0$ is $R_i = 0$, immers de condensator is een kortsluiting voor de spanningsstoot welke optreedt, als T_2 begint te geleiden. Bij het opladen van de condensator wordt de impedantie steeds groter, zodat we in de schakeling van fig. 3 de weerstand R_1 mogen vervangen door een spanningsbron e^* en een R_i , welke zich langzamerhand weer vergroot. (zie fig. 6)

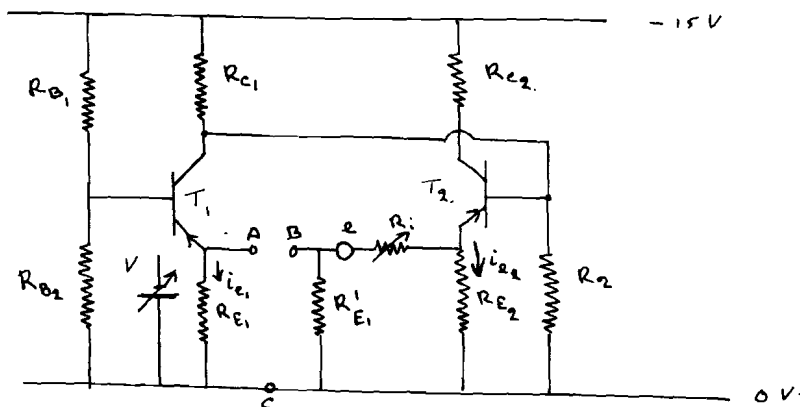


fig. 6

Bekijken we nu het verband tussen $V_{Ac} - i_{e2}$ en $V_{Bc} - i_{e2}$ gedurende het omschakelen van T_1 open naar T_2 open, dan zal de spanning V_{Bc} bij $i_{e2} = 0$ een negatieve spanningsprong krijgen, waardoor de stabiele toestand C verlaten wordt. i_{e2} zal nu toe gaan nemen en dus ook de spanning V_{Bc} . De hellingshoek zal aanvankelijk gegeven worden door:

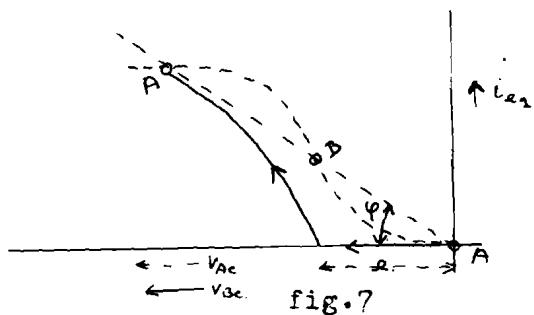
$$\text{aan } \varphi = \frac{R'_{E1} R_{E2}}{R'_{E1}}$$

immers $R_1 = 0$.

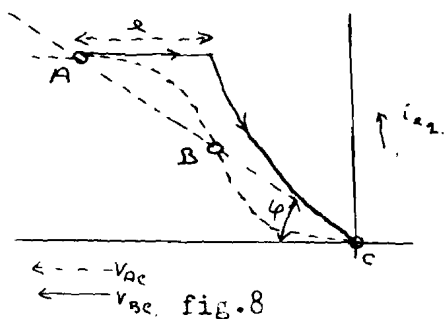
Door het opladen zal $R_1 = R_i$ steeds toe gaan nemen waar steeds kleiner wordt en dus de helling minder steil.

Wanneer de condensator opgeladen is, zal $R_i = R_1$ en in fig. 7 wordt het punt A bereikt.

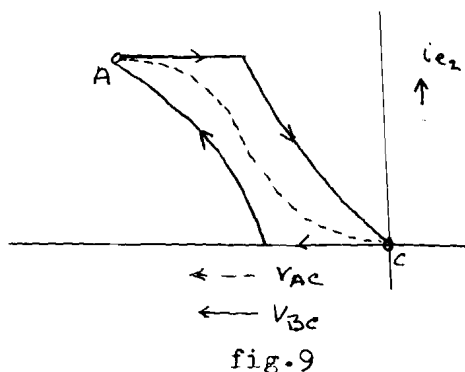
* De spanningsbron e is echter alleen aanwezig op het tijdstip van omschakelen.



Hetzelfde kan men beredeneren voor het omschakelen van T_2 open - T_1 dicht naar T_2 dicht - T_1 open. De spanningsstoot e heeft daarbij echter de omgekeerde polariteit en verkrijgen we het beeld van fig.8.



Resumerend kunnen we dus zeggen, dat voor het schakelen van de transistor een hysteresislus doorlopen wordt, welke gegeven wordt door de kromme van fig.9.



Verbinden we nu de punten A en B weer met elkaar, dan zal deze hysteresislus automatisch doorlopen worden.

B. Puls- en zaagtandgenerator.

Zoals we reeds gezien hebben, moet de pulsherhalingsfrequentie van de zender 50 c/s bedragen en de pulsduur $T = 250 \mu\text{sec}$. Om dit te realiseren is uitgegaan van de netfrequentie, welke 50 Hz bedraagt. Van de sinusvormige spanning wordt met behulp

van een overstuurde versterker een pulsformige spanning gemaakt, welke daarna gedifferentieerd worden. De positieve pulsen worden nu gebruikt om een monostabiele multivibrator aan te stoten. Het blokschema van de pulsgenerator ziet er nu als volgt uit (zie fig.5):

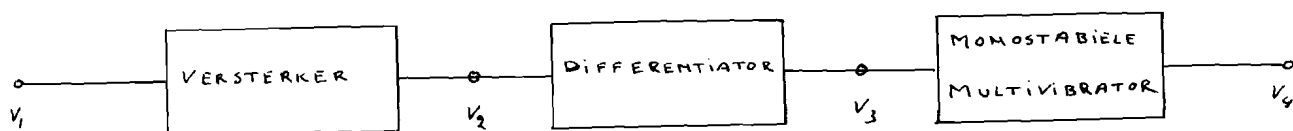


fig.5

Met behulp van de monostabiele multivibrator kan de pulsduur van de uitgangspuls gevarieerd worden van 10 tot 470 sec. Hierdoor is het mogelijk om de verschillende frequentiespectra voor verschillende waarden van het product $T \Delta f$ te meten. De spanningsvormen V_1 , V_2 , V_3 en V_4 zijn weergegeven in fig.6.

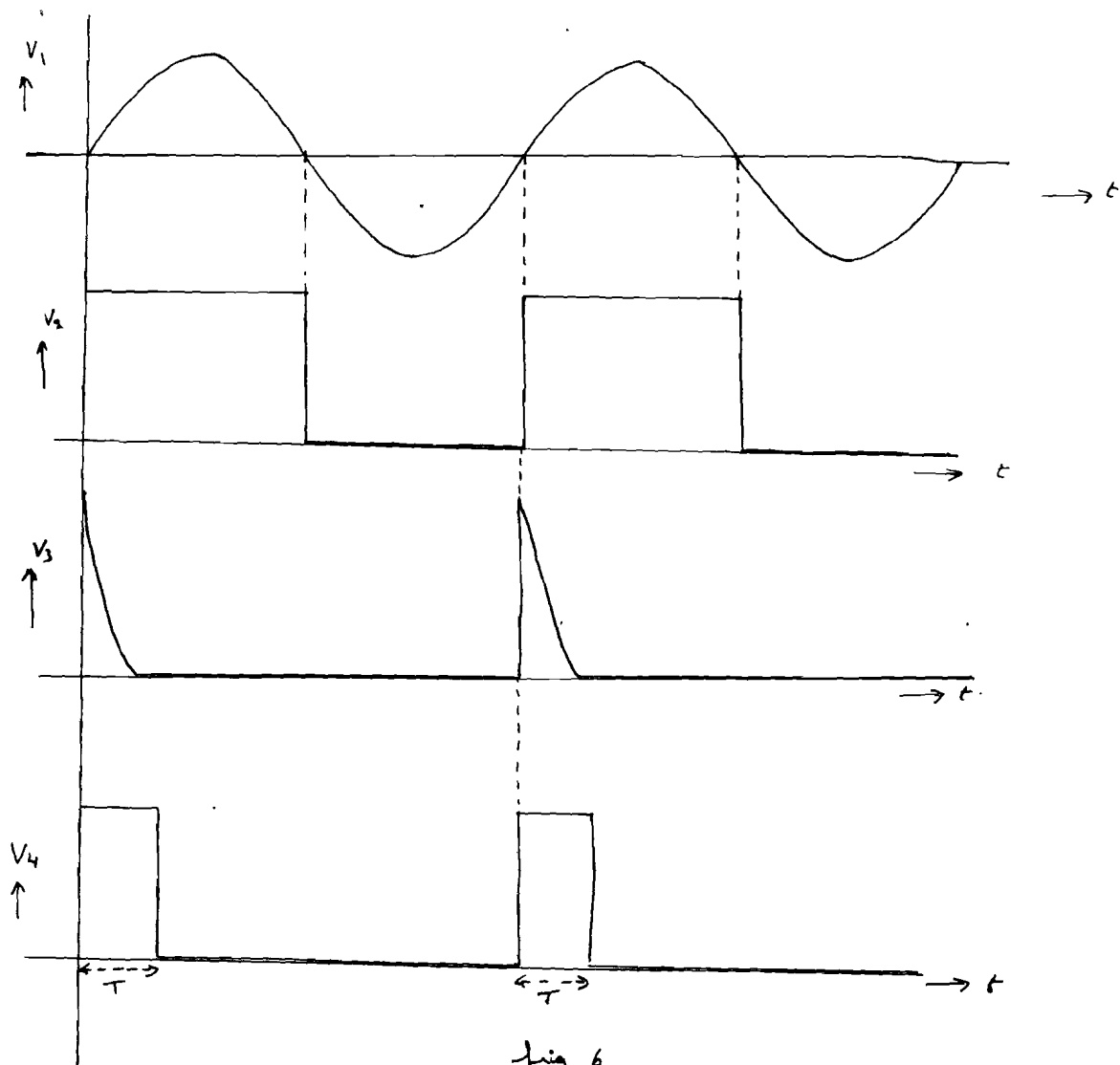


fig. 6

fig.6

Om nu van deze pulsen een zaagtandvormige spanning te maken, welke binnen de gestelde eisen lineair is, is uitgegaan van de volgende schakeling (zie fig.7):

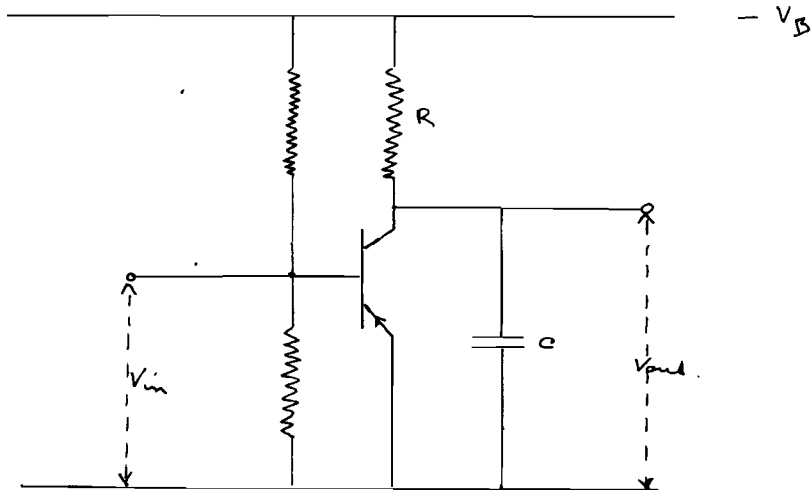


fig.7.

De transistor wordt nu zo ingesteld, dat bij een $V_{in} = 0$, de transistor geleidt. Wordt daarna een positieve puls op de ingang gezet, dan moet de transistor sperren. Zet men nu op de ingang van de transistor de pulsen van de monostabiele multivibrator dan zal de transistor gedurende de tijd T sperren. De condensator C wordt dan via de weerstand R opgeladen. Voor de spanning over de condensator vinden we dan:

$$\begin{aligned}
 V_c &= V_B \left[1 - e^{-t/RC} \right] \\
 &= V_B \left[1 - 1 + t/RC - \left(\frac{t}{RC} \right)^2 \frac{1}{2!} \dots \dots \dots \right] \\
 &\approx V_B t/RC
 \end{aligned}$$

De laatste benadering geldt mits:

$$t \ll R_c.$$

Hieruit zien we, dat de uitgangsspanning V_{out} rechtevenredig is met de tijd gedurende welke de transistor gesperd is, ofwel met de tijd, dat de monostabiele multivibrator een positieve puls afgeeft. Na de tijd $t=T$ gaat de transistor weer geleiden en kan de condensator zich snel over de transistor ontladen (zie fig.8).

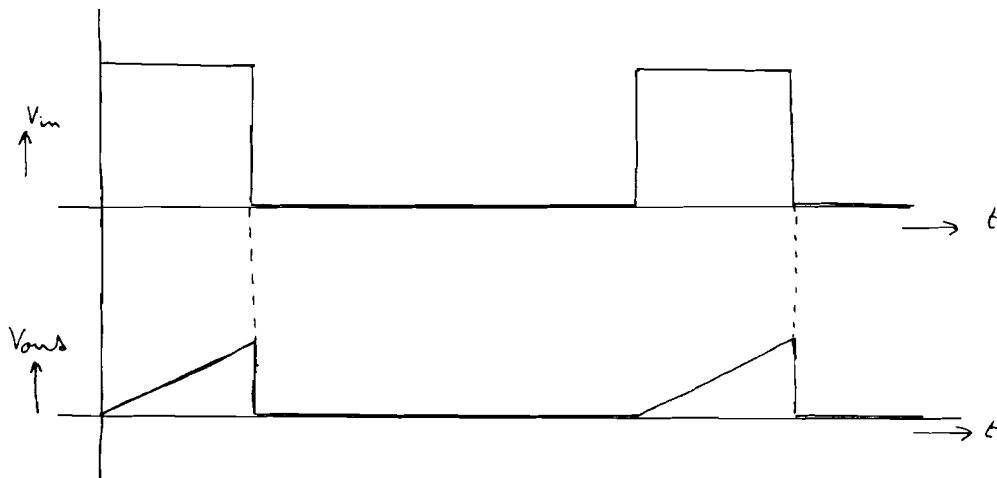


fig.8

Deze spanning wordt nu toegevoerd aan de ingang van de oscillator.

C. Filter en schakelaar.

Zoals uit het voorgaande gebleken is, bestaat het uitgangssignaal van de oscillator uit pulsvormige signalen, waarvan de grondfrequentie variëert van 450 Kc/s tot 550 Kc/s . Daar het zendsignaal moet bestaan uit sinusvormige signalen, moet echter de oscillator een filter geplaatst worden, dat alleen de grondgolf van de puls doorlaat.

Uit de theorie van de Fourierreeksen is bekend, dat in een pulsvormig signaal slechts de oneven harmonische aanwezig zijn. In fig. 9 zijn de frequentiebandjes van de eerste en derde harmonische weergegeven, welke in het oscillatorsignaal aanwezig zijn.

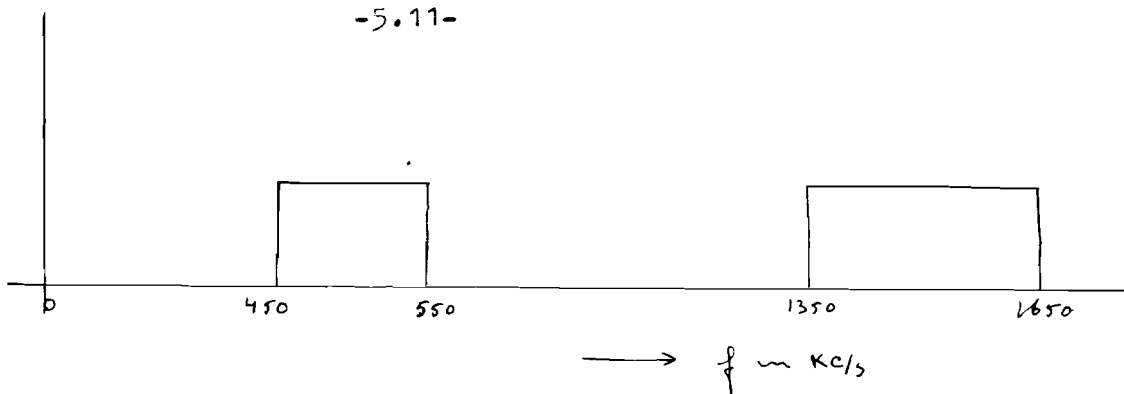


fig.9

Uit fig.9 blijkt, dat een laagdoorlaatfilter, dat bij 600 Kc/s afsnijdt, reeds voldoende is om uit de pulsvorm de eerste harmonische te filteren.

De eisen, welke aan het filter gesteld worden. kunnen als volgt samengevat worden:

1. Een laagdoorlaatfilter met een afsnijfrequentie van 600 Kc/s.
2. Een onderdrukking van de derde harmonische van ten minste 40 dB.

Met behulp van de filtertheorie, welke in het collegedictaat "Telecommunicatie" van Prof. van Zoest beschreven is, is het volgende filter ontworpen (zie fig.10):

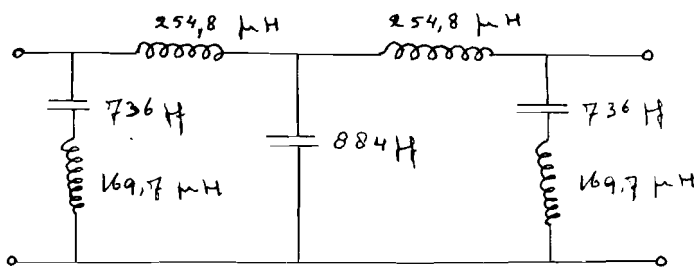


fig.10

In bijlage II zijn de metingen, welke aan het filter verricht zijn weergegeven.

Om de zender alleen gedurende de pulstijd T te laten zenden, is gebruik gemaakt van een schakelaar. Het schema van deze schakelaar is weergegeven in fig.11.

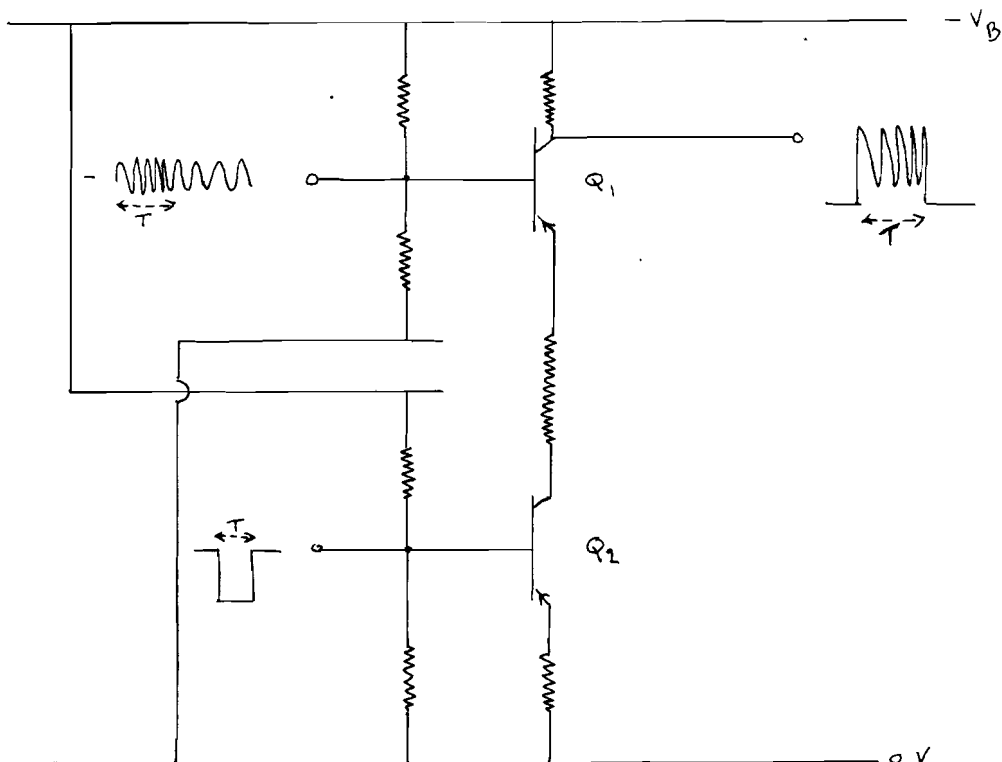


fig.11

De werking van deze schakelaar kan als volgt kort omschreven worden:

In de emitterleiding van de versterkertransistor Q_1 is een schakelaartransistor Q_2 opgenomen, die, bij afwezigheid van een puls op de basis, gesperd staat. Zetten we nu een negatieve puls op de basis van Q_2 , dan gaat deze transistor geleiden. Daardoor kan ook Q_1 gaan geleiden. Het versterkte signaal van de basis komt dan op de collector te staan.

De mate, waarin het signaal buiten de pulstijd T onderdrukt wordt, is afhankelijk van de sperweerstand van Q_2 . Met de schakeltransistor MM 1712 is een bijna gehele onderdrukking te verkrijgen.

In het uitgangssignaal is echter de pulsvorm van de schakelpuls nog aanwezig. Daarom wordt achter de schakelaar nog een bandfilter opgenomen. Dit bandfilter heeft een doorlaatgebied tussen 400 en 600 Kc/s, zodat hierdoor alleen de frequentieverandering f uitgefilterd wordt.

Het blokschema van de schakelaar ziet er nu als volgt uit (zie fig.12):

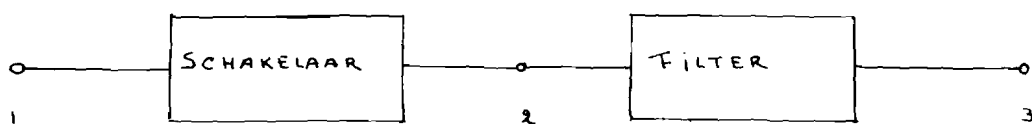


fig.12

De spanningsvorm op de punten 1,2 en 3 zijn weergegeven in fig.13.

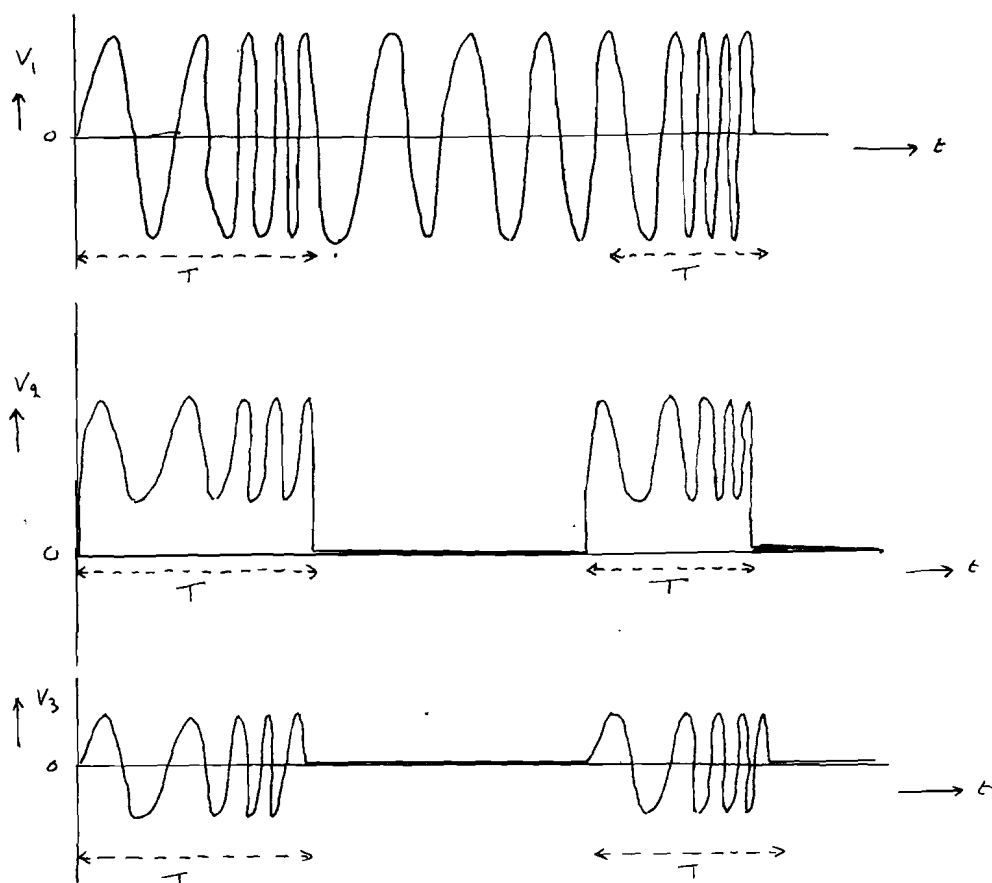


fig.13

D. Frequentie-meter.

Om het frequentieverloop gedurende het bedrijf van de zender te kunnen meten, is in de schakeling een frequentiemeter opgenomen. Het blokschema hiervan is weergegeven in fig.14.

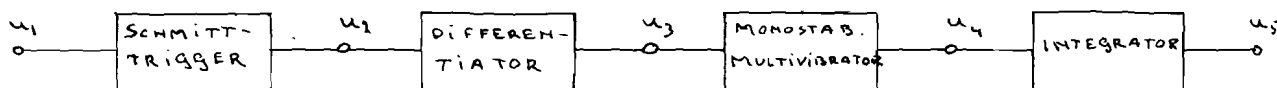


fig.14

Van de sinusvormige signalen aan de uitgang van het filter, zoals dit in c beschreven is, worden door de schmitt-trigger blokvormige signalen gevormd, waarvan de pulsherhalingsfrequentie gelijk is aan de frequentie van het ingangssignaal. De blokken worden daarna gedifferentieerd en de positieve pulsen worden gebruikt om een monostabiele multivibrator aan te stoten. Het aantal malen, dat de multivibrator aangestoten wordt is dus gelijk aan frequentie van het ingangssignaal u_1 . Uit de monostabiele multivibrator komen pulsen met een vaste pulsduur τ en een pulshoogte van x volt. Het aantal pulsen wordt gegeven, door de frequentie f van het ingangssignaal, zodat daardoor voor de uitgangsspanning u_5 van de integrator vinden (zie bijlage VI):

$$u_5 = \int_0^{\tau} u_4 dt = \int_0^{\tau} f x dt = f x \tau.$$

x en τ zijn constante waarden, zodat de spanning u_5 recht-evenredig is met de frequentie van het ingangssignaal. Het verloop van de spanningen u_1 t/m u_5 is weergegeven in fig.15.

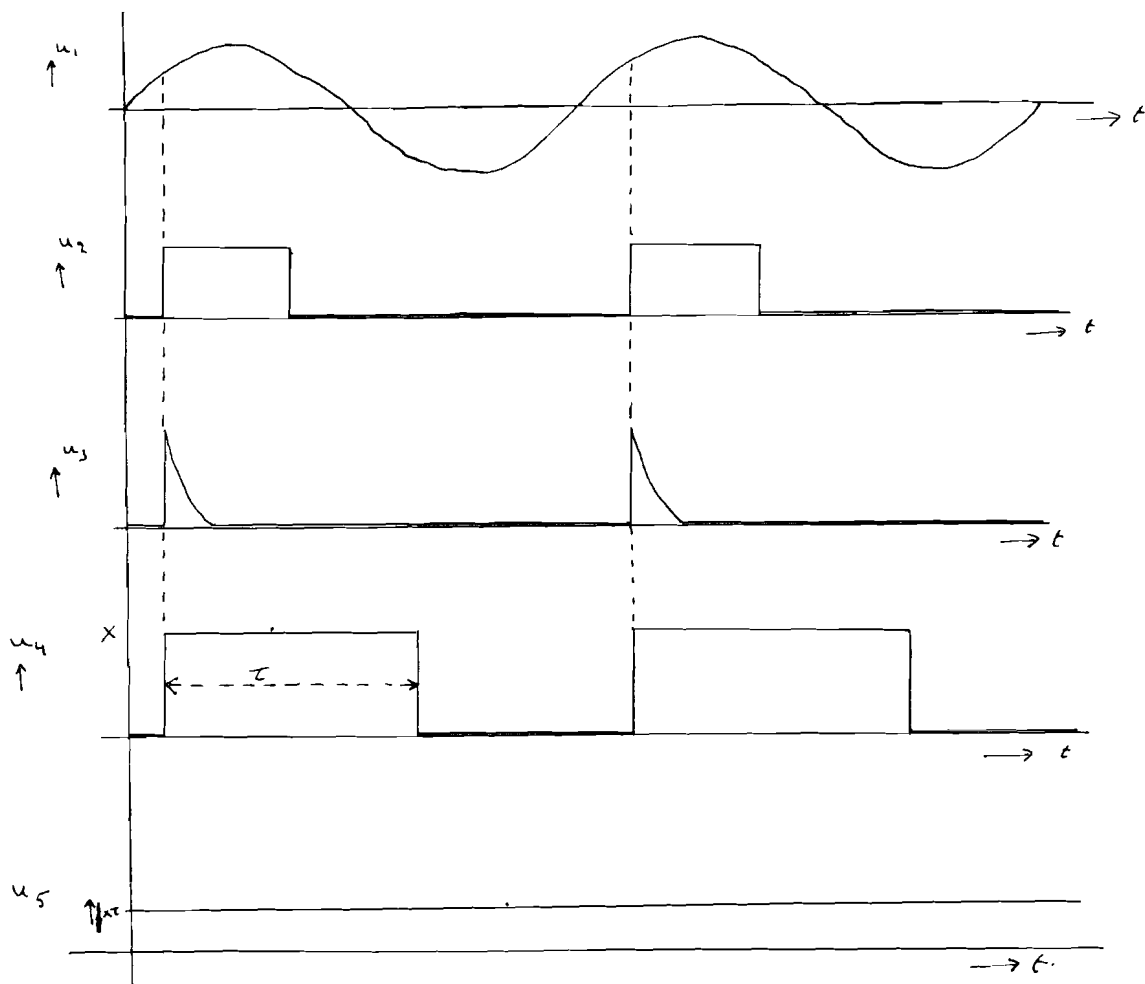


fig.15.

E. Blokschema van de zender.

Vatten we nu het voorgaande in één figuur samen, dan ontstaat het blokschema zoals dit in fig.16 is weergegeven. De schakeling, zoals dit gerealiseerd is, is weergegeven in bijlage VII.

BLOKSCHEMA VAN DE ZENDER

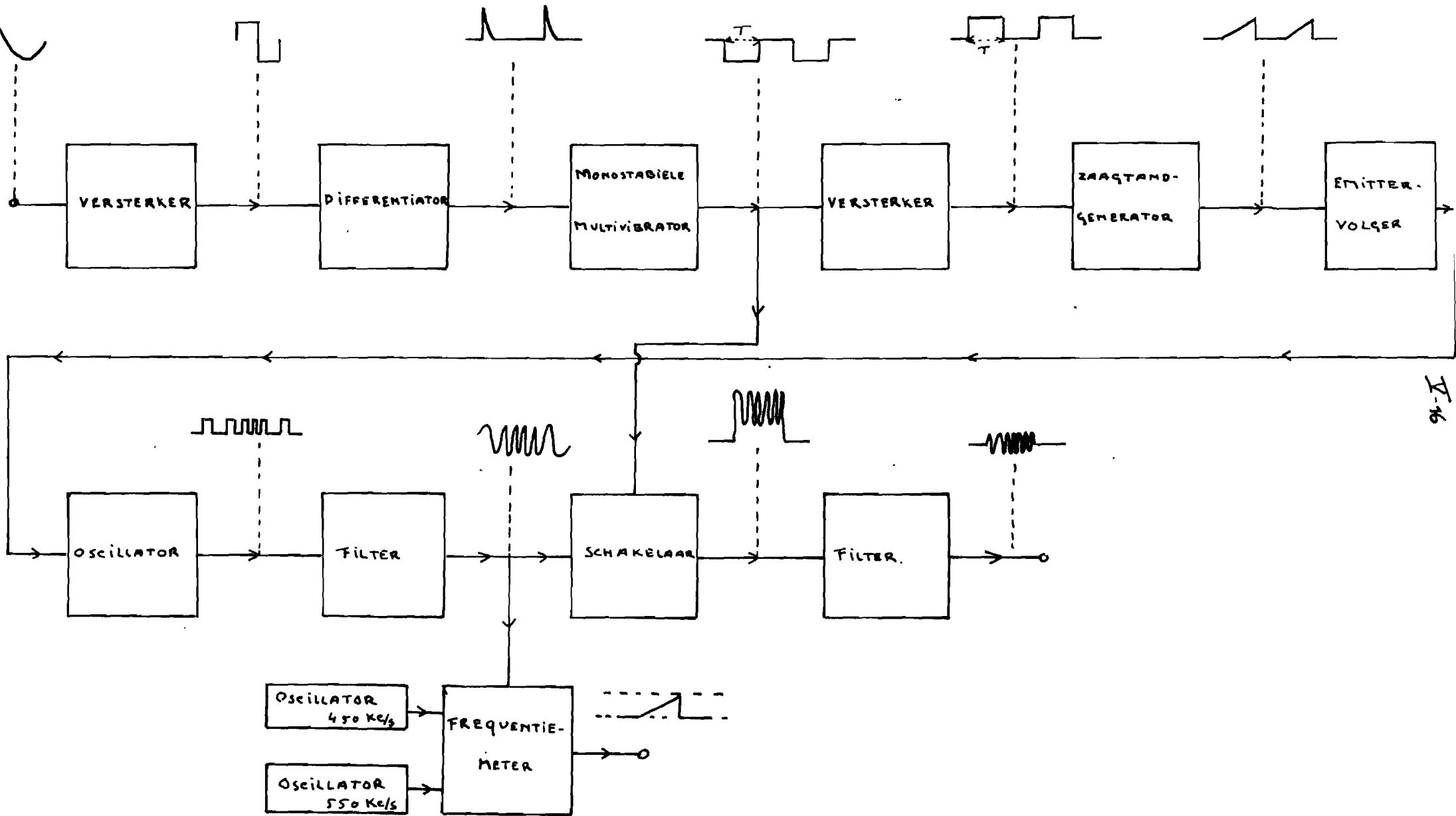


Fig. 16

F. Realisering van de distorsie in het lineair F.M.signaal.*

Om de distorsie in het lineair F.M.signaal te realiseren, is uitgegaan van de volgende gedachtengang:

Het signaal, welk op de oscillator gezet moet worden om het gewenste frequentieverloop te verkrijgen is weergegeven in fig.17a. Dit signaal kan men zich opgebouwd denken uit de 2 signalen V_2 en V_3 (zie fig.17b en 17c).

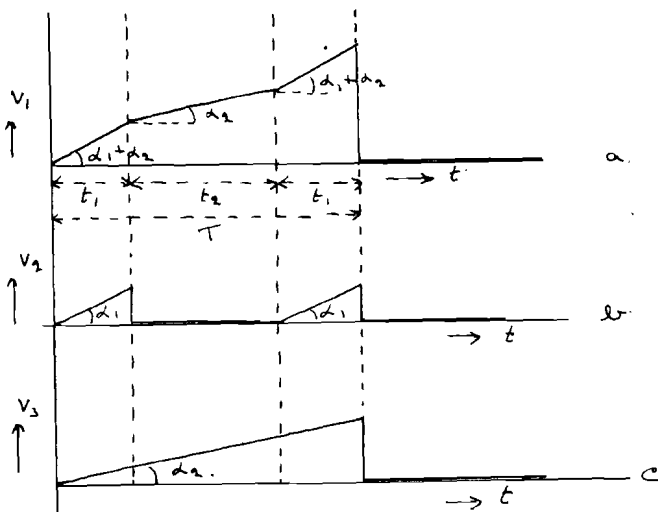


fig.17

Nadat nu V_2 en V_3 gerealiseerd zijn, kunnen deze twee signalen opgeteld worden, waarna het gewenste signaal V_1 verkregen wordt.

a. Realisering van het signaal V_2 .

Hierbij is uitgegaan van de volgende schakeling (zie fig.18).

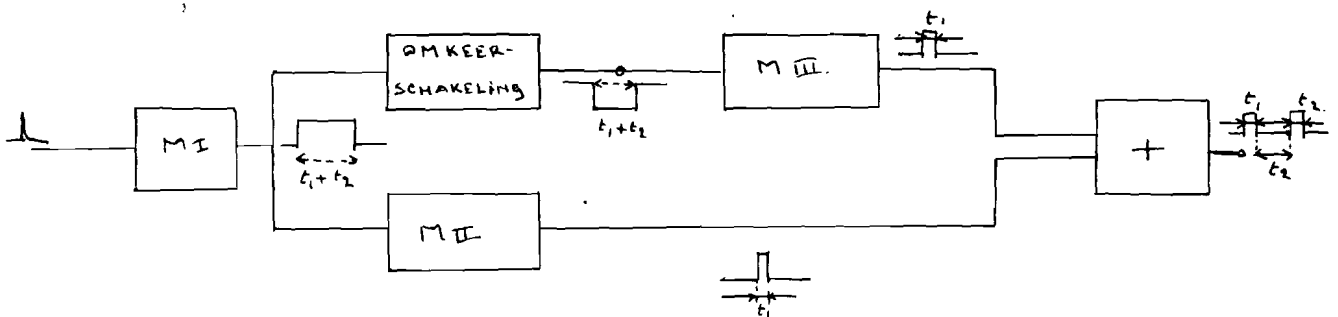


fig.18.

* Zie literatuurlijst II

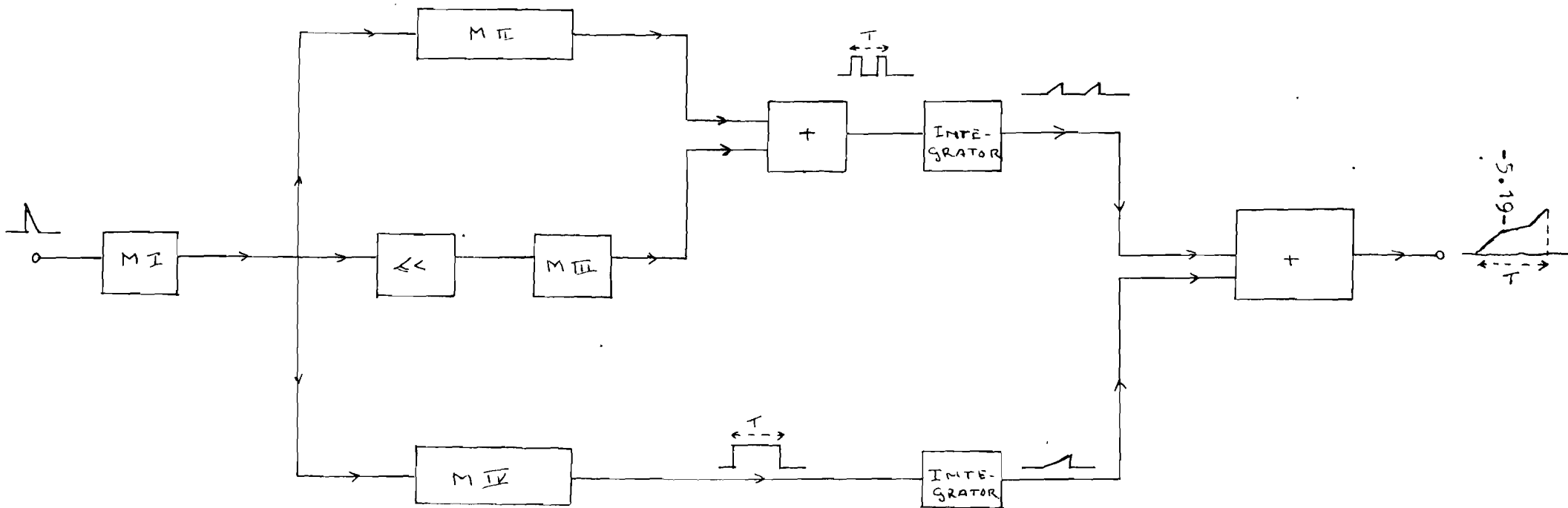


fig.19.

Bijlage I.

Metingen, verricht aan de oscillator.

A. De oscillatorfrequentie als functie van de stuurspanning.

Aan de oscillator, welke beschreven is in hoofdstuk V^A, zijn, met behulp van een digitale voltmeter en een frequentieteller, metingen verricht aan het verloop van de frequentie als functie van de spanning V_{EE} .

In de onderstaande tabel I zijn de metingen weergegeven. Daarnaast is een kolom opgenomen, waarbij een lineair verband aangegeven wordt tussen de frequentie en de spanning V_{EE} . Hierbij is een rechte lijn getrokken tussen de punten $f_1 = 449,5 \text{ Kc/s}$ en $f_2 = 563,5 \text{ Kc/s}$. Per spanningsverandering van 0,05 V vinden we dan een frequentieverandering van $8,15 \text{ Kc/s}$.

Tabel I

V_{EE} in Volts	f(gemeten) in Kc/s	f(lineair) in Kc/s	Δf in Kc/s
0,00	449,5	449,5	0,0
0,05	457,6	457,7	-0,1
0,10	465,7	465,8	-0,1
0,15	473,7	474,0	-0,3
0,20	482,0	482,1	-0,1
0,25	490,2	490,4	-0,2
0,30	498,1	498,5	-0,4
0,35	506,3	506,7	-0,4
0,40	514,5	514,8	-0,3
0,45	522,7	522,9	-0,2
0,50	531,0	531,1	-0,1
0,55	539,0	539,2	-0,2
0,60	547,3	547,4	-0,1
0,65	555,3	555,4	-0,1
0,70	563,5	563,5	0,0
0,75	572,0	571,8	+0,2

In tabel I zien we, dat de maximale afwijking van de lineariteit in het gebied van 449,5 tot 563,5 Kc/s bedraagt minder dan 500 c/s ofwel minder dan 1‰ ten opzichte van de centrale frequentie 500 Kc/s.

De frequentie als functie van de stuurspanning V_{EE} is uitgezet in grafiek I.

In kolom IV van tabel I is het verschil Δf van $f(\text{gemeten})$ en $f(\text{lineair})$ als functie van V_{EE} samengevat. De resultaten zijn weergegeven in grafiek Ia.

M I, M II en M III zijn monostabiele multivibratoren, welke met een positieve puls getriggerd worden. De pulsduur van de uitgangspuls van elk van deze multivibratoren is variabel. Triggeren we nu M II met de opgaande flank van de uitgangspuls van M I en M III met de afgaande flank (deze wordt na omkering ook positief, zodat M III ook met een positieve puls aangestoten wordt), dan kan met behulp van M II en M III de pulstijd t_1 ingesteld worden en met M I de tijd t_2 . De pulsen, welke verkregen worden van M II en M III worden daarna opgeteld. Deze pulsen stoten nu een stroomgestuurde integrator aan, welke aldus gedurende de tijd dat de puls aanwezig is een spanning afgeeft, welke, lineair als functie van de tijd, een spanning afgeeft.

b. Realisering van het signaal V_3 .

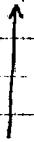
De spanning V_3 wordt op bijna analoge wijze, als hierboven is aangegeven, verkregen. De monostabiele multivibrator M IV, welke eveneens getriggerd wordt met de opgaande flank van M I, geeft een puls aan de uitgang, waarvan de pulsduur $\tau = 2 t_1 + t_2 = T_{\text{sec}}$ bedraagt. Deze puls wordt weer geïntegreerd, waardoor een spanning verkregen wordt welke gedurende sec lineair als functie van de tijd toeneemt. Daarna worden de signalen V_2 en V_3 opgeteld, waardoor het gewenste resultaat verkregen wordt. Het volledige blokschema is weergegeven in fig.19. De schakeling is weergegeven in bijlage VIII.

GRAFIEK I

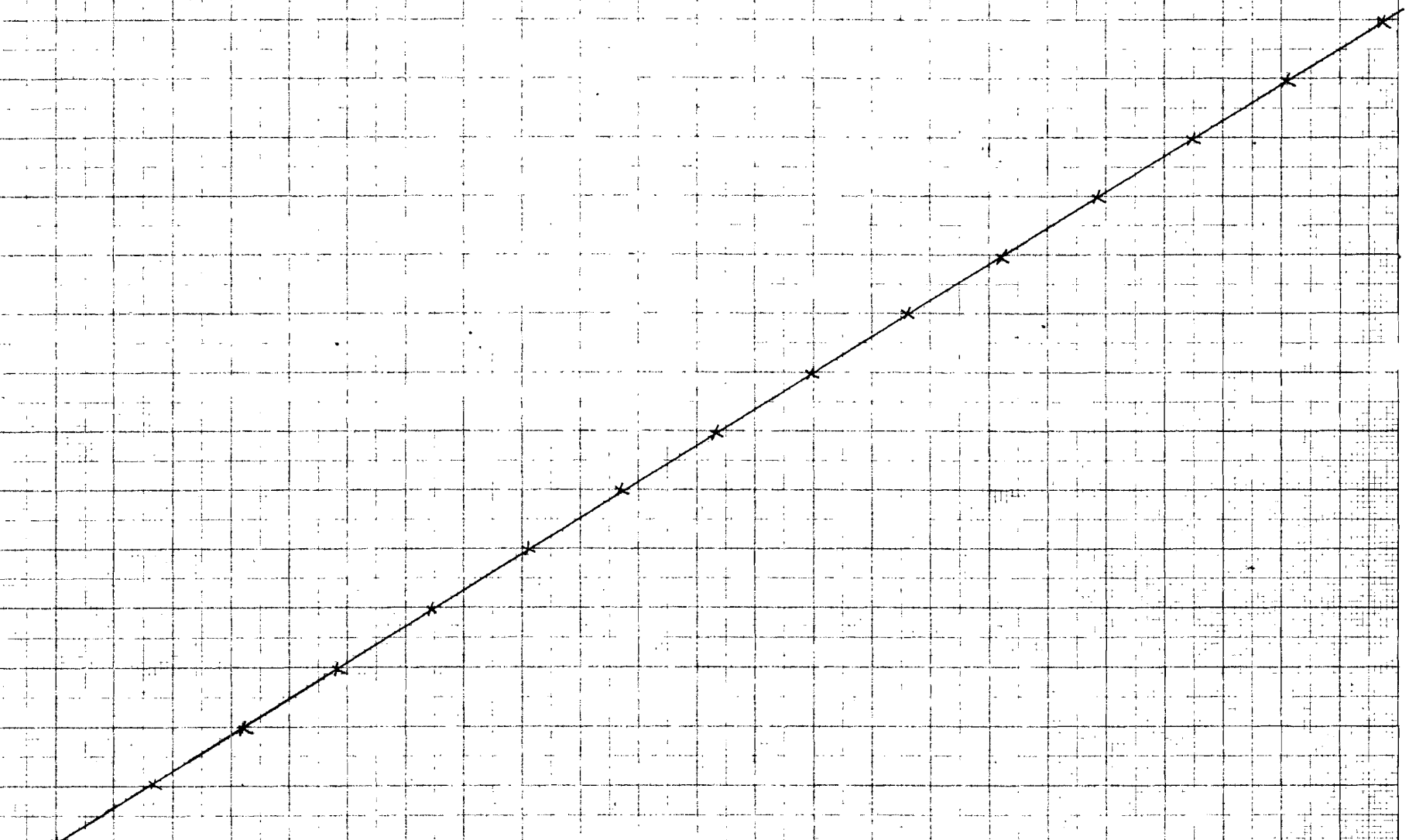
OSCILLATIE-FREQUENTIE ALS FUNCTIE VAN DE SPANNING V_{EE}

VI - 3

V_{EE} in Volt

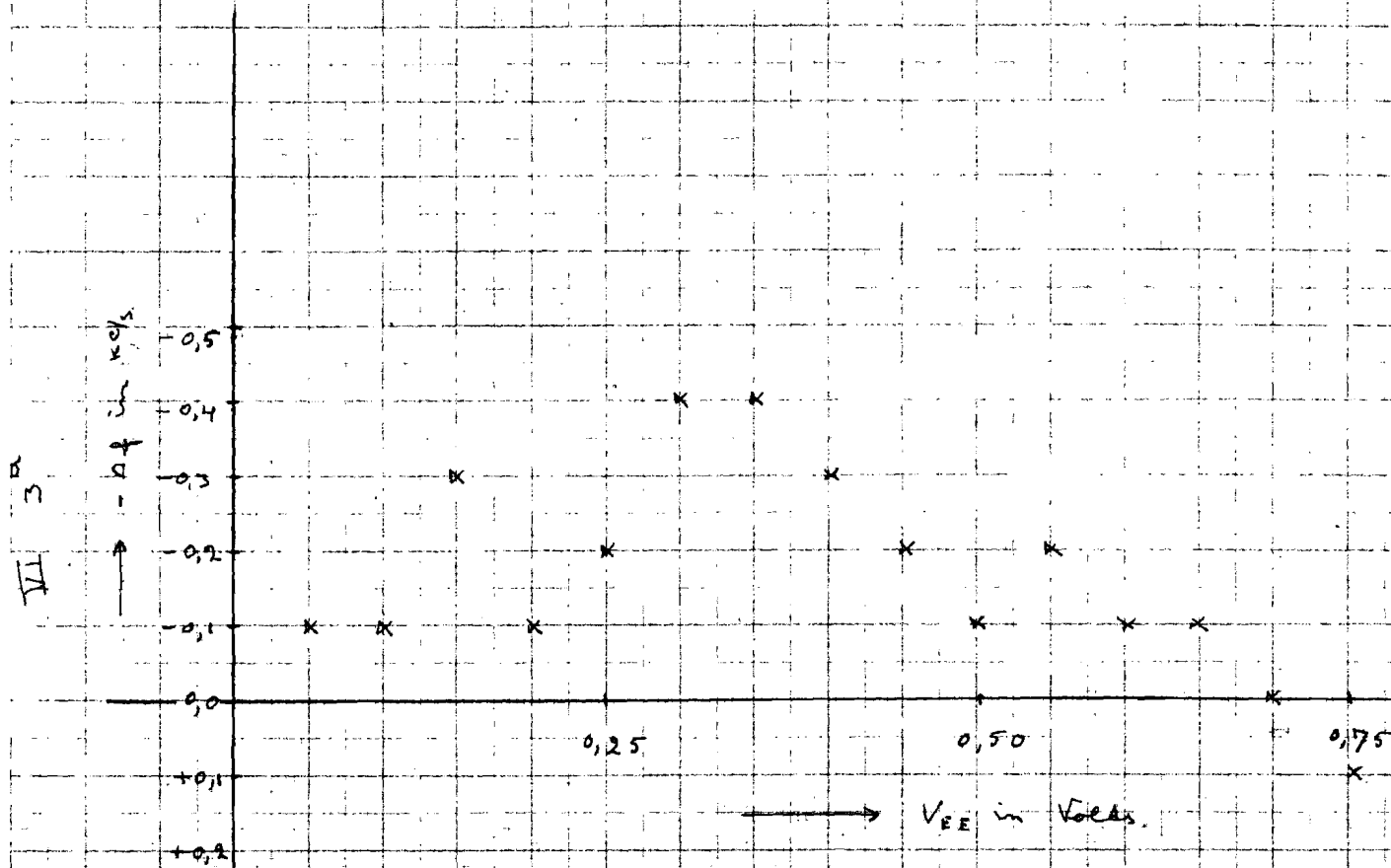


0,80
0,70
0,60
0,50
0,40
0,30
0,20
0,10
0,00



GRAFIEK I^a

Δf als functie van V_{EE}



B. Metingen, verricht aan de stabiliteit van de oscillator.

Om de stabiliteit als functie van de tijd te meten, is de oscillator ingesteld op een bepaalde frequentie. Daarna is gedurende een uur het verloop van de frequentie gemeten. Eerst is een meting verricht, waarbij de oscillator niet afgeschermd werd. De maximale afwijking van de ingestelde frequentie bleek ongeveer 2 Kc/s te bedragen, hetgeen te veel was voor het beoogde doel. Het bleek echter, dat het verlopen van de frequentie een gevolg was van variaties van de omgevingstemperatuur. Daarna werd de oscillator in een kastje opgeborgen. De frequentievariaties bleken nu teruggebracht te zijn tot ongeveer 400 c/s , hetgeen binnen de gestelde eisen voldoende bleek. De waarnemingen zijn weergegeven in tabel II en grafiek II.

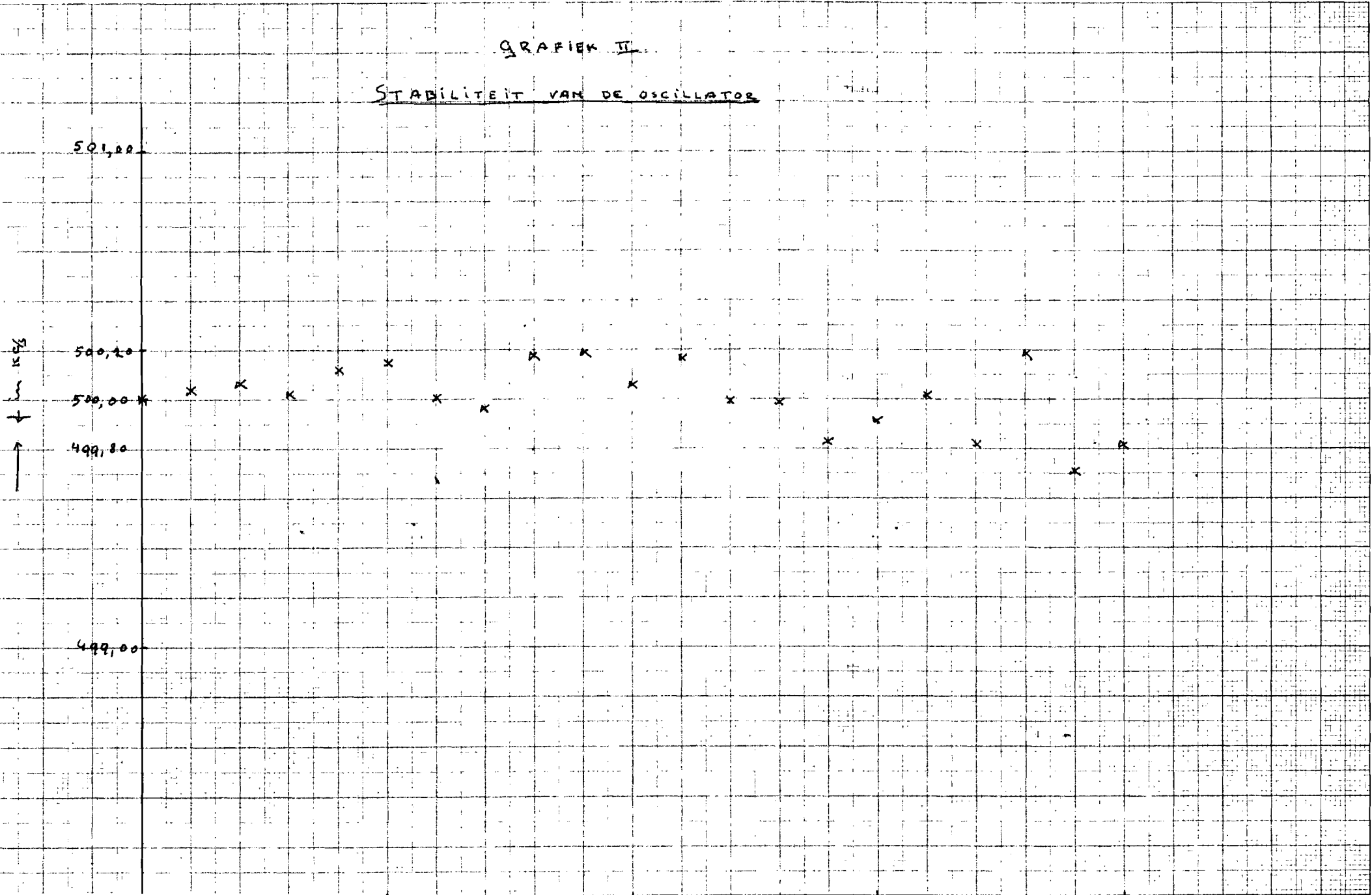
Tabel II.

t in min.	f in Kc/s	t in min.	f in Kc/s
0	500,00	33	500,17
3	500,04	36	500,00
6	500,07	39	499,99
9	500,03	42	499,83
12	500,12	45	499,84
15	500,15	48	499,92
18	500,01	51	500,02
21	499,97	54	500,19
24	500,18	57	499,12
27	500,19	60	500,02
30	500,07		

GRAFIEK II

STABILITEIT VAN DE OSCILLATOR

6.5



BIJLAGE II.

Metingen, verricht aan het filter.

Aan het filter, dat beschreven is in hoofdstuk V^c, zijn de volgende metingen verricht. In tabel III is de verzwakking weergegeven als functie van de frequentie.

Tabel III.

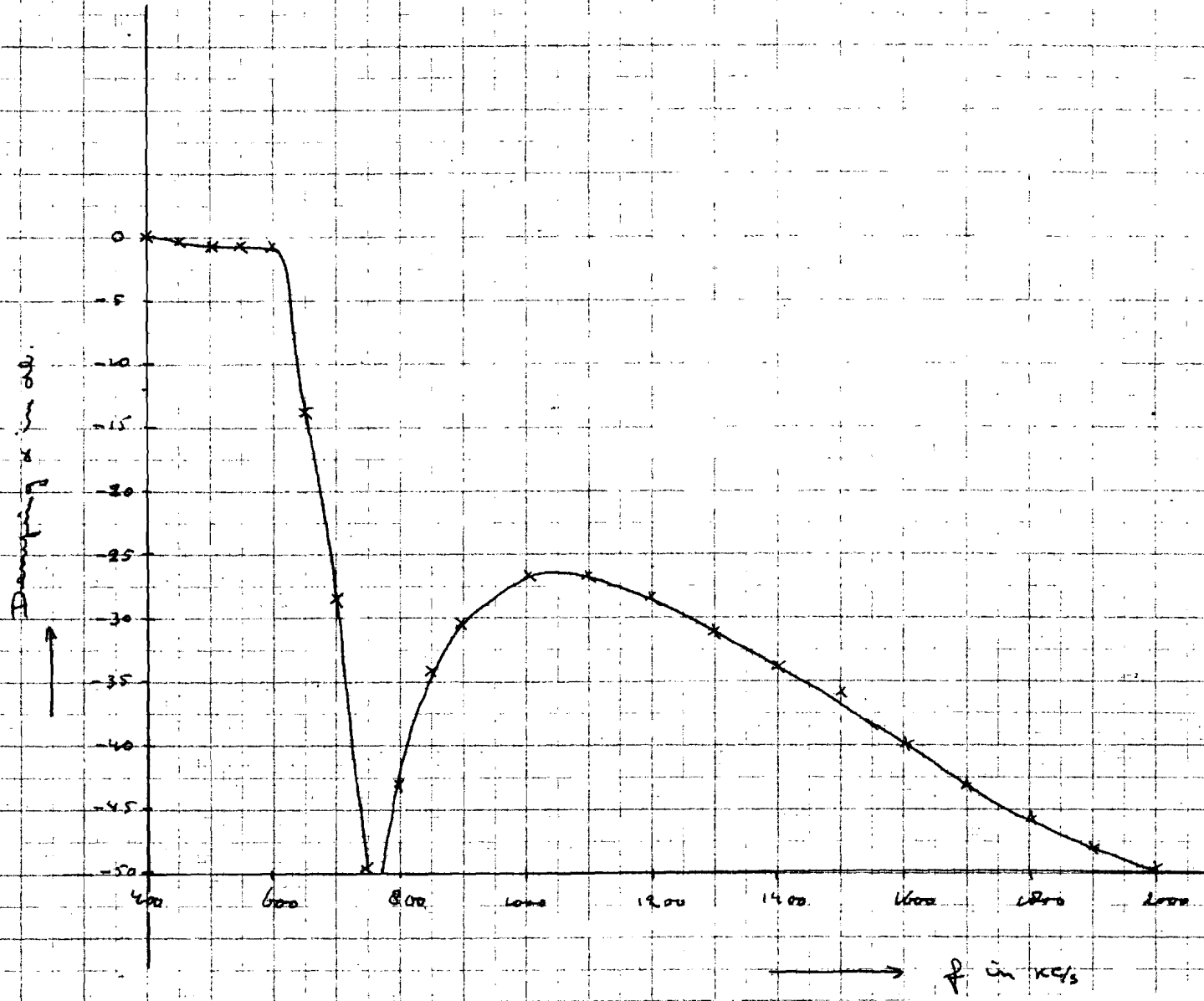
f in Kc/s	α in dB
400	0
450	- 0,4
500	- 0,8
550	- 0,6
600	- 0,6
650	-13,7
700	-28,4
750	-49,8
800	-43,2
850	-34,1
900	-30,4
1000	-26,6
1100	-26,6
1200	-28,3
1300	-31,0
1400	-33,6
1500	-35,6
1600	-40,1
1700	-43,8
1800	-45,9
1900	-48,0
2000	-49,6

Deze waarnemingen zijn uitgezet in grafiek III.

GRAFIEK III.

DAMPING VAN HET FILTER

6.7



BIJLAGE III.

Metingen verricht in de frequentie-meter.

Aan de frequentie-meter, zoals deze in hoofdstuk V^d beschreven is, zijn de volgende metingen verricht:

In tabel IV is het verloop van de uitgangsspanning als functie van de frequentie van het ingangssignaal weergegeven.

Tabel IV.

f in Kc/s	V _{out}) in Volts
180,1	10,0
213,2	9,8
243,5	9,6
273,5	9,4
302,1	9,2
329,0	9,0
359,3	8,8
388,9	8,6
416,4	8,4
446,7	8,2
496,8	8,0
504,0	7,8
535,2	7,6
564,5	7,4
594,4	7,2
624,3	7,0
655,3	6,8
686,0	6,6

Deze waarnemingen zijn uitgezet in grafiek IV. Hieruit blijkt, dat het verband tussen de frequentie van het ingangssignaal en de uitgangsspanning lineair is.

BIJLAGE IV.

We willen de functie

$$f(x) = e^{ja \cos x}$$

schrijven als een reeks ontwikkeling naar x . Nu geldt volgens het collegedictaat Wiskunde IIIa van Prof. Peremans:

$$f(x) = \frac{1}{2} a_0 + \sum_{m=1}^{\infty} [a_m \cos mx + b_m \sin mx]$$

Tevens geldt:

$$f(x) = e^{ja \cos x} = e^{ja \cos(-x)} = f(-x).$$

Hieruit volgt dus, dat $f(x)$ een even functie is, zodat hierdoor de constanten a_0 , a_m en b_m worden:

$$a_0 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} f(x) dx.$$

$$a_m = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} f(x) \cos mx dx.$$

$$b_m = 0.$$

Berekening van de constante a_0 :

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} f(x) dx \\ &= \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} e^{ja \cos x} dx \\ &= \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(ja \cos x)^m}{m!} dx \\ &= \frac{2}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(ja)^m}{m!} \int_0^{\pi} (\cos x)^m dx \end{aligned}$$

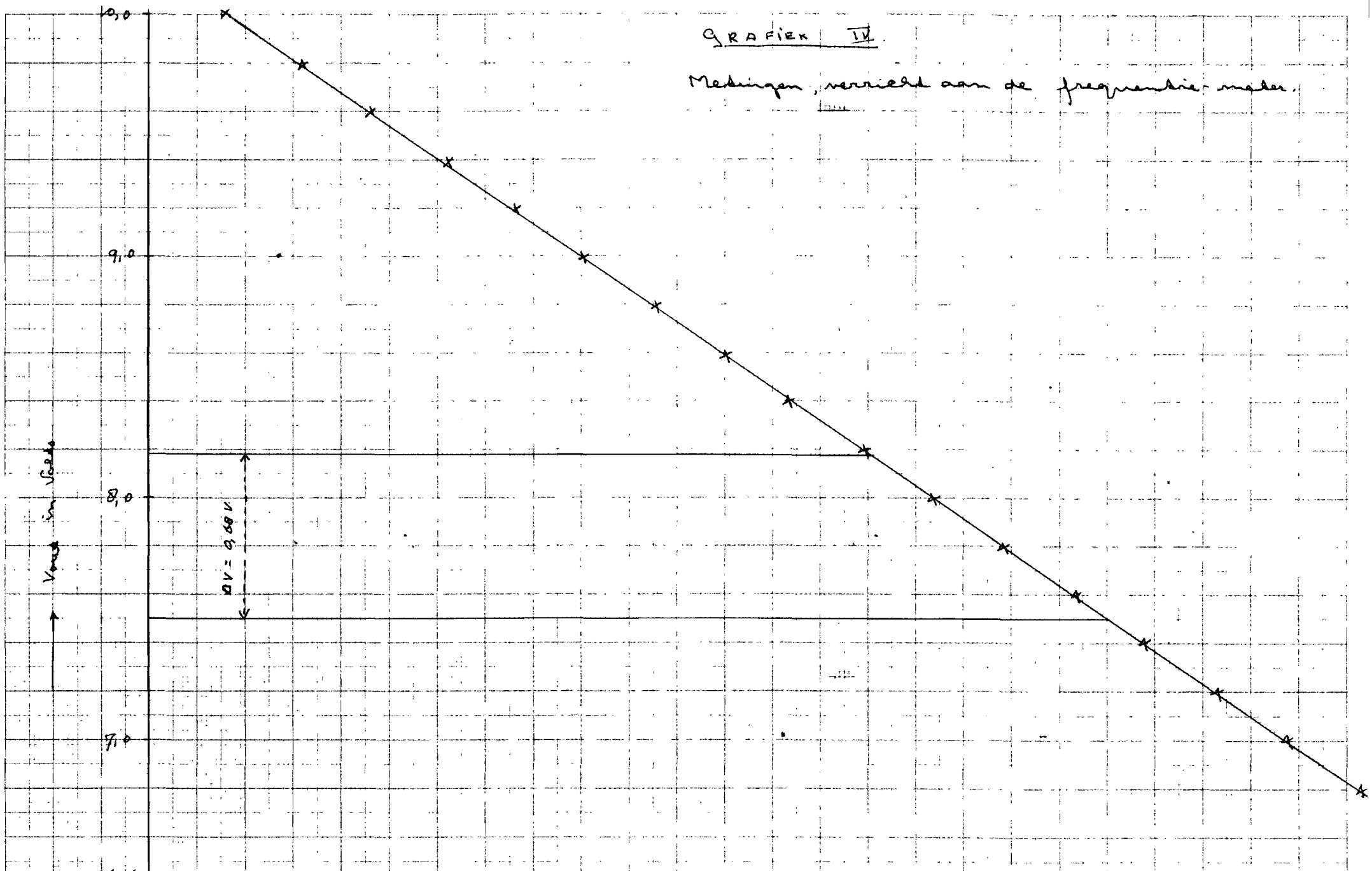
Nu geldt voor:

$$\begin{aligned} \int_0^{\pi} (\cos x)^m dx &= \frac{m!}{2^m (\frac{1}{2}m!)^2} \quad \text{voor } m \text{ even.} \\ &= 0 \quad \text{voor } m \text{ oneven.} \end{aligned}$$

zodat we hiermee voor a_0 vinden:

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{2}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(ja)^m}{m!} \frac{m!}{2^m (\frac{1}{2}m!)^2} \quad \text{voor } m \text{ even.} \\ &= 0 \quad \text{voor } m \text{ oneven,} \end{aligned}$$

6.9



6.11

Ofwel:

$$\begin{aligned}
 a_0 &= 2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(ja)^{2n}}{(2n)!} \frac{(2n)!}{2^{2n} (n!)^2} \quad \text{voor alle } n \\
 &= 2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(ja)^{2n}}{2^{2n} (n!)^2} \\
 &= 2 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \left(\frac{a}{2}\right)^{2n} \left(\frac{1}{n!}\right)^2 \\
 &= 2 J_0(a).
 \end{aligned}$$

waarin $J_0(a)$ een Bessel-functie is van de orde 0.

Evenzo kan men a_n berekenen.

Voor de reeksontwikkeling van $f(x)$ vinden we dan:

$$f(x) = J_0(a) + \sum_{n=1}^{\infty} j J_n(a) [e^{jn x} + (-1)^{n+1} e^{-jn x}].$$

BIJLAGE V.Berekening van een, in frequentieverschoven, zendsignaal.

Indien gegeven is, dat het zendsignaal de volgende gedaante heeft:

$$f(t) = e^{j[(\omega_c + a)t + \frac{1}{2}\mu t^2]} \quad \text{voor } -T/2 \leq t \leq T/2$$

$$= 0 \quad \text{voor } |t| > T/2$$

dan kunnen we hieruit het uitgangssignaal van het filter berekenen.

$$f(t) = e^{j[(\omega_c + a)t + \frac{1}{2}\mu t^2]}$$

Hieruit volgt voor het frequentiespectrum:

$$F(\omega) = \int_{-T/2}^{T/2} e^{j[(\omega_c + a - \omega)t + \frac{1}{2}\mu t^2]} dt.$$

Voor het frequentiespectrum van de uitgang van het filter:

$$G(\omega) = H(\omega) F(\omega)$$

$$= e^{j \frac{(\omega_c - \omega)^2}{2\mu}} \int_{-T/2}^{T/2} e^{j[(\omega_c - \omega + a)t + \frac{1}{2}\mu t^2]} dt$$

waaruit we voor de tijdfunctie vinden:

$$g(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{j \frac{(\omega_c - \omega)^2}{2\mu}} \left[\int_{-T/2}^{T/2} e^{j[(\omega_c + a - \omega)\tau + \frac{1}{2}\mu \tau^2]} d\tau \right] e^{j\omega t} d\omega$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-T/2}^{T/2} e^{j \left[\frac{\omega_c^2}{2\mu} - \frac{\omega_c \omega}{\mu} + \frac{\omega^2}{2\mu} + (\omega_c + a)\tau - \omega\tau + \frac{1}{2}\mu \tau^2 + \omega t \right]} d\omega d\tau$$

$$= \sqrt{2\mu} \frac{1}{2\pi} \int_{-T/2}^{T/2} e^{j \left[\frac{\omega_c^2}{2\mu} + (\omega_c + a)\tau + \frac{1}{2}\mu \tau^2 - \frac{1}{2}\mu (t - \tau)^2 + \omega_c (t - \tau) - \frac{\omega_c^2}{2\mu} \right]} d\tau$$

waarin: $x = \sqrt{\frac{1}{2\mu}} \left[(t - \tau)\mu - \omega_c + \omega \right]$.

en: $\int_{-\infty}^{\infty} e^{j x^2} dx = \sqrt{\pi} e^{j \pi/4}$.

Hieruit volgt voor $g(t)$:

6.13

$$\begin{aligned}
 y(t) &= \sqrt{\frac{\mu}{2\pi}} e^{j\pi/4} \int_{-T/2}^{T/2} e^{j[(a+\mu t)\tau + \omega_c t - 1/2 \mu t^2]} d\tau \\
 &= \sqrt{\frac{\mu}{2\pi}} e^{j(\omega_c t - 1/2 \mu t^2 + \pi/4)} \int_{-T/2}^{T/2} e^{j(a+\mu t)\tau} d\tau \\
 &= 2 \sqrt{\frac{\mu}{2\pi}} e^{j(\omega_c t - 1/2 \mu t^2 + \pi/4)} \int_0^{T/2} \cos(a+\mu t)\tau d\tau \\
 &= \sqrt{\frac{\mu T^2}{2\pi}} e^{j(\omega_c t - 1/2 \mu t^2 + \pi/4)} \frac{\sin(a+\mu t)T/2}{(a+\mu t)T/2}
 \end{aligned}$$

De nulpunten van deze functie vinden we door:

$$(a + \mu t) T/2 = m\pi \quad (\text{met } |m| \geq 1)$$

Hieruit volgt:

$$t = \frac{2m\pi}{\mu T} - \frac{a}{\mu}$$

Met behulp van de constante a kunnen we de nulpunten van de functie verschuiven.

BIJLAGE VI

*Berekening van de uitgangsspanning van de frequentiemeter.

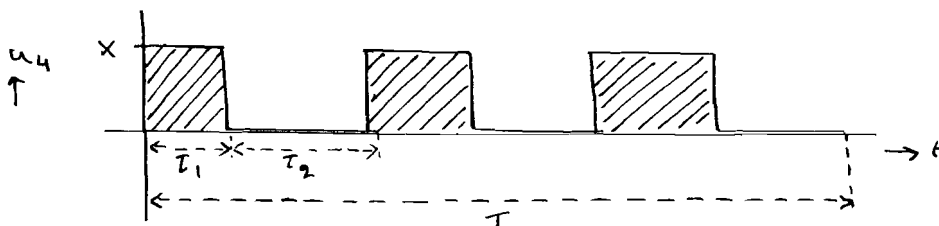


fig. 1

Uit de multivibrator komt een signaal, zoals dit in fig. 1 aangegeven is. De tijd τ_1 wordt bepaald door de instelling van de multivibrator en is dus constant. De tijd τ_2 wordt, zoals uit het volgende blijkt, bepaald door de frequentie en wel zodanig, dat $\frac{1}{\tau_1 + \tau_2} = f$.

De tijd per cyclus, dit is de tijd tussen twee positieve flanken, is $\tau_1 + \tau_2$.

Gedurende een tijd T zijn er dus:

$$\frac{T}{\tau_1 + \tau_2} \text{ cycli.}$$

Het oppervlak per cyclus: $O = \int_0^{\tau_1} x \, d\tau$.

Het oppervlak van $\frac{T}{\tau_1 + \tau_2}$ cycli:

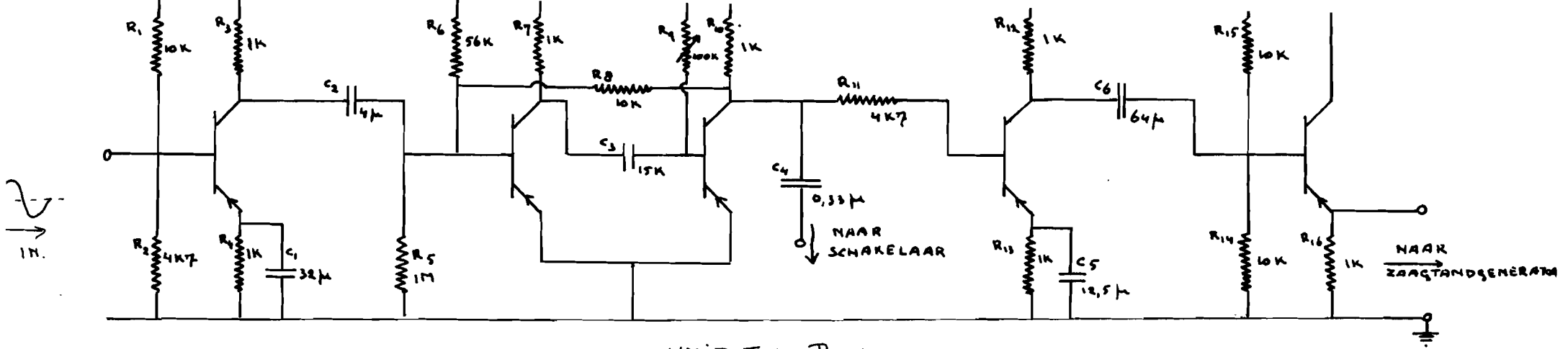
$$O_T = \frac{T}{\tau_1 + \tau_2} O$$

Wordt dit oppervlak uitgesmeerd over T sec, dan verkrijgen we als gemiddeld opp. over T sec:

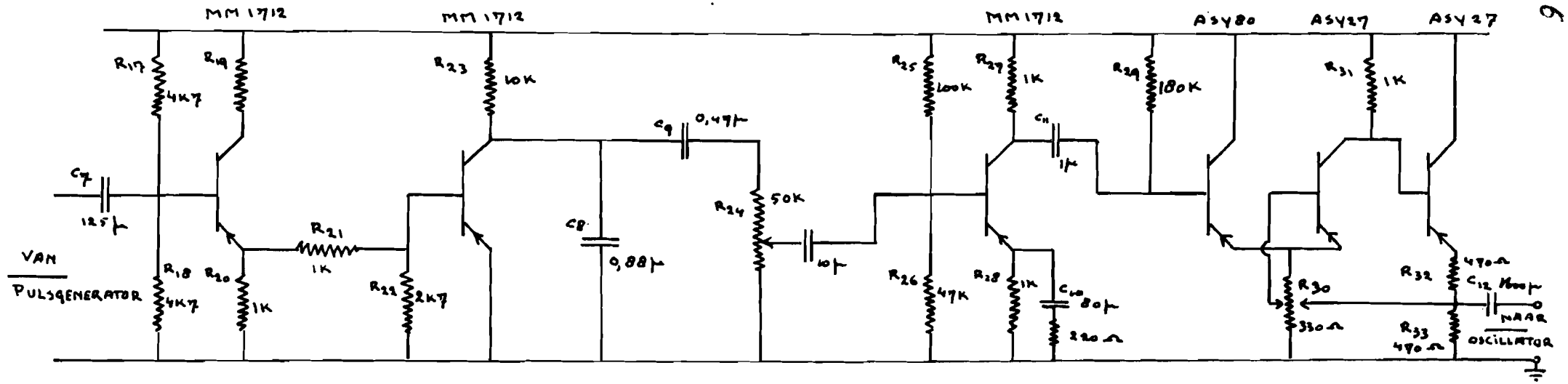
$$\bar{O}_T = \frac{1}{T} O_T = \frac{1}{\tau_1 + \tau_2} \cdot O$$

Hieruit volgt voor het gemiddelde gelijkspanning niveau aan de uitgang van de integrator:

$$U_{\text{gem}} = \frac{1}{\tau_1 + \tau_2} O = f \int_0^{\tau_1} x \, d\tau = f \times \tau_1.$$

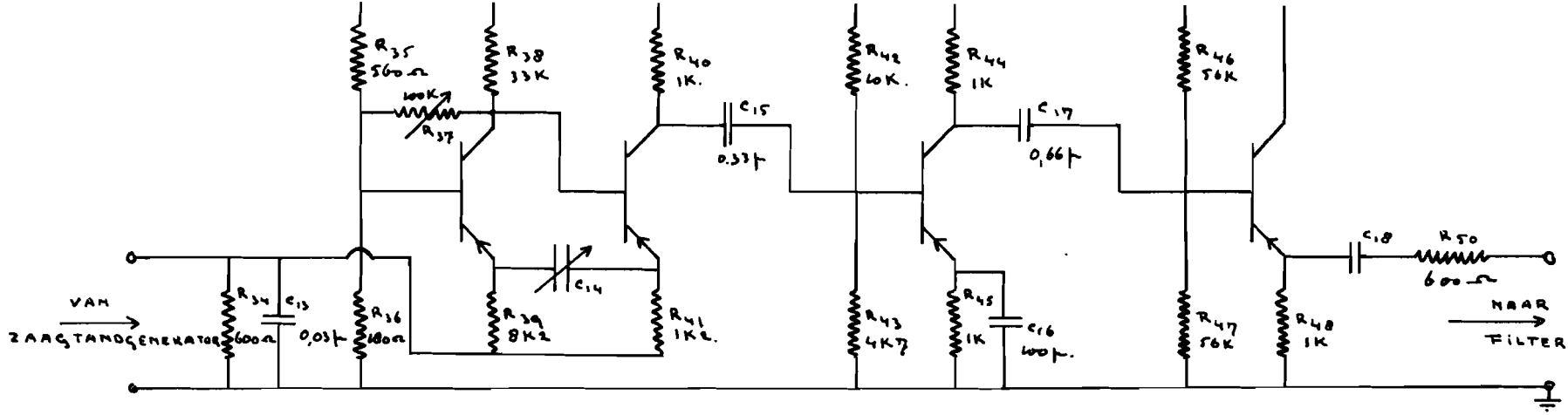


UNIT I : PULSGENERATOR.

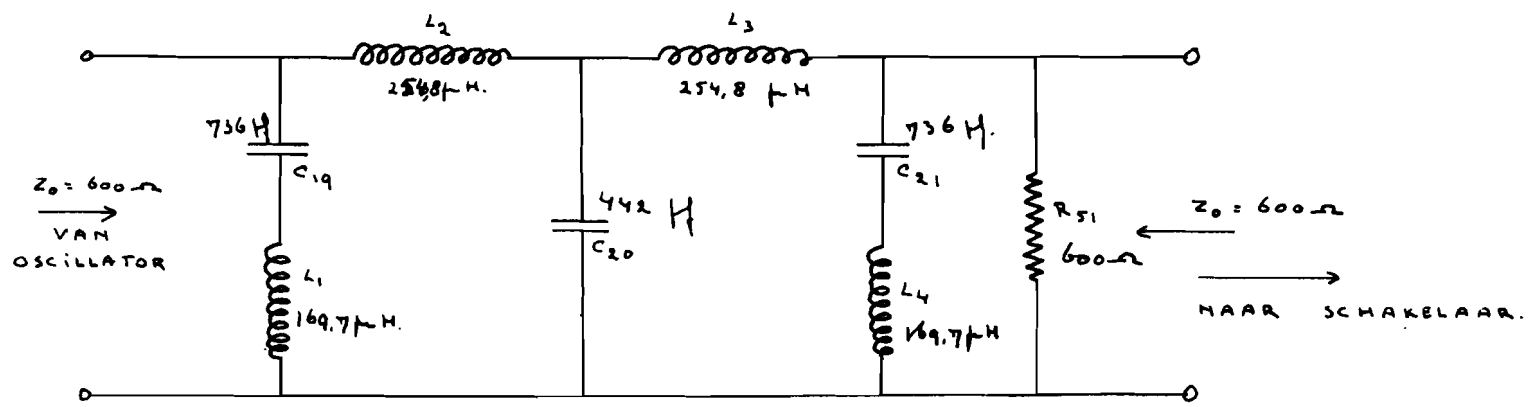


UNIT II : ZAASTANDGENERATOR.

6.16

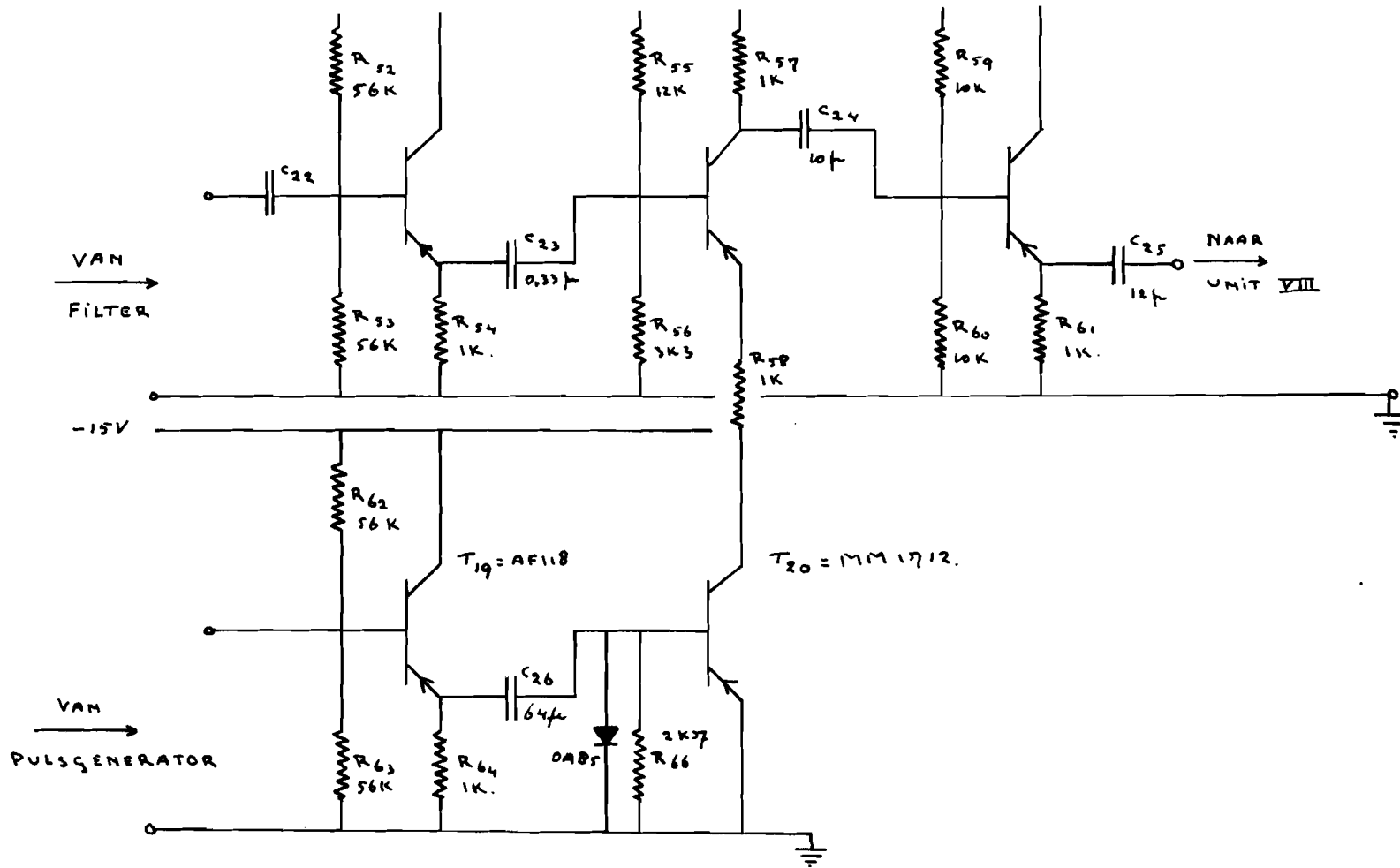


Unit III : oscillator.

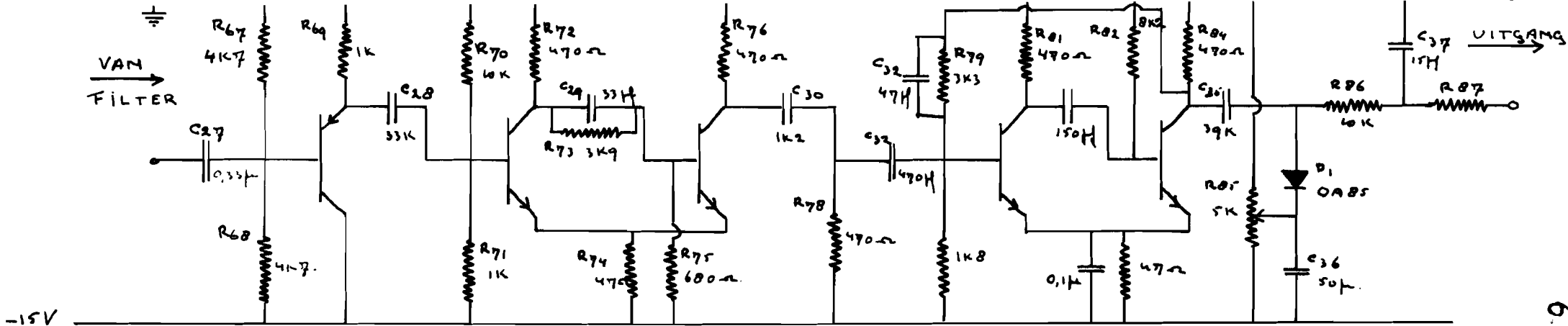


Unit IV : Filter.

6.17

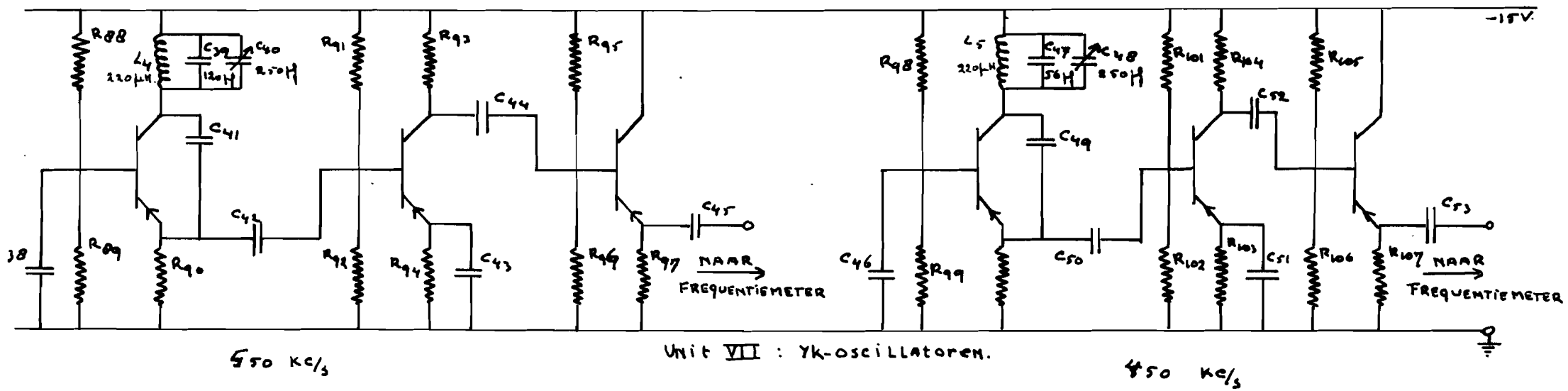


nis 7 : Schakelaar.



UNIT VI : Frequentiemeter.

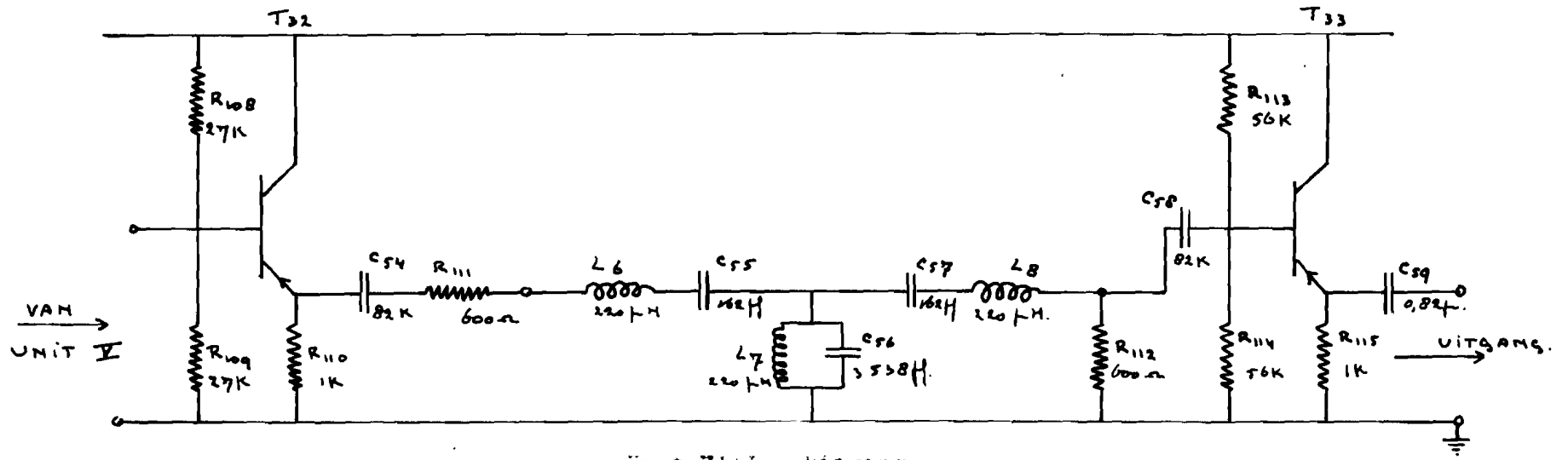
619



UNIT VII : YK-Oscillatoren.

550 KC/s

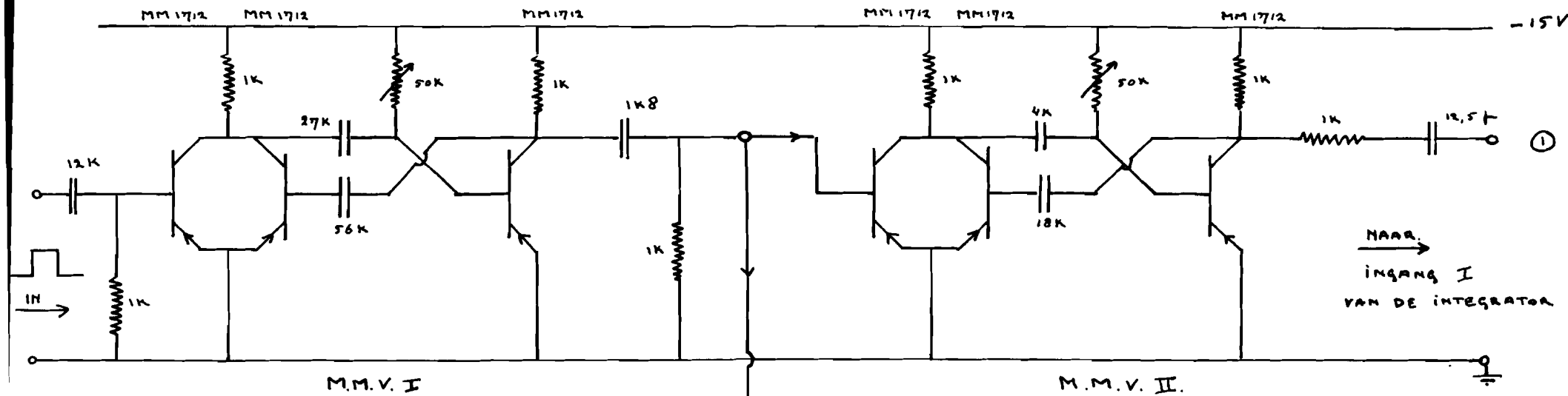
450 KC/s



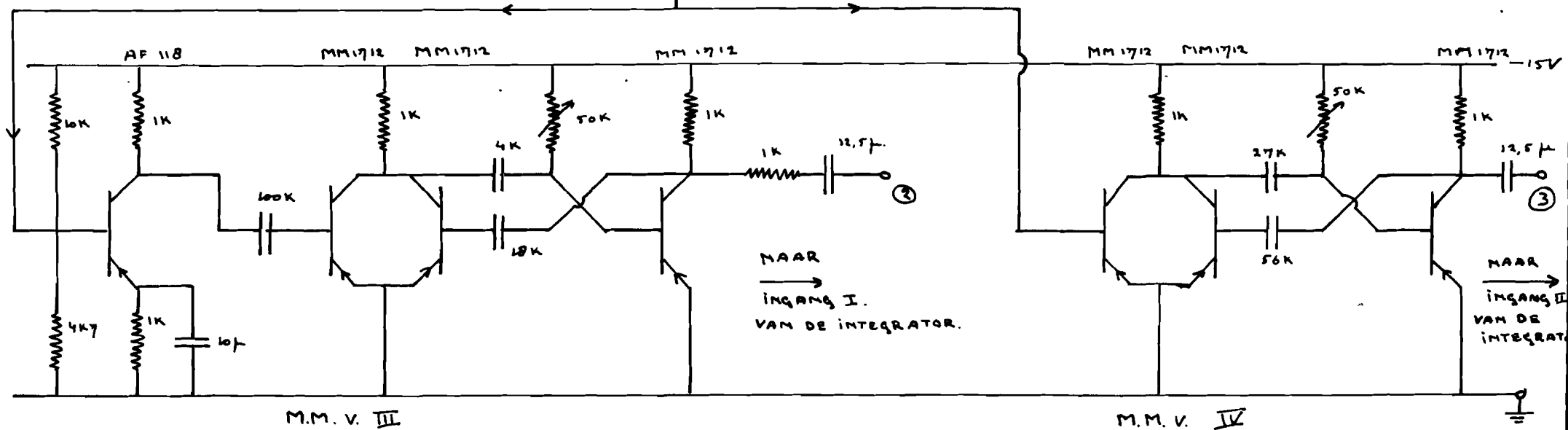
Unit VIII : uitgang.

6.20

DISTORSIE IN HET LINEAIR F.M. SIGNAAL 1.



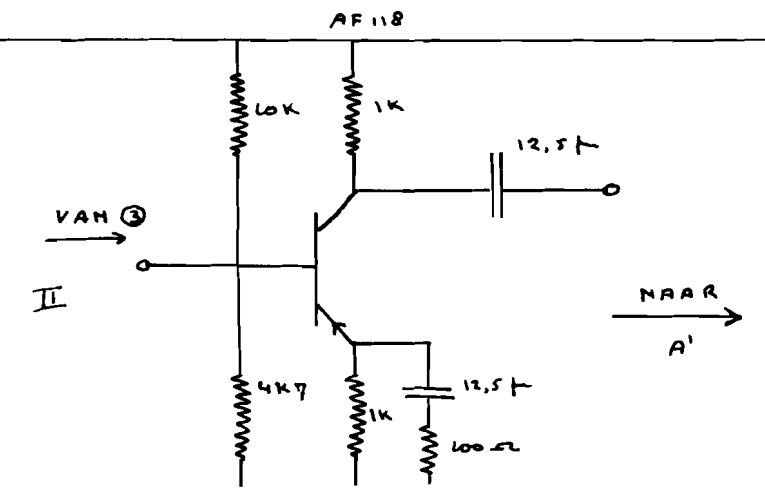
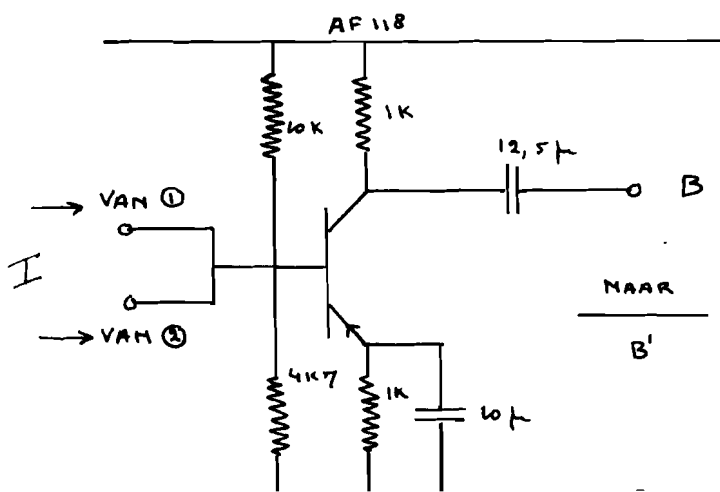
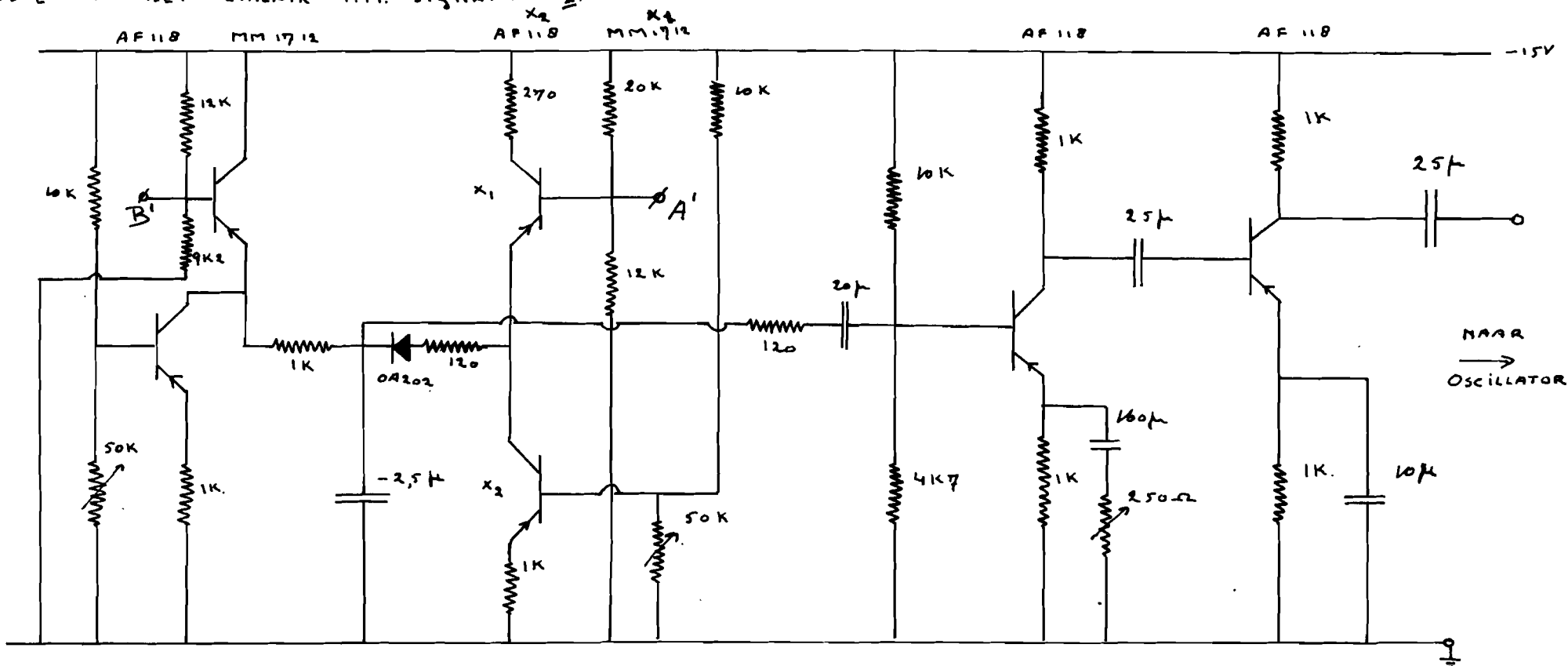
6.22



MULTI VIBRATOREN.

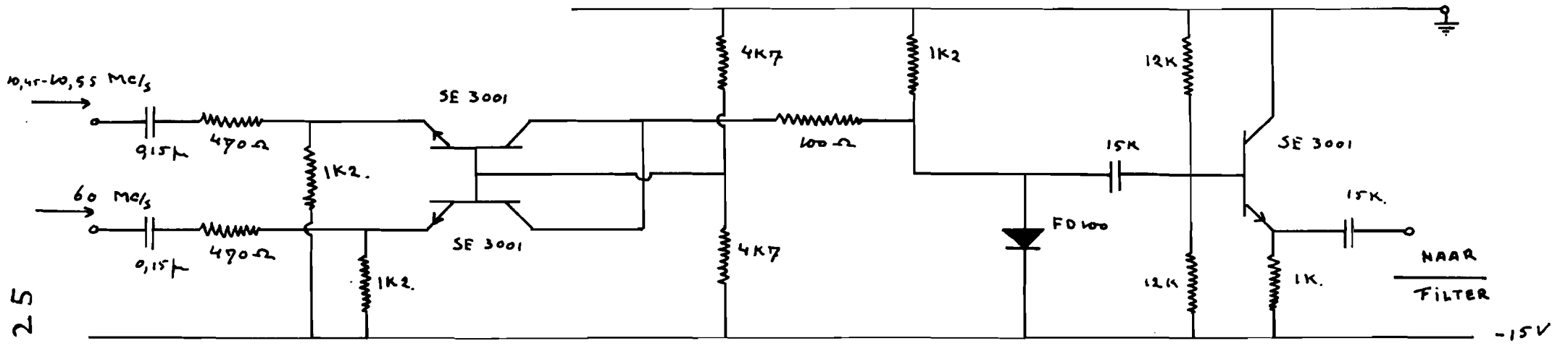
DISTORSIE IN HET LINEAIR F.M. SIGNAAL 2.

6.23



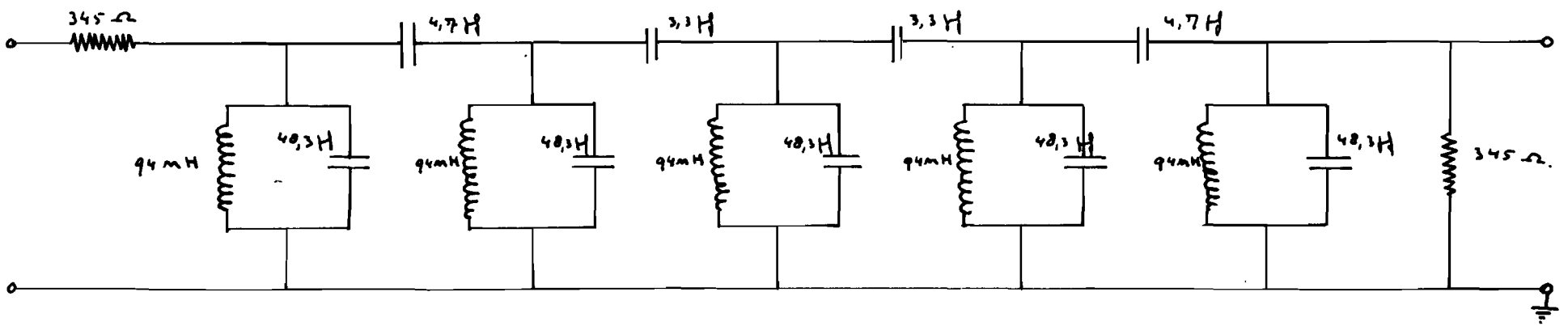
MIXER EN FILTER VOOR 70,5 Mc/s

MIXER VOOR 10,5 Mc/s.



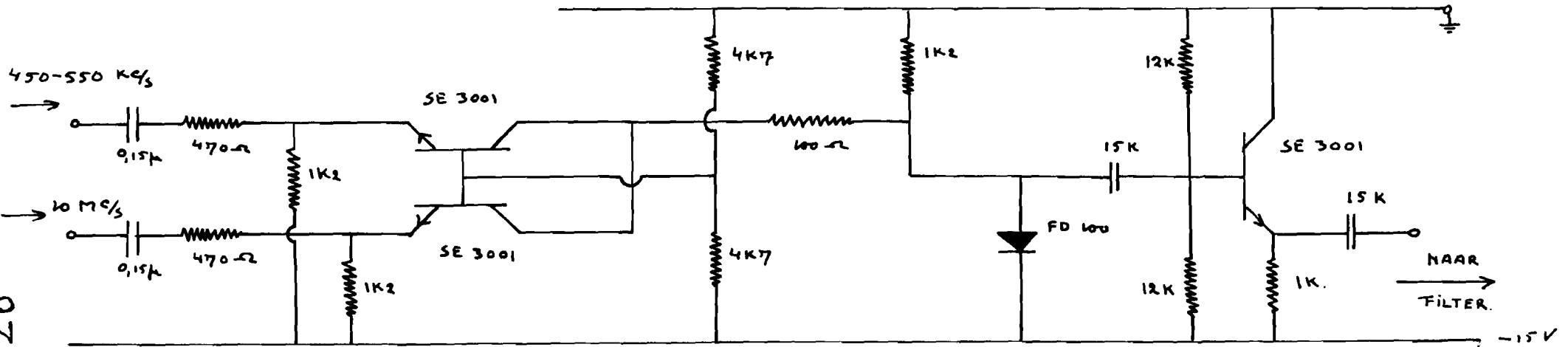
6.25

FILTER VOOR 70,5 Mc/s MET EEN BANDBREEDTE VAN 4 Mc/s.

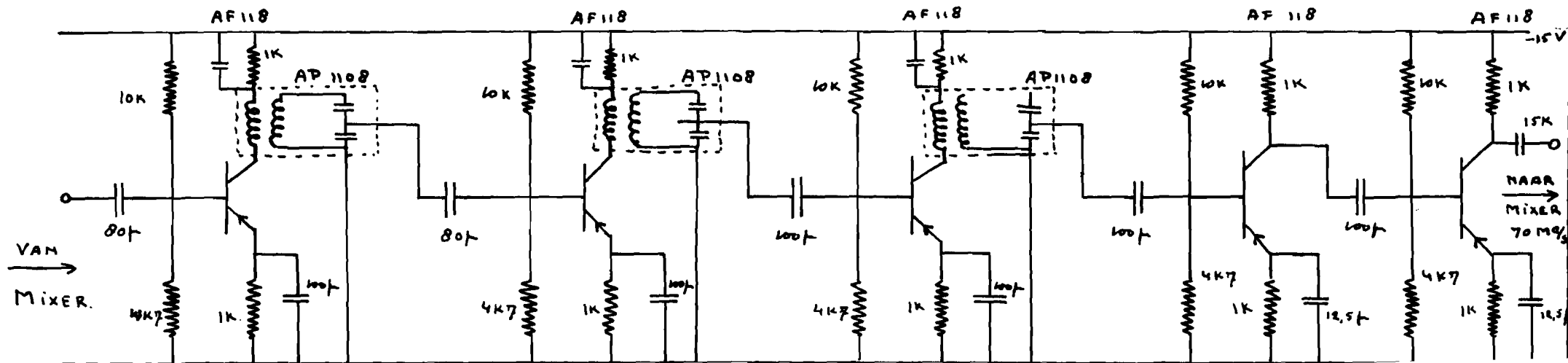


MIXER EN FILTER VOOR 10,5 MC/s

MIXER VOOR 10,5 MC/s



FILTER VOOR 10,5 MC/s MET EEN BANDBREEDTE VAN 300 KHz.



6.26

LITERATUURLIJST.

1. J.R. Klauder e.a.
"The theory and design of Chirp Radar Bell System",
Techn.Journal, Vol 39, no.4, July 1960, pp.745-808.
2. M. Bernfeld and C.E. Cook.
"Matched Filtering and Pulse compression",
Microwave Journal, nov.1964, pp.81-60.
3. Evert M.Fowle.
"The design of F.M.Pulse Compression Signals",
I.E.E.E. Transactions on information theory,
Vol.IT-10, jan.1964. pp.61-67.
4. C.E.Cook.
"Pulse compression-Key to more efficient Radar transmission",
Proc. I.R.E. Vol.48, no.3, March 1960. pp.310-316.
5. C.L. Temes.
"Sidelobe Suppression in a Range-Channel Pulse compression
Radar". I.R.E. Transactions on Military Electronics,
Vol.Mil-6 no.2, april 1962, pp. 162-169.
6. P.Tournois.
"Analogie optique de la compression d'impulsion",
Ann.de Radio électricité, oct.1964.
7. J.E. Chin and C.E. Cook.
"The mathematics of Pulse compression",
Sperry Engineering Rev. Vol.12 no.3, oct.1959 pp.11-16.
8. C.E. Cook.
"Effects of phase modulation errors on pulse compression
signals". I.A.E. Int.conv.Record. Vol.10, PartIV,1962,pp.174-184.
9. J.de Lorenzo and D. De Angelis.
"Real-time measurement and correction of phase distortion
in high fidelity radars",
I.E.E.E. Int.conv.Record,Vol.11 Part VIII,1963, pp.96-103.
10. C.E.Cook.
"Transmitter Phase Modulation errors and Pulse compression
Waveform Distortion",
Microwave Journal, Vol.6, no.5 may 1963, pp.63-69.
11. C.E. Cook.
"A pulse compression Predistortion Function for efficient
sidelobe Reduction in a high power Radar".