

MASTER

Onderzoek naar stroom-meting tijdens lawine-vorming in de nevelkamer

Jansen, W.J.L.

Award date:
1971

[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

Take down policy

If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

1171 bse

STUDIEBIBLIOTHEEK
ELEKTROTECHNIEK
E - HOOGBOUW

Afdeling der Elektrotechniek

Groep HOGE SPANNINGEN EN HOGE STROMEN

ONDERZOEK NAAR STROOM-METING
TIJDENS LAWINE-VORMING IN DE
NEVELKAMER

door
W.J.L. Jansen

EH

Afstudeeronderzoek verricht
onder leiding van:

Ir. L.M.L.F. Hosselet

Groepsleider:

Prof.dr. D.Th.J. ter Horst

Samenvatting.

In dit afstudeerverslag wordt de opbouw van een circuit beschreven, waarmee een hoogspanningspuls opgewekt kan worden, die regelbaar is in de hoogte en in de breedte.

Het spanningsbereik loopt van 0 t/m ca. 60 kV en het pulsbreedtebereik van 0 t/m 10 μ sec.

Langere pulslengte's zijn in principe niet onmogelijk. De stijg- en daaltijd van de puls bedraagt resp. 60 en 30 n sec. Met deze puls kunnen de verschillende stadia in stootionisatie-processen beschreven worden.

Tevens wordt een methode gegeven om de stroom in het uitwendige circuit van de nevelkamer ten gevolge van de lawine in de nevelkamer te meten.

LIJST VAN GEBRUIKTE SYMBOLEN.

- a : = C_m/C_n
- d : afstand tussen de anode en de kathode in de nevelkamer
- e : lading van een electron = $1,60 \times 10^{-19}$ Coulomb
- i : stroom
- i_e : stroom t.g.v. de beweging van de electronen in de nevelkamer
- i_i : stroom t.g.v. de beweging van de ionen in de nevelkamer
- i_l : lekstroom
- i_m : stroom door de meetweerstand R_m
- i_o : = $n_o v_e d^{-1}$
- i_t : = $i_e + i_i$ is de totale lawinestroom
- k : de constante van Boltzmann = $1,38 \times 10^{-23}$ Joule/°Kelvin
- l : lengte
- n : aantal deeltjes
- n_e : aantal electronen
- n_i : aantal ionen
- n_o : aantal electronen dat op de kathode wordt vrijgemaakt
- r : straal
- t : tijd
- t_d : daaltijd
- t_p : pulstijd
- t_s : stijgtijd
- v : snelheid
- v_e : snelheid van de electronen in de nevelkamer
- v_i : snelheid van de ionen in de nevelkamer
- v^* : $v_e v_i (v_e + v_i)^{-1}$
- x : afstand in de nevelkamer, gerekend vanaf de kathode
- C : capaciteit
- C_m : capaciteit parallel aan de meetweerstand R_m
- C_n : capaciteit van de nevelkamer
- C_o : laadcapaciteit
- E : elektrische veldsterkte
- L : zelfinductie
- R : weerstand
- $R_{1,2}$: dempweerstand
- R_l : lekweerstand
- R_m : meetweerstand om de stroom i_t te meten

- $S_{1,2}$: schakelaars, bollenvonkenbruggen
- T : temperatuur, tijd
- T_e : looptijd van de electronen tussen de electroden in de nevelkamer
- T_i : looptijd van de ionen tussen de electroden in de nevelkamer
- V : spanning
- V_m : spanning over de meetweerstand R_m
- V_n : spanning over de nevelkamer
- V_o : laadspanning
- α : eerste ionisatie-coëfficiënt van Townsend of het aantal ioniserende botsingen van electronen per lengte-eenheid
- ϵ : dielectrische constante of permittiviteit
- ϵ_o : permittiviteit in vacuum is $100 \times (36 \pi)^{-1} \times 10^{-11}$ Farad/meter
- ϵ_r : relatieve permittiviteit
- μ : permeabiliteit
- μ_o : permeabiliteit in vacuum is $4 \pi \times 10^{-7}$ Henry/meter
- μ_r : relatieve permeabiliteit
- τ : tijdconstante
- τ_d : daaltijd-constante
- τ_e : tijdconstante van de stroom i_e
- τ_m : $= R_m C_m$
- τ_n : $= R_m C_n$
- $\tau_{o,s}$: stijgtijd-constante
- τ_t : $= \tau_n + \tau_m$

I N H O U D

SAMENVATTING	1
LIJST VAN GEBRUIKTE SYMBOLEN	2
INHOUDSOPGAVE	4
INLEIDING	5
I DE HOOGSPANNINGSPULS MET REGELBARE PULSHOOGTE EN PULSBREEDTE	
I-2 Algemeen	7
I-2 De circuitcomponenten	11
I-3 Samenstelling van de circuitcomponenten tot een pulscircuit	16
I-4 Bepaling van de diameter van de buisvormige retourgeleider, de zelfinductie en de capaciteit van het pulscircuit	18
I-5 Het triggercircuit	20
II LAADSPANNING EN LAADSPANNINGSMETING	23
III DE LAADSPANNINGSDELER	24
IV LAWINES IN DE NEVELKAMER	30
V DE STROOM TEN GEVOLGE VAN DE LAWINE	
V-1 Algemeen	33
V-2 Het principe van de stroommeting	36
V-3 De invloed van spanningsvariaties op de stroommeting	45
V-4 De versterker	46
V-5 De stroommeting	49
VI NABESCHOUWING	51
LITTERATUURLIJST	53
BIJLAGEN	55
INHOUDSOPGAVE VAN DE BIJLAGEN	75

Inleiding.

Voor het onderzoeken van stootionisatie-processen, welke aanleiding kunnen geven tot doorslag in een gas, wordt gebruik gemaakt van een rechthoekige hoogspanningspuls.

Deze puls wordt over twee electroden gezet, die een Rogowski-profiel hebben. In het centrum van deze cirkelvormige electroden zal dus een zeer goed homogeen elektrisch veld ontstaan tijdens de spanningspuls.

De electroden bevinden zich in een nevelkamer [1] .

In het bovenste electrodenoppervlak, de kathode, bevindt zich een zinken plaatje. Zink heeft een lage uittree-potentiaal voor electronen. Onder de anode bevindt zich een bollenvonkenbrug. Het licht van een ontlading tussen de bollen van deze brug kan via een kwartsglaasje en kleine gaatjes in de anode het zinken plaatje treffen en daar een of meerdere electronen vrijmaken, al naargelang de intensiteit van het licht van de ontlading. Wordt op hetzelfde tijdstip de rechthoekige spanningspuls over de electroden gezet, dan worden de vrijgemaakte electronen versneld en zullen ze bij voldoende hoge veldsterkte, genoeg kinetische energie krijgen om door botsing nieuwe electronen vrij te maken. Hierdoor zal het aantal vrije electronen lawine-achtig toenemen. In het spoor van deze electronen blijven ionen achter, die in de nevelkamer zichtbaar gemaakt kunnen worden. Op deze wijze is de plaatselijke vorm van de lawine te bestuderen. [1,2] .

Door nu de hoogte en de breedte van de spanningspuls te variëren kunnen de verschillende stadia van de lawine, die uiteindelijk leidt tot een doorslag tussen de electroden in het gas, bestudeerd worden. Uit de vorm van de lawine kunnen de driftsnelheid, de thermische diffusie-snelheid van de electronen en de ruimtelijke verdeling van de achtergebleven ionen rechtstreeks bepaald worden. [1,2].

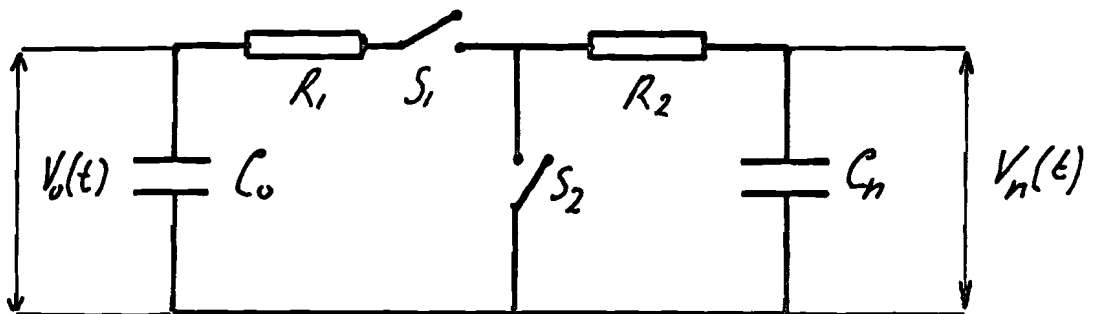
De bestudering van de plaatselijke vorm zegt echter niets over het verloop in de tijd van de lawine. Ten gevolge van de bewegende ladingen tussen de electroden in de nevelkamer zal er een stroom gaan vloeien in het uitwendige circuit van de nevelkamer [3].

Meting van deze stroom geeft het verloop in de tijd van de lawine. Uit de stroomvorm kunnen onder meer de driftsnelheid van de electronen, het aantal ioniserende botsingen van de electronen per lengte-eenheid, wat ook wel bekend staat als de eerste ionisatie coëfficiënt van Townsend en de driftsnelheid van de ionen berekend worden.

I. De hoogspanningspuls met regelbare pulshoogte en pulsbreedte.

I-1 Algemeen

In principe verkrijgen we een regelbare hoogspanningspuls over de condensatorplaten in de nevelkamer door op het tijdstip $t = 0$ de nevelkamer capaciteit C_n op te laden tot de spanning $V = V_0$ en op het tijdstip $t = t_p$ de nevelkamer kort te sluiten. Daar er altijd parasitaire zelfinducties in het circuit aanwezig zijn, zal het op- en ontladen van de nevelkamer moeten geschieden via weerstanden om een aperiodisch verloop van de op- en ontladspanning te krijgen. We krijgen dan een pulscircuit volgens figuur 1.



Figuur 1. Principe van het pulscircuit.

Tengevolge van de weerstanden krijgt de puls een bepaalde stijg- en daaltijd. We kunnen de puls nog als rechthoekig beschouwen als deze stijg- en daaltijden kort zijn ten opzichte van de pulslengte. We zullen pulslengtes gebruiken van 300 à 400 n sec. De stijg- en daaltijd moet dan liggen rond de 20 à 50 n sec.

We laden een condensator C via een weerstand R op door deze op het tijdstip $t = 0$ aan te sluiten op een gelijkspanningsbron van een spanning V_0 . Dan wordt de spanning over de condensator $0,9 V_0$ op het tijdstip $t_1 = 2,3 \tau_s$ waarbij $\tau_s = RC$.

We stellen nu dat $t_1 = t_s$, de stijgtijd van het R-C- circuit.

Uit figuur 1 volgt dan dat $t_s = 2,3 \tau_s = 2,3 (R_1 + R_2) C_n$.

Wil $t_s < 50$ n sec zijn, dan moet voor $C_n = 20$ pF,

$R_1 + R_2 < 1000 \Omega$ zijn.

De maximale zelfinductie waarbij het spanningsverloop nog net onder-kritisch is, wordt gegeven door $L = \frac{1}{4} R^2 C$.

Dit houdt in ons geval met $C_n = 20$ pF en $R_1 + R_2 = 1000 \Omega$ in, dat $L = 5 \mu H$. De parasitaire zelfinductie in het pulscircuit moet dus kleiner dan $5 \mu H$ zijn, willen we een aperiodisch spanningsverloop over de nevelkamer krijgen.

Sluiten we op het tijdstip $t = 0$ de schakelaar S_1 (fig.1), dan vinden we voor het spanningsverloop over C_n :

$$V_n(t) = V_o \frac{C_o}{C_o + C_n} \left(1 - e^{-t/\tau_s^1} \right) \text{ met } \tau_s^1 = R_t C_n \frac{C_o}{C_n + C_o} \quad (1)$$

$$R_t = R_1 + R_2$$

Sluiten we op het tijdstip $t = t_p$ schakelaar S_2 dan wordt V_n :

$$V_n(t) = V_n(t_p) e^{-(t-t_p)/\tau_d} \text{ met } \tau_d = R_2 C_n \quad (2)$$

$$V_n(t_p) = V_o \frac{C_o}{C_o + C_n} \left(1 - e^{-t_p/\tau_s^1} \right)$$

Voor de afleiding van de formules zie bijlage I.

We hebben hier de zelfindukties in het pulscircuit verwaarloosd en bovendien verondersteld, dat de spanningsval over de schakelaars nul is. Ook de praktische uitvoering van de schakelaars is buiten beschouwing gelaten.

Deze wordt besproken in hoofdstuk I - 3.

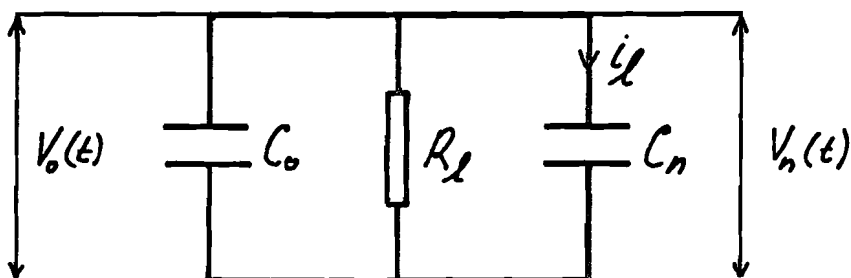
In de praktijk zullen we nu $C_o \gg C_n$ nemen. De spanning die dan uiteindelijk voor $t \gg \tau_s^1$ over C_n komt te staan is dan ongeveer gelijk aan de laadspanning V_o van C_o .

Deze is eenvoudig te meten. (zie hoofdstuk II).

Verder willen we C_o groot hebben in verband met de later uit te voeren stroommeting. Bekijken we hiertoe de toestand van het pulscircuit voor $t \gg \tau_s^1$ en bij S_2 in open toestand.

Nemen we aan dat er een lekweerstand R_l in het circuit aanwezig is waarvoor geldt $R_1 \gg R_l$ en $R_1 \gg R_2$.

We kunnen dan onder bovenstaande aannamen het pulscircuit (fig.1) vervangen door het volgende circuit.



Figuur 2. Equivalent pulscircuit met lekweerstand R_l voor $t \gg \tau_s^1$, $R_1 \gg R_l$ en $R_1 \gg R_2$.

De spanning in de nevelkamer is nu voor $C_o \gg C_n$.

$$V_n = V_o e^{-t/R_l C_o} \quad (3)$$

De dielektrische verschuivingsstroom i_1 door de nevelkamer als gevolg van het afnemen van de laadspanning van de nevelkamer door onvolkomenheden in de isolatie is dan

$$i_1 = C_n \frac{dV_n}{dt} = -\frac{C_n}{C_o} \cdot \frac{V_o}{R_1} e^{-t/R_1 C_o} \quad (4)$$

De stroom i_m ten gevolge van een lawine in de nevelkamer is van de orde van $i_m = 0,1 \mu A$ maximaal [1,2].

De meting van deze stroom i_m zal verstoord worden door de lekstroom i_1 . We zien dat hoe groter C_o hoe kleiner i_1 wordt. Uit (4) volgt, dat wil $i_m \gg i_1$, $R_1 \gg 32 M\Omega$ moet zijn.

Voor $C_o \gg C_n$ en $t_1 \gg \tau_s^1$ gaan de formules (1) en (2) over in:

$$V_n(t) = V_o \left(1 - e^{-t/\tau_s} \right) \text{ voor } 0 < t < t_p \text{ met } \tau_s = (R_1 + R_2) C_n \quad (5)$$

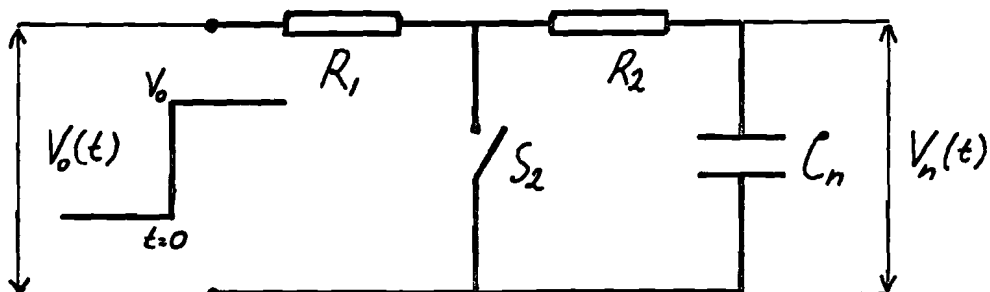
en

$$V_n(t) = V_o e^{-(t-t_p)/\tau_d} \text{ voor } t > t_p \text{ met } \tau_d = R_2 C_n \quad (6)$$

We kunnen dan het pulscircuit van fig. 1 vervangen door het circuit van figuur 3 waar ten tijde $t=0$ een stapvormige spanning $V_o(t) = V_o \cdot U(t)$ opgedrukt wordt.

Hierin is $U(t)$ de eenheidsstapfunctie van Heaviside waarvoor geldt $U(t) = 0$ voor $t < 0$ en $U(t) = 1$ voor $t \geq 0$.

Op het tijdstip t_p wordt schakelaar S_2 gesloten.



Figuur 3. Equivalent pulscircuit voor $C_o \gg C_n$.

Het schema van figuur 3 vereenvoudigt de berekening aan het pulscircuit met inachtneming van de zelfinducties in het circuit. We verwijzen hiervoor naar de literatuur [4].

I-2 De circuitcomponenten.

We zullen de componenten waaruit het pulscircuit wordt samengesteld achtereenvolgens belichten.

1. De op te laden capaciteit C_n wordt gevormd door de capaciteit van de twee elektroden in de nevelkamer waartussen de electronenlawines optreden. De grootte van de capaciteit is 20 pF bij een elektroden-afstand van 4,5 cm.

2. De capaciteit C_o moet de energie leveren voor de opbouw van het elektrische veld in de nevelkamer.

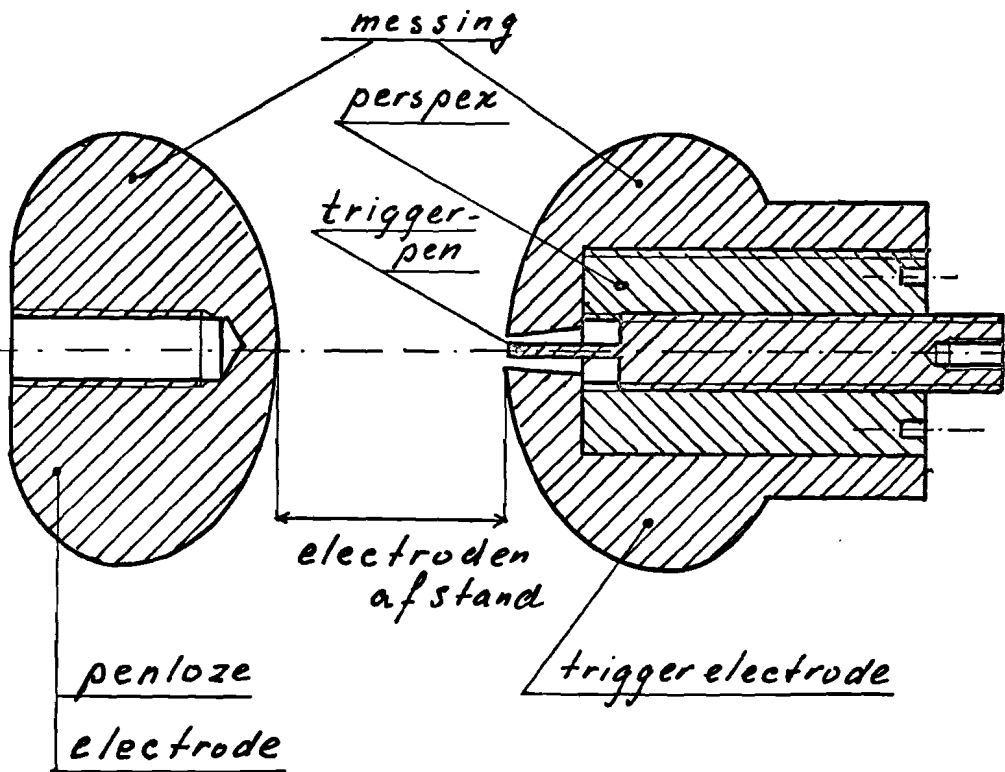
In I -1 hebben we gezien, dat om twee redenen $C_o \gg C_n$ wenselijk is. Een andere eis is dat C_o voldoende inductie-arm moet zijn i.v.m. de gewenste stijgtijd van de puls.

De condensator die in de groep aanwezig is en aan deze drie eisen het best voldeed, is de reserve condensator van de Haefely stootspanningsgenerator. De capaciteit van deze condensator is $C_o = 0,25 \mu\text{F}$. Aan de eis dat $C_o \gg C_n$ is dus ruimschoots voldaan. De zelfinductie van deze condensator bedraagt $1,5 \mu\text{H}$.

Een voordeel van deze condensator is nog het feit, dat zijn klemmen coaxiaal zijn uitgevoerd. Het pulscircuit kan hierop coaxiaal worden voortgezet. De zelfinductie van het circuit is dan minimaal. [5]

3. Voor de weerstand R_1 en R_2 worden Morganite type Y 764 ringweerstand gebruikt. De uitwendige diameter hiervan is 76,2 mm., de inwendige diameter 31,8 mm., de lengte bedraagt 25,4 mm. De weerstanden zijn in de waarden 15,47,68,100 en 150Ω in het hoogspannings-laboratorium aanwezig. Door hun vorm maken deze weerstanden een compacte, korte bouw van het circuit mogelijk, zodat de zelfinductie minimaal kan worden gehouden.

4. Als schakelaar S_1 en S_2 worden getriggerde bollenvonkenbruggen toegepast. (zie fig.4)



Figuur 4. Een getriggerde bollenvonkenbrug.

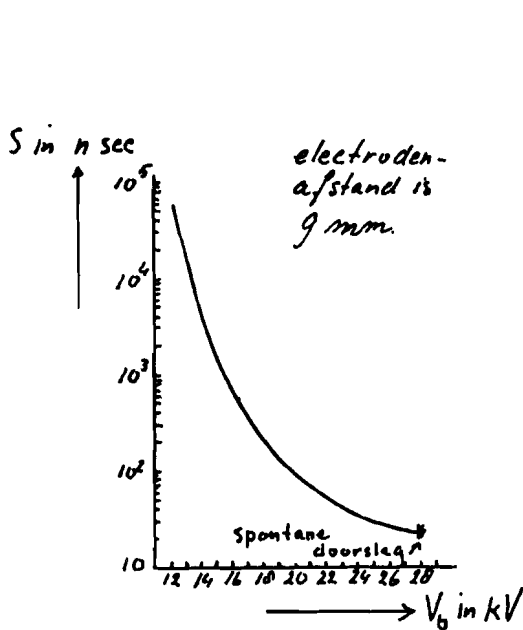
Door de bollenvonkenbruggen S_1 en S_2 op twee bepaalde, verschillende tijdstippen te triggeren; d.w.z. een 10 kV-puls aan de triggerpen toe te voeren kunnen we de gewenste pulslengte instellen. De pulslengte wordt tevens bepaald door de schakeltijd van de bollenvonkenbruggen en de tijdvertraging in de bijbehorende triggerapparatuur (zie I - 5). De schakeltijd en de tijdvertraging op zich zijn echter onbelangrijk. De enige voorwaarde die hieraan gesteld moet worden is dat ze constant zijn; m.a.w. de z.g. jitter, dat is de variatie in de schakeltijd en de aanwezige tijdvertraging moet minimaal zijn.

Aan de literatuur [6,7,8] werden een aantal gegevens ontleend over de omstandigheden waaronder getriggerde bollenvonkenbruggen een minimale jitter hebben.

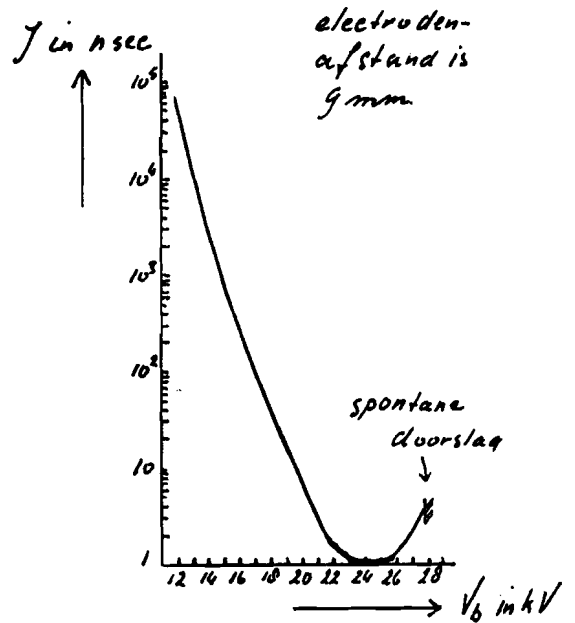
De gegevens werden in al deze drie publicaties verkregen bij afstanden tussen de electroden van ± 10 mm. en bij spanningen onder de 30 kV. Om lawines te veroorzaken zal de pulshoogte echter rond de 50 kV moeten zijn. De grafieken welke hieronder zijn weergegeven, dienen dan ook uitsluitend ter illustratie van de tekst.

a. Dit publicatie [6] blijkt, dat zowel de jitter in de schakeltijd als de schakeltijd zelf minimaal zijn, indien de triggerpen positief en de penloze electrode negatief is t.o.v. de triggerselektrode. De condensator C_0 wordt negatief opgeladen. De penloze electrode van de bollenvonkenbrug S_1 moet dus met de condensator C_0 verbonden worden. Door nu aan de triggerpen een positieve spanning toe te voeren, verkrijgen we een minimale jitter. Voor de bollenvonkenbrug S_2 gaan we op de zelfde manier te werk. Om een beeld van de plaatsing van de bollenvonkenbruggen in het circuit te verkrijgen, verwijzen we naar figuur 9.

b. De schakeltijd S neemt af met toenemende spanning over de bollenvonkenbrug V_b (zie figuur 5). De schakeltijd wordt dus minimaal zodra de spanning over de bollenvonkenbrug de spontane doorslagspanning nadert. Om een reproduceerbare puls van een bepaalde pulslengte te verkrijgen, is derhalve een nauwkeurige meting van de laadspanning noodzakelijk (zie II).



Figuur 5. Schakeltijd S als functie van de spanning over de bollenonkenbrug V_b [6]

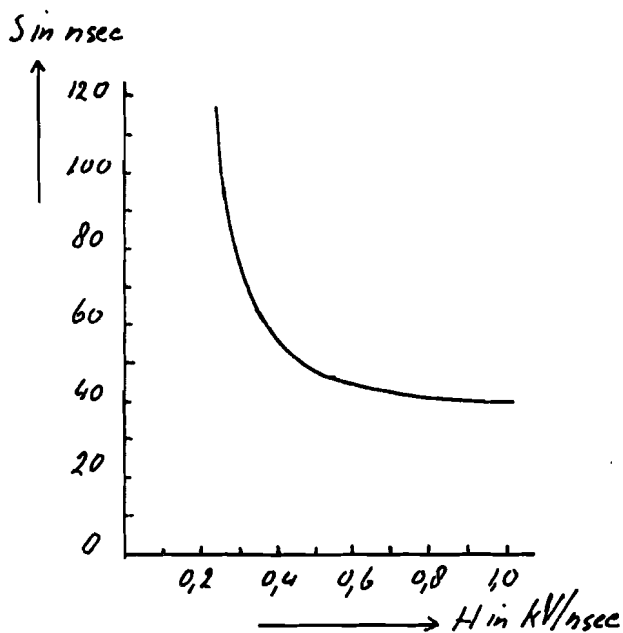


Figuur 6. Jitter J als functie van de spanning over de bollenonkenbrug V_b [6]

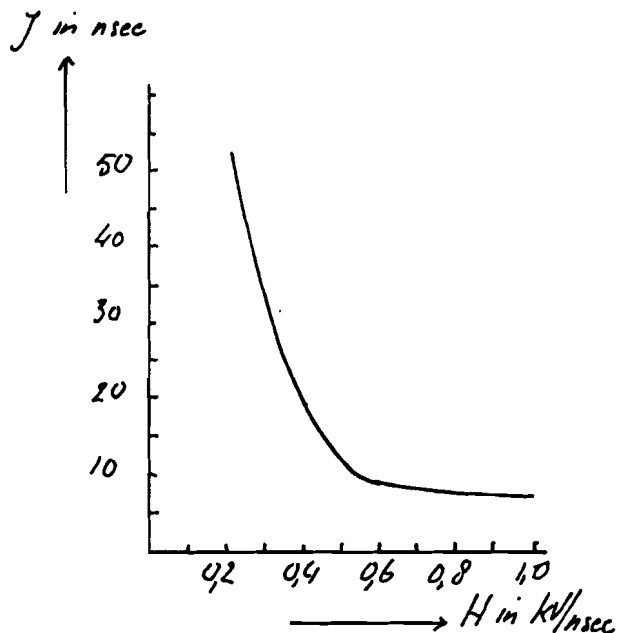
c. De jitter in de schakeltijd is minimaal als de spanning over de bollenonkenbrug 10 à 14 % onder de spontane doorslagspanning van deze brug ligt. (zie figuur 6). We zullen de elektrodenafstand bij een bepaalde pulshoogte dus zo instellen, dat deze pulshoogte ongeveer 90% van de spontane doorslagspanning, behorende bij deze elektrodenafstand, bedraagt.

d. De schakeltijden worden belangrijk slechter bij toenemende gaplengte. De jitter neemt niet zo snel toe.

e. Uit publicatie [7] blijkt, dat ook de steilheid H van de triggerspanning belangrijk is voor de schakeltijd en de jitter in de schakeltijd (zie figuur 7 en 8).



Figuur 7. Schakeltijd S als functie van de steilheid H [7].



Figuur 8. Jitter J als functie van de steilheid H [7].

f. Uit publicatie [8] blijkt, dat voor de bouw van bollenvonkenbruggen, messing een geschikt materiaal is en wel om de volgende reden. Bij messing blijven de oppervlakken van de bollen redelijk glad, ondanks de onvermijdelijk optredende vonkerosie, zelfs na een groot aantal malen schakelen. Punt g. gaf de gunstigste afstandsinstelling tussen de bollen. Als nu het gebied waarin spontane doorslag optreedt na een aantal malen groter wordt, kan er reeds spontane doorslag optreden, bij spanningen die 10 à 14% onder de gemiddelde spontane doorslagspanning liggen.

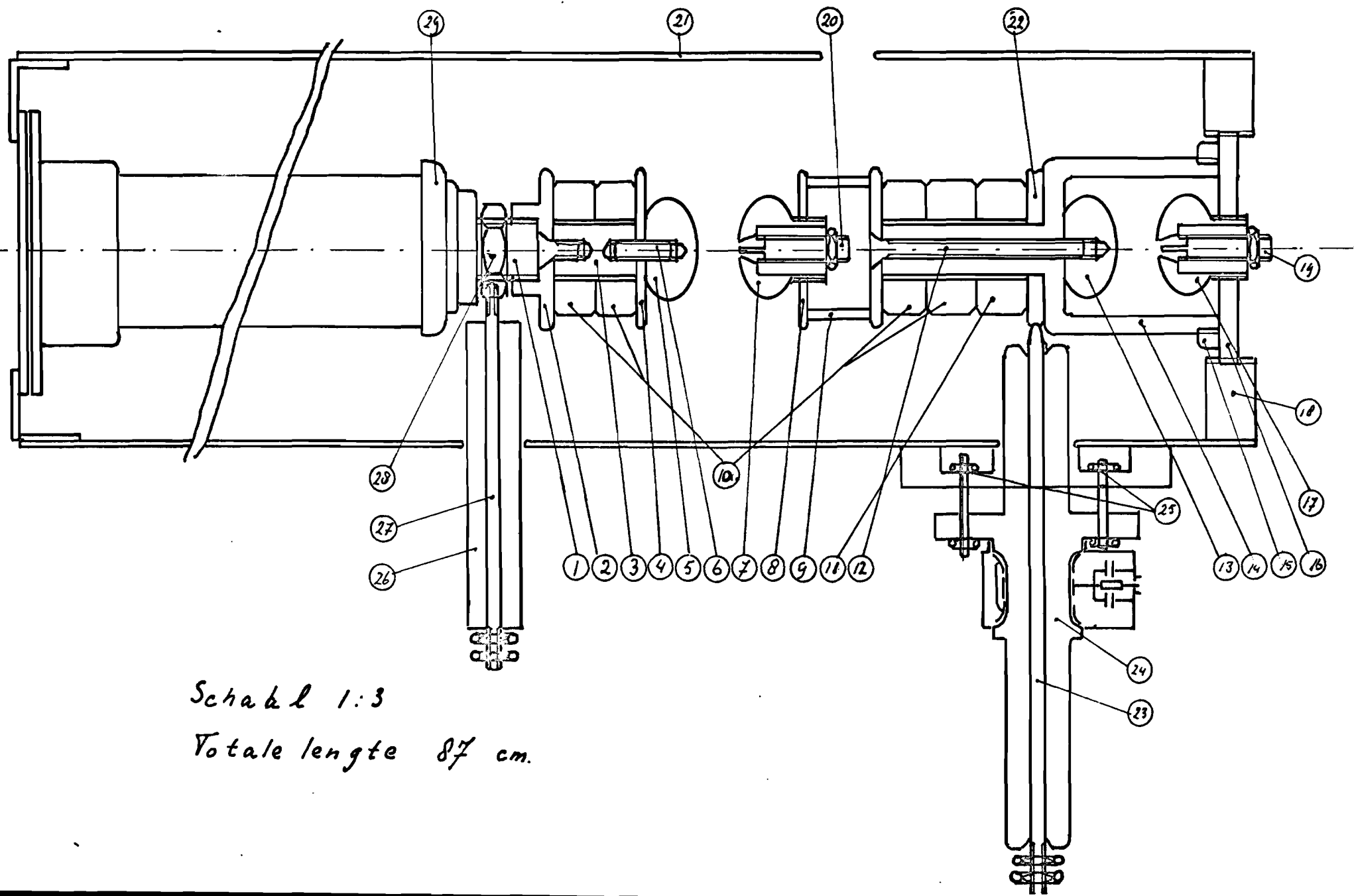
Bij messing is echter deze spreiding in de spontane doorslagspanning minimaal, ook na een groot aantal malen schakelen, als gevolg van het relatief glad blijven van het electrode-oppervlak.

g. De punt van de triggerpen is het beste gelijk met het oppervlak van de trigger-electrode in te stellen.

I - 3. Samenstelling van de circuit-componenten tot een puls-circuit.

Figuur 9 toont, op welke wijze de in de voorafgaande paragraaf besproken onderdelen in coaxiale vorm worden samengevoegd tot het circuit van figuur 1. Op de hoogspanningselectrode (1) van de Haefely condensator C_0 is een koperen schijf (2) geschroefd, waartegen twee Morganite weerstanden (10 Ω) van ieder 68Ω geklemd zitten door middel van een perspex staafje (3) en een tweede koperen schijf (4). Op de laatst genoemde schijf is de penloze elektrode (5) van de bollenvonkenbrug S_1 geschroefd via een kunststofbout (6). De triggerselectrode van S_1 (7) is eveneens op een koperen schijf geplaatst. (8) Deze is met drie koperen staafjes (9) op een andere koperen schijf bevestigd. Tegen deze schijf zijn twee Morganite weerstanden van ieder 68Ω en een opvulstuk van aluminium (11), met dezelfde geometrische vorm als de weerstanden, geklemd met behulp van een koperstaf (12). Deze staf vormt tevens de verbinding tussen de bollenvonkenbrug S_1 en de penloze elektrode van bollenvonkenbrug S_2 (13). Het geheel wordt gedragen door een perspex huis (14). Dit huis wordt geschroefd in een ring (15) welke op zijn beurt weer op een koperen schijf (16) bevestigd is. Deze koperen schijf bevat ook de triggerselectrode (17) van de bollenvonkenbrug S_2 . De schijf (16) wordt in een koperen ring (18) geschroefd. Op deze wijze kan dus de afstand tussen de bollen van de eerste bollenvonkenbrug S_1 ingesteld worden door de koperen schijf (16) te draaien.

Figuur 9. De praktische uitvoering van het nulactiepunt



Schaakel 1:3
Totale lengte 87 cm.

De beide bollenvonkenbruggen worden ontstoken door een 10 kV-puls aan hun triggerpennen (19) en (20) toe te voeren. De retourgeleider wordt gevormd door een koperen buis (21) welke aan de aardklemmen van de condensator bevestigd is. Tussen het perspex huis (14) en de Morganite weerstand bevindt zich nog een metalen schijf (22), waartegen een koperstaf (23) gedrukt wordt welke de verbinding naar de nevelkamer vormt. Deze staaf wordt verder gebruikt als de hoogspanningselectrode van de primaire cylindercondensator van de spanningsdeler (24) (zie III). De spanningsdeler (24), annex doorvoerisolator wordt d.m.v. schroeven in de gleuven (25) tegen schijf (22) aangedrukt. De tweede doorvoerisolator bestaat uit een teflonbuis (26) rondom een koperstaf (27) die in een moer (28) geschroefd zit, welke op haar beurt weer op de hoogspanningselectrode (1) van de condensator C_0 geschroefd is. Via de koperstaf kan de condensator C_0 worden opgeladen.

I-4. Bepaling van de diameter van de buisvormige retourgeleider, de zelfinductie en de capaciteit van het circuit.

De straal r_b van de buisvormige retourgeleider wordt bepaald door de eis, dat er geen sproeien mag optreden als het circuit in de buis op hoogspanning staat. Sproeien kan de inleiding tot een doorslag zijn en tevens de stroommeting beïnvloeden. De invloed van het sproeien op de stroommeting zal echter niet zo groot zijn ten gevolge van de grote waarde van C_0 .

Wij gaan bij onze berekening van r_b uit van de grootste diameter van het circuit in de buis. Dit is de metalen kraag (29) van de condensator C_0 (zie figuur 9).

De straal hiervan is $r_k = 5\text{cm}$. We zullen de buis gaan bedienen bij spanningen van ca. 50 kV. Om rekening te houden met randeffecten t.g.v. scherpe hoeken e.d. zullen we voor de berekening van r_b uitgaan van 100 kV. We veronderstellen dat het circuit bestaat uit een geleidende staaf met straal $r_s = r_k = 5\text{cm}$. met daaromheen een concentrische buis met straal r_b .

Op de rand van de staaf mag geen sproeien optreden. De veldsterkte E moet daar dan kleiner zijn dan $E_d = 30 \text{ kV/cm.}$, de doorslagveldsterkte in lucht. Als de spanning tussen de staaf en de buis $V = 100 \text{ kV}$ is, volgt uit

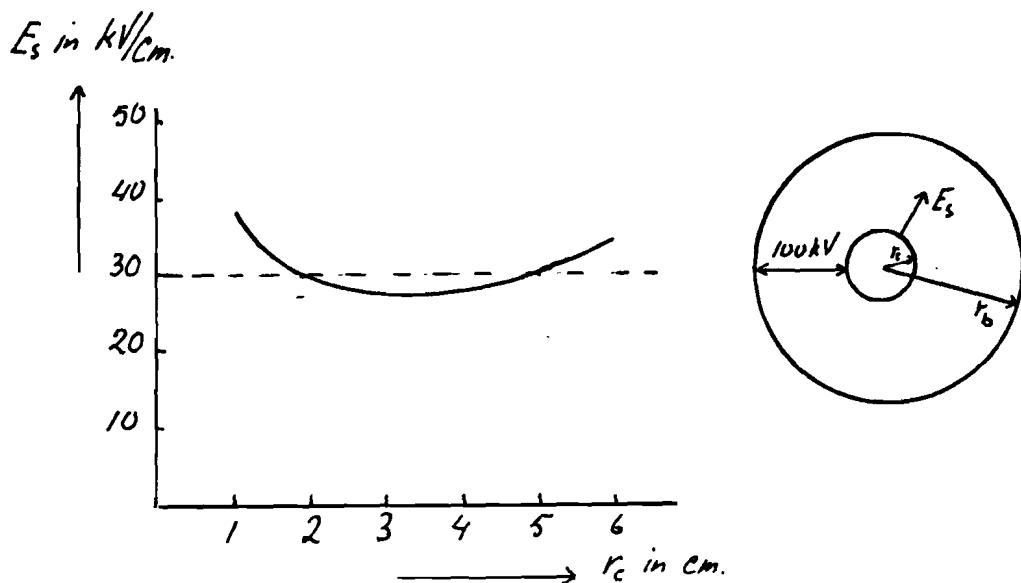
$$E_d = -\frac{V}{r_s} \frac{1}{\ln r_b/r_s} \leq 30 \text{ kV/cm.} \quad (7)$$

litt[9].

dat $r_b \geq 10 \text{ cm.}$ moet zijn. Voor r_b hebben we genomen $r_b = 10 \text{ cm.}$

Bekijken we nu tussen welke waarden de straal van het inwendige circuit moet liggen wil de veldsterkte op de rand van het circuit kleiner dan 30 kV/cm. zijn.

Zetten we deze veldsterkte uit tegen de straal van het inwendige circuit r_c dan vinden we volgens (7) met r_c i.p.v. r_s , $r_b = 10 \text{ cm.}$ en wederom $V = 100 \text{ kV}$, het onderstaande verloop.



Figuur 10. De veldsterkte aan de rand van een staaf met straal r_c als functie van r_c .

Wil de veldsterkte overal in de buis kleiner dan $30^{kV/cm}$ zijn bij een spanning van 100 kV. tussen staaf en buis, dan moet de straal van de staaf r_c voldoen aan $2 \leq r_c \leq 5$.

Uit figuur 9 blijkt, dat de straal van het circuit overal aan bovenstaande voorwaarde voldoet.

We kunnen nu grofweg de zelfinductie en de capaciteit van het circuit berekenen, door aan te nemen dat de straal van de staaf nu de gemiddelde straal van het circuit in de buis is.

Voor de berekening van de zelfinductie beschouwen we het circuit zonder condensator C_0 omdat daar de zelfinductie al van bekend is. (zie I-2 punt 2). De gemiddelde straal van het verdere circuit wordt dan $r_g = 4\text{cm}$. De lengte van het circuit is dan 50cm. Voor de hoge frequenties, ± 10 MHz waar wij mee werken wordt de zelfinductie van twee coaxiale geleiders gegeven door

$$L = \frac{\mu_0 \mu_r}{2\pi} l \ln \frac{r_b}{r_g} = \frac{4\pi \times 10^{-7}}{2\pi} 0,5 \ln \frac{10}{4} = 0,009 \mu\text{H} \quad (8)$$

litt. [4].

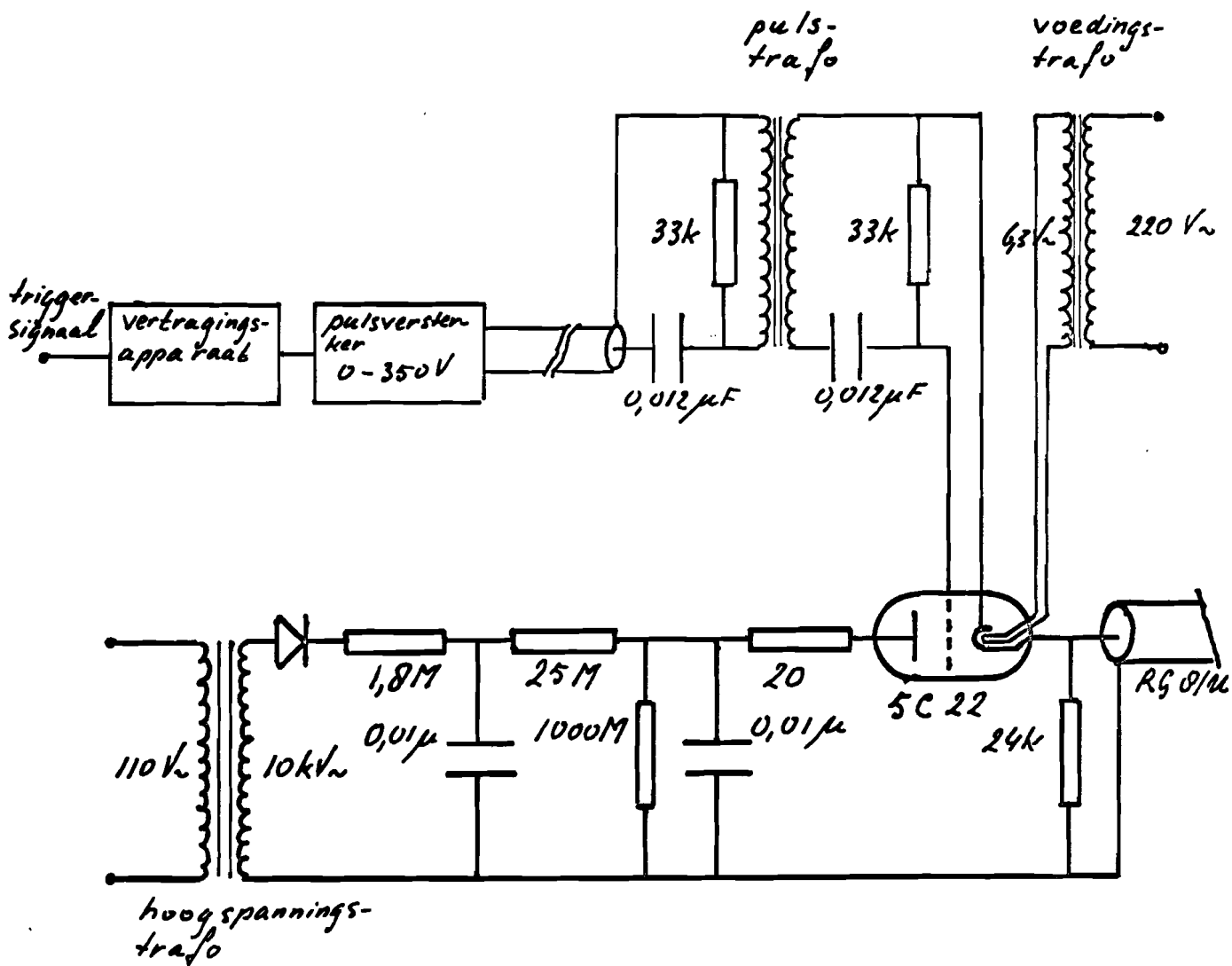
Voor de capaciteit van het systeem vinden we

$$C = \frac{2\pi \epsilon_0 \epsilon_r l}{\ln r_b/r_g} = \frac{2\pi \cdot 100}{36\pi} \cdot 10^{-11} \cdot l \cdot \frac{0,5}{\ln 10/4} = 30 \text{ pF.} \quad (9)$$

litt. [9].

I-5. Het triggercircuit.

Voor het triggeren van de eerste bollenvonkenbrug S_1 maken we gebruik van het trigatron, wat behoort bij de ontsteking van de Haefely-stootspanningsgenerator. Voor het ontsteken van de tweede bollenvonkenbrug werd het circuit van het trigatron in eenvoudiger vorm nagebouwd. (zie figuur 11).



Figuur 11. Schema van het triggercircuit.

Voor de ontsteking van de thyatronen in beide triggercircuits werd gebruik gemaakt van een tijdvertragingkast en een pulsversterker, beiden door de heer Wilmes gebouwd. De tijdvertragingkast geeft, zodra een triggersignaal aan de ingang van het apparaat is toegevoerd, aan zijn uitgangen pulsen af waarvan de tijdvertraging t.o.v. het inkomende signaal ingesteld kan worden van 0,2 tot en met 10 µ sec.

De tijdvertraging tussen de uitgaande pulsen onderling kan willekeurig klein gemaakt worden. Twee pulsen worden toegevoerd aan een twee-kanaals pulsversterker die beide inkomende pulsen versterkt tot een spanning van 0 t/m 350V. De minimale spanning voor het ontsteken van de thyratrons bedraagt 200 V. Voor het schema van de aansluiting van beide triggercircuits op de bollenvonkenbruggen wordt verwezen naar bijlage V. De triggerspanning van de eerste bollenvonkenbrug wordt toegevoerd via een gelijkrichter en een weerstand om het triggercircuit te beschermen tegen de pulsspanning van 40 kV. Toevoering van de triggerspanning aan de tweede bollenvonkenbrug via een serieschakeling van een condensator en een weerstand bleek een minimale beïnvloeding van de hoogspanningspuls te geven. Tenslotte geven de grafieken A en B in bijlage V de triggerpulsen weer. De spanning van de triggerpuls van de eerste bollenvonkenbrug werd gemeten met de capacitieve spanningsdeler (zie hoofdstuk III). De spanning van de triggerpuls van de tweede bollenvonkenbrug werd met een weerstandsdeler gemeten. Deze laatste bestond uit Allen Bradley weerstanden van $50\text{ k}\Omega$ en 50Ω in serie, in een buisvormige retourgeleider. De belasting van de tweede triggerpuls werd bij de spanningsmeting niet gevormd door de bollenvonkenbrug, maar door de weerstandsdeler.

Opm. De triggerspanning van de eerste bollenvonkenbrug beïnvloedt de uiteindelijke spanning, die over de nevelkamer komt te staan. De triggerspanning is positief, terwijl de pulsspanning negatief is. De spanning die over de nevelkamer komt te staan zal dus lager zijn, dan de laadspanning V_0 , van condensator C_0 . (zie ook hoofdstuk IV).

Ook bij de instelling van de tweede bollenvonkenbrug S_2 moet hiermee rekening gehouden worden.

II Laadspanning en laadspanningsmeting.

De opbouw van het laadcircuit is weergegeven in bijlage V. Teneinde een ongestoorde puls te verkrijgen is het o.a. noodzakelijk, dat het pulscircuit ontkoppeld wordt van het laadcircuit. Daartoe dient schakelaar S_1 . Om spontane ontsteking van S_1 bij het uitschakelen van S_1 te vermijden, is een extra R-C-afvlaknetwerk in het laadcircuit opgenomen.

Zoals opgemerkt in I-2 punt 4 moet de laadspanning nauwkeurig instelbaar zijn. De spanning wordt gemeten door de stroom i_0 , die door een weerstand van $500 M\Omega$ vloeit, te meten. met behulp van een μ A-meter waarvan de volle uitslag 100μ Ampère bedraagt. (zie bijlage V). Over de $500 M\Omega$ staat de spanning V_0 . De laadspanning V_0 wordt dan berekend met behulp van de betrekking.

$$V_0 = 0,5 i_0 \quad \text{waarbij } V_0 \text{ in kV} \quad (10)$$
$$i_0 \text{ in } \mu\text{A.}$$

Het laadspanningsmeetbereik loopt dus van 0 - 50 kV.

De weerstand van $500 M\Omega$ bestaat uit 10 x $50 M\Omega$ L.P.K. weerstanden van 1 Watt. De opgenomen energie per weerstand is maximaal, 0,5 Watt bij $V_0 = 50$ kV.

De spanning over iedere weerstand is 5 kV. Deze ligt beneden de maximaal toelaatbare gelijkspanning over de weerstanden. De totale weerstandswaarde van 10 x $50 M\Omega$ werd gemeten met behulp van de Keithley 610B electrometer en vervolgens $500 M\Omega$ gemaakt met een fout van $\pm 5 M\Omega$.

Met een afleesfout van de μ -A-meter van $\pm 0,5$ kV is dus op deze wijze de laadspanning vrij nauwkeurig te meten met een fout van ± 1 kV.

III De spanningsdeler

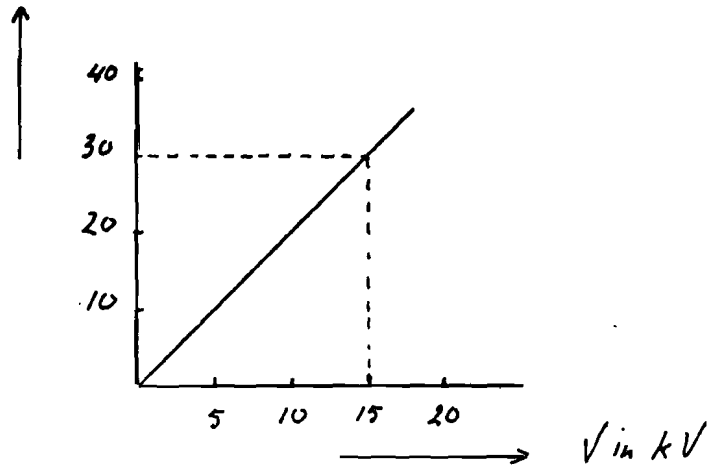
In eerste instantie werd de hoogspanningspuls gemeten met de spanningsdeler van Lukassen [1]. Hierbij traden volgens Lukassen glimontladingen op in de luchtlaag tussen de hoogspanningselectrode en de teflonisolatiebuis om deze elektrode. Deze ontladingsverschijnselen traden op bij spanningen hoger dan 30 kV. Om deze bewering te controleren werd de $\tan \delta$ van de primaire capaciteit van de spanningsdeler, bestaande uit een koper-staf als hoogspanningselectrode, een teflon isolatiebuis en een koperen ring om de teflonbuis als laagspanningselectrode, gemeten.

De koperen ring werd voor de meting afgedekt met hoogspanningscompound. Voor de meetresultaten, zie bijlage II.

We constateerden inderdaad een duidelijke toename van de $\tan \delta$ bij 30 à 35 kV. De ontladingen tussen de koperstaf en het teflon waren in het donker ook duidelijk te zien. Uit de grafiek (bijl.II) bleek verder dat de capaciteit een vrij hoge $\tan \delta$ had in vergelijking met de $\tan \delta = 0,0003$ van teflon. Dit kan het gevolg zijn van sproeien. Onderstaande grafiek geeft de veldsterkte E aan de rand van de koperstaf als functie van de spanning V tussen de koperstaf en de koperen ring weer. De grafiek werd berekend met formule (9) waarbij dus is uitgegaan van een ideale cylindercondensator-configuratie, waarbij randeffecten verwaarloosd zijn.

* Met dank aan ir. K.I. Kolev voor zijn belangrijke bijdrage aan het ontwerp van de araldiet spanningsdeler.

E in kV/cm



Figuur 12. De veldsterkte E aan de rand van de hoogspanningselectrode als functie van de spanning V tussen de hoog- en de laagspanningselectrode van de spanningsdeler.

Bij 15 kV zou in dit geïdealiseerde geval al sproeien aan de omtrek van de hoogspanningselectrode kunnen optreden.

Een nieuwe deler werd ontwikkeld met als isolatie medium araldiet. Deze spanningsdeler werd gegoten.

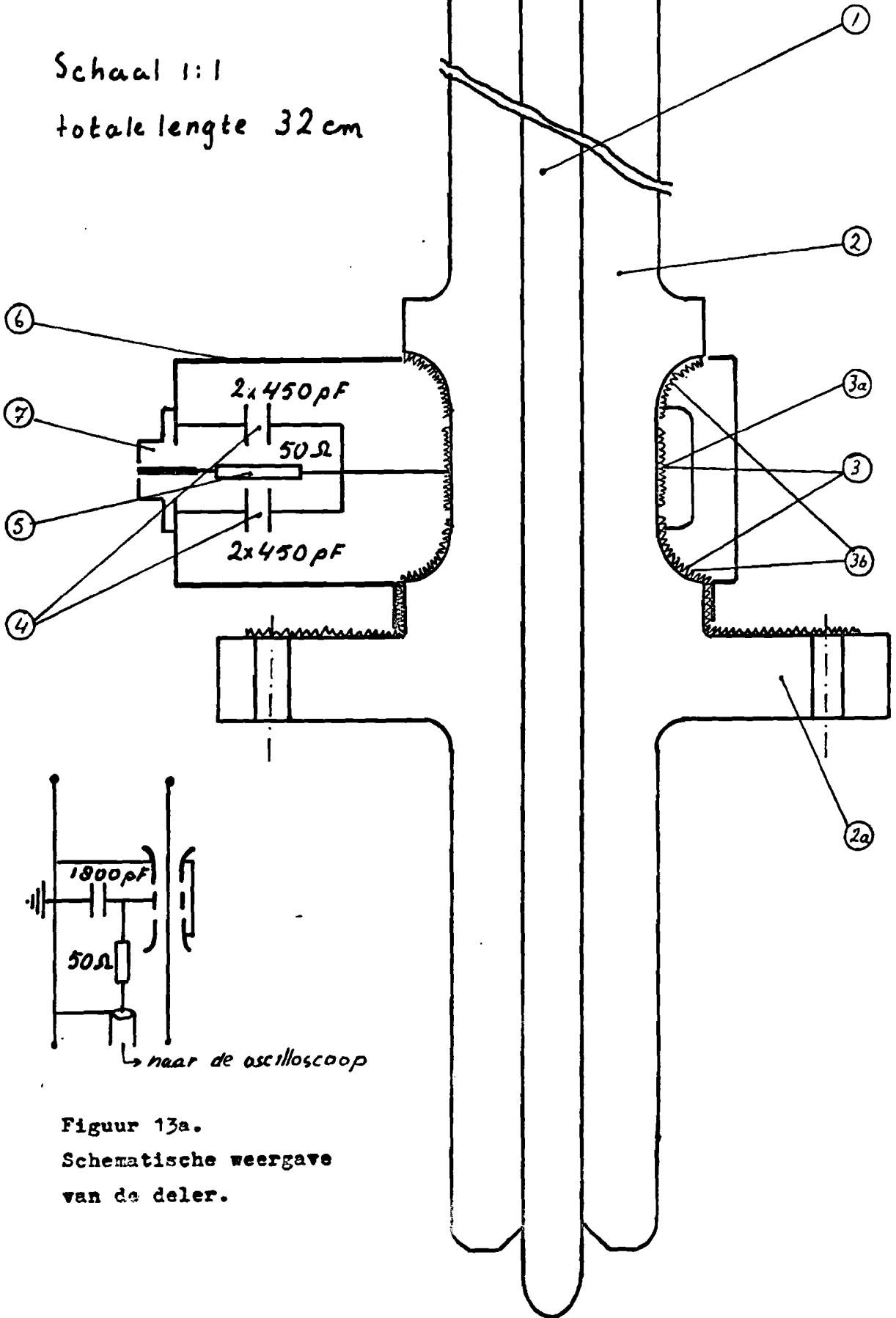
Door de inwendige elektrode van de hoogspannings-cylinder-condensator, een koperstaf, te vertinnen hecht het araldiet zich aan de koperstaf zonder luchtinsluitingen tussen koper en araldiet. De laagspanningselectrode van de cylindercondensator wordt met "Leitsilber" op het araldiet aangebracht. Om hoge veldsterktes, ten gevolge van randeffecten, in het araldiet te vermijden werd aan de laagspanningselectrode ongeveer de vorm van een Rogowski-profiel gegeven. In het midden van het profiel wordt een smalle ring gebruikt als laagspanningselectrode van de primaire deler-capaciteit. De rest dient als afschermelektrode. Hierdoor is een bijna ideale cylinder-condensator verkregen.

De capaciteitswaarde van de primaire delercondensator is nu recht evenredig met de breedte van de middenring. De capaciteitswaarde moet kleiner zijn dan de nevelkamer capaciteit (= 20 pF) in verband met de vereiste stijgtijd van de puls.

Bijlage IV geeft de constructie-tekening van de gietvorm van de araldiet-deler.

Figuur 13 geeft de opbouw van de deler. (1) is de vertinde koperen binnenelectrode van de primaire deler capaciteit. Deze elektrode dient tevens als doorvoer van het pulscircuit naar de nevelkamer. De araldiet isolatie (2) is tevens als flens (2a) uitgevoerd, ter bevestiging van de deler op de buis van het pulscircuit (zie fig.9). De laagspanningselectrode (3) werd met " Leitsilber " op het araldiet aangebracht. (3a) is de ringvormige laagspanningselectrode, van de primaire deler capaciteit; (3b) zijn de geaarde afschermingsringen. De secundaire deler capaciteit (4) bestaat uit een parallel schakeling van de 4 condensators van 450 pF, die de weerstand van 50Ω (5), welke dient om reflexies in de meetkabel tegen te gaan omgeven. Op deze wijze is de lus in het meetcircuit minimaal. Om de deler af te schermen tegen electromagnetische invloeden is de hele deler omgeven door een koperen huis (6). De meetkabel wordt op de deler aangesloten met behulp van een coaxiaalplug (7). In verdere schema's zal de deler als in figuur 13a worden aangegeven.

Schaal 1:1
totale lengte 32 cm



Figuur 13a.
Schematische weergave
van de deler.

Figuur 13. Opbouw van de capacitieve spanningsdeler.

Aan de primaire capaciteit van deze deler werden de volgende $\tan \delta$ -metingen uitgevoerd.

1. afscherming + delerelectrode tot een electrode doorverbonden.
2. afscherming + delerelectrode tot een electrode doorverbonden en bedekt met hoogspanningscompound om de $\tan \delta$ -metingen te vergelijken met die van de vroegere teflondeleer.
3. de ring-electrode als laagspanningselectrode en de afschermingselectrode geaard. Er werd geen compound gebruikt.

Deze metingen zijn in grafiek weergegeven in bijlage II.

Uit de meting onder punt 3. zien we dat hoewel er hoorbaar sproeien optreedt bij ± 25 kV. de invloed hiervan op de delerring nihil is; de $\tan \delta$ blijft nagenoeg constant. De geaarde afschermringen voldoen dus goed.

Verder merken we op, dat de $\tan \delta$ van deze araldiet deler veel kleiner is dan die van de teflondeleer, en dat de $\tan \delta$ in het werkgebied nagenoeg onafhankelijk van de spanning is.

Voor de hele deler inclusief huis en afgeschermd meetkabel, werd de frequentie karakteristiek bepaald.

De meetopstelling en de meetresultaten zijn weergegeven in bijlage III.

De delerring heeft een lengte van 1,5 cm. We berekenen met behulp van de uitdrukking (9), voor de capaciteit van een ideale cylinder condensator, de capaciteit van de primaire condensator van de spanningsdeler. We vinden met $\epsilon_r = 4$ (araldiet).

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon_r l}{\ln^2 r_1} = \frac{27100}{36\pi} \times 10^{-11} \cdot 4 \cdot \frac{0,015}{\ln \frac{35}{10}} = 2,66 \text{ pF.}$$

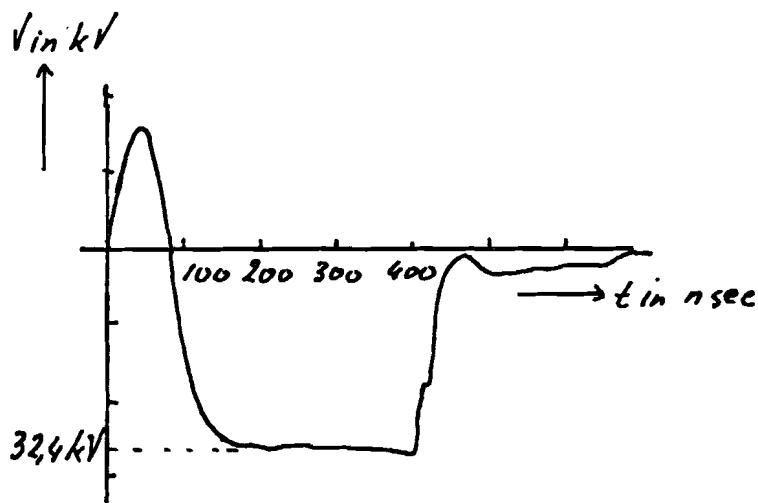
Met de secundaire capaciteit is 1800 pF van de deler geeft dit een delerverhouding van 1 : 675,5.

Dit is in goede overeenstemming met de gemeten delerverhouding
(zie bijlage III) van 1:678 voor frequenties tussen 0,1 en 3 MHz.

IV - Lawines in de nevelkamer.

Figuur 14 geeft de puls weer zoals deze met de in hoofdstuk I beschreven middelen verkregen is, en gemeten werd met de in hoofdstuk III beschreven spanningsdeler.

Bijlage VI geeft enkele foto's van de puls bij verschillende pulslengtes.



Figuur 14. De hoogspanningspuls.

De positieve piek is het gevolg van de positieve triggerspanning. Deze is ongeveer 12 kV. De hoogte van de spanningspuls is hier 32,4 kV. De laadspanning bedroeg 44 kV. We zien dat $12 + 32,4 \approx 44$ kV. (zie opmerking in hoofdstuk I-5. en bijlage VI.)

De jitter in de pulslengte is van de orde 40 n sec. Dit is het verschil tussen de grootste en kleinste gemeten pulslengte bij 10 waarnemingen in een bepaalde stand van de tijdvertragingkast. De pulslengte is met het tijdvertragingapparaat goed regelbaar. Met deze puls werden in de nevelkamer lawines verkregen door

gebruik te maken van het circuit vermeld in bijlage VII. Met behulp van een schakelwals en een verbreekrelais wordt de persluchtcilinder gedurende 23 sec. wel en 6 sec. niet bekrachtigd. In de ge-expandeerde toestand slaan gedurende de tijdsduur van 23 sec. de in de nevelkamer aanwezige stofdeeltjes neer als een dichte nevel. Na enkele expansies is de nevelkamer schoon en kan het experiment beginnen. [1, blz.III-8] Schakelaar S_g wordt uitgezet. Schakelaar S_t , die gedurende de reinigende expansies open staat wordt gesloten. De sluiters van het foto toestel, een Robot camera wordt opengezet. De condensator C_o is via het laadcircuit en schakelaar S_1 opgeladen tot V_o kV. De schakelaar S_1 wordt nu opengezet. Hierna wordt S_g gesloten; het ventiel in de 8-atm-leiding gaat open. De zuiger in de persluchtcilinder wordt omlaag gedrukt tot de stelmoer op de zuigerstang tegen het koperen plaatje op de rubberbuffer van de cilinder gedrukt is. Via een 24 V gelijkspanningsbron wordt dan het tijdvertragingssapparaat getriggert op het tijdstip $t = t_o$. Deze triggert op zijn beurt de triggercircuits 1 en 2, die de bollenvonkenbruggen 1 en 2 ontsteken, zodat de hoogspanningspuls over de nevelkamer verschijnt. Het tijdvertragingssapparaat triggert ook de flitser F van het foto-toestel. De ontsteking van de bollenvonkenbrug in de nevelkamer kan op twee manieren geschieden. We kunnen de brug opnemen in de toevoerleiding van de eerste triggerpuls naar de bollenvonkenbrug S_1 . Hierdoor valt het vrijmaken van electronen van het zinkenplaatje op de hoogspanningselectrode van de nevelkamer praktisch samen met het ontsteken van de eerste bollenvonkenbrug S_1 . Een tweede manier verkrijgen we door de bollenvonkenbrug apart te ontsteken via een derde triggercircuit met bijbehorende pulsversterker. Dit heeft het voordeel dat we de stroom die door de hulpbollenvonkenbrug stroomt nauwkeurig met een variabele weerstand kunnen regelen. Hierdoor is dus de lichtintensiteit en de tijdsduur van de bestraling van het zinken plaatje te regelen.

De lawines in de nevelkamer werden door ons verkregen door ontsteking van de eerste bollenvonkenbrug op eerstgenoemde wijze. Direkt na afloop van het experiment wordt schakelaar S_t weer open gezet, wordt schakelaar S_1 gesloten zodat C_0 weer wordt opgeladen. S_g wordt gesloten zodat de nevelkamer door reinigende expansies weer wordt schoon gemaakt voor het volgende experiment.

V. De stroom ten gevolge van de lawine.

V-1. Algemeen

Door een lichtflits worden op het zinken plaatje in de kathode van de nevelkamer een of meerdere electronen vrijgemaakt [1]. Deze electron(en) worden door het aangelegde elektrische veld versneld en maken zodra ze voldoende kinetische energie hebben verkregen door botsing tegen gasmoleculen, nieuwe electronen vrij. Stel dat er α ioniserende botsingen per lengte eenheid zijn en dat er op de kathode ($x = 0$) n_0 electronen vrijgemaakt worden, dan wordt het aantal electronen op afstand x van de kathode gegeven door

$$n_e(x) = n_0 e^{\alpha x} \quad (11).$$

litt. [1,2]

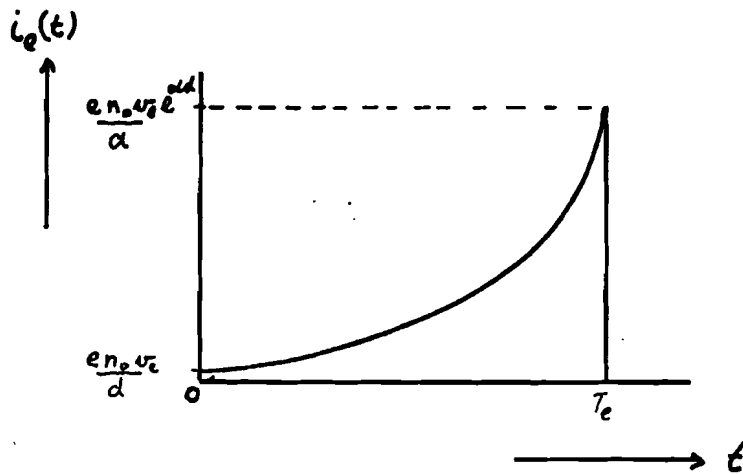
Deze electronen bewegen zich met een gemiddelde snelheid v_e , de driftsnelheid, tussen de electroden in de nevelkamer. Door de verandering van het aantal influentieladingen op de electroden ten gevolge van het bewegen van de electronen, zal er in het uitwendige circuit van de nevelkamer een stroom $i_e(t)$ vloeien waarvoor geldt

$$i_e(t) = \frac{e n_0 v_e}{d} e^{\alpha v_e t} \quad \text{voor } 0 \leq t \leq T_e = \frac{d}{v_e} \quad (12)$$

litt [2] blz.14.

Hierin is e de lading van een electron, d de electrodenafstand in de nevelkamer en t , de tijd.

Figuur 15 geeft een beeld van deze stroom.



Figuur 15. De electronen stroom i_e ten gevolge van de lawine als functie van de tijd t .

Vergelijking (12) geldt alleen voor $0 \leq t \leq T_e$ omdat op het tijdstip $t = T_e$ de electronen de anode bereikt hebben en dan verder geen bijdrage tot de stroom meer leveren.

De ionen die in het spoor van de electronen zijn achtergebleven, bewegen zich met snelheid v_i in de tegenovergestelde richting. De stroom tengevolge van de bewegende ionen kan uit (11) en (12) afgeleid worden en is

$$i_i(t) = \frac{e n_0 v_i}{d} \left(e^{\alpha v_e t} - e^{\alpha v^* t} \right) \quad 0 \leq t \leq T_e \quad (13)$$

en

$$i_i(t) = \frac{e n_0 v_i}{d} \left(e^{\alpha d} - e^{\alpha v^* t} \right) \quad T_e \leq t \leq T_e + T_i \quad (14)$$

Hierin is $T_i = \frac{v_i}{d}$ en $\frac{1}{v^*} = \frac{1}{v_e} + \frac{1}{v_i}$

De afleiding van bovenstaande formules wordt gegeven in bijlage VIII.

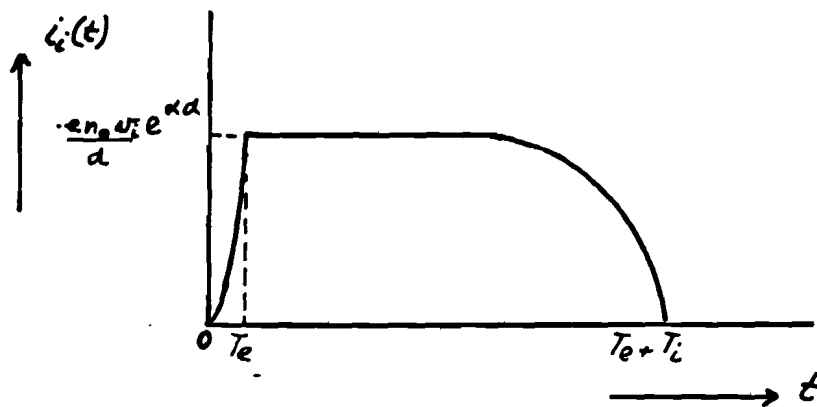
Aangezien in de praktijk $v_i \ll v_e$ is gaat v^* over in $v^* = v_i$ en worden (13) en (14)

$$i_1(t) = \frac{e n_0 v_i}{d} \left(e^{\alpha v_e t} - e^{\alpha v_i t} \right) \quad 0 \leq t \leq T_e \quad (16).$$

en

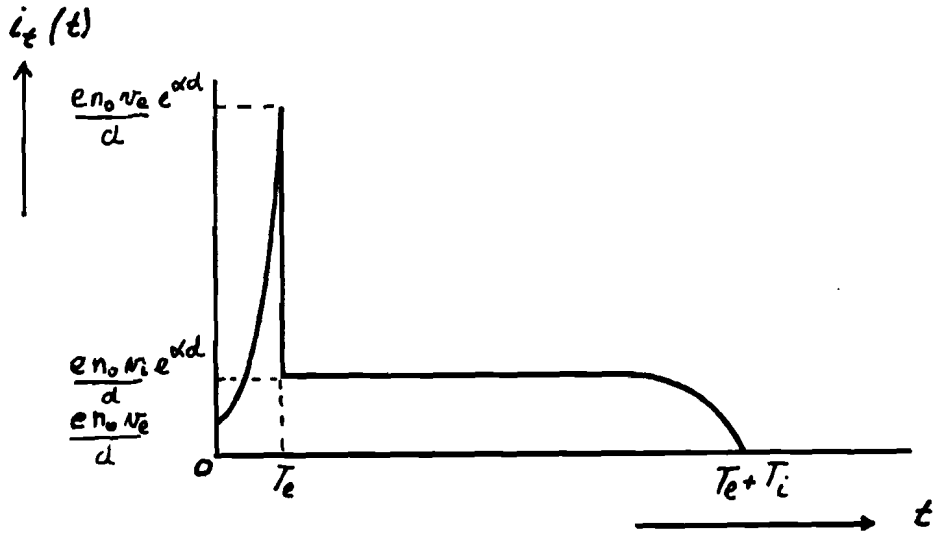
$$i_1(t) = \frac{e n_0 v_i}{d} \left(e^{\alpha d} - e^{\alpha v_i t} \right) \quad T_e \leq t \leq T_e + T_i \quad (17).$$

Een beeld van de ionen stroom wordt gegeven in figuur 16.



Figuur 16. De ionen stroom i_1 ten gevolge van de lawine als functie van de tijd.

Tellen we de ionen- en electronenstroom bij elkaar op, dan krijgen we het onderstaande beeld van de totale stroom i_t ten gevolge van de beweging van electronen en ionen in de nevelkamer.

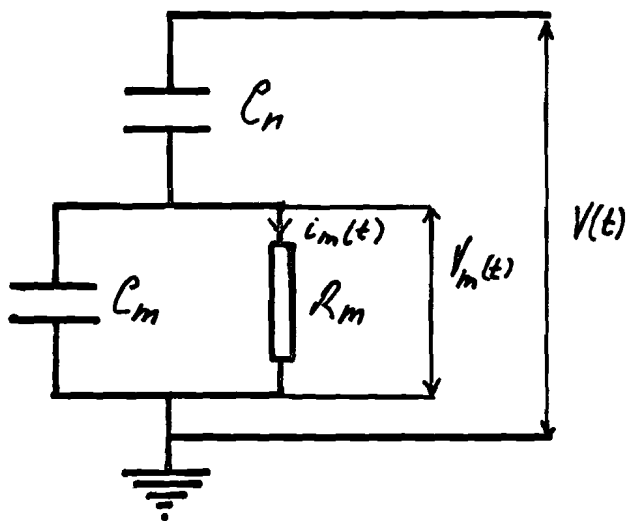


Figuur 17. De totale stroom i_t ten gevolge van de lawine als functie van de tijd t .

V-2. Het principe van de stroommeting.

De eenvoudigste methode om de grootte en de vorm van een hoog-frevente stroom te bepalen is de meting van het spanningsverloop over een weerstand R_m waardoor de te meten stroom i_m vloeit. De weerstand R_m voor de meting van de lawinestroom i_t (fig.17) wordt geplaatst tussen de nevelkamer capaciteit en aarde. Daar de anode van de nevelkamer vast aan aarde ligt via het frame van de nevelkamer, werd in eerste instantie een derde electrode tussen de twee bestaande electroden in de nevelkamer aangebracht,

Tussen de middenelectrode en de onderste electrode wordt de meetweerstand R_m aangebracht. We krijgen dan het onderstaande elektrische circuit in de nevelkamer. (figuur 18).



Figuur 18. Het elektrische circuit in de nevelkamer.

C_n is dan de capaciteit tussen de hoogspanningselectrode, de kathode, en de nieuwe middenelectrode. C_m wordt gevormd door de capaciteit tussen de middenelectrode en de aardelectrode. Tussen de elektroden die de capaciteit C_n vormen zal de lawine veroorzaakt worden.

Stellen we nu dat de elektrodenafstand van C_m , d_m en de elektrodenafstand van C_n , d_n is, dan geldt:

$$\frac{C_m}{C_n} = a = \frac{d_n}{d_m} \quad (18)$$

Wegens de beperkte ruimte in de nevelkamer zal in de praktijk $a > 1$ zijn.

Stellen we nu dat (zie fig. 18.)

$$V(t) = V_0 \left(1 - e^{-t/\tau_0} \right) \quad (19).$$

Dan vinden we na enig rekenen ;

$$i_m(t) = \frac{V_m(t)}{R_m} = \frac{\tau_n}{\tau_0 - \tau_t} \left(e^{-t/\tau_0} - e^{-t/\tau_t} \right) \frac{V_0}{R_m} \quad (20).$$

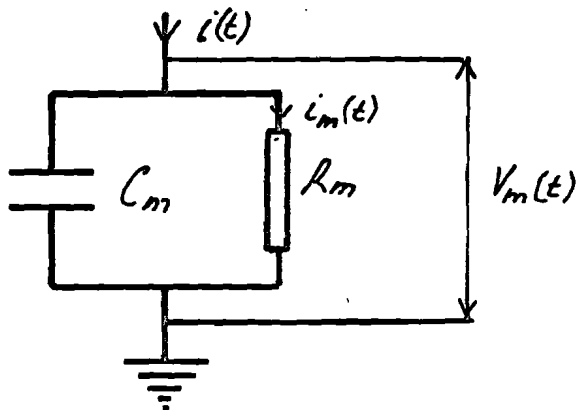
waarin: $\tau_n = R_m C_n$ (21).

$$\tau_t = \tau_n + \tau_m = R_m C_n + R_m C_m \quad (22).$$

Voor de berekening van vergelijking (20) zie bijlage IX.

De vergelijking (20) geeft dus de stroom door de weerstand R_m ten gevolge van het opladen van C_n .

Beschouwen we nu de nevelkamer capaciteit C_n als een stroombron, die een stroom i_t (verg.17.) door het meetcircuit stuurt. (zie figuur 19).



Figuur 19. Het meetcircuit.

Bekijken we nu alleen de electronen stroom, dan volgt uit verg. (13) dat

$$i_e(t) = i_o e^{-t/\tau_e} \quad (23).$$

met
$$i_o = \frac{e n_o v_e}{d} \quad (24).$$

$$\tau_e = \alpha v_e \quad (25).$$

Dan wordt de gemeten stroom $i_m(t)$ ten gevolge van $i_e(t)$

$$i_m(t) = \frac{V_m(t)}{R_m} = i_o \frac{\tau_e}{\tau_e + \tau_m} \left(e^{-t/\tau_e} - e^{-t/\tau_m} \right) \quad (26).$$

De berekening van de vergelijking (26) wordt gegeven in bijlage X.

Uit de vergelijking (26) volgt dat voor $\tau_m \ll \tau_e$ het overgangsverschijnsel snel uitsterft en dat $i_m(t)$ (26) dan nagenoeg gelijk wordt aan $i_e(t)$ (23). Willen we de stroom $i_e(t)$ dus juist meten, dan moet $\tau_m \ll \tau_e$ zijn.

Uit de litteratuur ([2] blz. 15) blijkt dat τ_e ongeveer

10 n sec. is en i_o ongeveer 10^{-12} Amp. als $n_o = 1$ (verg. (23), (24)), voor $T = T_e$ is $i_e(T_e)$ ongeveer 10^{-7} Amp.

De tijdconstante van de hoogspanningspuls τ_o in verg. (19) is ongeveer 60 n sec. dus $\tau_m \ll \tau_o$ als $\tau_m \ll \tau_e$.

De vergelijking (20) gaat dan over in

$$i_m(t) = \frac{C_n}{\tau_o} e^{-t/\tau_o} V_o \text{ voor } t \gg \tau_m. \quad (27)$$

De stroom door de weerstand R_m ten gevolge van het opladen van $C_n = 20$ pF is voor $V_o = 50$ kV en $\tau_o = 60$ n sec. van de orde van 20 Amp. (27) terwijl i_e maximaal 10^{-7} Amp. is. We kunnen i_e dus pas meten als $t \gg \tau_o$ (zie ook hoofdstuk V-3).

Voor de juiste meting van i_e moet verder voldaan worden aan $\tau_m \ll \tau_e \approx 10$ n sec.

Uit (18) en (21) volgt dan nog een volgende voorwaarde voor een juiste stroommeting en wel :

$$R_m \ll \frac{500}{a} \Omega \quad (28)$$

De grootte van R_m mag anderzijds echter niet te klein zijn in verband met het ruisniveau.

Het gemiddelde van het kwadraat van de effectieve ruisspanning U_{eff} van een weerstand R wordt gegeven door

$$d(\overline{U_{eff}^2}) = 4 k T R df. \quad (29).$$

Hierin is: k de Boltzmann-constante $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/}^\circ\text{K}$ en T de absolute temperatuur, df is de bandbreedte van het signaal dat over R staat.

Het ruisniveau wordt gereduceerd door een capaciteit C parallel aan de weerstand R tot

$$d(\overline{U_{eff}^2}) = 4 kT \cdot \frac{R}{1+(\omega RC)^2} df. \quad (30).$$

Staat over de parallel-schakeling van de weerstand R en de capaciteit C een signaal tussen de frequenties f_h en f_e dan levert vergelijking (30) geïntegreerd

$$\overline{U_{eff}^2} = \frac{4 kT}{2\pi C} \left(\arctan 2\pi f_h RC - \arctan 2\pi f_e RC \right) \quad (31).$$

Deze ruisspanning heeft een ruisstroom ten gevolge die echter te verwaarlozen is zolang $R \ll 5 \text{ M}\Omega$ is [2].

Als de grensfrequenties een waarde hebben van $f_h = 40$ MHz resp. $f_1 = 1$ kHz als $R = R_m = 1$ k Ω en $C = C_m = 60$ pF dan is

$$U_{\text{eff}}^2 \text{ bij } 300^\circ\text{K gelijk aan } 8,1 \mu\text{V}.$$

De ruisspanningsgrootte van piek tot piek is dan

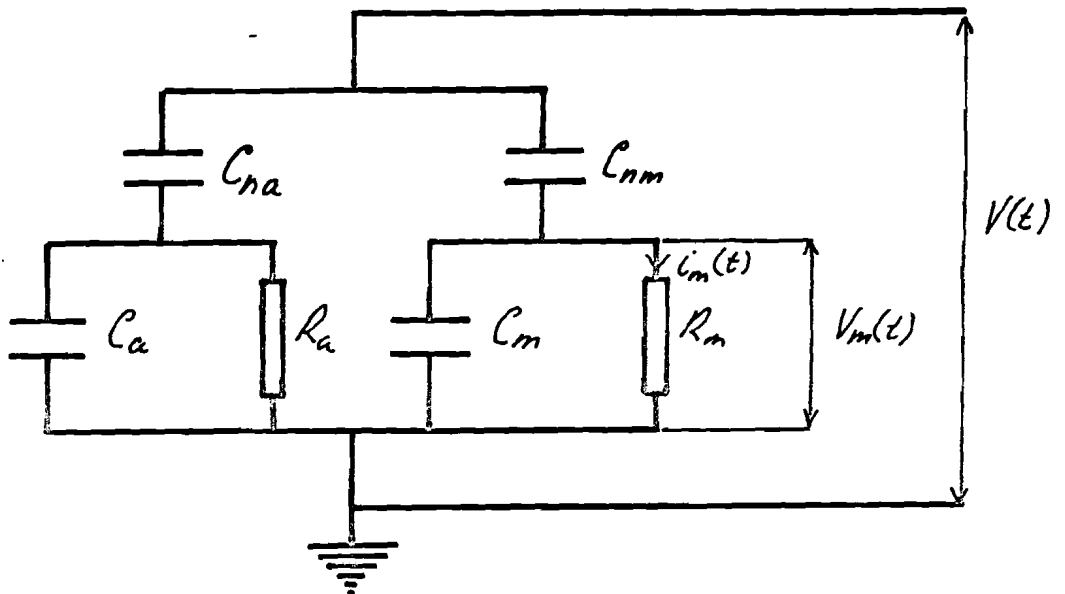
$$2 \times \sqrt{2} \times 8,1 \mu\text{V} = 22,5 \mu\text{V}.$$

We hebben gezien dat i_e maximaal $0,1 \mu\text{A}$ is d.w.z., dat $R_m > 500 \Omega$ moet zijn, wil de meetspanning V_m boven de ruisspanning van $22,5 \mu\text{V}$ uitkomen.

Nu is in de praktijk bij een electrodenafstand van C_n van $4,5$ cm. $a = 3$ (zie verg.18) haalbaar. Uit (28) volgt dan dat $R_m \ll 167$ moet zijn.

We zien hier dus twee voorwaarden voor R_m , die niet tegelijkertijd vervuld kunnen worden. Willen we i_t goed meten, dan moet C_m dus kleiner gemaakt worden.

We kunnen dit bereiken door de middenelectrode te scheiden in twee delen; een cirkelvormig middenstuk en een ring daar omheen. De cirkelvormige electrode gebruiken we dan als meetelectrode, de ringvormige kunnen we als afschermelectrode gebruiken. We krijgen dan het onderstaande elektrische schema; figuur 20.



Figuur 20. Het elektrische circuit met gedeelde middenelectrode in de nevelkamer.

Parallel aan de capaciteit C_m gevormd door de cirkelvormige middenelectrode en de onderste electrode plaatsen we weer de meetweerstand R_m . Parallel aan de ringvormige condensator met capaciteit C_a komt de weerstand R_a .

De verhouding van de capaciteiten is

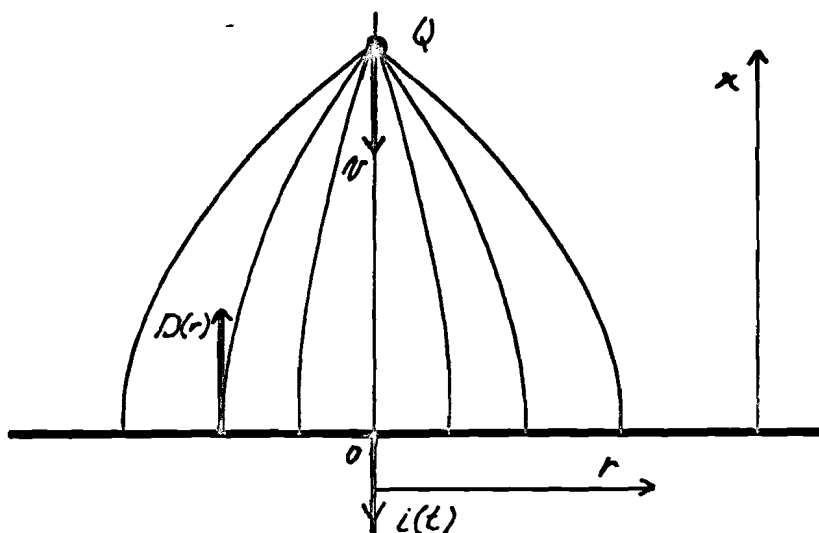
$$\frac{C_a}{C_m} = \frac{r_2^2 - r_1^2}{r_1^2} = b. \quad (32).$$

waarin r_1 de straal van de cirkelvormige electrode en r_2 de buitenste straal van de ringvormige electrode.

We kunnen dus C_m willekeurig klein maken door r_1 maar klein genoeg te nemen.

Om de stroom te kunnen meten mogen we C_m echter niet te klein nemen. Dit wordt ge-illustreerd door de volgende berekening van de stroom i ten gevolge van een met snelheid v naar een plaat toe bewegende lading Q (zie fig.21).

Stellen we dat de stroomkring zich kan sluiten via een verbinding van de eerste plaat met een ver verwijderde tweede plaat. De veldlijnen ten gevolge van de lading Q komen dan bijna uitsluitend op de eerste plaat terecht,



Figuur 21. Lading Q beweegt zich met snelheid v naar een plaat.

Met behulp van de spiegelbeeld-methode vinden we de diëlectrische verschuiving D ter plaatse $x = 0$.

Deze ligt in de richting van de x -as en heeft de grootte

$$D = \frac{Q}{2\pi} \frac{x}{(\sqrt{x^2 + r^2})^3} \quad (33).$$

waarin x dus de afstand van de lading Q tot de plaat is en r de afstand op de plaat gerekend van het middelpunt van de plaat. De oppervlakte-integraal van D geïntegreerd over het cirkeloppervlak A met straal r is dan

$$\begin{aligned} \oint_A \underline{D} \cdot \underline{n} \, dA &= \int_0^r \frac{Q}{2\pi} \frac{x}{(\sqrt{x^2 + r'^2})^3} \cdot 2\pi r' \, dr' \quad (34). \\ &= Q \left(1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + r^2}} \right) \end{aligned}$$

Uit de tweede wet van Maxwell,

$$\oint \underline{H} \cdot \underline{dl} = \iint_A (\underline{J} \cdot \underline{n}) \, dA + \frac{\partial}{\partial t} \iint_A (\underline{D} \cdot \underline{n}) \, dA \quad (35).$$

volgt dan dat

$$\frac{\partial D}{\partial t} = i(t) \quad (36).$$

$$\text{Dus } i = - \frac{r^2}{(\sqrt{x^2 + r^2})^3} \cdot Q \cdot v \quad \text{met } v = \frac{dx}{dt} \quad (37).$$

Nemen we nu als straal van de meetelektrode C_m (zie fig.20) $r = r_1$, dan zien we dat hoe kleiner r_1 , hoe kleiner de gemeten stroom i wordt.

We kunnen dus C_m niet willekeurig klein maken door r_1 steeds te verkleinen, want dan meten we slechts een klein deel van de lawine-stroom.

Resumerend kunnen we dus stellen, dat we een compromis moeten zoeken enerzijds tussen die waarde van R_m die bij een bepaalde C_m nog een tijdconstante van het meetcircuit $\tau_m = R_m C_m$ geeft, welke kleiner is dan de tijdconstante τ_e van de electronenstroom en anderzijds die waarde van R_m waardoor, ten gevolge van de stroom i_e door de weerstand, een spanning V_m over R_m komt te staan die hoger ligt dan de ruisspanning van $22,5 \mu V$.

Maken we C_m kleiner door de middenplaat in de nevelkamer te delen, dan moeten we een compromis zoeken tussen R_m en de grootte van de straal r_1 van de middenelektrode.

Opm. De tijdconstante τ_i van de ionenstroom volgt uit verg (13) en is

$$\tau_i = \alpha v^* \quad (38).$$

In de praktijk is $v_e \approx 100 v_i$ (zie litt. [2])

Dan geldt dus voor (38) dat

$$\tau_i \approx \alpha v_i \quad (39).$$

Met vergelijking (25) geeft dit dan

$$\tau_e \approx 100 \tau_i \quad (40).$$

We kunnen dus R_m bij ionen stroommeting in vergelijking met de waarde van R_m bij electronenstroommeting een factor 100 groter nemen.

De waarde van de ionenstroom is een factor 100 kleiner, dan de waarde van de electronenstroom.

Ook hier moeten we R_m dus zo kiezen, dat $\tau_m \ll \tau_i$ en $V_m \gg 22,5 \mu V$ op kwalitatief dezelfde wijze als bij de electronen-stroommeting; R_m kan nu 100 x zo groot worden ten gevolge van de lagere tijdconstante maar moet als gevolg van de lagere ionenstroom 100 x zo groot worden.

V-3. De invloed van spanningsvariatiies op de stroommeting.

Beschouwen we figuur 18. en stellen wij dat er op de constante spanning V_o , die over de nevelkamer staat een stapvormige storing $V_s(t)$ optreedt dan wordt:

$$V(t) = V_o + V_s(t) = V_o + V_s \cdot U(t) \quad (41).$$

waarin $U(t)$ de eenheidsstapfunctie is.

De stroom i_m ten gevolge van V_o is nul.

De stroom i_m ten gevolge van de verstoring V_s vinden we uit (20) door $\tau_o = 0$ te stellen.

Dan volgt uit (20), (21) en (22) dat

$$i_m = \frac{C_n}{C_n + C_m} \cdot e^{-t/\tau_t} \cdot \frac{V_s}{R_m} \quad \text{met } \tau_t = R_m(C_n + C_m). \quad (42).$$

Nemen we voor a in vergelijking (18) de in de nevelkamer maximaal mogelijke waarde, bij $C_n = 20 \text{ pF}$, dan is $a = 3$.

$$\text{Dus } i_m = \frac{V_s}{4R_m} e^{-t/\tau_t}. \quad (43).$$

Met $R_m = 1k\Omega$ moet dus de spanningsverstoring V_s kleiner dan $0,4 \text{ mV}$ zijn wil de stroom i_m ten gevolge van V_s kleiner dan $0,1 \mu A$ zijn, de maximale waarde van de electronenstroom.

We moeten de laadspanning van de nevelkamer dus goed stabiliseren. We kunnen dit opvangen door het pulscircuit via schakelaar S_1 (bijlage V) te scheiden van het laadcircuit; een eventuele rimpel ten gevolge van het opladen zijn we dan al kwijt. We moeten nu wel rekening houden met de grootte van de lekstroom i_1 (zie hoofdstuk I-1).

V-4. De versterker.

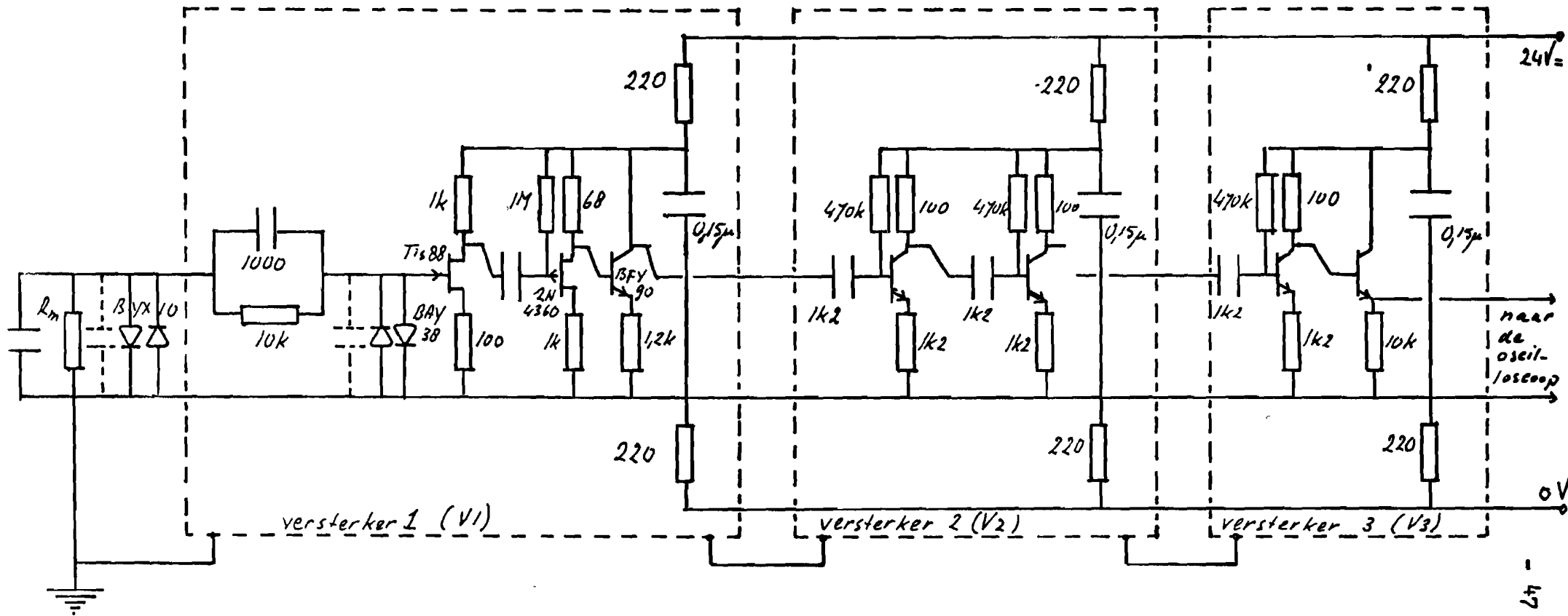
Nemen we voor $R_m = 500 \Omega$ dan is de maximale waarde van V_m ten gevolge van de electronenstroom ongeveer $50 \mu V$.

Een oscilloscoop heeft een input van 50 mV nodig om een spanningsuitslag van 1 cm. op het beeldscherm van de oscilloscoop te krijgen. Er is dus een versterker nodig om de spanning $V_m(t)$ die over de weerstand R_m staat, zichtbaar te maken op de oscilloscoop.

De versterking van deze versterker moet dus minstens 1000x zijn. Voor de bepaling van de grensfrequenties van de versterker f_h en f_e wordt verwezen naar de litteratuur ([6] § 2.2.4.3).

Om in principe de mogelijkheid van de meting van de lawinestroom met de in hoofdstuk V-2 aangegeven methode te onderzoeken werd een versterker gebouwd waarvan het schema wordt gegeven in figuur 22.

Om de ingang van de versterker te beschermen tegen de hoge spanningen als gevolg van het op- en ontladen van C_n (zie verg.(20)) werden, parallel aan de meetweerstand R_m , twee diodes (type BYX 10) antiparallel ten opzichte van elkaar geplaatst. De maximale stroompiek die deze diodes kunnen verdragen is 15 Amp. gedurende 10 n sec., wat dus ruim boven de op- en ontladstroompiek van ± 20 Amp. gedurende 50 n sec. is.



Met deze diode introduceren we echter een extra capaciteit parallel aan R_m .

Omdat deze diodes traag zijn wordt de versterkeringang nog extra beschermd door een weerstand van $10\text{ k}\Omega$ en twee diodes type BAY 38.

De maximale stroompiek die deze diodes kunnen verdragen is 2 Amp. gedurende $1\text{ }\mu\text{sec}$. Hun schakeltijd is van de orde van 5 n sec. en hun capaciteit is $< 1\text{ pF}$. Om de capaciteit van deze diodes te compenseren wordt over de weerstand van $10\text{ k}\Omega$ nog een capaciteit van 1000 pF geplaatst.

De versterker bestaat verder uit vijf trappen, welke ondergebracht zijn in drie geaarde koperen doosjes welke in figuur 22 gestippeld zijn weergegeven. Het doosje waarin zich de eerste twee trappen van de versterker bevinden (V1) ligt in de ruimte tussen de aard- en de midden-electrode direct bij de meetweerstand R_m om de ruis zoveel mogelijk te beperken. Het doosje is aan de zijde van de midden-electrode open om C_m zo klein mogelijk te houden.

De twee andere versterkers werden naast de aardelectrode gelegd. Voor aanpassing aan de meetkabel werd de versterker laag-ohmig afgesloten via een kathodevolger.

Het versterkte signaal moet gemeten worden via een P 6006 probe om oscillaties in de versterker te voorkomen. Deze probe heeft een hogere ingangsimpedantie dan die van de gebruikte oscilloscoop, Tektronix type 556. Hij verzwakt echter het signaal met een factor 10. De frequentiekarakteristiek en het ruisniveau van de versterker in de meetopstelling worden gegeven in hoofdstuk V-5.

V-5. De stroommeting.

In eerste instantie was het de bedoeling de middenplaat ook de vorm van een Rogowski-profiel te geven.

Voor de opstelling van deze plaat en de coördinaten van het Rogowskiprofiel zie Bijlage XI.

Daar het maken van dit profiel op moeilijkheden van constructieve aard stootte, kon de middenplaat in deze vorm niet snel genoeg gemaakt worden.

Als middenelectrode is toen een vlakke plaat in de nevelkamer aangebracht waarop aan de rand een koperen buis werd gesoldeerd om het optreden van randeffecten zoveel mogelijk te beperken. De plaat steunt op vier staafjes van P.V.C. (zie bijlage XII).

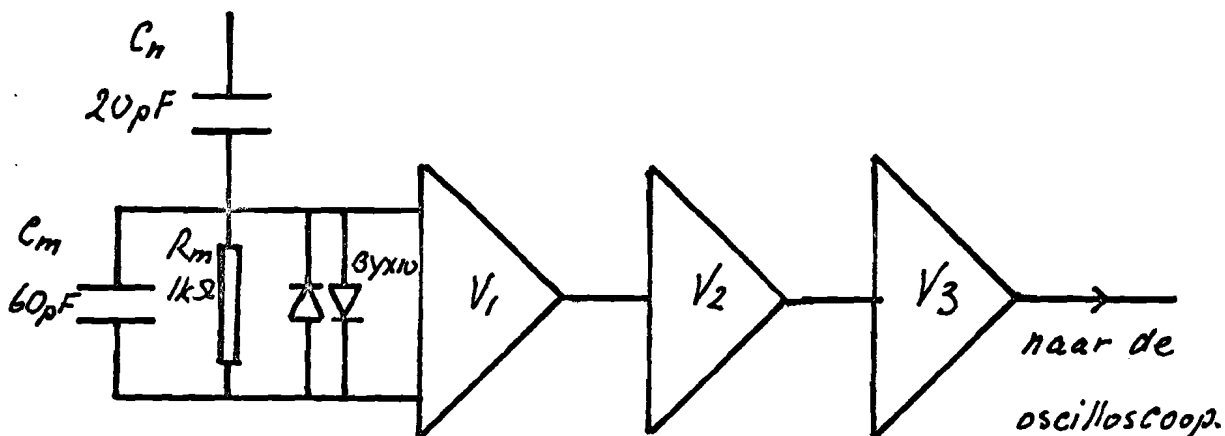
De afstand van de plaat tot de aardelectrode d_m bedraagt 1,5 cm. de afstand tot de kathode d_n , 4,5 cm.

Uit vergelijking (18) volgt dat $a = 3$ is in deze opstelling.

Als $C_n = 20$ pF, dan is $C_m = 60$ pF.

Voor de meetweerstand werd de waarde van $R_m = 1$ k Ω gekozen om er zeker van te zijn, dat het meetsignaal V_m groter dan het ruissignaal is. Hiermee is dus niet voldaan aan een voorwaarde voor een juiste stroommeting n.l. dat $I_m \ll I_e$

is. We kunnen echter wel onderzoeken of de stroommeting op deze wijze mogelijk is. Met bovenstaande waarden van R_m en C_m krijgen we het volgende meetcircuit. (zie figuur 23).



Figuur 23. De opstelling voor het meten van stromen.

Van deze meetopstelling werd de frequentie karakteristiek bepaald. Voor de frequentie karakteristiek en op welke wijze deze verkregen is, zie bijlage XIII.

We zien hieruit dat de versterking van de versterker tot ± 3 MHz lineair is. De versterking bedraagt hier 25.000. Foto's in bijlage XIV geven de output van de versterking weer bij inputs van $100 \mu V$, $31,6 \mu V$, $10 \mu V$ en $1 \mu V$.

We zien dat de ruis spanning van de orde van $8 \mu V$ is.

Met deze vlakke middenelectrode kon de stroom echter niet gemeten worden omdat reeds bij 20 à 25 kV doorslagen naar de rand van de middenelectrode optraden.

VI. Nabeschuwing.

We hebben gezien, dat door de kleine afstand tussen de midden-electrode en de aardelectrode, de capaciteit parallel aan de stroommeetweerstand te groot wordt voor een juiste meting van de stroomvorm. Splitsing van de middenplaat in twee delen geeft een verlaging van deze capaciteit, maar heeft als nadeel dat de gemeten stroom kleiner is dan de eigenlijke lawine-stroom. Er zijn echter nog andere, praktische bezwaren aan deze meetmethode verbonden.

1. De middenplaat kan niet goed in de nevelkamer gefixeerd worden waardoor het licht van de bollenvonkenbrug in de nevelkamer niet altijd het zinken plaatje treft.
2. Het elektrische veld tussen het midden van de kathode en de middenplaat is niet homogeen, t.g.v. de losse middenplaat.
3. De plaat verstoort de luchtstroom in de nevelkamer als de zuiger omlaag gaat.
4. De plaat en de versterker nemen veel ruimte in de nevelkamer in beslag.

Daarbij komt nog het feit, dat het vrijmaken van electronen in de nevelkamer via de bollenvonkenbrug en het zinken plaatje niet betrouwbaar is ten gevolge van het oxyderen van het plaatje en vervuiling van de kleine gaatjes in de aardelectrode die het licht moet passeren. Bovenstaande moeilijkheden kunnen alle gelijk opgelost worden als we electronen in de nevelkamerruimte brengen met een electronen-kanon. Dit kan ondergebracht worden in de kathode en in de buis waarmee de kathode aan de araldiethoed bevestigd is. Daar tijdens de stroommetingen de nevelkamer onder een constante hoogspanning staat, moet de voeding van het kanon en zijn triggerpuls toegevoerd worden via scheidings-transformators. Daar een electronen-kanon in vacuum werkt, moet een venster aan het einde van het kanon aangebracht worden, dat een scheiding vormt tussen de nevelkameratmosfeer en het vacuum van het electronen-kanon. Dit venster kan zeer klein gemaakt worden tot enkele microns.

Als we op deze wijze de electronen vrij maken, kan de bollen-
vonken-brug onder de aardelectrode, de anode gemist worden.
Bevestigen we nu de anode, electricch geïsoleerd van aarde aan
het frame, dan kunnen we de stroom meten via een weerstand
tussen de anode en het geaarde frame.

De versterker kan ingebouwd worden in de ruimte waar zich eerst
de bollenvonken-brug bevond. De versterker bevindt zich dan niet
in de alcohol-waterdamp onder de lage druk die in de nevelkamer
heerst, maar in een omgeving van normale lucht bij normale druk.
Een andere oplossing kan de vervanging van het zinken plaatje
door een zirkoon plaatje vormen. Zirkoon oxydeert niet.

Zijn uittree-potentiaal is 4,51 eV.

Hierbij hoort een golflengte van 2740 Å .

Door bestraling van het plaatje met een u-v-flitser of u-v-laser,
die buiten de nevelkamer staat opgesteld kunnen electronen vrij-
gemaakt worden.

LITTERATUURLIJST.

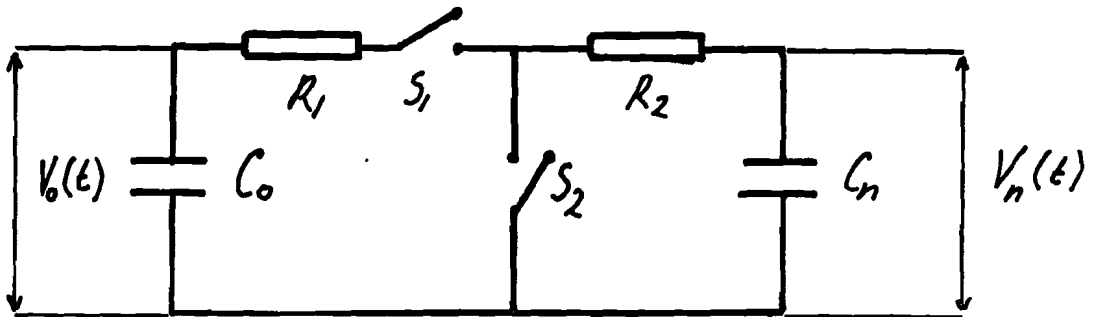
1. Lucassen, P.H.W.
Bouw van een experimentele opstelling teneinde electronen-
lawines in een gas met behulp van een nevelkamer zichtbaar
te maken.
Afstudeerverslag. Technische Hogeschool Eindhoven.
afd. Elektrotechniek. Sectie Hoogspanning. (1967)
2. Raether, H.
Electron avalanches and breakdown in gases.
Butterworth and Co. London 1964.
3. Cobine, J.D.
Gaseous Conductors.
Dover Publications Inc. New York 1958.
4. van Trier, A.A.Th.M.
Theoretische Elektrotechniek.
Collegedictaat Technische Hogeschool Eindhoven. (1960)
5. van den Heuvel, W.M.C.
Spanningsdelers voor hoge spanningen en gering eigen
energie verbruik voor oscillographische metingen.
Rapport Technische Hogeschool Eindhoven.
Afd. Elektrotechniek. Sectie Hoogspanning.
6. Hayashi, I and Seno, Y.
Switching Characteristics of air-gap Switches.
Electrical Engineering in Japan. Vol. 86, no 4(1-13) (April 1966)
7. Morghen, D.
Untersuch ungen über die Zündung einer grossen Anzahl
Parallelgeschalteter Dreielectroden- Funckenstrecken.
Elektrotechnisch Zeitschrift. Vol 88, No 19(480-7) (sept.1967)

9. van der Laan, P.C.T. and de Jong, A.
Some properties of a high current spark-gap.
Rijnhuizen Report 63-07.
F.O.M.- Instituut voor Plasma Fysica. (jan. 1963)

10. ter Horst, D.Th.J.
Hoogspanningstechniek I.
Collegedictaat Technische Hogeschool Eindhoven.

11. Day, W.D.
Tables of Laplace Transforms.
Iliffe Books Ltd. London. (1966)

Berekening van de hoogspanningspuls-vorm.



Condensator C_0 is opgeladen tot een spanning V_0 .

Op het tijdstip $t = 0$ is dus:

$V_0(t) = V_0(0) = V_0$ en wordt schakelaar S_1 gesloten.

Uit de spanningswet van Kirchoff volgt:

$$V_0(t) = R_t i(t) + V_n(t) \quad (1)$$

$$\text{Hierin is } V_0(t) = V_0(0) - \frac{1}{C_0} \int_0^t i(t) dt \quad (2)$$

$$V_n(t) = \frac{1}{C_n} \int_0^t i(t) dt \quad (3)$$

$$R_t = R_1 + R_2 \quad (4)$$

Uit (3) volgt door differentiatie dat

$$i(t) = C_n \frac{dV_n(t)}{dt} \quad (5)$$

Eliminatie van $V_0(t)$ en $i(t)$ met behulp van (2) en (5) geeft:

$$V_n(t) + \frac{C_n}{C_0} V_n(t) + C_n R_t \frac{dV_n(t)}{dt} = V_0(0) \quad (6)$$

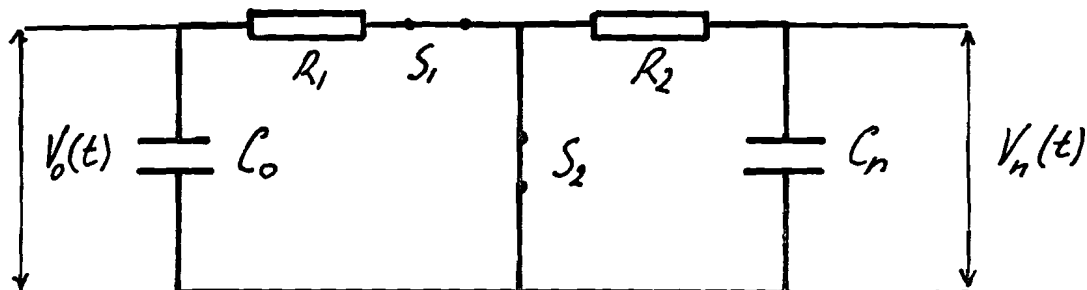
Transformeren we deze differentiaalvergelijking met Laplace transformatie dan vinden we

$$V_n(p) = \frac{V_o(0)}{p \left(R_t C_n + \frac{C_n + C_o}{C_o} \right)} = \frac{V_o}{R_t C_n} \frac{1}{p \left(p + \frac{C_n + C_o}{C_o} \cdot \frac{1}{R_t C_n} \right)} \quad (7)$$

De litteratuur [10] geeft ons dan dat

$$V_n(t) = \frac{C_o}{C_n + C_o} \cdot \left\{ 1 - \exp. \left(- \frac{t}{R_t C_n} \cdot \frac{C_n + C_o}{C_o} \right) \right\} \cdot V_o \quad (8)$$

Op het tijdstip t_1 wordt S_2 gesloten.



Nemen we aan dat de spanningsval over S_2 nul is dan geldt

$$V_n(t) + R_2 i(t) = 0. \quad \text{voor } t \gg t_1 \quad (9)$$

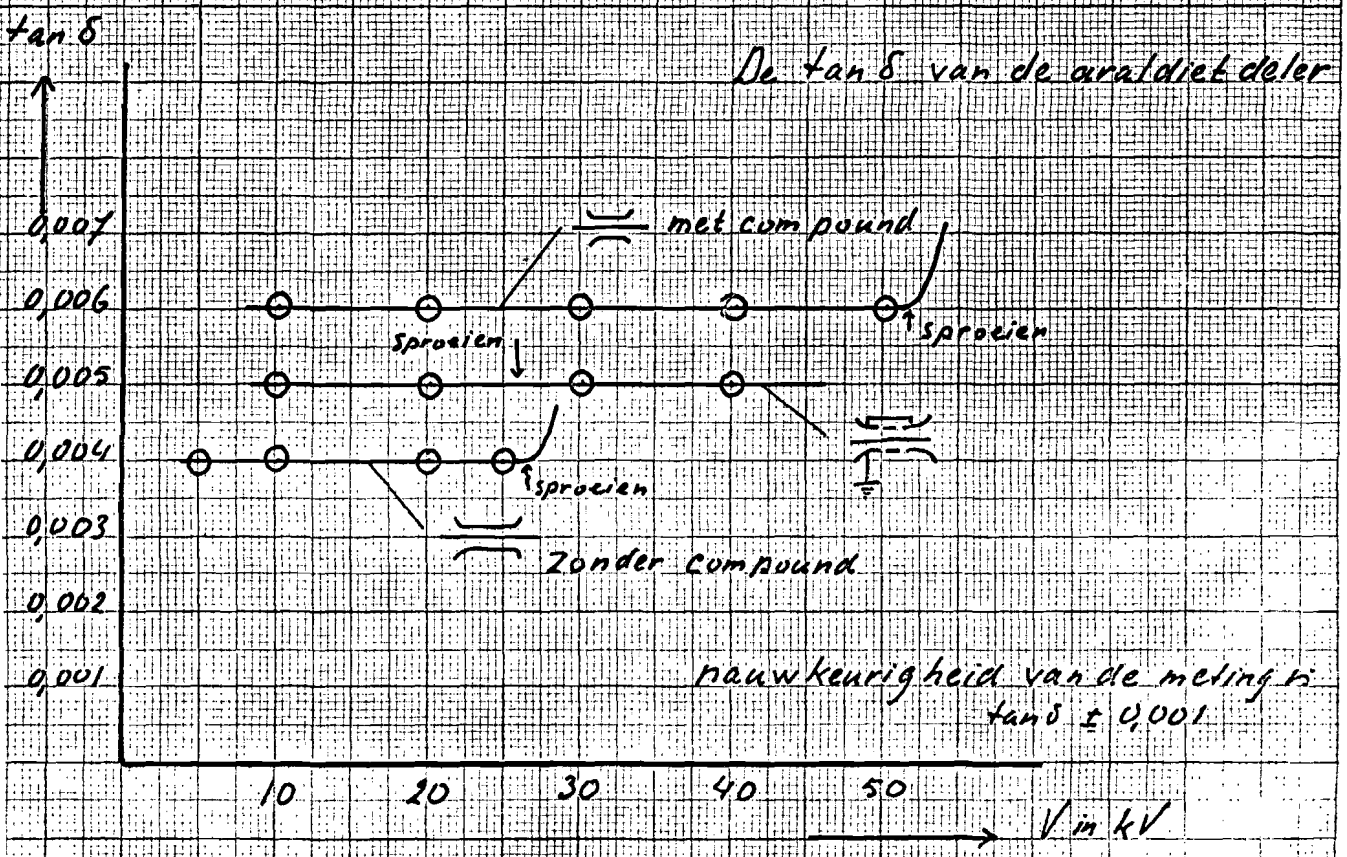
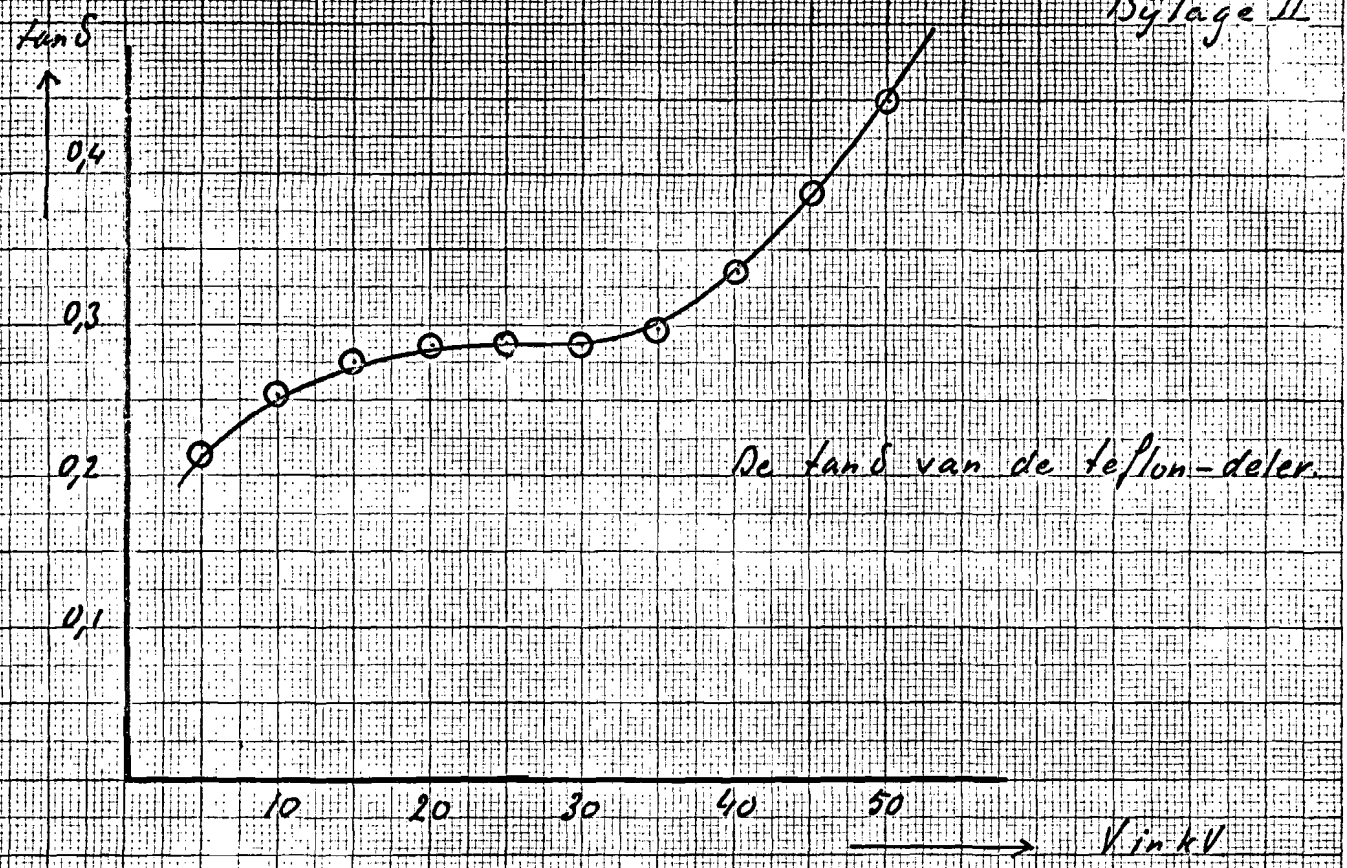
Op tijdstip $t = t_1$ is $V_n(t)$ volgens (8).

$$V_n(t_1) = \frac{C_0}{C_n + C_0} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{t_1}{R_2 C_n} \cdot \frac{C_n + C_0}{C_0}\right) \right\} \cdot V_0 \quad (10)$$

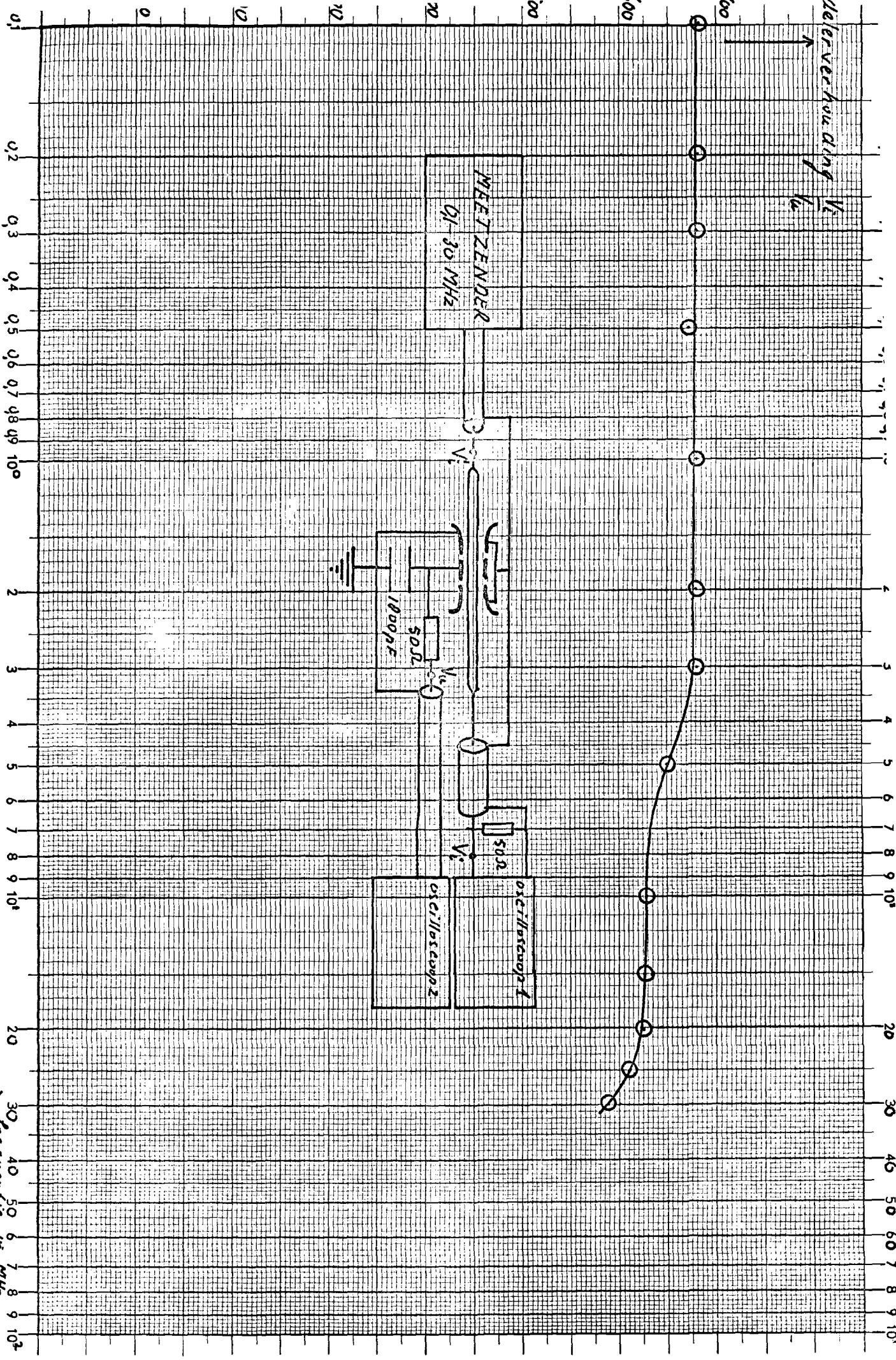
Oplossing van (9) met behulp van (5) en (10) geeft

$$V_n(t) = V_n(t_1) e^{-(t-t_1)/R_2 C_n} \quad (11).$$

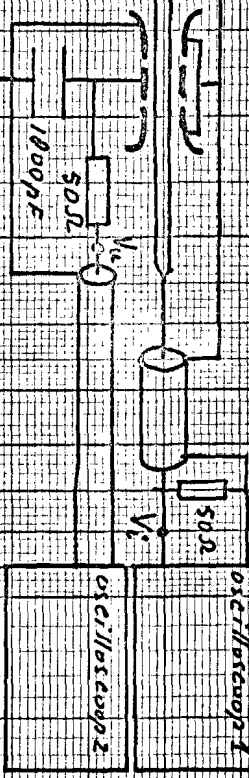
Bijlage II

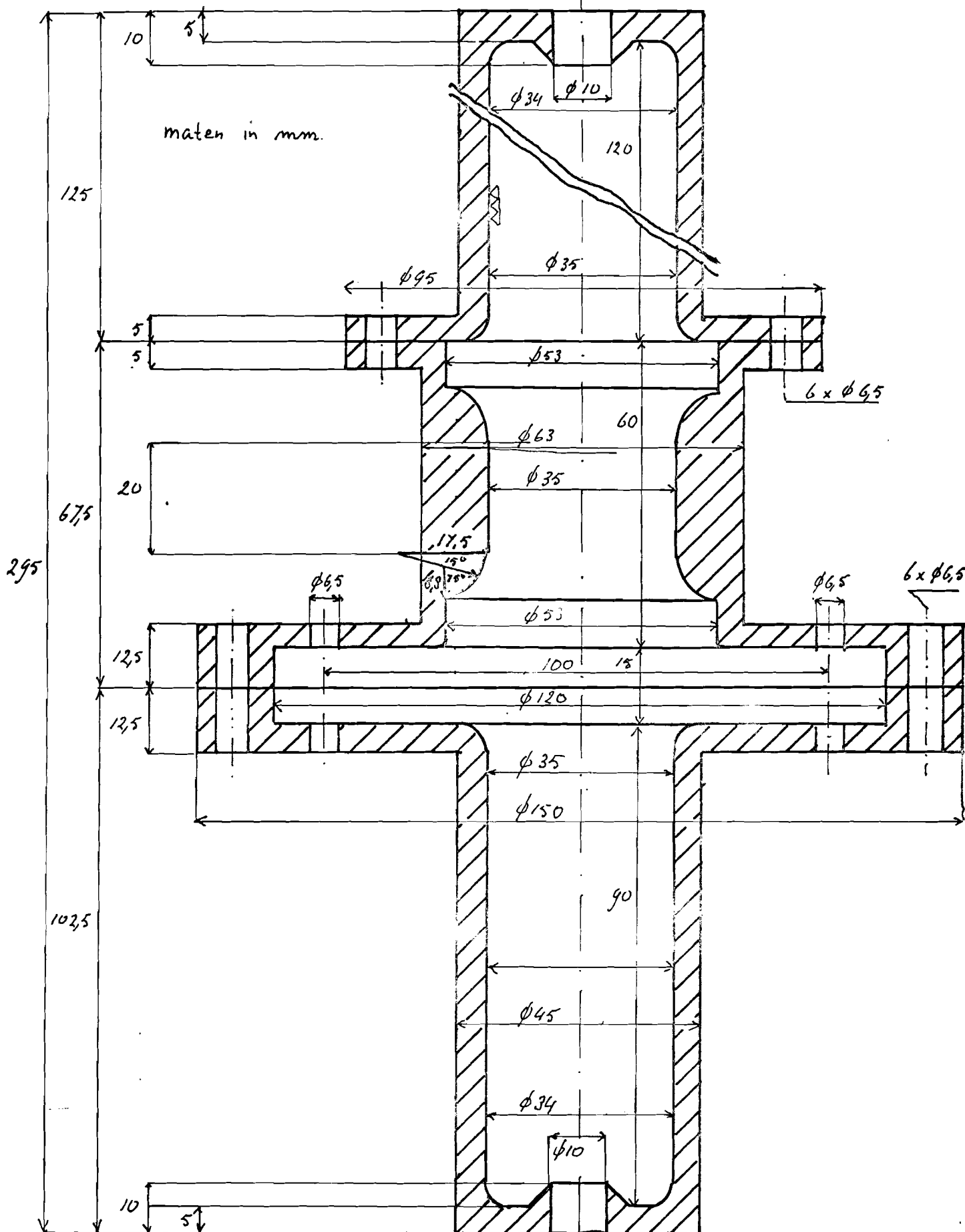


Verleer verhouding V_2/V_1

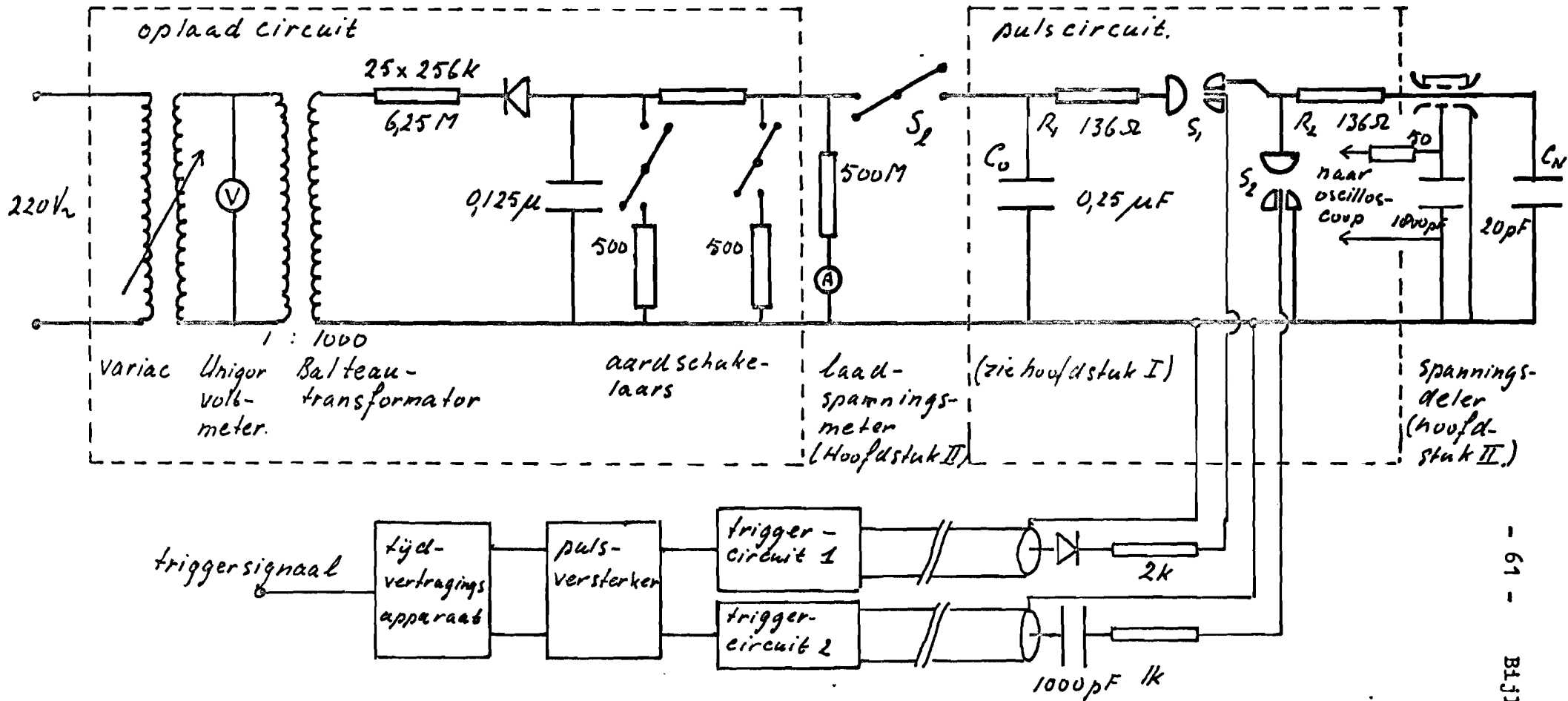


MEETZENDER
01-30 MHz





Mal voor het gieten van de spanningsdeler
(zie hoofdstuk III figuur 13)



Electrisch circuit voor het verkrijgen van een hoogspanningspuls regelbaar in hoogte en in breedte. Voor het schema van triggercircuit 2 zie hoofdstuk I-5.

Foto's van de hoogspanningspulsen, verkregen met het circuit van Bijlage V bij verschillende pulsbreedtes.

De laadspanning $V_0 = 44$ kV.

De araldiet-spanningsdeler is

1 : 678 (zie Bijlage III)

De schaalverdeling in de verticale richting is:

20 Volt per schaaldeel.

De schaalverdeling in de horizontale richting is:

100 n sec per schaaldeel.

De pulshoogte is dus hier

$2,6 \times 20 \times 678 = 35,2$ kV.

De pulsbreedtes zijn resp.

240, 320 en 360 n sec.

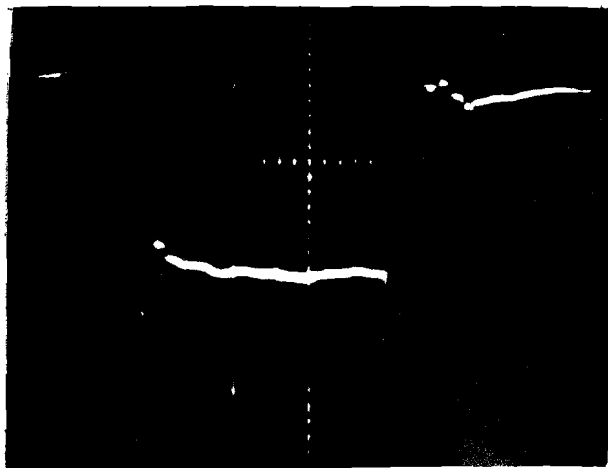
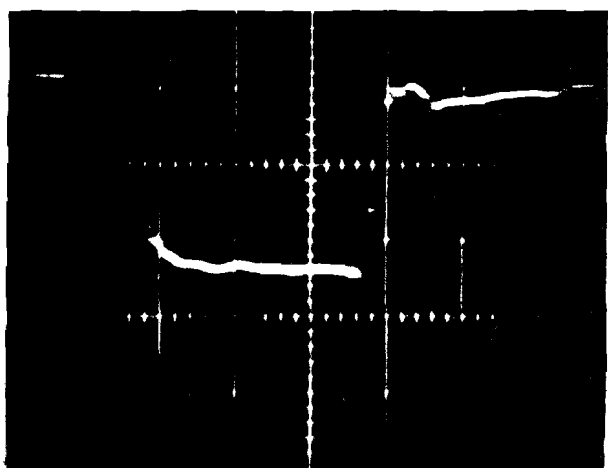
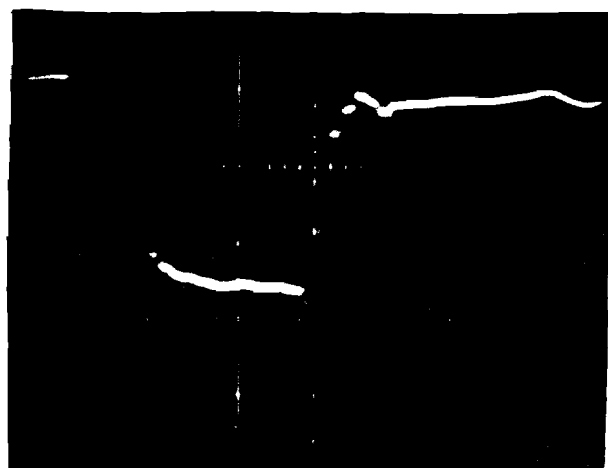
Bijlage V geeft de hoogte van de ontsteekspanning van de eerste bollenvonkenbrug S_1 . Deze is $1,3 \times 10 \times 678 = 8,5$ kV.

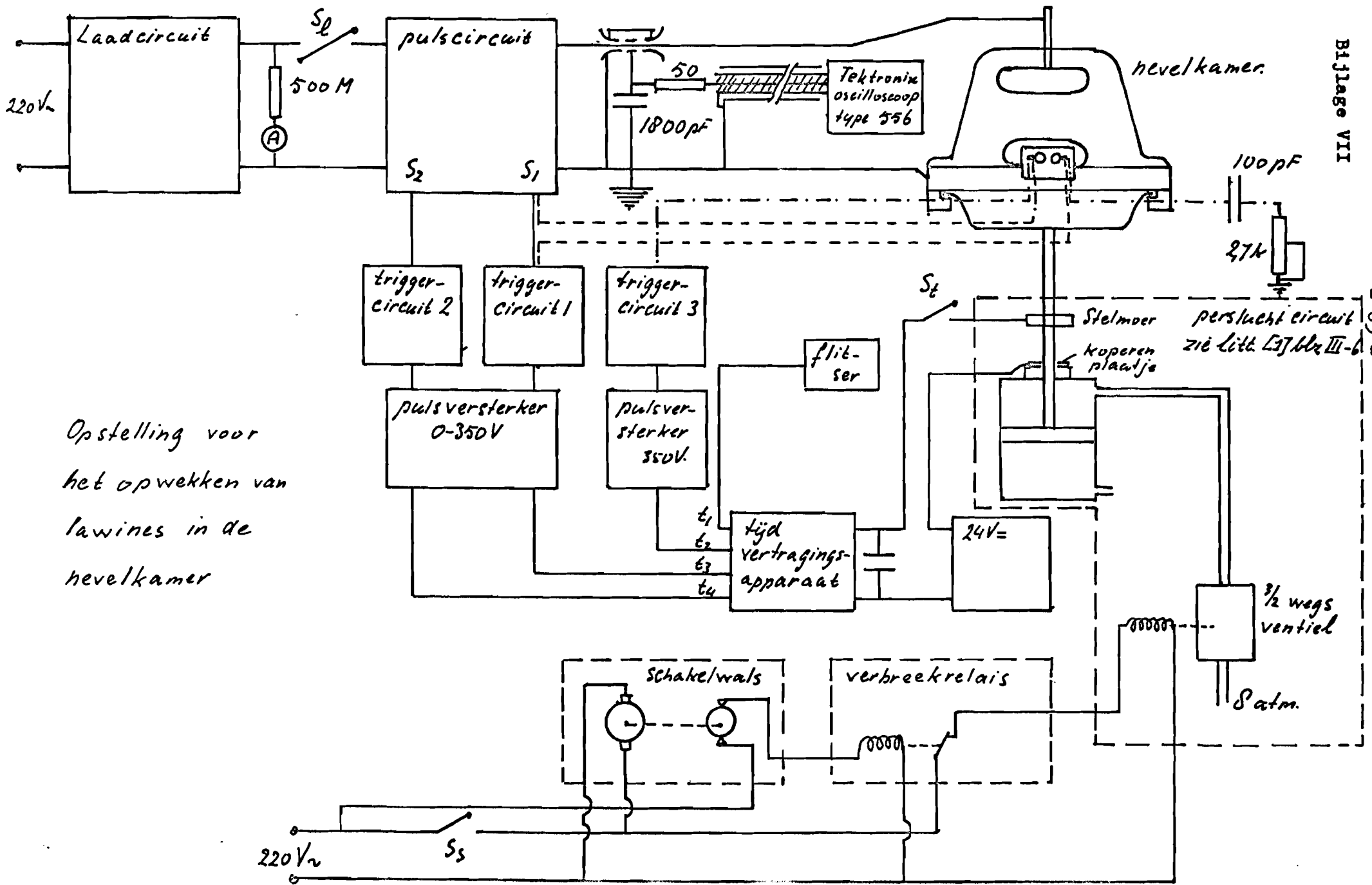
We zien dat de pulshoogte plus de ontsteekspanning van S_1 de laadspanning V_0 geeft nl.

$35,2 + 8,5 = 43,7$ kV.

(zie opm. blz. 22)

De pulsen werden gemeten met een Tektronix oscilloscoop type 556 met inplug-unit G en vervolgens gefotografeerd met een Polaroid camera op Polaroid Black and White film type 410.





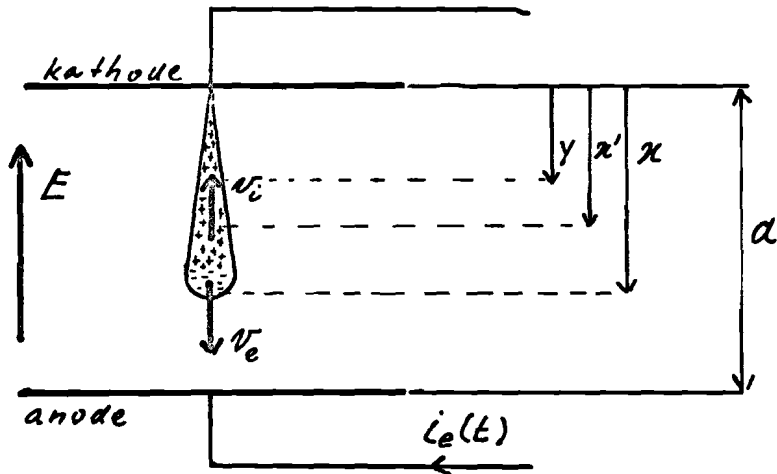
Opstelling voor
het opwekken van
lawines in de
nevelkamer

Berekening van de stroom ten gevolge van het bewegen van ionen in de nevelkamer.

Voor de berekening van de ionenstroom gaan we uit van

$$n_e(x) = n_0 e^{\alpha x} \quad (1)$$

en
$$i_e(t) = \frac{e n_0 v_e}{d} e^{\alpha v_e t} \quad 0 < t \leq T_e = \frac{d}{v_e} \quad (2).$$



Figuur a. De lawine tussen de elektroden in de nevelkamer.

Voor de betekenis van de symbolen wordt verwezen naar de lijst van symbolen in hoofdstuk V-1.

Op het tijdstip t^1 worden tussen x^1 en $x^1 + dx^1$

$$dn_1(x^1) = dn_e(x^1) = \alpha n_e(x^1) dx^1 \quad (3).$$

ionen geproduceerd door botsing van electronen met gasmoleculen. (verg. (3) volgt uit (2)). Deze gaan onder invloed van het elektrische veld E met snelheid v_1 in de richting van de negatieve x -as bewegen.

Het tijdstip t^1 wordt, als op het tijdstip $t = 0$ n_0 electronen met snelheid v_e beginnen te lopen, gegeven door

$$t^1 = \frac{x^1}{v_e} \quad (4).$$

Het gedeelte van de ionenstroom $di_i(t^1)$ dat ten gevolge van de $dn_i(x^1)$ ionen, die zich met snelheid v_i verplaatsen, gaat lopen, volgt uit (2) en bedraagt

$$d i_i(t^1) = \frac{e \alpha v_i}{d} n_e(x^1) dx^1 \quad (5)$$

waarbij dus $x^1 = v_e t^1$ verg. (4)

Stellen we nu dat de electronenwolk tot de plaats x gevorderd is op het tijdstip

$$t = \frac{x}{v_e} \quad (6)$$

Om de totale ionen stroom te vinden moeten we (5) integreren over x^1 van 0 naar x .

Er zijn echter ionen verdwenen n.l. die ionen die in de tijd t de kathode reeds bereikt hebben.

De ionen die op plaats x^1 ten tijde t^1 gevormd zijn, zijn op tijdstip t op plaats $y = x^1 - v_i (t - t^1)$ (7).

De ionen bereiken de kathode als $y = 0$, met (4) vinden we voor $y = 0$ dat

$$x^1 = \frac{v_i}{v_e + v_i} \cdot x. \quad (8).$$

Delen we beide leden van vergelijking (8) door v_e dan vinden we eveneens voor $y = 0$.

$$t^1 = \frac{v_i}{v_e + v_i} \cdot t \quad (9).$$

Met andere woorden de ionen die voor het tijdstip t^1 en voor de plaats x^1 gevormd zijn, hebben de kathode reeds bereikt op het tijdstip t en geven dus geen bijdrage meer aan de ionenstroom.

Om de totale ionenstroom te vinden moeten we (5) integreren van $y = 0$ naar $y = x = x^1$ dus van

$$x^1 = \frac{v_i}{v_e + v_i}, \quad x \text{ naar } x^1 = x \quad \text{of daar we } i_i \text{ als functie van}$$

$$t \text{ willen hebben, van } t^1 = \frac{v_i}{v_e + v_i} \cdot t \text{ naar } t^1 = t.$$

Uit (4) en (5) volgt dan dat

$$d i_i(t^1) = \frac{e \alpha v_i}{d} \cdot n_e(v_e t^1) \cdot v_e dt^1 \quad (10).$$

Dan wordt de totale ionenstroom

$$i_i(t) = \int_{\frac{v_i}{v_e + v_i} \cdot t}^t d i_i(t^1) dt^1 = \frac{e \alpha v_i}{d} \cdot n_0 \cdot v_e \int_{\frac{v_i}{v_e + v_i} \cdot t}^t e^{-\alpha v_e t^1} dt^1 \quad (11).$$

$$\text{Dus } i_i(t) = \frac{e n_0 v_i}{d} \left(e^{-\alpha v_e t} - e^{-\alpha \frac{v_e v_i}{v_e + v_i} \cdot t} \right) \quad (12).$$

Bovenstaande betrekking geldt zolang er nieuwe ionen gevormd worden, dus voor $0 \leq t \leq T_e = \frac{d}{v_e}$. T_e is dus de looptijd van de electronen tussen de electroden.

Zodra de electronen op tijdstip $t = T_e$ de anode bereikt hebben, worden er geen nieuwe ionen meer gevormd en moeten we (10) integreren van

$$t^1 = \frac{v_i}{v_e + v_i} \cdot t \text{ naar } t^1 = T_e.$$

Dit levert

$$i_1(t) = \frac{en_0 v_i}{d} \left(e^{\alpha v_e T_e} - e^{\alpha \frac{v_e v_i}{v_e + v_i} t} \right) \quad (13).$$

Deze formule geldt totdat alle ionen de anode bereikt hebben.

De looptijd van de ionen tussen de electroden is $T_i = \frac{d}{v_i}$.

Formule (13) geldt dus voor $T_e < t < T_i + T_e$.

Op het tijdstip $t = T_i + T_e$ is $i_1(t) = 0$ daar alle ionen dan de kathode bereikt hebben.

Met $T_e = \frac{d}{v_e}$ en $\frac{v_e v_i}{v_e + v_i} = \frac{1}{\frac{1}{v_e} + \frac{1}{v_i}} = \frac{1}{v^*} = v^*$ vinden we voor

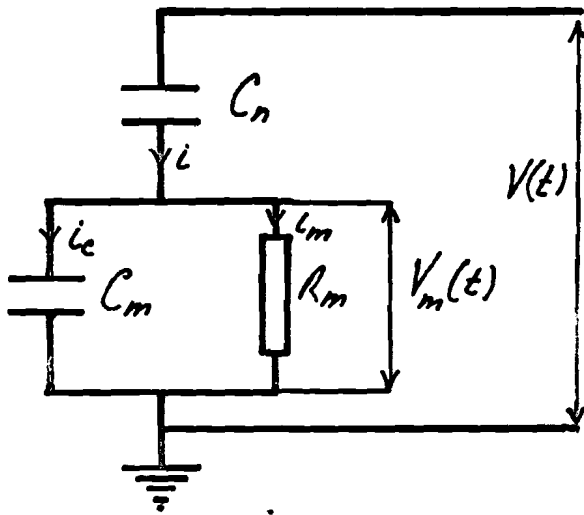
(12) en (13)

$$i_1(t) = \frac{en_0 v_i}{d} \left(e^{\alpha v_e t} - e^{\alpha v^* t} \right) \quad \text{voor } 0 \leq t \leq T_e \quad (14).$$

en

$$i_1(t) = \frac{en_0 v_i}{d} \left(e^{\alpha d} - e^{\alpha v^* t} \right) \quad \text{voor } T_e \leq t \leq T_e + T_i \quad (15).$$

Berekening van de spanning $V_m(t)$ over de meetweerstand R_m ten gevolge van een spanning $V(t)$ over de nevelkamer.



$$V(t) = V_0 \left(1 - e^{-t/\tau_0} \right) \quad (1)$$

$$V(t) = \frac{1}{C_n} \int_0^t i(t) dt + V_m(t) \quad (2)$$

$$V_m(t) = R_m i_m = \frac{1}{C_m} \int_0^t i_c(t) dt \quad (3)$$

$$i = i_c + i_m$$

Met Laplace transformatie vinden we

$$V(p) = \frac{I(p)}{pC_n} + V_m(p) \quad (5)$$

$$V_m(p) = R_m I_m(p) = \frac{I_c(p)}{pC_m} \quad (6)$$

$$I(p) = I_m(p) + I_c(p) \quad (7)$$

Stellen we $R_m C_m = \tau_m$ (8)

$$R_m C_n = \tau_n \quad (9)$$

$$\tau_t = \tau_m + \tau_n = R_m (C_m + C_n) \quad (10)$$

Eliminatie van I, I_m en I_c uit vergelijking (5) met behulp van de vergelijkingen (6) en (7) levert

$$V(p) = V_m(p) \left(\frac{C_m}{C_n} + 1 + \frac{1}{p R_m C_n} \right) \quad (11)$$

Dus

$$V_m(p) = \frac{V(p)}{\frac{C_m + C_n}{C_n} + \frac{1}{p R_m C_n}} = \frac{p R_m C_n}{p R_m (C_m + C_n) + 1} V(p). \quad (12)$$

Met de vergelijkingen (8), (9) en (10) vinden we dan

$$V_m(p) = \frac{\tau_n}{\tau_t} \cdot \frac{p}{p + \frac{1}{\tau_t}} \cdot V(p) \quad (13)$$

Transformatie van vergelijking (1) levert

$$V(p) = V_o \left(\frac{1}{p} - \frac{1}{p + 1/\tau_o} \right) = \frac{\frac{1}{\tau_o}}{p \left(p + \frac{1}{\tau_o} \right)} V_o \quad (14)$$

Vergelijking (13) wordt dan

$$V_m(p) = \frac{\tau_n}{\tau_t \tau_o} \frac{V_o}{\left(p + \frac{1}{\tau_t} \right) \left(p + \frac{1}{\tau_o} \right)} \quad (15)$$

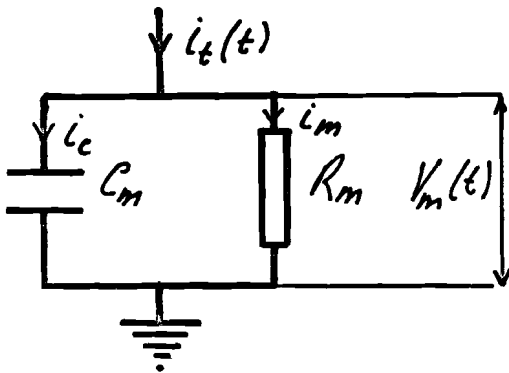
Uit de litteratuur [10] vinden we dan dat

$$V_m(t) = \frac{\tau_n}{\tau_t \tau_o} \frac{V_o}{1/\tau_o - 1/\tau_t} \left(e^{-t/\tau_t} - e^{-t/\tau_o} \right) \quad (16)$$

Dus

$$V_m(t) = \frac{\tau_n}{\tau_o - \tau_t} \left(e^{-t/\tau_o} - e^{-t/\tau_t} \right) \cdot V_o \quad (17)$$

Berekening van de spanning $V_m(t)$ over de meetweerstand R_m ten gevolge van een stroom $i(t)$ in de nevelkamer.



$$V_m(t) = R_m i_m(t) = \frac{1}{C_m} \int_0^t i_c(t) dt \quad (1)$$

$$i_t(t) = i_m(t) + i_c(t) \quad (2)$$

De Laplacegetransformeerden van de vergelijkingen (1) en (2) zijn:

$$V_m(p) = R_m I_m(p) = \frac{I_c(p)}{p C_m} \quad (3)$$

en

$$I_t(p) = I_m(p) + I_c(p). \quad (4)$$

Uit (3) en (4) volgt dat

$$I_m(p) = \frac{I_t(p)}{1 + p R_m C_m} = \frac{I_t(p)}{1 + p \tau_m} \quad (5)$$

Stellen we nu dat

$$i_t(t) = i_0 e^{t/\tau_e} \quad (6)$$

(Zie hoofdstuk V-2 vergelijking(23))

Dan is

$$I_t(p) = \frac{i_0}{p - \frac{1}{\tau_e}}$$

$$\text{Dus } I_m(p) = \frac{i_0}{\tau_m \left(p + \frac{1}{\tau_m}\right) \left(p - \frac{1}{\tau_e}\right)} \quad (7)$$

Uit de litteratuur [10] blijkt dan dat

$$i_m(t) = \frac{\tau_e}{\tau_e + \tau_m} \left(e^{t/\tau_e} - e^{-t/\tau_m} \right) \cdot i_0 \quad (8).$$

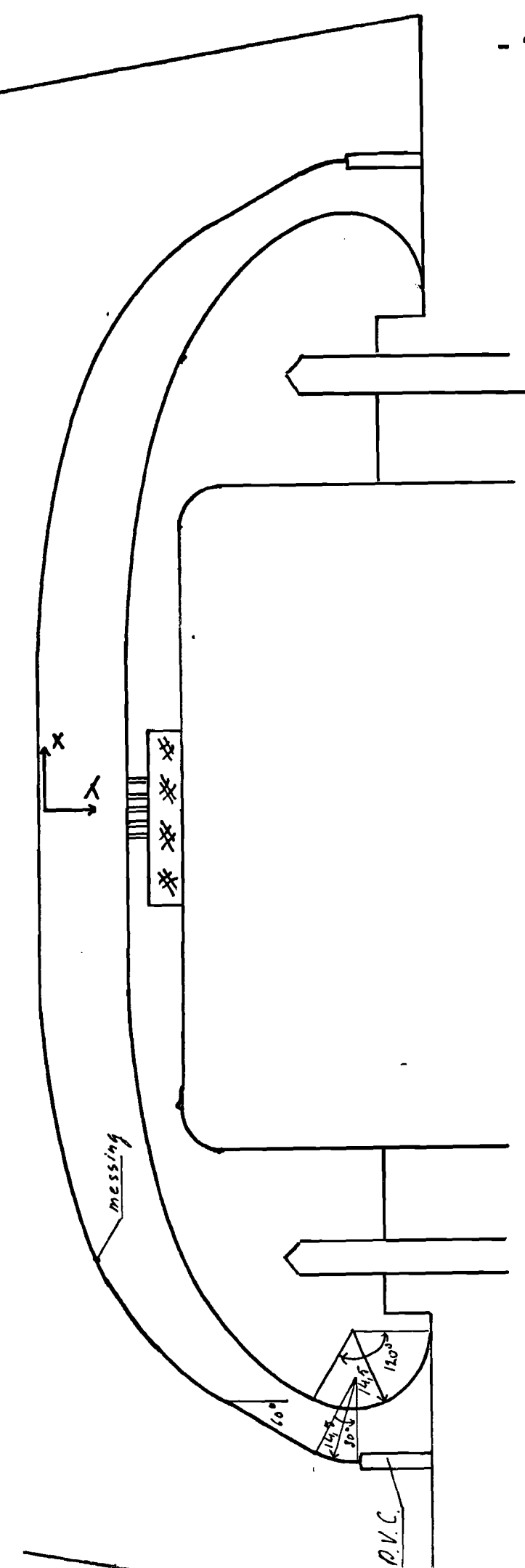
Coördinaten van het
Rogowskiprofiel
volgens Lukassen 1

x in mm	y in mm
0	0
t/m	
30,00	0
34,02	0,23
36,25	0,35
38,47	0,50
40,70	0,65
42,93	0,83
45,16	1,02
47,39	1,23
49,62	1,47
51,84	1,73
54,07	2,01
56,30	2,33
58,53	2,68
60,76	3,07
62,98	3,50
65,22	3,97
67,44	4,49
69,67	5,07
71,90	5,71
74,13	6,42
76,35	7,20
78,58	8,06
80,81	9,01
83,04	10,06
85,27	11,23
87,50	12,51
89,72	13,94
91,95	15,51
94,18	17,24
96,41	19,16
98,64	21,28
100,86	23,63
103,09	26,21
105,32	29,08
107,56	32,35

Hierna afronden met
straal $r = 14,5$ mm.

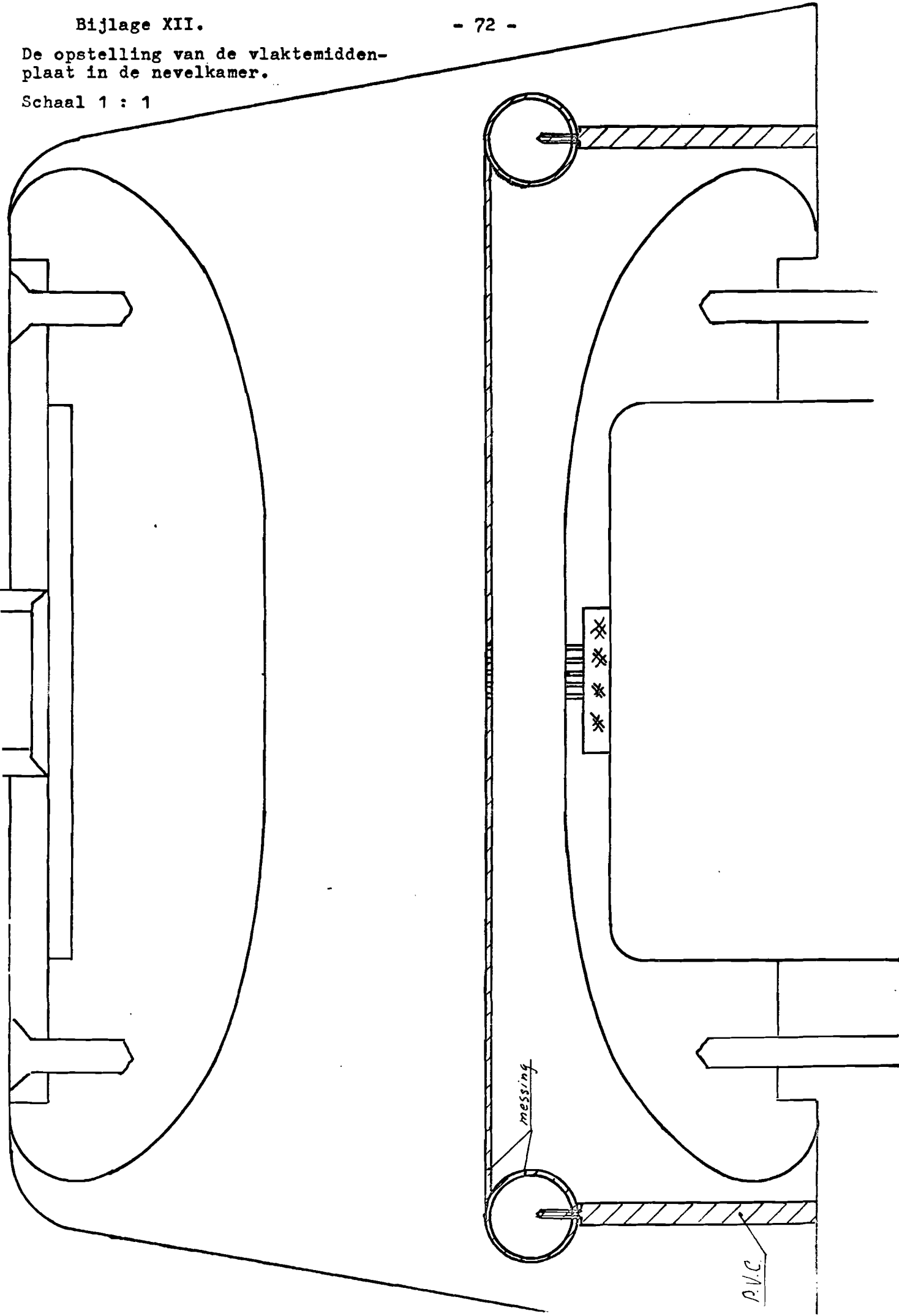
Opstelling van de middenplaat
met een Rogowskiprofiel in de
nevelkamer.

Schaal 1 : 1



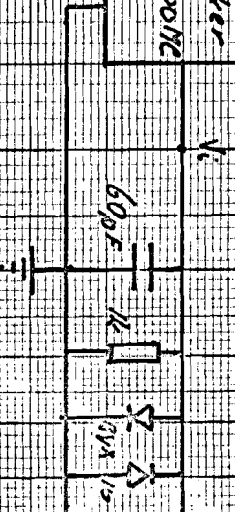
De opstelling van de vlaktemidden-
plaat in de nevelkamer.

Schaal 1 : 1



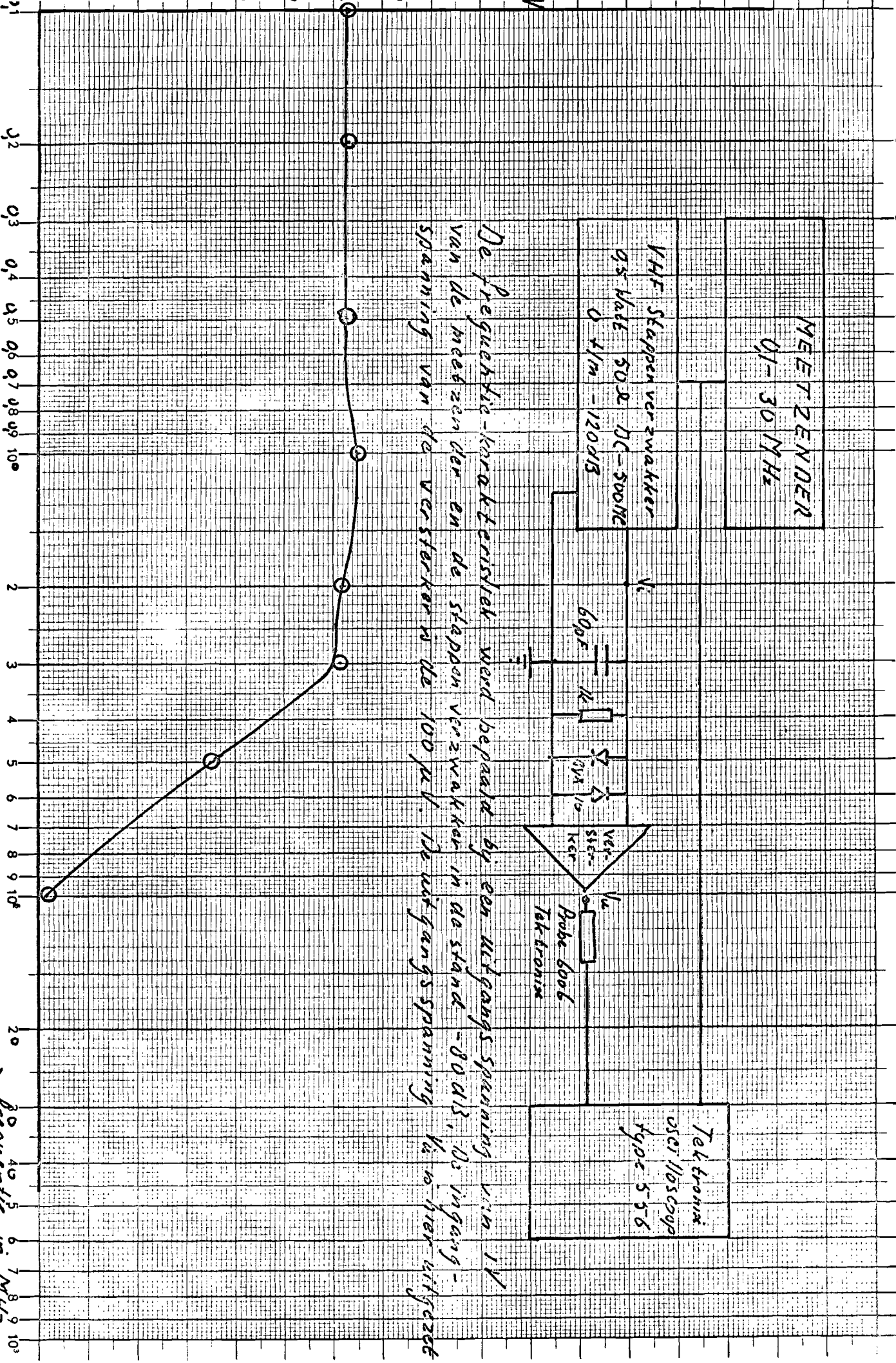
MEETZENDER
0,1 - 30 MHz

VHF Stappen verzwakker
0,5 Watt 50Ω DC-500MHz
0,41m - 120dB



Tektronix
oscilloscope
type 556

De frequentie-karakteristiek werd bepaald bij een uitgangsspanning van 1V van de meetzender en de stappen verzwakker in de stand -80dB. De ingangsspanning van de versterker is de 100µV. De uitgangsspanning is in het uitzet



→ frequentie in MHz

Foto's van de uitgangsspanning van de versterker (zie hoofdstuk V-4 blz. 46).

Voor het schema van de meting zie bijlage XIII.

Op de foto's is het bovenste signaal steeds de ingangsspanning van de verzwakker.

De verticale schaal is:
0,5 Volt per schaaldeel.

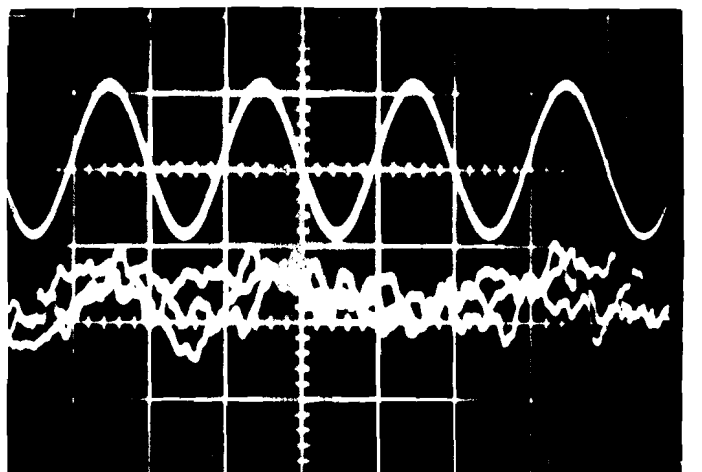
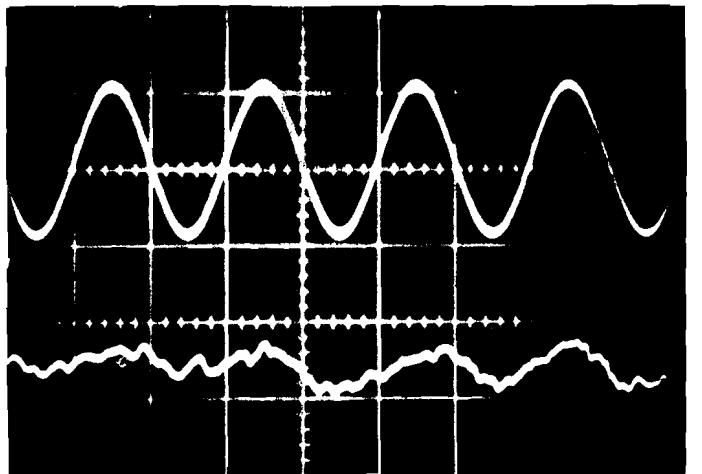
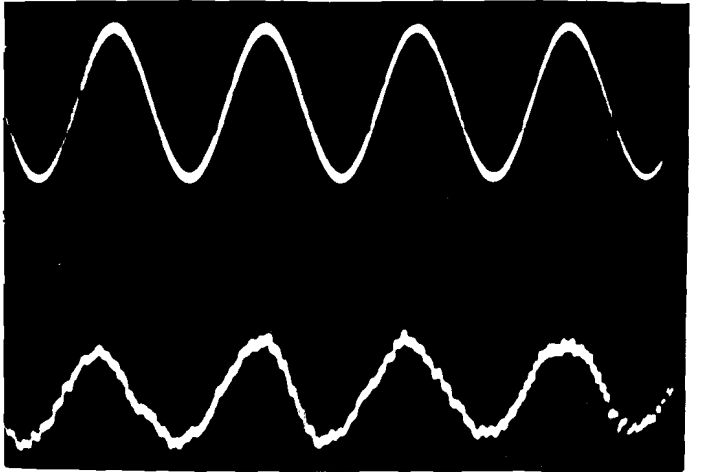
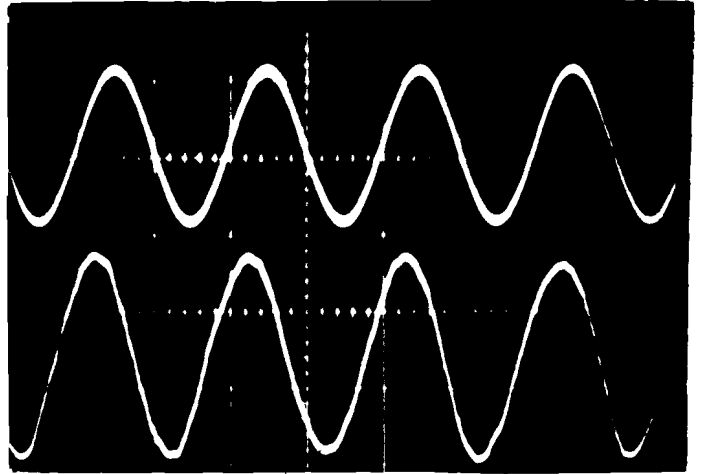
De horizontale schaal is:
500 n sec per schaaldeel.

Voor het onderste signaal gelden de volgende gegevens:

foto nr.	stand verzwakker in dB	schaalverdeling in Volts per schaaldeel
1	- 80	0,1
2	- 90	0,05
3	-100	0,05
4	-120	0,02

N.B. Het werkelijke uitgangssignaal van de versterker is 10 x zo groot daar we deze gemeten hebben met Tektronix-probe 6006 die het signaal 10 x verzwakt.

Voor de gegevens van de gebruikte camera en het fotomateriaal zie bijlage VI.



INHOUDSOPGAVE VAN DE BIJLAGEN

	blz.
I Berekening van de hoogspanningspuls-vorm	55
II Tan δ -metingen aan de teflon- en araldiet-spanningsdeler	58
III Frequentie-karakteristiek van de araldiet-spanningsdeler en de meetopstelling voor het verkrijgen van de frequentie-karakteristiek	59
IV Mal voor het gieten van de araldiet-spanningsdeler	60
V Electrisch circuit voor het verkrijgen van een hoogspanningspuls regelbaar in hoogte en in breedte	61
VI Foto's van de hoogspanningspuls	
VII Opstelling voor het verkrijgen van lawines in de nevelkamer	63
VIII Berekening van de stroom ten gevolge van het bewegen van ionen in de nevelkamer	64
IX Berekening van de spanning $V_m(t)$ over de meetweerstand R_m ten gevolge van een spanning $V(t)$ over de nevelkamer	68
X Berekening van de spanning $V_m(t)$ over de meetweerstand R_m ten gevolge van een stroom $i(t)$ in de nevelkamer	70
XI Opstelling van een middenplaat met een Rogowski-profiel in de nevelkamer en de coördinaten van het Rogowski-profiel	71
XII Opstelling van een vlakke midden plaat in de nevelkamer	72
XIII Frequentie-karakteristiek van de versterker en de meetopstelling voor de bepaling van de frequentie-karakteristiek	73
XIV Foto's van de uitgangsspanning van de versterker	74