

MASTER

Photoelektromagnetisch en photogeleidingseffekt in n-type InSb bij 77 K

de Greef, A.H.A.M.

Award date:
1972

[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

TECHNISCHE HOGESCHOOL EINDHOVEN

Afdeling Technische Natuurkunde

Vaste Stof Fysica

Photoelektromagnetisch en photogeleidings
effekt in n-type InSb bij 77 K

A.H.A.M. de Greef

Eindhoven, maart 1972

Afstudeerwerk verricht onder leiding van
Dr. R.G. van Welzenis

Afstudeerhoogleraar
Prof.dr. F. van der Maesen

Samenvatting

Er is een opstelling ontworpen en gebouwd voor meting van het photo-elektromagnetisch effekt (Hall effekt aan de diffusie van optisch gekreërde extra ladingsdragers) en het photogeleidings effekt (geleidingstoename t.g.v. optisch gekreërde extra ladingsdragers).

Aangetoond is dat trapping verwaarloosd kan worden.

Uit gekombineerde statische en dynamische metingen is via een vereenvoudigde theorie de levensduur τ van de vrije elektronen en de oppervlakte rekombinatie snelheid s bepaald.

De gevonden waarden komen goed overeen met de theorie en literatuur waarden.

Inhoudsopgave

Samenvatting

Inhoud

Nomenclatuur

pag.

1. Inleiding	1
2. Theorie	2
2.1. <i>Inleiding</i>	2
2.2. <i>Rekombinatie</i>	3
2.3. <i>Trapping</i>	4
2.4. <i>Photo-effecten</i>	6
2.4.1. <i>photoelektromagnetisch effect</i>	
a. <i>statisch</i>	7
b. <i>dynamisch</i>	8
2.4.2. <i>photogeleidings effect</i>	
a. <i>statisch</i>	8
b. <i>dynamisch</i>	9
2.5. <i>τ bepaling via statische metingen</i>	9
2.6. <i>s bepaling</i>	10
2.7. <i>Hogere magneetvelden</i>	11
3. Opstelling	12
4. Meetmethoden	
4.1. <i>photoelektromagnetisch effect</i>	13
4.2. <i>photogeleidingseffekt</i>	13
5. Controle metingen	
5.1. <i>optiek</i>	15
5.2. <i>opwarming</i>	15

6. Resultaten en berekeningen aan de preparaten:

<i>L51</i>	16
<i>L145</i>	17
<i>L143</i>	18
<i>L144</i>	18
<i>L98</i>	18
<i>L49</i>	18

7. Vergelijking met theorie en literatuur waarden 18

Diskussie	20
------------------	----

Referenties

Nomenclatuur

a	dikte preparaat
b	μ_e/μ_h
B	magnetische inductie
c	n_0/p_0
c_n, c_p	invangcoëfficiënt voor resp. elektronen en gaten in trap
d	breedte preparaat
D	ambipolaire diffusie konstante
D_n, D_p	elektronen resp. gaten diffusie konstante
e	elementaire lading
E	elektrische veldsterkte
f	brandpunts afstand lens
g_{tc}	uittree parameter van trap naar geleidings nivo
g_{tv}	uittree parameter van trap naar valentie nivo
G	totale generatie
G_n, G_p	y-afhankelijke generatie
ΔG	geleidings toename langs lengte eenheid per breedte eenheid
i_{pem}	kortsluitstroom per breedte eenheid
I	stroom
J	stroom dichtheid
l	lengte preparaat
L	ambipolaire diffusie rekombinatie lengte
L_e	elektronen diffusie rekombinatie lengte
n_0, p_0	dichtheid vrije elektronen, resp. gaten in evenwicht
n_e, p_e	excess dichtheid elektronen resp. gaten
n_t	excess dichtheid bezette traps bij excitatie
n_t^0	dichtheid bezette traps in evenwicht
n_1, p_1	dichtheid vrije elektronen en gaten indien $\epsilon_t = \epsilon_f$
N_t	dichtheid verontreinigings centra
Q	photon flux dichtheid
r	indirekte-rekombinatie parameter
r_H	μ_{eH}/μ_e
r_{ct}	invang parameter vanuit geleidings nivo in trap
r_{vt}	invang parameter vanuit valentie nivo in trap

R	direkte-rekombinatie parameter
R_m	meet weerstand
R_{prep}	preparaat weerstand onder meetkondities
s	oppervlakte-rekombinatie snelheid
t_l	breedte lichtpuls
t_s	sampling tijd
t_p	breedte veldpuls
V	spanning
V_p	gemeten spanning PEM effect
x, y, z	cartesische coördinaten
α	absorptie coëfficiënt
β	faktor die quantumefficiency en reflectie bevat
ϵ_c	energie-nivo geleidingsband
ϵ_F	Fermi energie-nivo
ϵ_t	trap energie-nivo
ϵ_v	energie-nivo valentie band
μ_e, μ_h	elektronen resp. gaten beweeglijkheid
μ_{eH}, μ_{hH}	elektronen resp. gaten Hall beweeglijkheid
τ	$=\tau_n = \tau_p$, indien trapping geen rol speelt
τ_n, τ_p	levensduur, tijdconstante die rekombinatie van elektron resp. gat bepaalt
τ_{p0}	tijdconstante die invangen van gat in trap bepaalt
τ_1, τ_2	tijdconstanten die resp. PEM en PG bepalen in het geval van trapping

1. Inleiding

De combinatie van het photoelektromagnetisch- en photogeleidingseffekt biedt een aantrekkelijke mogelijkheid voor een gelijktijdige bepaling van de levensduur τ van excess ladingdragers en de oppervlakterekombinatie snelheid s van n-type InSb bij 77 K [1-2].

In het door ons gebruikte materiaal is τ een functie van zowel de indirecte als de directe rekombinatie waardoor $\tau = \tau(n_e)$ [3].

Meting van τ is een nuttige verifikatie van eerder in de onderwerpgroep plasmafysika, op geheel andere wijze, gevonden waarden [4].

Kennis van s verschaft informatie over de kwaliteit van een preparaatoppervlak. Het is de belangrijkste randvoorwaarde bij de berekening van de plasmaverdeling en heeft dientengevolge invloed op de mikrogolfemissie [5] en avalanche effect [3].

We onderscheiden (kwasi-) statische en dynamische metingen. Terwijl in het eerste geval de verzadigingswaarde van het effect gemeten wordt, zijn we bij de dynamische metingen geïnteresseerd in het gedrag van het effect als functie van de tijd.

Het huidige onderzoek moet gezien worden als een aanloop tot uitgebreidere optische metingen aan InSb. Die bieden nl. een aantal interessante mogelijkheden. Zo kunnen dichtheidsgradiënten bepaald worden d.m.v. 10 μ m absorptiemetingen [6]. De elektronen snelheids verdelingsfunctie kan berekend worden uit Raman-verstrooiingsexperimenten [7]. Pinching, d.i. stroomkontractie t.g.v. het eigen magneetveld [8], zou gemeten kunnen worden door bepaling van de ruimtelijke verdeling van de rekombinatiestraling.

In dit verslag wordt in hoofdstuk 2 de theorie van de beide photoeffecten behandeld en toegepast op n-type InSb. Hoofdstuk 3 behandelt de opstelling, terwijl aansluitend in 4 de meetmethodes worden besproken. Hoofdstuk 5 handelt over enkele controle metingen. Meetresultaten en berekeningen zijn te vinden in 6. Na een vergelijking met literatuurwaarden in hoofdstuk 7, wordt het geheel besloten met een discussie.

2. Theorie

2.1. Inleiding

Bij eenzijdige belichting van het x-z vlak (fig. 1) van een InSb preparaat met "energierijk" licht ($h\nu \gg E_{\text{gap}}$), worden aan het belichte oppervlak extra elektronen-gaten paren gekreërd.

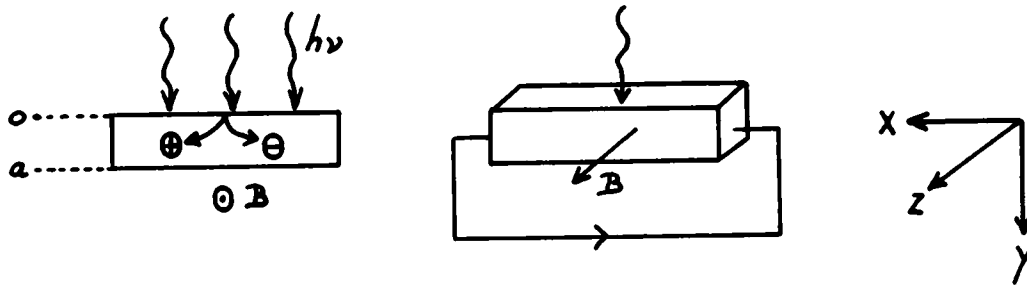


fig. 1. photoelektromagnetisch effect

Bevindt zich een magnetveld in de z-richting, dan zal er een kortsluitstroom gaan lopen die, per eenheid van breedte van het preparaat in de z-richting, gegeven wordt door:

$$i_{\text{pem}} = \int_0^a J_x dy \quad (1)$$

waarin a = dikte van het preparaat

J_x = totale stroomdichtheid in de x-richting.

Dit is het zg. photoelektromagnetisch effect (PEM).

N.B. Alhoewel het verwarrend kan zijn de grootheid kortsluitstroom per meter (A/m) aan te duiden met het symbool i_{pem} , passen we ons hier aan bij de, in de literatuur, gebruikelijke notatiewijze.

Dit PEM effect is een gevolg van de, bij de diffusie van de extra ladingdragers, optredende scheiding van elektronen en gaten o.i.v. het B-veld. Het PEM effect is evenredig met de diffusie-rekombinatie lengte L en dus met $\tau^{\frac{1}{2}}$ (indien $s \ll D/L$) zie 2.4.1.

In InSb, waar $\mu_e \gg \mu_h$, zal ambipolaire diffusie plaatsvinden zodat dan geldt: $\text{PEM} \sim \tau_p^{\frac{1}{2}}$. Indien echter trapping optreedt (zie 2.3.) zal

$\text{PEM} \sim \tau_1^{\frac{1}{2}}$ waarin $\tau_1 = (n_0 + \frac{n_e p_0}{p_e}) / (n_0 + p_0) \tau_p$ waarbij $n_e/p_e \neq 1$ [9].

Als zich in plaats van een magneetveld in de z-richting een elektrisch veld in de x-richting bevindt (fig.2), zal belichting een geleidings- toename tot gevolg hebben.

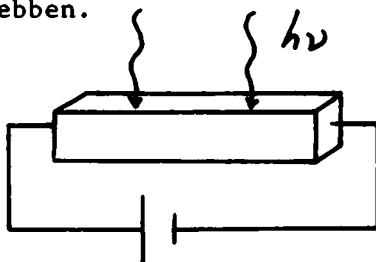


fig. 2. photogeleidings effect

Deze geleidingstoename, per eenheid van breedte en langs een eenheid van lengte, wordt gegeven door:

$$\Delta G = \int_0^a e\mu_e (n_e + p_e/b) dy \quad (2)$$

Dit is het zg. photogeleidings effect (PG).

Het is, indien $s \ll D/L$, evenredig met L^2 en dus met τ (2.4.2).

In het geval van trapping is $PG \sim \tau_2$ waarbij $\tau_2 = (1 + bn_e/p_e)/(1 + b)\tau_p$ [9].

Zowel het PEM effect als het PG effect zijn afhankelijk van de licht- intensiteit en de oppervlakterekombinatie, die moeilijk te bepalen zijn.

Indien echter $\tau_1 = \tau_2 = \tau$ en $a > L$ dan kunnen we τ bepalen uit $i_{pem}/\Delta G$, onafhankelijk van de lichtintensiteit en de waarde van s .

Wanneer echter trapping optreedt, zodat $n_e \neq p_e$ en $\tau_1 \neq \tau_2$, is dit niet zonder meer mogelijk. We zullen in 2.3 aantonen dat, in het door ons gebruikte materiaal, trapping te verwaarlozen is, zodat $n_e = p_e$ en via $n_e/\tau_n = p_e/\tau_p$ ook $\tau_n = \tau_p$.

2.2. Rekombinatie

Bij de door ons gebruikte veldsterkten zijn er in n-type InSb twee rekombinatie mechanismen werkzaam:

- direkte of radiatieve rekombinatie (parameter R):
het elektron valt van de geleidingsband direkt naar de valentieband onder uitzending van een foton.
- Shockley-Read rekombinatie (parameter r):
het elektron gaat via een rekombinatie nivo naar de valentieband.

2.3. Trapping

Naast de in 2.2. genoemde mechanismen kan nog een ander mechanisme een rol spelen: het zg. trappingsproces [9-10]. Hierbij wordt een elektron ingevangen in een trap. Na een bepaalde tijd zal terugkeer naar de geleidingsband plaatsvinden. In dit geval zal $n_e \neq p_e$ en $\tau_1 \neq \tau_2$.

N.B. Een trap of verontreinigings centrum kan in principe dus zowel fungeren als *rekombinatie-* als *trapping* centrum.

Volgens Hollis et.al [11] bevindt zich in n-type InSb het belangrijkste verontreinigingsnivo op 0,11 eV boven het valentienivo. Zie fig. 3. Dit komt bij 77 K overeen met ongeveer 17 kT boven het maximum van het valentienivo en ongeveer 16 kT onder het Fermivivo.

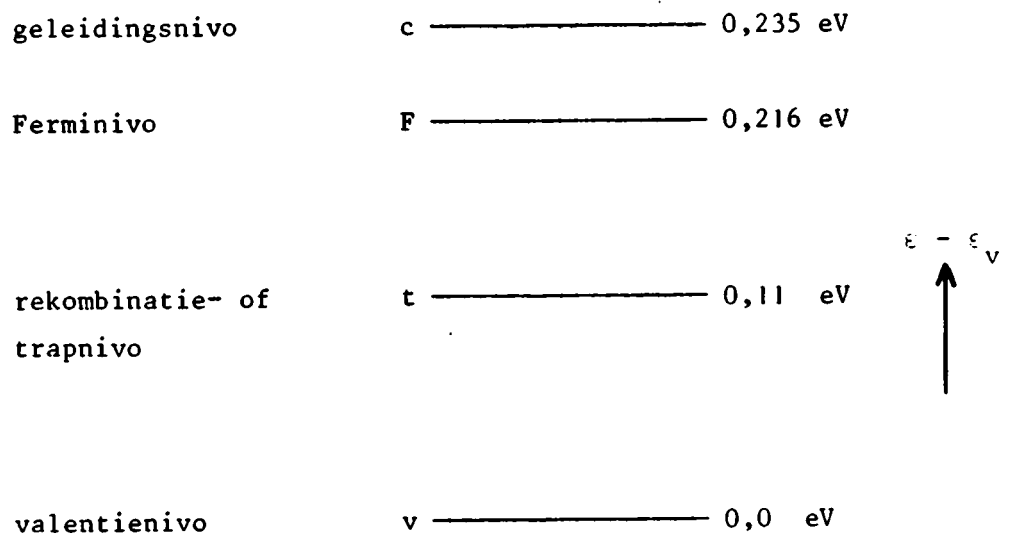


fig. 3.

Energienivo's in n-type InSb; $n_0 = 1,6 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $\mu_e = 50 \text{ m}^2/\text{Vs}$

We definiëren nu de volgende parameters voor invang(r) in en uittreding(g) uit een trap vanuit en naar geleidings- en valentienivo.

$$\begin{aligned}
 r_{ct} &= c_n (n_0 + n_e) (N_t - n_t^0 - n_t) \\
 g_{tc} &= c_n n_t (n_t^0 + n_t) \\
 r_{vt} &= c_p p_0 (N_t - n_t^0 - n_t) \\
 g_{tv} &= c_p (p_0 + p_e) (n_t^0 + n_t)
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

De betekenis van de gebruikte symbolen is te vinden in de nomenclatuur. Gebruik makend van deze definities zullen we een verband afleiden tussen n_e en p_e .

Zonder excitatie geldt: $r_{ct} = g_{tc}$ en $r_{vt} = g_{tv}$ waaruit volgt:

$$\frac{N_t - n_t^0}{n_t^0} = \frac{n_1}{n_0} = \frac{p_0}{p_1} = \exp((\epsilon_t - \epsilon_F)/kT) \quad (4)$$

en

$$\frac{n_t^0}{N_t} = \frac{n_0}{n_0 + n_1} \quad (5)$$

(5) geeft dus het aantal bezette centra t.o.v. het totale aantal. In het door ons gebruikte materiaal ($n_0 \gg n_1$) zullen, als er geen excitatie (belichting) is, reeds alle traps bezet zijn. De levensduur van een elektron zal dan bepaald worden door de invangtijd van een gat in de trap $\tau_{p0} = \frac{1}{c_p N_t} \sim 10^{-7}$ s [12].

In het stationaire geval geldt:

$$\frac{\partial n_t}{\partial t} = 0 = -g_{tc} + r_{ct} - g_{tv} + r_{vt}$$

waaruit volgt:

$$\frac{n_t^0 + n_t}{N_t} = \frac{c_n(n_0 + n_e) + c_p p_1}{c_n(n_0 + n_1 + n_e) + c_p(p_0 + p_1 + p_e)} \quad (6)$$

(5), (6) en de neutraliteitsconditie $n_e + n_t = p_e$ leiden voor kleine signalen ($n_e, p_e \ll n_0, p_0$) tot het volgende verband tussen n_e en p_e :

$$n_e = \frac{c_n(n_0 + n_1) + c_p(p_0 + p_1) + c_p n_t^0}{c_n(n_0 + n_1) + c_p(p_0 + p_1) + c_n n_t^0 / n_0} p_e \quad (7)$$

Uit [11] volgt: $c_n = 2 \cdot 10^{-12} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$

$$c_p = 2 \cdot 10^{-14} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$$

Tesamen met (7) levert dit $n_e = p_e$, d.w.z. geen trapping, iets wat we reeds verwachtten gezien de opmerking onder (5).

Voor grotere injecties heeft het verband tussen n_e en p_e een ingewikkelder vorm. Het leidt echter tot dezelfde konklusie.

2.4. Photoeffekten

We gaan uit van een uniforme eenzijdige belichting en $\mu_{eH} B < 1$ (voor het geval $\mu_{eH} B > 1$ zie 2.5). De x-afmeting wordt zo groot verondersteld dat de effecten in de bulk er niet door beïnvloed worden. De continuïteitsvergelijking in het stationaire geval voor bv. de gaten luidt:

$$- \operatorname{div} J^+ / e + G_p - p_e / \tau = 0 \quad (8)$$

waarin $\tau = (r + R(n_0 + n_e))^{-1}$ in n-type ; $p_e = p_e(y)$, $J^+ = J^+(y)$.

$$G_p = \alpha \beta Q \exp(-\alpha y)$$

α = absorptie koëfficiënt

Q = lichtintensiteit

β = produkt van quantumefficiency en reflektiekoëfficiënt [23]

De totale stroomdichtheid bestaat uit drie delen nl. dat t.g.v.

het elektrische veld: $J_E^+ = eE\mu_e(p_0 + p_e)/b$

de concentratiegradient: $J_K^+ = -eD_n \operatorname{grad} p_e / b$

en het magnetische veld: $J_B^+ = \mu_{pH}(J_E^+ + J_K^+)B$ (9)

De x- en y- componenten van de gaten-stroomdichtheid zijn als volgt:

$$bJ_x^+ = e\mu_e E_x (p_0 + p_e) - \mu_e kT \frac{dp_e}{dx} + b\mu_{pH} B J_y^+ \quad (10)$$

$$bJ_y^+ = e\mu_e E_y (p_0 + p_e) - \mu_e kT \frac{dp_e}{dy} - b\mu_{pH} B J_x^+ \quad (11)$$

$$\text{waarin } E_y = \frac{-kT}{e} \frac{b \frac{dn_e}{dy} - \frac{dp_e}{dy}}{b(n_0 + n_e) + p_0 + p_e} = \text{Demberveld} \quad (12)$$

Dit levert dan:

$$J_y^+ = -\mu_e kT \frac{(n_0 + p_0)}{bn_0 + p_0} \frac{dp_e}{dy} = -eD \frac{dp_e}{dy} \quad (13)$$

Het verband tussen de x- en y- componenten wordt gegeven door:

$$J_x^+ = \mu_{pH} B J_y^+ \quad \text{en} \quad J_x^- = -\mu_{eH} B J_y^- \quad (14)$$

Substitutie van (13) in (8) levert voor p_e de vergelijking:

$$\frac{d^2 p_e}{dy^2} - \frac{p_e}{\tau D} = - \frac{G}{D} \quad (15)$$

waarin $D = \frac{n_0 + p_0}{\frac{n_0}{D_p} + \frac{p_0}{D_n}} = D_p$ in ons geval (16)

In het geval van oppervlakte-generatie gelden de randvoorwaarden:

aan het belichte oppervlak $y=0$: $D \frac{dp_e}{dy} = s_1 p_{e1} - \beta Q$ (17)

aan het onbelichte opp. $y=a$: $D \frac{dp_e}{dy} = -s_2 p_{e2}$

waarin de indices 1 en 2 resp. het belichte en het onbelichte oppervlak aanduiden.

De oplossing van (15) is:

$$p_e(y) = \frac{\beta Q (s_2 \sinh(\frac{a-y}{L}) + \frac{D}{L} \cosh(\frac{a-y}{L}))}{(s_1 s_2 + (D/L)^2) \sinh \frac{a}{L} + (s_1 + s_2) \frac{D}{L} \cosh \frac{a}{L}} \quad (18)$$

Tesamen met (13) krijgen we dan voor $J_y^+(y)$:

$$J_y^+(y) = \frac{e\beta Q \frac{D}{L} (s_2 \cosh(\frac{a-y}{L}) + \frac{D}{L} \sinh(\frac{a-y}{L}))}{(s_1 s_2 + (D/L)^2) \sinh \frac{a}{L} + (s_1 + s_2) \frac{D}{L} \cosh \frac{a}{L}} \quad (19)$$

Van deze uitdrukking zullen we gebruik maken om i_{pem} en ΔG te berekenen.

2.4.1. Photoelektromagnetisch effect

a. statisch

De kortsluitstroom per eenheid van breedte in de z-fichting is:

$$i_{pem} = \int_0^a J_x dy = \mu_{eH} B \int_0^a J_y^+ dy \quad (20)$$

$$\text{nl. } J_x = J_x^+ + J_x^- = \mu_{pH} B J_y^+ + \mu_{eH} B J_y^+ \sim \mu_{eH} B J_y^+, \quad (J_y^+ = -J_y^-)$$

M.b.v. (19) volgt dan:

$$i_{\text{pem}} = \frac{eD\beta Q\mu_{eH} B (s_2 \sinh \frac{a}{L} + \frac{D}{L} (\cosh \frac{a}{L} - 1))}{(s_1 s_2 + (D/L)^2) \sinh \frac{a}{L} + (s_1 + s_2) \frac{D}{L} \cosh \frac{a}{L}} \quad (21)$$

Wanneer $a \gg L$ geldt:

$$i_{\text{pem}} = \frac{eD\beta Q\mu_{eH} B}{s_1 + D/L} \quad (22)$$

b. Dynamisch

Wat het dynamisch gedrag betreft zullen we kort zijn omdat het te gekompliceerd is om er de preparaat parameters uit te bepalen. Hall [13], theoretisch, en Bulliard [14], experimenteel, vonden een verloop in de tijd identiek aan onze metingen. Zie fig. 16.

2.4.2. Photo geleidings effect

a. Statisch

De toename van de geleiding langs een eenheid van lengte in de x-richting en per eenheid van breedte in de z-richting, is:

$$\Delta G = e\mu_e \int (n_e + \frac{P_e}{b}) dy \quad (23)$$

Via (18) kunnen we dit schrijven als:

$$\Delta G = \frac{e\mu_e (1/b + 1) \beta Q L (s_2 (\cosh \frac{a}{L} - 1) + \frac{D}{L} \sinh \frac{a}{L})}{(s_1 s_2 + (D/L)^2) \sinh \frac{a}{L} + (s_1 + s_2) \frac{D}{L} \cosh \frac{a}{L}} \quad (24)$$

en voor $a \gg L$ geldt

$$\Delta G = \frac{e\mu_e (1/b + 1) \beta Q L}{s_1 + D/L} \quad (25)$$

b. Dynamisch

In eerste benadering zal, door verwaarlozing van de div J term, de differentiaal vergelijking voor de totale excess dichtheid, er als volgt uitzien:

$$\frac{dn_e}{dt} = G - \frac{n_e}{\tau} \quad (26)$$

waarin $G = \frac{1}{a} \int_0^a G_n dy = \frac{\beta Q}{a}$. De oplossing voor $n_e \ll n_0$ is:

$$n_e(t) = G\tau (1 - e^{-t/\tau}) \quad (27)$$

Het gemeten verloop van $n_e(t)$ sluit hier gedurende de eerste 150 ns goed bij aan. De daarna optredende afwijking zou te verklaren zijn uit de toenemende invloed van de div J term en/of de $\tau(n_e)$ afhankelijkheid. De invloed van de div J term is nog niet verder onderzocht. Uit de bepaling van dn_e/dt bij $t=0$ volgt onmiddellijk βQ , welke grootte we in 2.6 zullen gebruiken bij de bepaling van s_1 .

2.5 τ bepaling via statische metingen

De verhouding van de beide photo-effecten is:

$$\frac{i_{\text{pem}}}{\Delta G} = \frac{\frac{D}{L} \mu_{eH} B}{\mu_e + \mu_h} \cdot \frac{\frac{s_2 L}{D} + \tanh \frac{1}{2} a/L}{1 + \frac{s_2 L}{D} \cdot \tanh \frac{1}{2} a/L} \quad (28)$$

Deze verhouding is onafhankelijk van βQ en s_1 . Voor een n-type InSb preparaat met $a \gg L$ ($a \gg 10 \mu\text{m}$) geldt dan:

$$\frac{i_{\text{pem}}}{\Delta G} = \frac{\frac{D}{L} \mu_{eH} B}{\mu_e} \quad (29)$$

Uit (29) volgt voor :

$$\tau = D \left(\frac{\Delta G}{i_{\text{pem}}} \cdot \frac{\mu_{\text{eH}}}{\mu_e} \cdot B \right)^2 \quad (30)$$

In InSb zijn μ_{eH} en μ_e afhankelijk van de veldsterkte E en het magneteveld B. In (30) is $\mu_{\text{eH}} = \mu_{\text{eH}}(0, B)$, d.w.z. de elektronen Hall beweeglijkheid voor $E \rightarrow 0$ en magneteveld B; $\mu_e = \mu_e(E, 0)$, d.w.z. de elektronen beweeglijkheid bij een elektrisch veld E en $B \rightarrow 0$.

We kunnen dan schrijven:

$$\frac{\mu_{\text{eH}}(0, B)}{\mu_e(E, 0)} = \frac{\mu_{\text{eH}}(0, 0)}{\mu_e(0, 0)} \cdot \frac{\mu_e(0, 0)}{\mu_e(E, 0)} \cdot \frac{\mu_{\text{eH}}(0, B)}{\mu_{\text{eH}}(0, 0)} \quad (31)$$

$\frac{\mu_e(0, 0)}{\mu_e(E, 0)}$ is te bepalen uit de I-V karakteristiek en $\frac{\mu_{\text{eH}}(0, B)}{\mu_{\text{eH}}(0, 0)}$ uit een magneto-resistance meting, waarbij we de Hall faktor r_H onafhankelijk van B veronderstellen [15, 18].

Over de waarde van $r_H = \mu_{\text{eH}}(0, 0) / \mu_e(0, 0)$ bestaat nog enige onduidelijkheid. r_H is afhankelijk van de strooiings mechanismen die werkzaam zijn. Uit [16, 17] volgt dat bij lage E-waarden verontreinigings-verstrooiing van groot belang is. Daarvoor geldt $r_H = 1,93$.

Uit zowel [3], [18] als [19] worden experimentele waarden gevonden van ongeveer 1,1 d.w.z. in de buurt van de r_H voor rooster-strooiing. Wij zullen die r_H waarde gebruiken die de dynamisch en statisch bepaalde τ waarden het beste bij elkaar doet aansluiten.

Als we de bij de dynamische PG meting gevonden τ waarde substitueren in (28) dan kan uit de gekombineerde statische meting $r_H(E)$ bepaald worden.

3.3. s bepaling

Gebruik makend van de uit de dynamische metingen gevonden βQ waarden, kunnen we uit het statisch PEM of PG effect, (22) en (25), s_1 bepalen.

2.7. Hoge magneetvelden ($\mu_{eH}^F > 1$)

De voorafgaande theorieën zijn afgeleid voor $\mu_{eH}^B < 1$. I.v.m. de hoge μ_{eH} waarde is hieraan in ons geval niet steeds voldaan.

Kurnick en Zitter [2] vinden in hun behandeling, afgeleid voor willekeurige B-velden, de volgende uitdrukking voor i_{pem} , onder de voorwaarde

$$i_{pem} \sim \mu_{eH} \tau_{s1} e \beta Q \mu_{eH} B L_e (1+c)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{(1 + \mu_{eH}^2 B^2 + bc(1 + \frac{\mu_{eH}^2 B^2}{b^2}))^{\frac{1}{2}}} \times \frac{1}{1 + \frac{s_1}{L_e (1+c)^{\frac{1}{2}} (1 + \mu_{eH}^2 B^2 + bc(1 + \frac{\mu_{eH}^2 B^2}{b^2}))^{\frac{1}{2}}}} \quad (32)$$

waarin L_e de elektronen diffusie rekombinatie lengte voorstelt = $L \cdot b^{\frac{1}{2}}$.
 Voor n-type InSb met $c = n_0/p_0 = 10^{10}$ en $b = \mu_e/\mu_h = 80$ volgt hieruit:

$$i_{pem} = \frac{e \beta Q \mu_{eH} B L_e}{1 + \frac{\tau_{s1}}{L_e}} = (22) \quad (33)$$

Dit geldt zolang $b^2 > \mu_{eH}^2 B^2$ of wel voor $b=80$ en $\mu_{eH} = 55$: $B^2 \ll 2 T^2$.

Dit is bij onze metingen steeds het geval. We mogen dus (zonder meer) (22) toepassen in het gehele B-gebied, ook al is aan de voorwaarde $\mu_{eH}^B < 1$ niet steeds voldaan.

Uit (22) volgt dat afhankelijk van de grootte van s_1 geldt:

$$\begin{aligned} s_1 \gg D/L & \text{ dan } i_{pem} \sim \mu_{eH} \mu_h B \text{ en} \\ s_1 \ll D/L & \text{ dan } i_{pem} \sim \mu_{eH} \mu_h^{\frac{1}{2}} B \end{aligned} \quad (34)$$

3. Opstelling

Een GaAs laser (R.C.A. type 40867) fungeert als lichtbron. Deze is bruikbaar bij 77K en kan dus in de kryostaat ingebouwd worden.

Het emitterend oppervlak heeft afmetingen van ongeveer $2 \times 70 \mu\text{m}^2$.

De openingshoek is groot nl. $5^\circ - 15^\circ$. Het te belichten oppervlak heeft afmetingen van $5000 \times 300 \mu\text{m}^2$. Teneinde een uniforme eenzijdige belichting mogelijk te maken, is het gebruik van lenzen noodzakelijk.

De golflengte van het laserlicht is bij 77K $8450 \pm 10 \text{ \AA}$. Gekozen is voor kwarts glas. De optiek bestaat uit een bi-konvexe lens ($f=25,5 \text{ mm}$; $R=22,94 \text{ mm}$) en een cilinderlens (f en R i.d.).¹⁾

De cirkellens maakt het mogelijk de divergentie van de lichtbundel terug te brengen tot 2° , waarna met de cilinderlens een streepbelichting te realiseren is. De beide lenzen zijn m.b.v. GE 7031 kit zodanig ingekit dat krimp opgevangen kan worden.

Een eerste vereiste was dat de optiek instelbaar was t.o.v. het preparaat. Dit teneinde de verplaatsing van het sample tijdens het afkoelen te kunnen ondervangen.

Daartoe werd een opstelling ontworpen zoals schematisch weergegeven in fig. 4. Deze opstelling biedt de mogelijkheid zowel de lichtbron als de lenzen te roteren en in verticale en horizontale richting t.o.v. het preparaat te verplaatsen.

De mikrometers hebben een instelnaauwkeurigheid van $10 \mu\text{m}$.

De preparaat houder is getekend in fig. 5. Deze wordt op de buitenpijp (fig.4) geschroefd. Een vacuüm afdichting wordt verkregen d.m.v. de ingevette konisch gedraaide wanden. Het geheel bevindt zich in LN_2 , terwijl vulling met He gas zorgdraagt voor een goed warmte contact.

1) De lenzen zijn vervaardigd in de groep Optika van de T.H. Delft.

Prof. H. Frankena en Ir. J. de Jong waren zo vriendelijk ons alle medewerking te verlenen. Wij zijn hen hiervoor veel dank verschuldigd.

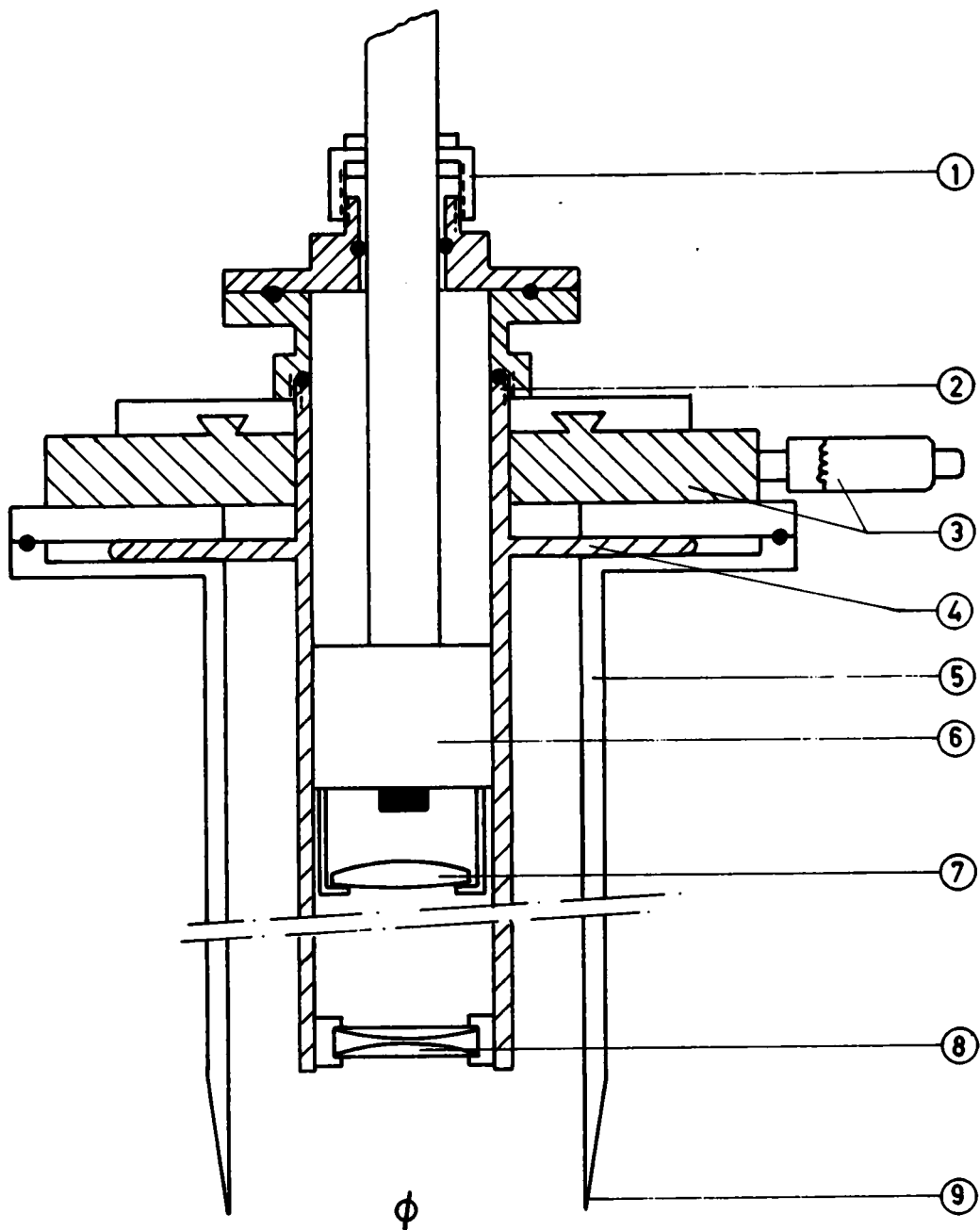


fig. 4 . optiekhouder

- 1- rotatie en verticale verplaatsing laser en cirkellens
- 2- rotatie cilinderlens
- 3- x-y tafel voor horizontale verplaatsing totale optiek
- 4- binnenpijp met afdichtflens
- 5- buitenpijp
- 6- laserhuis met laser
- 7- cirkellens
- 8- cilinderlens
- 9- konisch gedraaide wand

totale lengte is 94 cm.

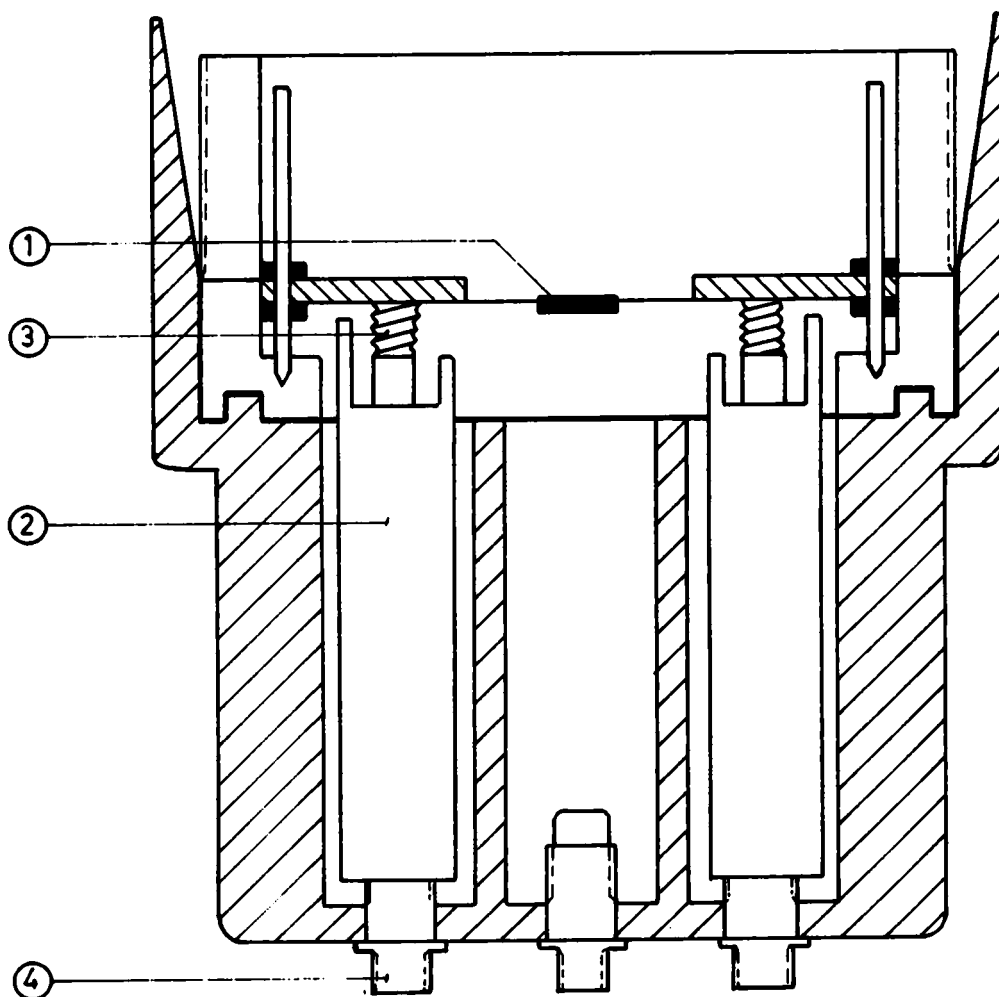


fig. 5 . preparaathouder

- 1- preparaat gemonteerd op micaply
- 2- plug-in voor evt. montage van weerstand(en)
- 3- kontakt balgje
- 4- koaxiale doorvoer

Voor het pulstransport wordt gebruik gemaakt van de konnektors en doorvoeren van het type Sub-minax 27 en van Amphenol kabel RG 74U.

Het preparaat is gemonteerd op een, in de onderwerpgroep plasmafysika gebruikelijk, micaply [3].

Het geheel is vervaardigd door de afdelingswerkplaats natuurkunde.

4. Meetmethoden

4.1. Photoelektromagnetisch effect

Het blokschema is gegeven in fig. 6.

Het magneetveld wordt opgewekt door twee spoelen. Het veld is continu instelbaar tot $8,6 \cdot 10^{-2}$ T.

De lichtbron moet gepulsd worden. Een pulsrepetitie frekwentie van 40 Hz en een pulsbreedte van 400 ns voorkomt opwarming van het preparaat. (zie 5.2.).

Oppervlakte excitatie is gewaarborgd daar de absorptiecoëfficiënt van InSb voor de laserlicht-golflengte van $0,8 \mu\text{m}$, ongeveer $2 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ bedraagt. [20]

i_{pem} wordt nu als volgt berekend uit de meting:

$$i_{\text{pem}} = \frac{V_p}{d \cdot R_m} \quad (35)$$

waarin V_p = gemeten spanning over R_m

d = breedte preparaat in z-richting

R_m = weerstand waarover we meten, in de figuur 1 ohm.

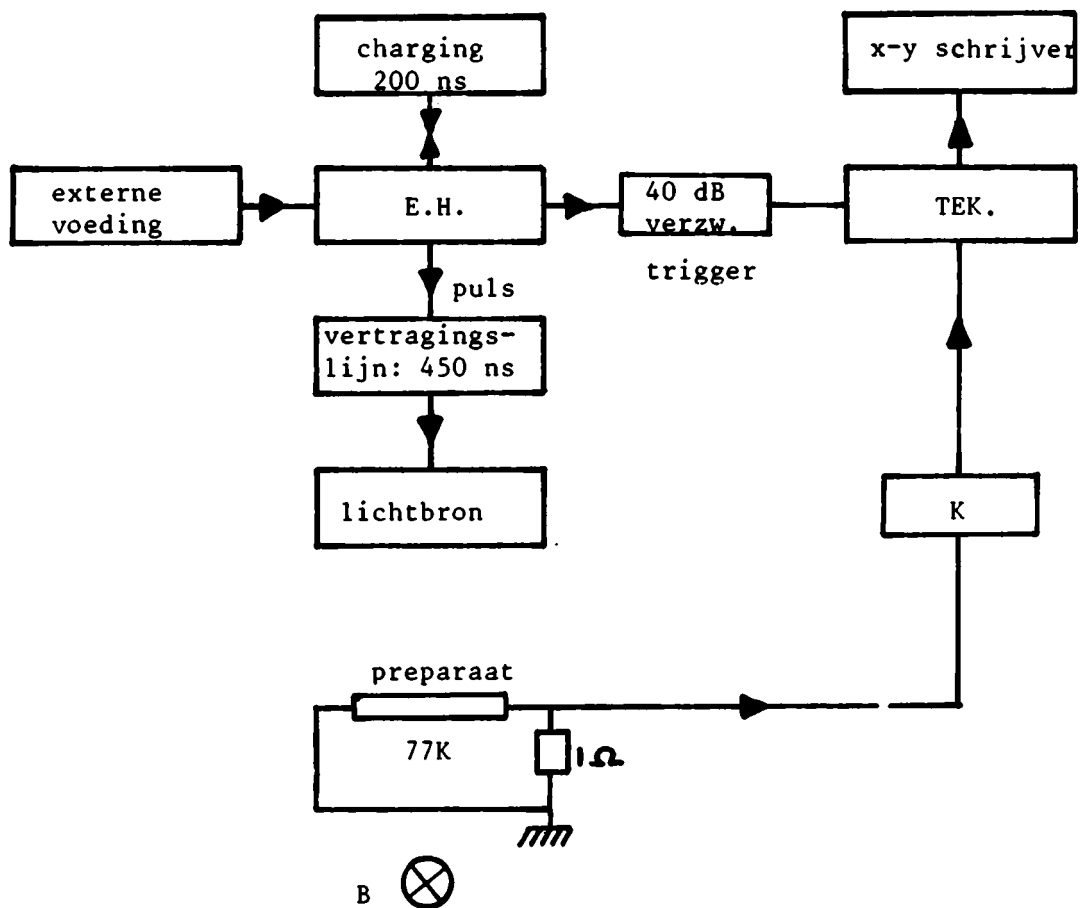
Een vergelijking tussen de meting via de 1 ohm weerstand en een meting rechtstreeks op de scoop (ingangsimpedantie 50 ohm), aan preparaten die bij 77K een weerstand van ca 50 ohm bezaten, toonde aan dat bij de rechtstreekde meting de kortsluitstroom berekend mag worden door de gemeten stroomwaarde $V_p/50$ te vermenigvuldigen met $(R_{\text{prep}} + 50)/(d \cdot R_{\text{prep}})$.

Rechtstreeks meten biedt het voordeel dat het signaal beduidend groter is dan bij de meting via de 1 ohm.

Voor R_{prep} wordt steeds de preparaatweerstand genomen die geldt bij het gebruikte magneetveld en lichtintensiteit.

4.2. Photogeleidings effect

Het blokschema voor meting van het dynamische photogeleidings effect is getekend in fig. 7. Om opwarming te voorkomen wordt zowel het veld over het preparaat als de laser gepulsd.



Opstelling voor meting van het photoelektromagnetisch effect.

TEK.: Tektronix oscilloscoop type RM 564
vert. verst. 3S76; tijdbasis 3T77.

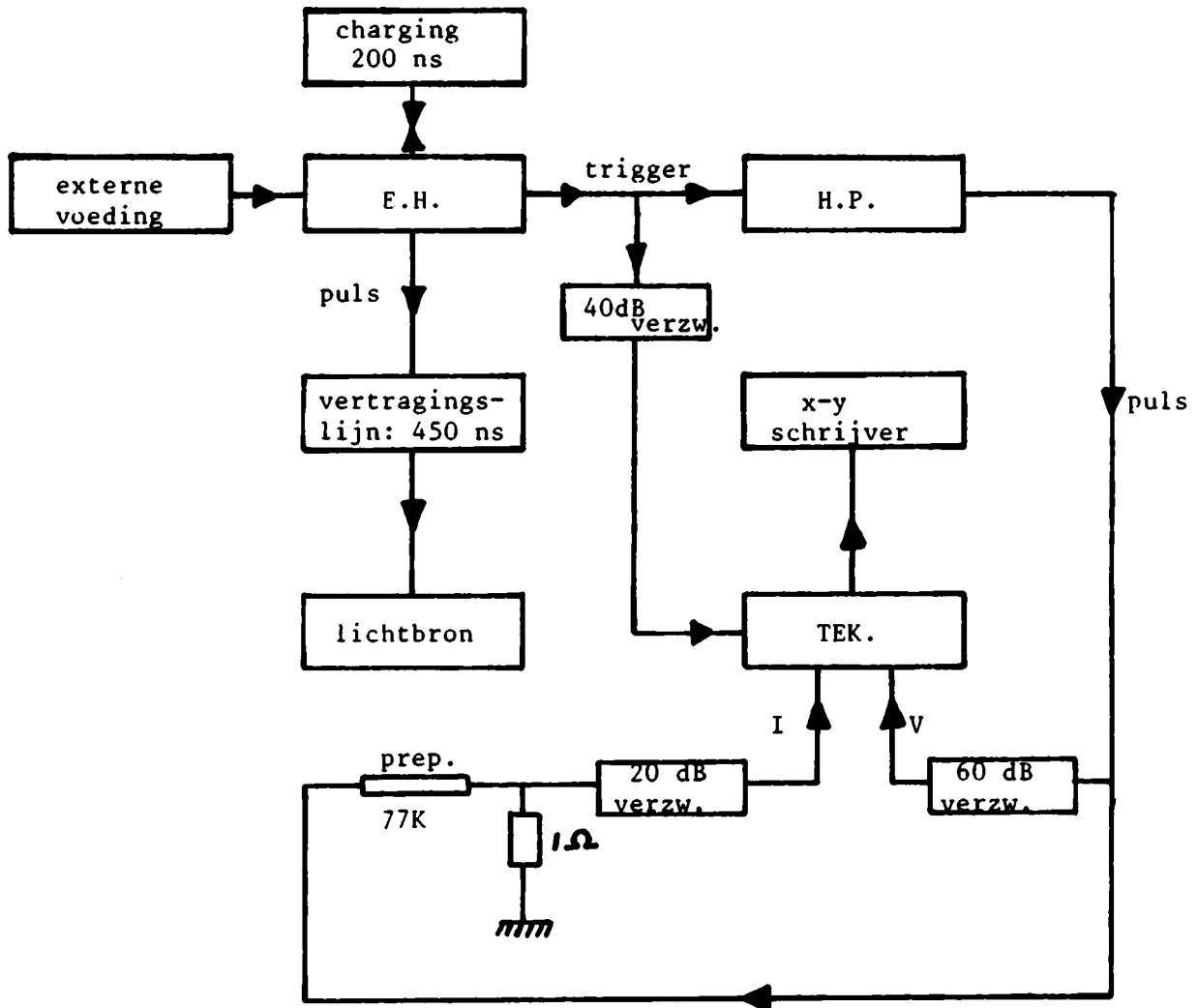
E.H.: E.H. research pulsgenerator type 126.

K : twee Keithley pulsversterkers type 109

totaal 100x versterking. Voeding type 1081.

schrijver: Hewlett-Packard type 7004 B.

fig. 6



Opstelling voor meting van het dynamische photo geleidings effect.

TEK.: Tektronix oscilloscoop type RM 564

vert. verst. 3S76; tijdbasis 3T77.

E.H.: E.H. research pulsgenerator type 126.

H.P.: Hewlett-Packard pulsgenerator type 214A.

schrijver: Hewlett-Packard type 7004 B.

fig. 7

Bij de statische meting valt de veldpuls geheel binnen de lichtpuls. Op het tijdstip t_s na het begin van de veldpuls (de zg. sampling tijd) wordt de I-V karakteristiek bepaald. Het effect heeft daar de verzadigingswaarde bereikt. Zie fig. 8 .

Uit de I-V karakteristiek met en zonder belichting is de stroomtoename ΔI bij een bepaalde spanning V te bepalen. Daaruit volgt:

$$\Delta G = \frac{\Delta I}{V} \cdot \frac{l}{d} \tag{36}$$

waarin l = lengte van het preparaat.

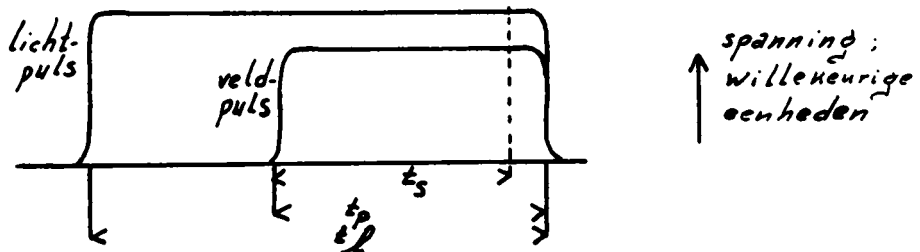


fig. 8 . Puls posities bij statische PG meting

Bij de dynamische meting valt de lichtpuls binnen de veldpuls. Zie fig. 8a . Hier wordt de stroomtoename gemeten bij konstante spanning. De afval van het effect is niet te bepalen i.v.m. naijlen van de laser.

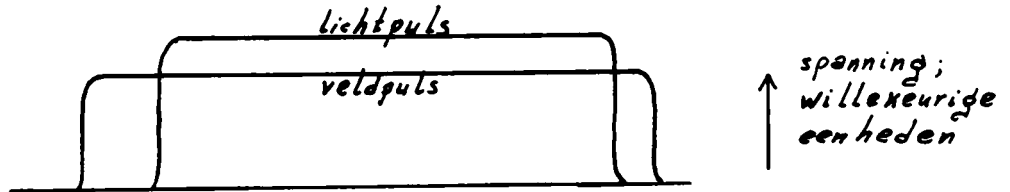


fig.,8a. Puls posities bij dynamische PG meting

Bij alle metingen zijn de preparaat kontakten afgedekt.

5. Kontrolle metingen

Alvorens de eigenlijke metingen te behandelen, iets over enkele controles op resp. de werking van de optiek en de opwarmingseffekten.

5.1. *De Optiek*

Door te bepalen hoe groot de mikrometer verplaatsing, in de lengte- en dwars-richting van het preparaat, was waarbij de maximale PEM response halveerde, konden we konkluderen dat de optiek een streepbelichting mogelijk maakt van $\sim 5000 \times 750 \mu\text{m}^2$.

In vergelijking met de verwachte $300 \mu\text{m}$ breedte lijkt dit een minder gunstig resultaat. Hierbij kan echter opgemerkt worden dat de cilinderlens deze afwijking gemakkelijk kon introduceren gezien zijn constructie. De lens bestaat nl. uit twee delen die m.b.v. GE 7031 tegen elkaar gekit zijn. Het is te begrijpen dat hierbij, en tijdens het afkoelproces, fouten in de orientatie konden optreden.

5.2. *Opwarming*

InSb vertoont bij 110K een maximum in de weerstandscurve. Opwarming tot ver boven 110K zou een weerstandsafname ten gevolge hebben en een geringe opwarming een weerstandstoename.

Alhoewel onwaarschijnlijk, werd toch nagegaan of bij de photogeleidingsmetingen de weerstandsafname te wijten was aan opwarming.

Hiertoe werd allereerst de I-V karakteristiek opgenomen zonder en met belichting bij een p.r.f. van 40 Hz (fig. 9). Daarna werd de p.r.f. verhoogd tot resp. 70 en 120 Hz. De karakteristiek is in die gevallen naar beneden verschoven d.w.z. er vindt een weerstandstoename plaats. De temperatuur van het preparaat ligt dus nog onder 110K.

Verlaging van de p.r.f. tot 30 Hz heeft geen merkbare gevolgen.

We konkluderen dat de weerstandsafname bij belichting een photogeleidings-effekt is.

De controle werd bij elk preparaat herhaald. Bij alle metingen is verder een p.r.f. van 40 Hz gebruikt.

Afgezien van bovenstaande twee controles zijn er vanzelfsprekend diverse tests aan de opstelling uitgevoerd wat betreft afsluiting, pulsgeleiding, etc.. Deze worden hier verder niet besproken.

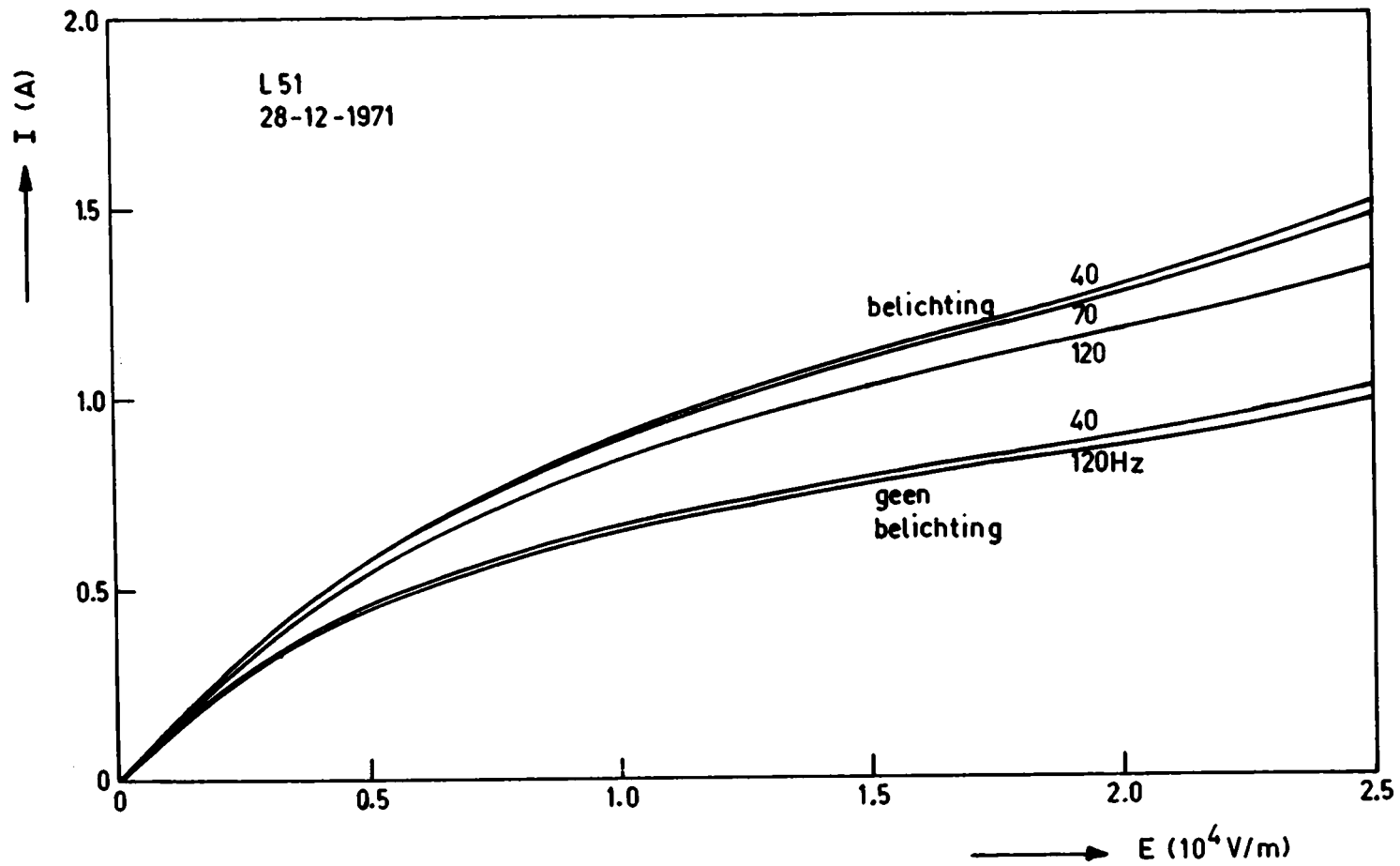


fig. 9

Opwarmings test

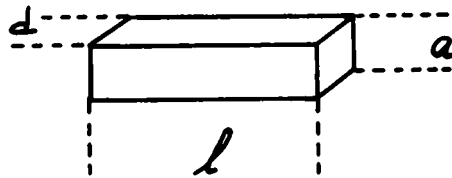
6. Resultaten en berekeningen

De gebruikte preparaten zijn:

nummer	l×a×d	behandeling
L 49	6900×52 ×300 μm^2	g
L 51	6000×235×304 μm^2	g-p-e
L 98	5400×120×320 μm^2	g
L 143	5400×120×320 μm^2	g-p-e
L 144	6100×280×316 μm^2	g-p-e
L 145	6400×56 ×295 μm^2	g-p-e

gegevens Monsanto Chemical Co.: $n_0 = 1,6 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$
 $\mu_{eH} = 55 \text{ m}^2/\text{Vs}$

g: geslepen
 p: gepolijst
 e: geëtst



We zullen de verkregen resultaten nu achtereenvolgens per preparaat bespreken.

I: 51

Fig. 10 en 11 zijn voorbeelden van een PG en PEM meting bij verschillende lichtintensiteiten. De hieruit, m.b.v. $r_H = 1,1$, berekende τ -waarden als functie van E zijn gegeven in fig. 12. Er werd geen significant verschil gevonden bij de verschillende lichtintensiteiten ($n_e \sim n_0$).

De B-afhankelijkheid van i_{pem} (fig. 13) toont aan dat bij hoge B-velden een afwijking van de lineariteit gaat optreden. We schrijven dit toe aan de $\mu_{eH}(B)$ afhankelijkheid (zie 2.7). Als we hiervoor corrigeren wordt de lineariteit beter.

De resterende afwijking zou te verklaren zijn uit de $\mu_h(B)$ afhankelijkheid. Volgens Neidig en Hübner [21] echter is μ_h onafhankelijk van B tot minstens 0,6 T. Hun metingen zijn echter beperkt tot vijf meetpunten

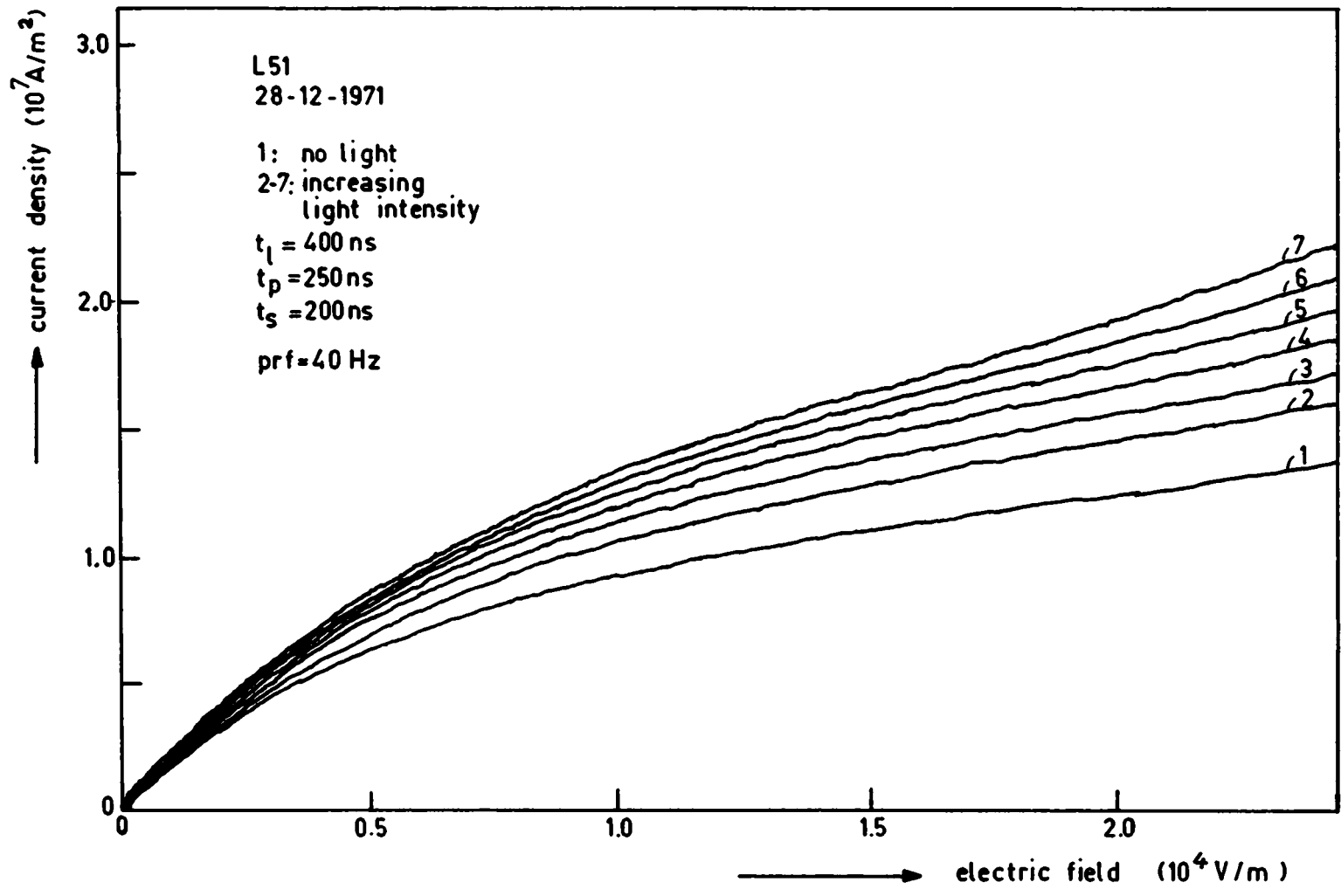


fig. 10

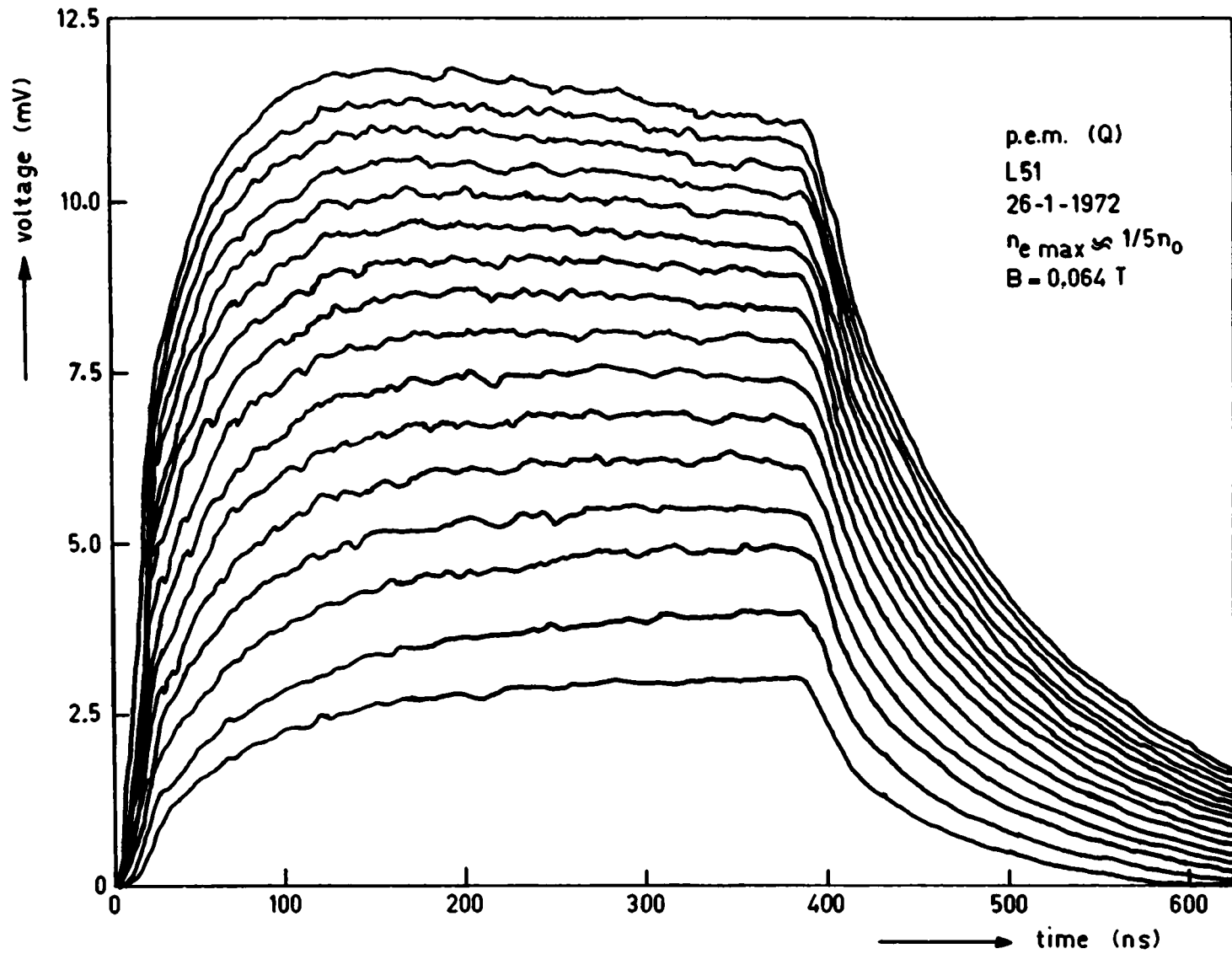
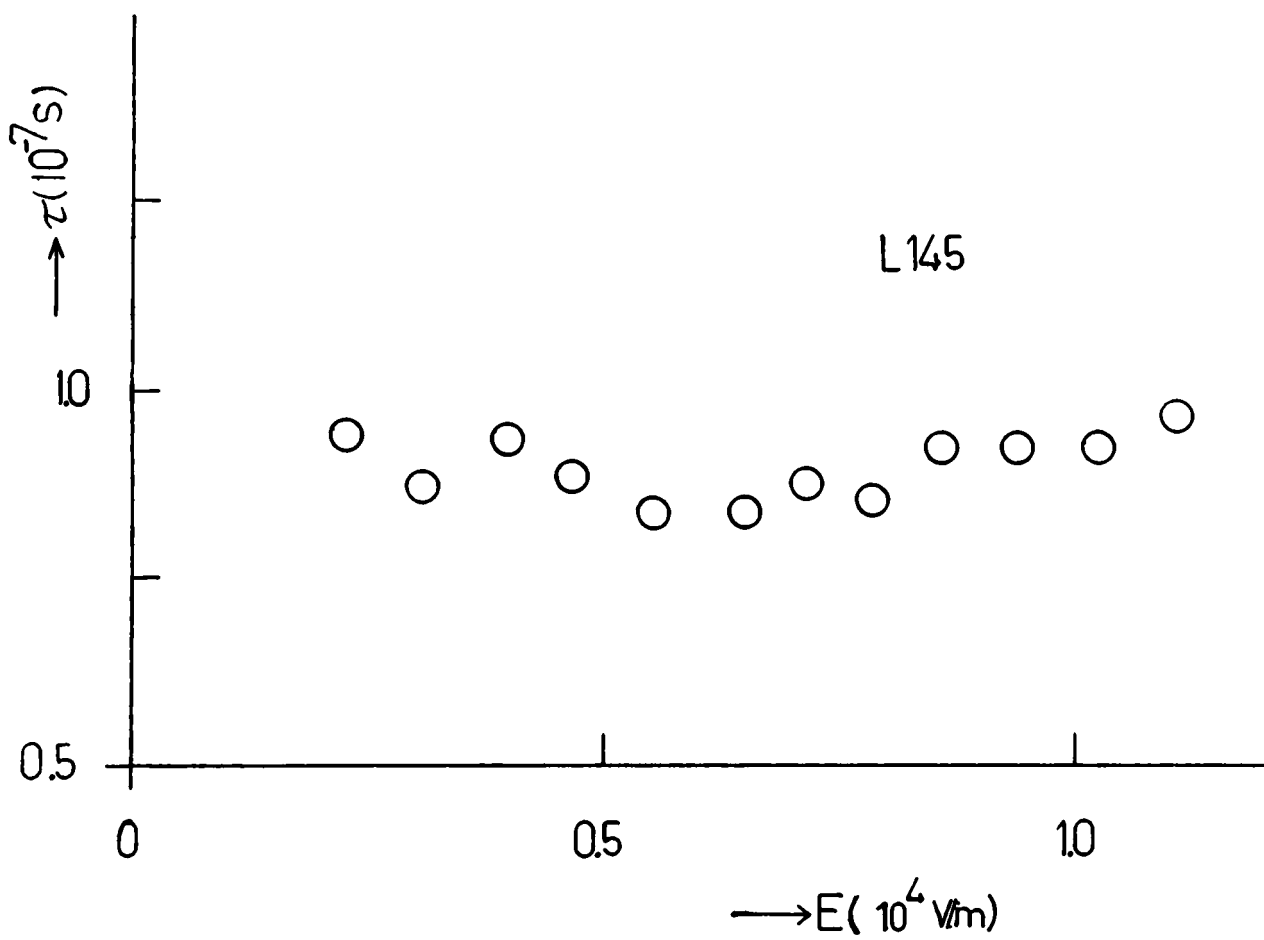
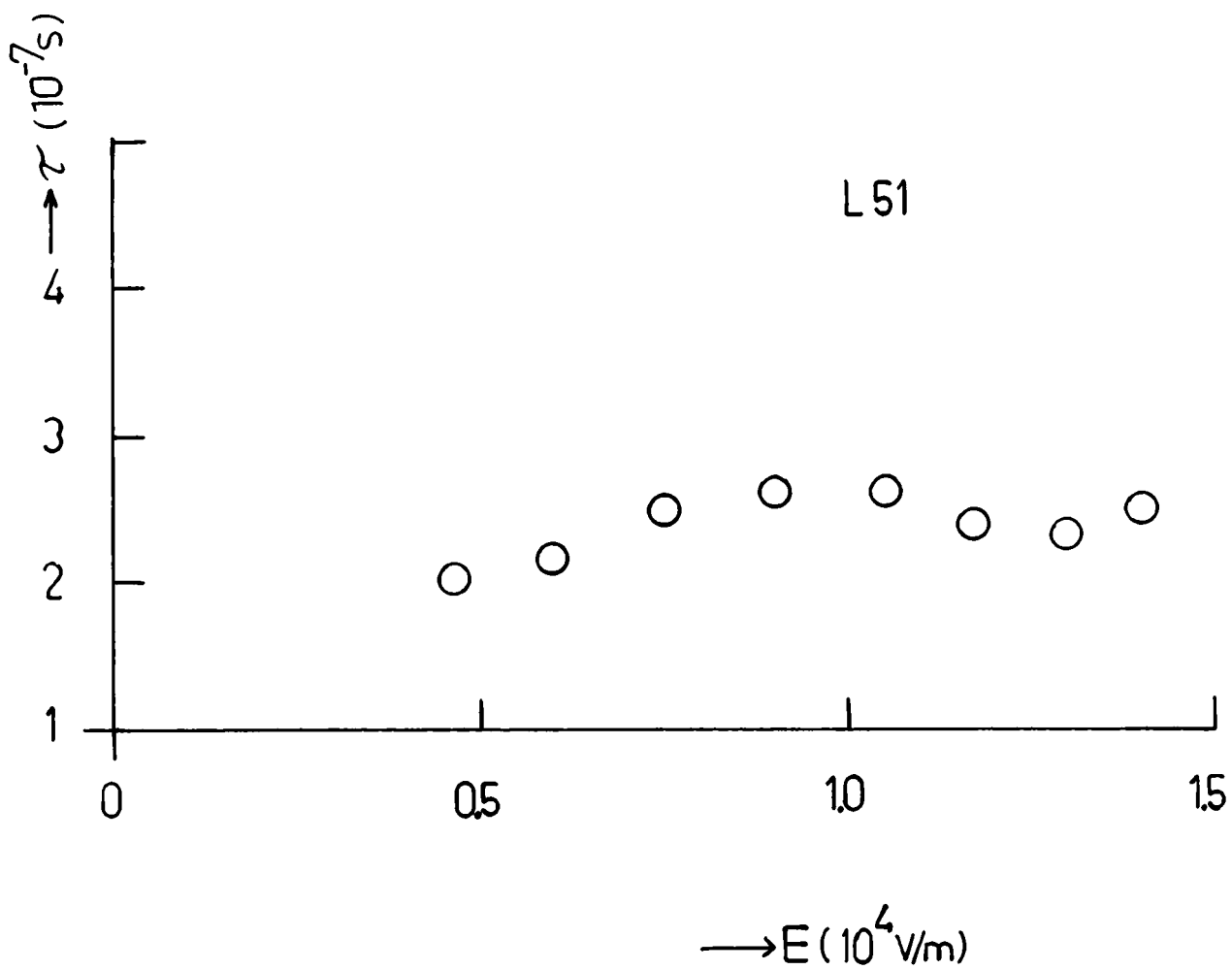


fig.11



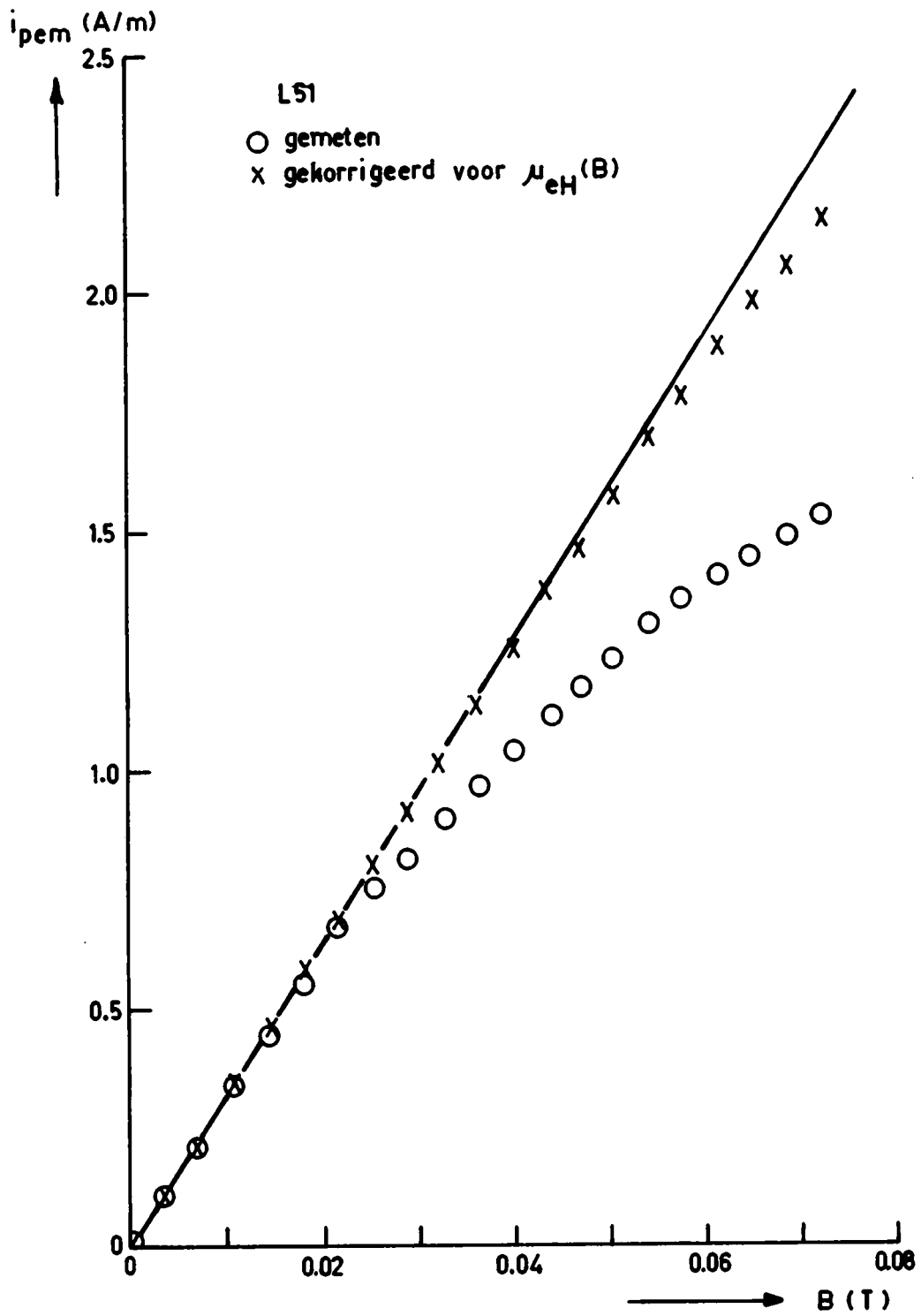


fig. 13

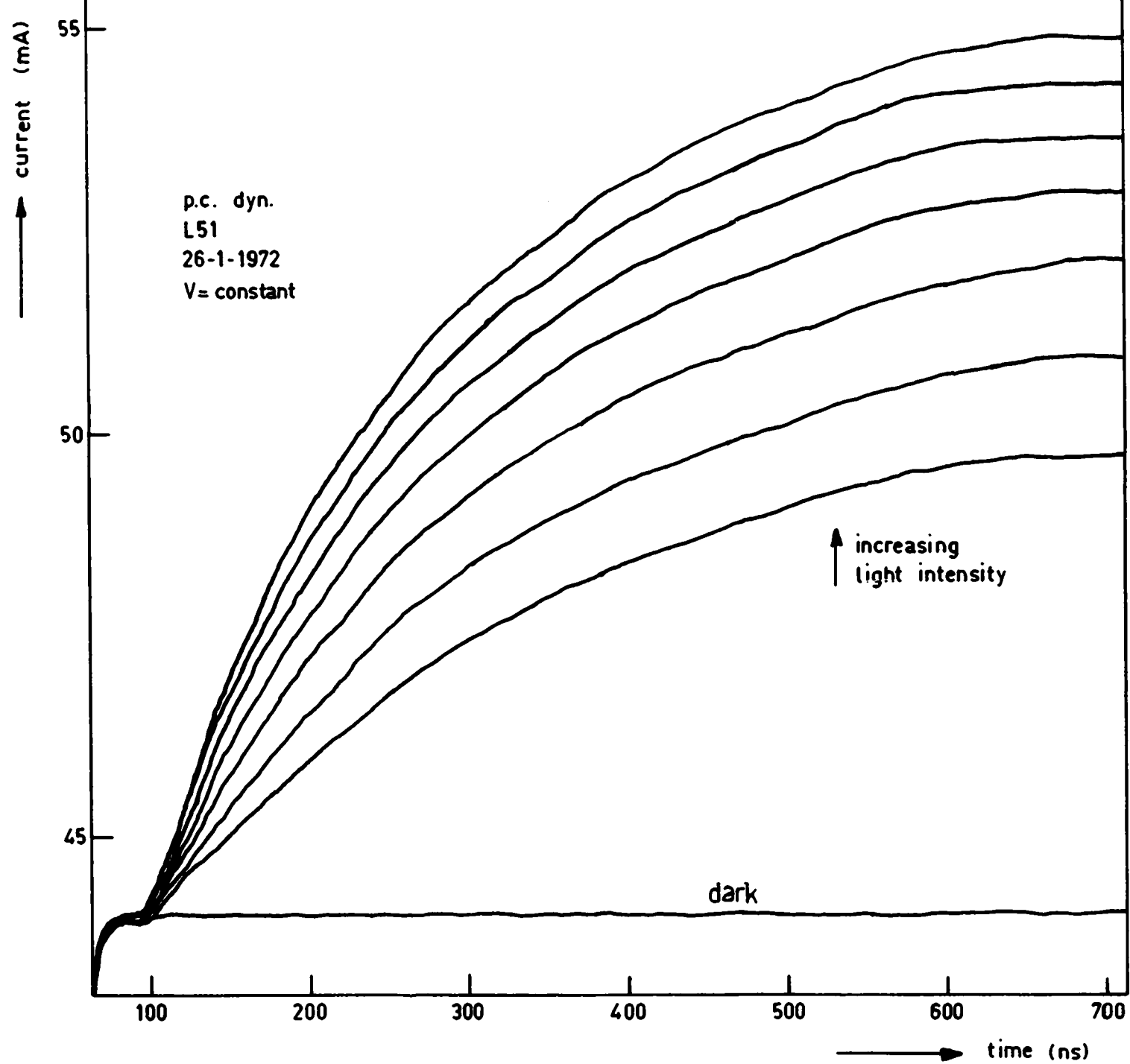


fig.14

tussen 0,1 T en 0,6 T en sluiten een $\mu_h(B)$ afhankelijkheid voor $B < 0,1$ T niet uit.

Een identiek aan het door ons gevonden $i_{pem} - B$ gedrag is gemeten door Nasledov en Popov [22].

De dynamische PG meting, waarvan fig. 14 een beeld geeft, levert $\tau = 1,8 \cdot 10^{-7}$ s, onafhankelijk van de lichtintensiteit ($n_e < n_0$). Dit komt goed overeen met de τ uit de statische metingen ($2,3 \cdot 10^{-7}$ s). Bij de berekeningen aan het dynamische gedrag kan de stijgtijd van de laser en de pulsgenerator (enkele ns) verwaarloosd worden t.o.v. τ . Bij fig. 14 dient opgemerkt te worden dat het punt (0,0) buiten de figuur valt.

Met de methode besproken in 2.4.2.b is βQ bepaald. Via het statische PG effect vinden we dan : $s_1 = 55$ m/s.

L51

De uit de statische metingen gevonden waarden voor τ (fig. 15 en 16) zijn uitgezet in fig. 12. Deze komen goed overeen met het resultaat van de dynamische meting = $7,8 \cdot 10^{-8}$ s.

Fig. 15 is gemaakt bij een vrij hoge lichtintensiteit ($n_e \sim \frac{1}{2} n_0$). Het verloop als functie van de tijd is te verklaren uit het feit dat het PEM signaal zich sneller opbouwt dan de weerstand, welke o.i.v. de vrij hoge injectie, afneemt. Na enkele tientallen ns zal die afname zich gaan manifesteren in een gedeeltelijke compensatie van het PEM signaal. (zie 2.4.1.b), Een zelfde gedrag is te zien in fig. 11.

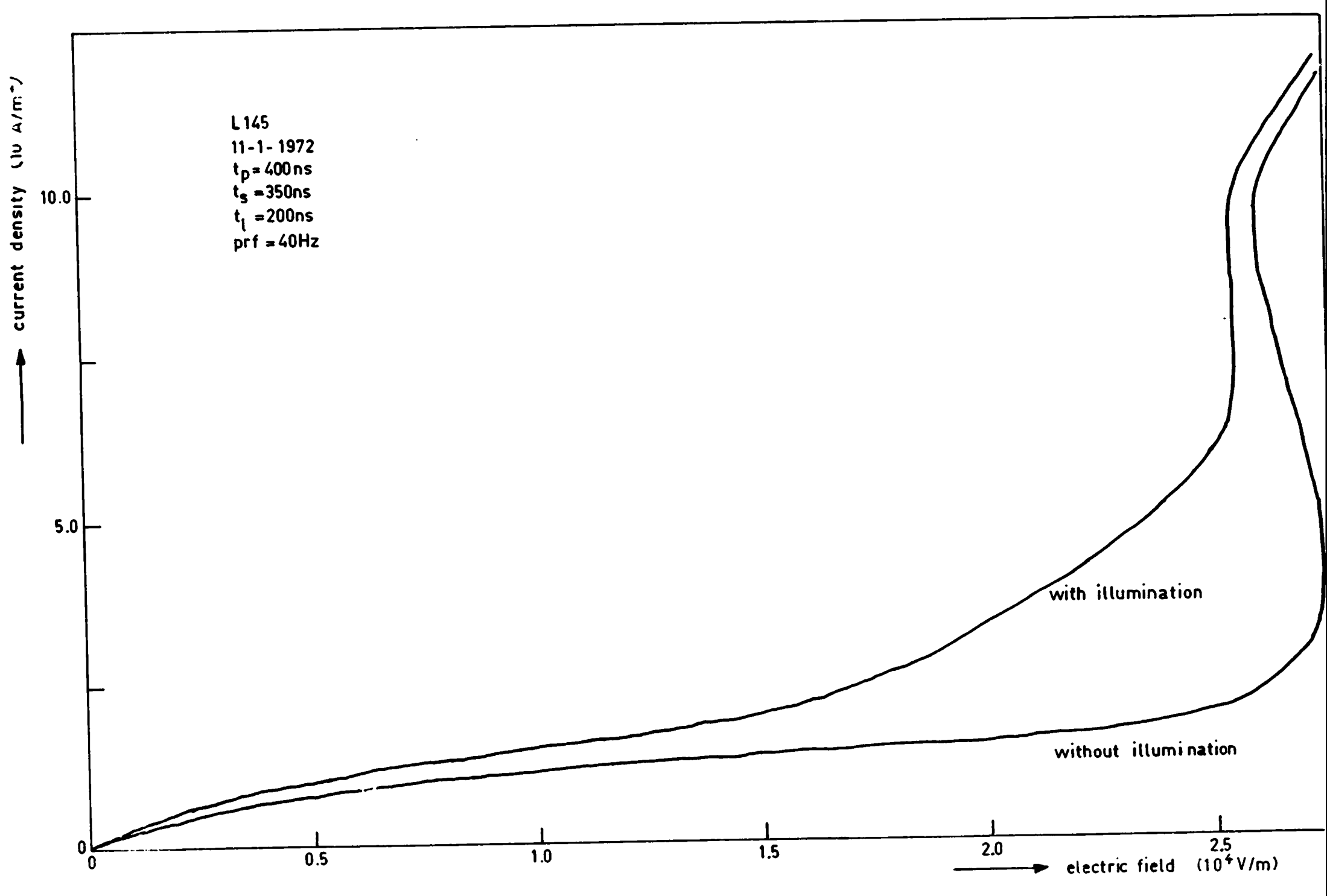
Fig. 16 toont de invloed van belichting tot en met het avalanche gebied. De verklaring van het effect bij hoge veldsterkten is gekompliceerd. Het begin van avalanche lijkt verschoven te zijn naar lagere E waarden.

Fig. 17 geeft de uitwerking van de dynamische meting. Voor een opmerking hierover verwijzen we terug naar 2.4.2.b.

Het verloop van $i_{pem} - B$ vertoont het zelfde gedrag als bij L51.

De berekende s_1 waarde is: $s_1 = 60$ m/s.

N.B. Eenmaal is bij een lage lichtintensiteit waargenomen dat de overshoot van het PEM signaal verdween bij verandering van de mikrometerstand. Dit zou er op wijzen dat ook de belichtings geometrie dit effect kan veroorzaken (kontakt effect). Bij hoge lichtintensiteiten is dit niet meer waargenomen.



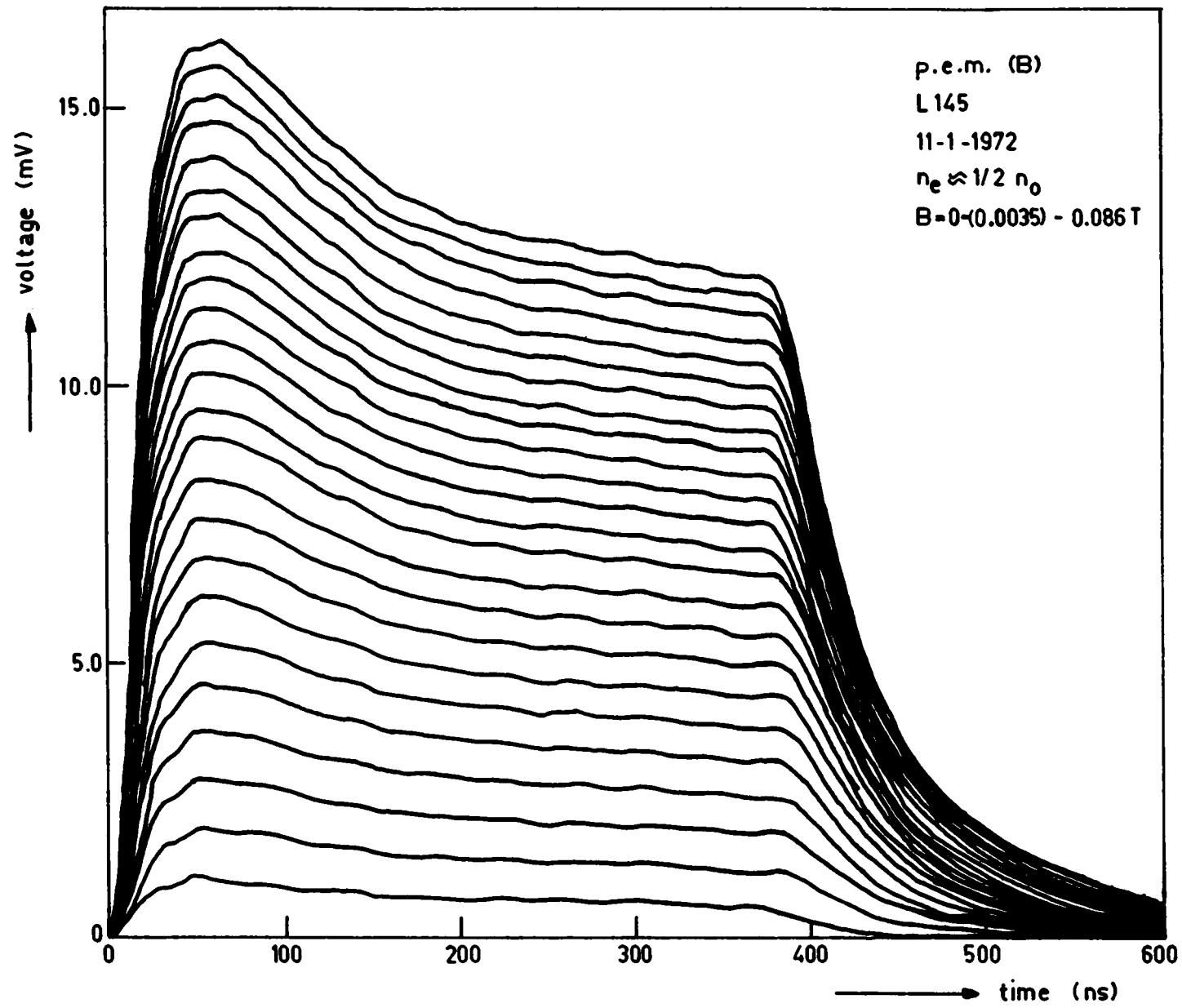


fig.16

L 145, L 144

Aan de beide preparaten zijn alleen statische metingen gedaan bij een lage lichtintensiteit. De gevonden τ waarden zijn resp. $3 \cdot 10^{-7}$ s en $5 \cdot 10^{-7}$ s.

L 98

Aan dit slecht geprepareerde sample werd geen effect waargenomen.

L 49

Dit vertoonde kleine effecten. Een schatting voor τ levert $2 \cdot 10^{-7}$ s.

Opvallend is de afwijkende i_{pem} -B karakteristiek: fig. 18.

Korrigeren we dit voor $\mu_{eH}(B)$ dan blijft het afvallen van i_{pem} bij hogere B waarden bestaan. Dit zou verklaard moeten worden uit het onbekende $\mu_h(B)$ gedrag. Dit is twijfelachtig. De onnauwkeurigheid in de meting is echter groot. Een definitieve uitspraak kan dan ook pas gedaan worden nadat uitgebreidere metingen aan soortgelijke preparaten zijn gedaan.

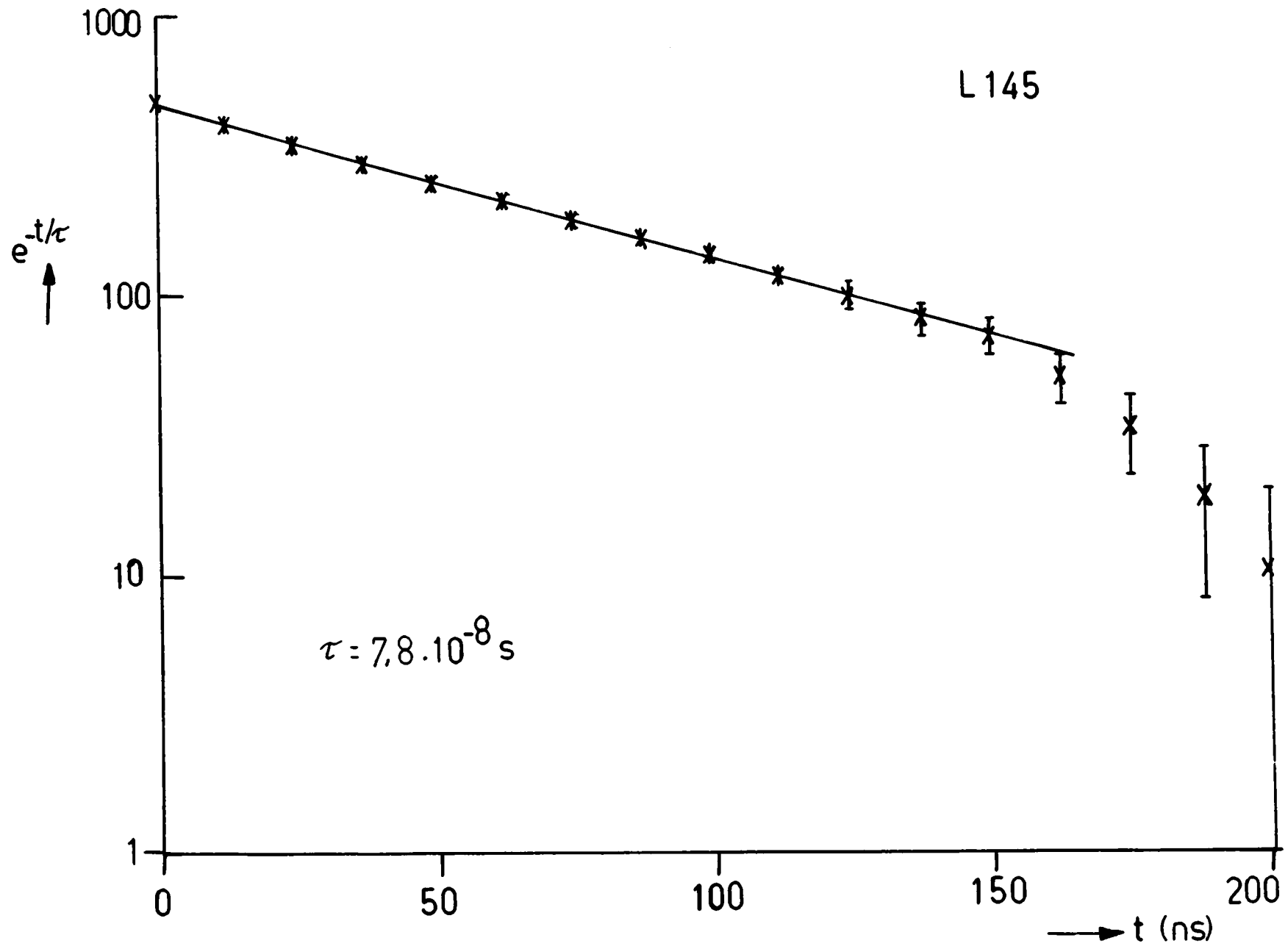


fig.17

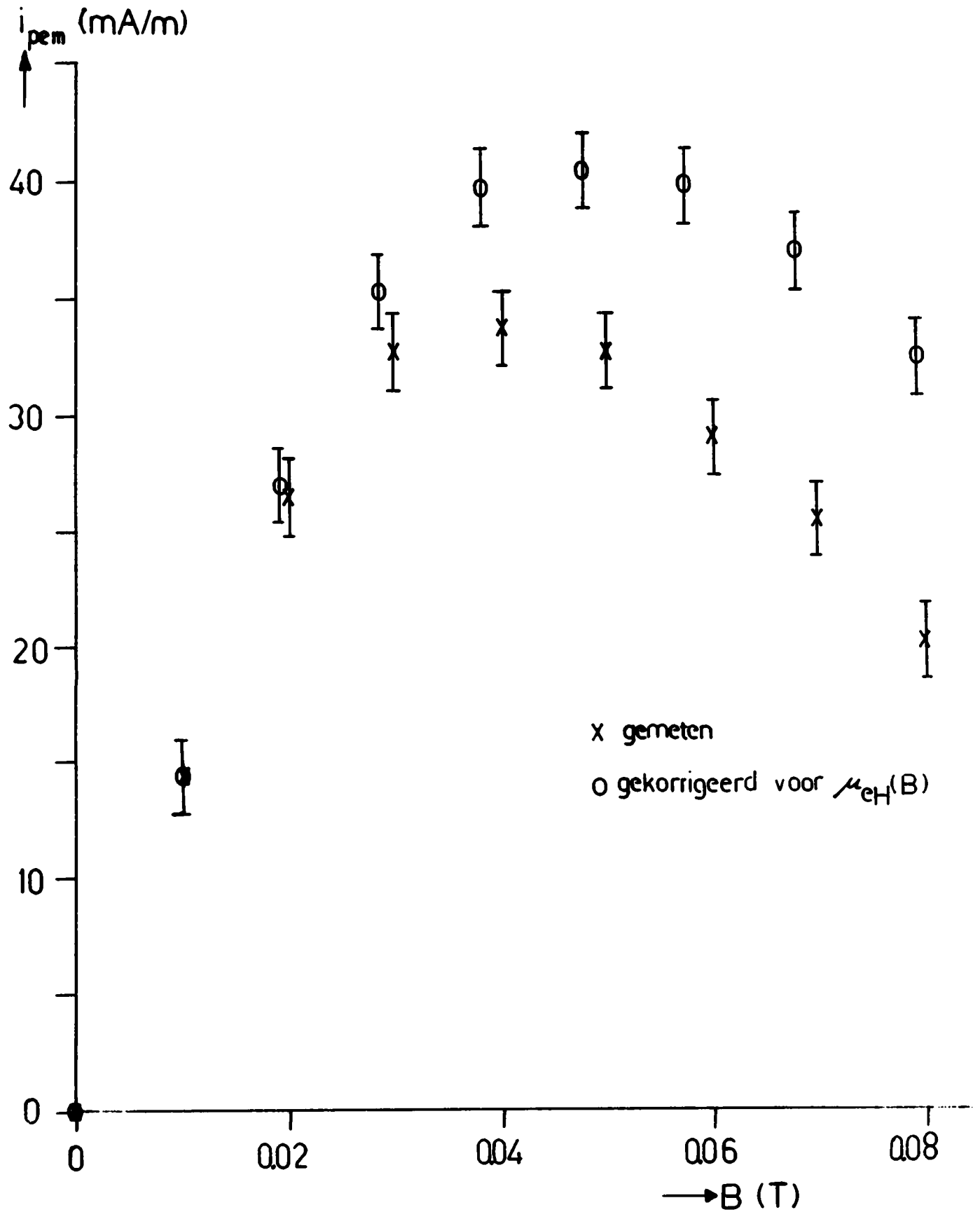


fig.18

7. Vergelijking met theorie en literatuur waarden

Uit eerder in de onderwerpgroep plasmafysika bepaalde R en r waarden [4] van resp. $6 \cdot 10^{-14} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ en $5,4 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$, berekenen we een τ van $6,6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ bij $n_0 = 1,6 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$.

De theorie waarden voor $r = 1/\tau_{p0} = 10^7 \text{ s}^{-1}$ [12] en $R = 8 \cdot 10^{-14} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ [27] leveren een τ waarde gelijk aan $4 \cdot 10^{-8} \text{ s}$. Hierbij dient opgemerkt te worden dat r sterk afhangt van de schatting van de dichtheid van de verontreinigings centra ($\approx 5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$).

Uit de literatuur zijn waarden bekend van:

τ	bij	n_0	uit	ref.
$8,6 \cdot 10^{-7} \text{ s}$		$1,4 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$		[24]
$8,0 \cdot 10^{-7} \text{ s}$		$1,0 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$		[25]
$5,0 \cdot 10^{-7} \text{ s}$		$8,0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$		[26]
$8,0 \cdot 10^{-7} \text{ s}$		$4,0 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$		[11]

Onze resultaten, die variëren van $9 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ tot $5 \cdot 10^{-7} \text{ s}$ liggen dus wat boven de theorie waarden en de resultaten van Hendriks en onder de waarden uit de overige literatuur.

Waarden voor s van $< 100 \text{ m/s}$ zijn gevonden in [2], voor een goed gepolijst oppervlak. De door ons berekende waarden van 55 m/s en 60 m/s stemmen hier goed met overeen.

Diskussie

Aan de opzet van het onderzoek om, via meting van het photoelektromagnetisch effect en photogeleidings effect, τ en s te bepalen, is voldaan. Een belangrijk deel van de tijd werd besteed aan het ontwerpen en bouwen van de meetopstelling.

Naast het reeds eerder waargenomen photoelektromagnetisch effect [28] werd nu eveneens het photogeleidings effect, zowel statisch als dynamisch, gemeten.

Dit was mede mogelijk door gebruik te maken van bij 77 K instelbare optiek, waardoor hogere licht-intensiteiten bereikt konden worden en het experiment beter aansloot bij het theoretische uitgangspunt nl. een eenzijdige uniforme belichting van het preparaat. Het optische aspect was nieuw in de onderwerpgroep.

Bij de uitwerking van de meetresultaten is gebruik gemaakt van een vereenvoudigde theorie ($\mu_e B < 1$). Desondanks komen de dynamisch en statisch bepaalde waarden voor τ ($\tau \approx 2 \cdot 10^{-7}$ s voor $r_H = 1,1$) goed met elkaar en met de literatuur waarden overeen. Dit geldt ook voor s (≈ 60 m/s).

Om aan preparaten met alleen geslepen oppervlakken beide effecten te meten bleef een probleem. Het verder opvoeren van de licht-intensiteit d.m.v. hogere voedingsspanningen voor de laserpulsgenerator kan hier uitkomst bieden. Het beschikbare vermogen van de lichtbron staat dit niet in de weg.. Dit biedt dan tegelijkertijd de mogelijkheid het $\tau(n_e)$ gedrag te bepalen bij hoge injecties [29,30].

De magneetveld afhankelijkheid van het photoelektromagnetisch effect kwam goed overeen met het theoretisch voorspelde gedrag, evenals het verloop van het effect in de tijd bij hogere lichtintensiteiten. Uitbreiding van de metingen naar $B = 0,08$ T zijn in voorbereiding.

Eventueel is hieruit de $\mu_h(B)$ afhankelijkheid te bepalen.

Tot de mogelijke ontwikkelingen behoren verder de bepaling van de absolute lichtintensiteit Q en de reflektiecoëfficiënt.

Daarbij wordt gedacht aan het gebruik van fiberoptiek [31].

Dit zou de bepaling van de quantumefficiëncy binnen bereik brengen.

Uit een aanpassing van een theoretische kromme aan het dynamische photogeleidings verloop met G en τ als parameters, is de grootte van de beide laatste te bepalen.

Referenties

- [1] ROOSBROECK, W. van, Phys. Rev. 101 (1956) 1713
- [2] KURNICK, S.W. en R.N. ZITTER, J. Appl. Phys. 27 (1956) 278
- [3] WELZENIS, R.G. van, Avalanche and Microwave Emission in n-type InSb at LN₂ temperature, proefschrift T.H. Eindhoven 1972
- [4] HENDRIKS, T.P.M., Bepaling van de lineaire en kwadratische recombinatie parameters in n-type InSb bij 77 K door metingen van het mikrogolf geleidingsvermogen.
Afstudeerverslag onderwerpgroep plasma fysika T.H. Eindhoven 1972
- [5] KOKOSCHINEGG, P. en H. HEINRICH, aanvaard voor publikatie in J. Appl. Phys.
- [6] BENOIT, J., Appl. Phys. Letters 17 (1970) 202
- [7] MOORADIAN, A. en A.L. McWORTER, Proc. 10th. Conference on the Phys. of Semicond. (1970) 127, Cambridge
- [8] TACANO, M. en S. KATAOKA, J. Phys. Soc. Jap. 29 (1970) 1241
- [9] AMITH, A., Phys. Rev. 116 (1959) 793
- [10] ROOSBROECK, W. van, Phys. Rev. 119 (1960) 636
- [11] HOLLIS, J.E.L., S.C. CHOO en E.L. HEASEL, J. Appl. Phys. 38 (1967) 1626
- [12] BLAKEMORE, J.S., Semiconductor Statistics, Pergamon Press London 1962
- [13] HALL, L.H., Phys. Rev. 97 (1955) 1471
- [14] BULLIARD, H., Phys. Rev. 94 (1954) 1564
- [15] BEER, A.C. J. Appl. Phys. 32 (1961) 2107
- [16] RODE, J.L., Phys. Rev. B 3 (1971) 3287
- [17] KRANZER, D., H. HILLBRAND, H. PÖTZL en O. ZIMMERL, voordracht Österreichischen physikalischen Gesellschaft 1971 (overdruk aanwezig bij R.G. van Welzenis)
- [18] BATE, R.T., R.K. WILLARDSON en A.C. BEER, J. Phys. Chem. Solids 9 (1959) 119
- [19] BARANSKII, P.I. en O.P. GORODNICHII, Phys. Stat. Sol. 35 (1969) K123
- [20] WILLARDSON, R.K., en A.C. BEER (e.d.), Semiconductors and Semimetals 3 Academic Press, New York London (1967)
- [21] NEIDIG, A., en K. HÜBNER, Verhandl. DPG (VI) 4 (1969) 151
(overdruk aanwezig bij R.G. van Welzenis onder nr. 464/HAG)
- [22] NASLEDV, D.N. en Yu.G. POPOV, Sov. Phys. Sol. State 5 (1964) 2219
- [23] TAUC, J., J. Phys. Chem. Solids 8 (1958) 219
- [24] BAEV, I.A., Sov. Phys. Sol. State 6 (1964) 217

- [25] LAFF, R.A. en H.Y. FAN, Phys. Rev. 121 (1961) 53
- [26] NASLEDOV, D.N. en Y.S. SMETANNIKOVA, Sov. Phys. Sol. State 4 (1962) 78
- [27] DUMKE, W.P., Phys. Rev. 105 (1967) 139
- [28] GREEF, A.H.A.M. de, stageverslag T.H.E. 1970
- [29] BEATTIE, A.R. en R.W. CUNNINGHAM, Phys. Rev. 125 (1962) 533
- [30] BEATTIE, A.R. en R.W. CUNNINGHAM, J. Appl. Phys. 35 (1964) 353
- [31] KAPANY, N.S., Fiber Optics, Academic Press (1967)