

MASTER

De magnetisatie van de supergeleiders van de tweede soort in het Pb-Tl systeem

Tacken, J.M.M.

Award date:
1967

[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

"De magnetisatie van de supergeleiders
van de tweede soort in het Pb-Tl
systeem"

door J.M.M.Tacken

Verslag van het afstudeerwerk in de groep Lage Temperaturen onder
leiding van Prof.Dr.M.J.Steenland en Drs.P.J.Meeusen.

Mei 1967.

I. THEORIE

I.1 Inleiding

Beneden een bepaalde temperatuur T_c (sprongtemperatuur) en bij een niet te hoog uitwendig magnetisch veld wordt een supergeleider gekarakteriseerd door de twee vergelijkingen

$$\vec{E} = 0$$

$$\vec{B} = 0$$

De eerste vergelijking betekent, dat in de stationaire toestand binnen de supergeleider een elektrisch veld niet kan bestaan en dat dus de elektrische weerstand nul is. De tweede vergelijking wil zeggen dat de supergeleider ideaal diamagnetisch is, immers als $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = 0$ is $\vec{M} = -\vec{H}$. Bij de overgang van de normale naar de supergeleidende toestand wordt een reeds aanwezige magnetisch inductie uitgestoten. Dit uitstoten heet het meissnereffect.

Naargelang hun magnetisch gedrag kunnen de supergeleiders in twee groepen ingedeeld worden. Voor een eerste soort supergeleider geldt:

$M = -H$ als het uitwendige

veld H kleiner is dan een kritisch veld H_c en $M = 0$ als $H > H_c$ (zie fig.1).

De meeste elementen zijn supergeleiders van de eerste soort.

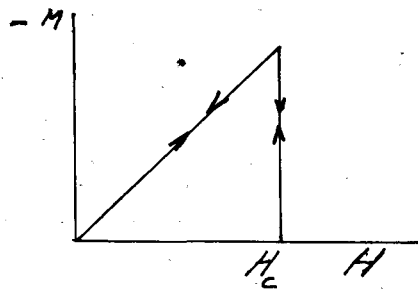


fig.1

Veel legeringen vertonen een ander magnetisch gedrag. Bij deze materialen is $M = -H$ voor $H < H_{c1}$, maar

$$0 < -M < H \text{ voor } H_{c1} < H < H_{c2}.$$

Bij H_{c1} begint het veld binnen te dringen en deze indringing is volledig bij H_{c2} (zie fig.2). De toestand tussen H_{c1}

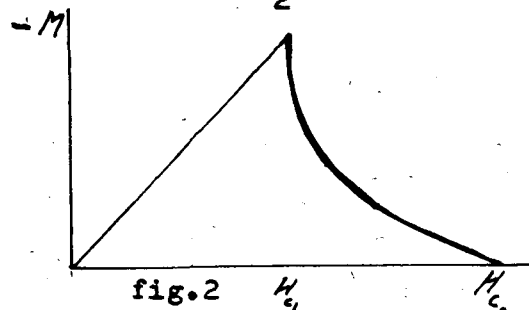


fig.2

en H_{c2} wordt de mixed state genoemd. De supergeleiders, die een dergelijk magnetisch gedrag vertonen noemen we supergeleiders van de tweede soort. H_{c1} , H_c en H_{c2} zijn

functies van de temperatuur.

I.2 Londonvergelijkingen

Om het elektromagnetisch gedrag van supergeleiders te verklaren heeft F. London¹⁾ twee vergelijkingen opgesteld:

$$\vec{E} = \mu_0 \lambda^2 \frac{d\vec{j}_s}{dt} \quad (1)$$

$$\lambda^2 \vec{\nabla} \times \vec{j}_s + \vec{H} = 0 \quad (2)$$

Hierin is \vec{E} het elektrisch veld en \vec{H} het magnetisch veld.

De londonindringdiepte λ is een materiaalgrootheid;

\vec{j}_s is de superstroom. Het meissnereffect kan hieruit op eenvoudige wijze worden afgeleid.

Uit de vergelijking van Maxwell

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}_s \quad (3)$$

volgt

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{\nabla} \times \vec{j}_s$$

hetgeen door substitutie van (2) overgaat in

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{B} = -\vec{B}/\lambda^2 \quad (4)$$

Past men dit toe op de supergeleidende halfruimte (in het gebied met $z < 0$ heerst vacuüm; in het gebied met $z > 0$ bevindt zich een supergeleider; het uitwendige veld \vec{H} is evenwijdig met de y -as) dan gaat (4) over in

$$\frac{d^2 \vec{B}}{dz^2} = -\frac{\vec{B}}{\lambda^2} \quad (5)$$

waaruit volgt

$$\vec{B} = \vec{B}_0 e^{-z/\lambda} \quad (6)$$

Met uitzondering van een dunne grenslaag aan het oppervlak is $\vec{B} = 0$. λ is meestal klein, maar voor $T \rightarrow T_c$ wordt λ zeer groot. Er treedt dan flux binnen.

I.3 Fluxquantisatie

Als men afziet van ruimteladingseffecten en van normale stromen, dan luiden de vergelijkingen van Maxwell

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}_s \quad (2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (4)$$

en de continuïteitsvergelijking

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j}_s = 0 \quad (5)$$

Uit (1) volgt $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ (6)

A wordt zo gekozen dat $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$ (7)

Uit de vergelijkingen van London

$$\vec{E} = \mu_0 \lambda^2 \frac{\partial \vec{J}_s}{\partial t} \quad (8)$$

$$\vec{B} = -\mu_0 \lambda^2 \nabla \times \vec{J}_s \quad (9)$$

en de vergelijkingen van Maxwell volgen enkele eigenschappen van de grootheid $\mu_0 \lambda^2 \vec{J}_s + \vec{A}$

Uit (3), (6) en (8) volgt

$$\frac{\partial}{\partial t} (\mu_0 \lambda^2 \vec{J}_s + \vec{A}) = 0$$

Uit (6) en (9)

$$\nabla \times (\mu_0 \lambda^2 \vec{J}_s + \vec{A}) = 0$$

Uit (5) en (7)

$$\nabla \cdot (\mu_0 \lambda^2 \vec{J}_s + \vec{A}) = 0$$

Dus $\mu_0 \lambda^2 \vec{J}_s + \vec{A} = \text{constant}$

(10)

Nu geldt

$$\lambda^2 = \frac{m}{n_s e^2 \mu_0}$$

waarin n_s de dichtheid is van de elektronen, die in de supergeleidende toestand zijn; m is de massa en e de lading van het elektron.

Met $\vec{J}_s = n_s e \vec{V}_s$ wordt (10)

$$\frac{m \vec{V}_s + e \vec{A}}{e} = \frac{\vec{p}_s}{e} = \text{constant}$$

Voor p_s geldt $\oint (\vec{p}_s, d\vec{l}) = nh$ ($n = 0, 1, 2, \dots$)

De integraal van (3) over een oppervlak, waarvan de rand geheel in de supergeleider ligt is

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint (\vec{B}, \vec{n}) d\Omega + \iint (\nabla \times \vec{E}, \vec{n}) d\Omega = 0$$

Hierin is n de normaal op het oppervlak.

Met (8) wordt dit

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \iint (\vec{B}, \vec{n}) d\Omega + \mu_0 \lambda^2 \oint (\vec{J}_s, d\vec{l}) \right\} = 0 \quad (11)$$

\vec{l} is de raaklijn aan de kromme, die het oppervlak omsluit.

Uit (1) volgt

$$\psi_c = \oint + \mu_0 \lambda^2 \oint (\vec{J}_s, d\vec{l}) = \text{constant} \quad (12)$$

Hierin is \oint de magnetische flux door het oppervlak. ψ_c wordt de fluxoïde genoemd; dus bovenstaande vergelijking geeft het behoud van fluxoïde aan.

Uit (12) en (6) volgt

$$\psi_c = \oint (\vec{p}_s, d\vec{l}) = nh$$

De fluxoïde is dus gekwantiseerd in grootheden $\phi_0 = h/e$
 In overeenstemming met de theorie van Bardeen, Cooper en
 Schrieffer²⁾ (B.C.S.) blijkt uit metingen dat $\phi_0 = h/2e$
 In de B.C.S. theorie zijn de elektronen in paren gekoppeld
 (Cooperparen). De twee elektronen uit een paar hebben
 tegengestelde impuls en tegengestelde spin.
 De aantrekking tussen deze twee elektronen wordt beschreven
 door een uitwisseling van virtuele fononen. Uit (11) volgt
 dat diep in een eerste soort supergeleider ($\vec{B} = 0, \vec{J}_s = 0$)
 $\vec{p}_s = 0$. Dit wijst op de aanwezigheid van Cooperparen.

I.4 Ginzburg-Landau-theorie

Het verschil tussen de eerste en de tweede soort supergeleider
 is het eerst tot uitdrukking gekomen in de Ginzburg-Landau³⁾
 theorie. De overgang van de normale naar de supergeleidende
 toestand van een metaal is een tweede orde fase overgang.
 De vrije energiedichtheid F van de supergeleider kan dan ont-
 wikkeld worden naar een orderingsparameter ψ :

$$F_s(H) = F_n(0) + d|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4 + \frac{1}{2m}(-i\hbar\nabla\psi - eA\psi)^2 + \frac{1}{2}\mu_0 H^2$$

Hierin is \vec{A} de vectorpotentiaal zodanig dat $B = \text{rot } A$.

Deze ψ wordt behandeld als een elektronen golf functie en
 $|\psi|^2$ kan beschouwd worden als de dichtheid van de elektronen
 in de supergeleidende toestand. De bovenstaande ontwikkeling
 is alleen geldig voor kleine ψ d.w.z. vlak bij het sprongpunt
 T_c . Daar $F_s(H)$ in een evenwichtstoestand minimaal moet zijn
 als functie van ψ en A levert minimalisering van $F_s(H)$ twee
 vergelijkingen op: een vergelijking voor ψ en een voor de
 stroomdichtheid J . Bovendien stelden Ginzburg en Landau
 vergelijking op voor de energie d_{ms} van de grenslaag tussen
 een normaal en een supergeleidend gebied. Het blijkt dat
 d_{ms} zowel positief als negatief kan zijn. Dit wordt bepaald
 door een dimensieloze grootheid $\kappa = \frac{4\pi e H_c \lambda^2}{\hbar v_F}$

Voor $\kappa \ll 1$ is $d_{ms} > 0$ en voor $\kappa \gg 1$ is $d_{ms} < 0$
 Wanneer de grenslaag-energie positief is, zal het systeem
 streven naar een toestand waarbij de grenslaag zo klein
 mogelijk is (eerste soort supergeleiding). Is daarentegen
 de grenslaag-energie negatief, dan zal het systeem streven
 naar een zo groot mogelijk grensooppervlak (tweede soort
 supergeleiding). Er ontstaan dan supergeleidende en normale

gebieden naast elkaar. Echter de golf functie ψ is dan plaatsafhankelijk en de grad ψ -term in de uitdrukking voor F_{SH} vergroot de energie weer.

ψ heeft een niet lokaal karakter; een verstoring van ψ breidt zich over een afstand ξ uit. Deze afstand noemen we de coherentie-lengte. Deze afstand ξ en de indringdiepte λ spelen een belangrijke rol. Voor \mathcal{N} geldt $\mathcal{N} = \frac{\lambda}{\xi}$ en voor een eerste soort supergeleiders is $\lambda < \xi$, terwijl voor een tweede soort supergeleider $\lambda > \xi$.

Voor $\mathcal{N}\sqrt{2} < 1$ is ψ constant in het inwendige van de supergeleider en neemt af als men de grenslaag nadert. Abrikosov ⁴⁾ heeft voor $\mathcal{N}\sqrt{2} > 1$ de Ginzburg-Landau vergelijking voor ψ opgelost. Hij vond dat ψ een periodieke functie is van x en y als het uitwendige veld \vec{H} evenwijdig de z -as is. Hij heeft

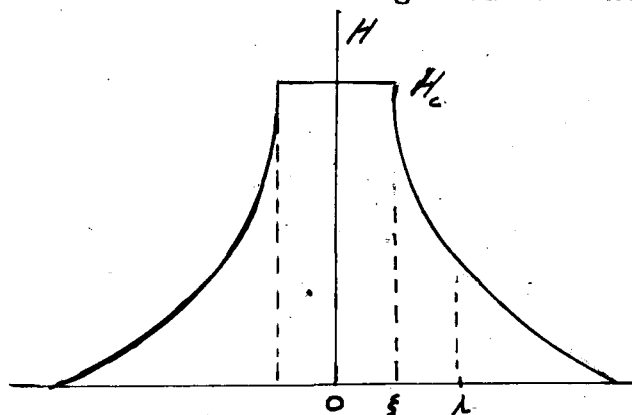


fig.3

daarbij het volgende model ingevoerd. Een normaal cirkelcilindrisch gebied met straal ξ , waarin een veld H_c heerst, wordt omgeven door een gebied waarin (circulair) een superstroom loopt. In dit gebied neemt H exponentieel af (zie fig.3). De fluxoïde

hiervan is ϕ_0 . In de mixed state vormen deze fluxquanta een regelmatig rooster. Er zijn verschillende roosters mogelijk. Experimenteel is aangetoond dat het rooster vierkant is.

I.5 De Ginzburg-Landau parameter \mathcal{N}

De afstand a tussen de fluxquanta wordt bepaald door het uitwendig veld H en door \mathcal{N} . De magnetische inductie in de supergeleider is dan:

$$B = \frac{\phi_0}{a^2}$$

Uit de veronderstelling dat voor $H = H_{c2}$ de kernen tegen elkaar aan liggen volgt een eerste benadering voor H_{c2} :

$$H_{c2} = \frac{\phi_0}{\pi \mu_0 \xi^2}$$

en met $\kappa \approx \frac{\lambda}{\xi}$

$$H_{c2} = 2\sqrt{2} \kappa H_c$$

Abrikosov vond voor H_{c2}

$$H_{c2} = \sqrt{2} \kappa H_c$$

H_{c1} kan bepaald worden uit een energiebeschouwing. Voor H_{c1} is het energieverval tussen de toestand waarin volledige flux uitstoting optreedt en de mixed state gelijk aan nul. Abrikosov vond op deze manier voor grote κ in eerste benadering

$$\frac{H_{c1}}{H_c} = \frac{1}{\kappa\sqrt{2}} \ln \kappa$$

Harden en van Arp⁵⁾ vonden een numerieke oplossing voor alle $\kappa > 1/\sqrt{2}$

Uit de helling van de magnetisatie kromme voor $H = H_{c2}$ volgt volgens Abrikosov:

$$-\left(\frac{dM}{dH}\right)_{H_{c2}} = \frac{1}{\beta(2\kappa^2 - 1)}$$

Hierin is β afhankelijk van het soort rooster; voor een vierkan rooster is $\beta = 1,18$.

Het hierboven ingevoerde kritische veld H_c is als volgt gedefinieerd:

$$-\int_0^{H_c} M dH = \frac{H_c^2}{2}$$

Goodman (6) kon op basis van een microscopische theorie een formule afleiden voor κ voor onzuivere materialen.

$$\kappa = \kappa_0 + 22,6 \cdot 10^5 \rho \sqrt{f}$$

waarin ρ = restweerstand is in $\Omega \cdot m$

f = coëfficiënt van de elektronen soortelijke warmte in $J/m^3 \text{ } ^\circ K^2$

κ_0 = Is de Ginzburg-Landau parameter voor het zuiver materiaal.

De Ginzburg-Landau theorie geldt alleen vlak bij het sprongpunt T_c en de hierboven gedefiniëerde κ 's vallen dan ook alleen maar samen voor $T = T_c$. Voor $t = \frac{T}{T_c} < 1$ blijken ze allemaal een verschillende temperatuursafhankelijkheid te hebben.

In de meeste gevallen kan men in goede benadering schrijven $H_c(t) = H_c(0)(1 - t^2)$. Als dit geldt kunnen de volgende formules worden afgeleid:

$$\frac{\mathcal{R}(t)}{\mathcal{R}(1)} = \frac{2}{1 + t^2} \quad (\text{Ginzburg}^7)$$

$$\frac{\mathcal{R}(t)}{\mathcal{R}(1)} = 1,25 - 0,30 t^2 + 0,05 t^4 \quad (\text{Gorkov}^8)$$

$$\frac{\mathcal{R}(t)}{\mathcal{R}(1)} = \left(\frac{2}{1 + t^2} \right)^{1/2} \quad (\text{Bardeen}^9)$$

Maki¹⁰⁾ geeft een afleiding voor \mathcal{R}_1 en \mathcal{R}_2 voor supergeleiders, waarin de gemiddelde vrije weglengte l klein is t.o.v. de coherentie lengte. Hij voorspelt dat $\mathcal{R}_1 > \mathcal{R}_2$. Uit de metingen van Bon Mardion, Goodman en Lacaze¹¹⁾ volgt dat $\mathcal{R}_1 < \mathcal{R}_2$.

I-6 Roosterfouten en hysteresis verschijnselen

Bovenstaande theorieën hebben betrekking op materialen die geen hysteresis vertonen. De meeste materialen vertonen dit echter wel. Dit is een gevolg van roosterfouten in het kristal. Deze roosterfouten hebben twee effecten:

1. T.g.v. deze roosterfouten vermindert de gemiddelde vrije weglengte l van de elektronen. Daardoor wordt de elektrische weerstand groter; volgens de formule van Goodman $\mathcal{R} = \mathcal{R}_0 + 22,6 \cdot 10^5 \rho \sqrt{l}$ wordt \mathcal{R} groter. Zo kan een supergeleider van de eerste soort overgaan in een tweede soort supergeleider.

2. Pinningeffect en hysteresis.

Wanneer door een supergeleider van de tweede soort een stroom gaat, dan oefent deze stroom een kracht $\vec{j} \times \vec{h} \cdot \phi$ (Lorentzkracht) uit op de fluxquanta. \vec{h} geeft de richting van de fluxlijn. De fluxlijnen kunnen daardoor gaan bewegen en een inductiespanning veroorzaken, die de stroom als een weerstand ondervindt.

Wanneer de quanta aan roosterfouten gebonden zijn, dan kan een kleine stroom deze fluxlijnen niet bewegen en er treedt dan ook geen energie-dissipatie op: de weerstand is nul.

T.g.v. de fluxpinning treedt er hysteresis op.

Een pinningscentrum kan beschouwd worden als een plaatselijke vermindering van de vrije energie F . Er treden potentiaalputten op. Om het fluxquantum uit een dergelijke put te halen, moet er een kracht op de fluxlijn worden uitgeoefend. Deze

kracht kan de lorentzkracht zijn. Er is dan een maximale stroomdichtheid I_c , die de fluxquanta nog juist niet los kan trekken. Tengevolge van de thermische energie wordt de beweging geactiveerd. Dit heet fluxcreep.

Naburige fluxquanta beïnvloeden elkaar. Wanneer een enkele fluxlijn beweegt, dan wordt het evenwicht verstoord. Daarom bewegen de fluxlijnen in bundels. In de vorm van dergelijke bundels gaan ze makkelijker over de potentiaalberg heen. Bij toenemende stroomdichtheid neemt de grootte van de bundels af. Ook het uittreden van fluxquanta uit de supergeleider kan in dergelijke bundels optreden.

De kracht op een fluxlijn kan ook beschreven worden m.b.v. een fluxlijn-gradiënt. Wanneer de fluxlijn gaat bewegen moet de kracht op de fluxlijn t.g.v. deze gradiënt groter zijn dan de pinningskracht.

Het oppervlak van de supergeleider moet beschouwd worden als een storing. In de grenslaag supergeleider-vacuüm ondervindt in een uitwendig veld H een fluxlijn twee krachten.

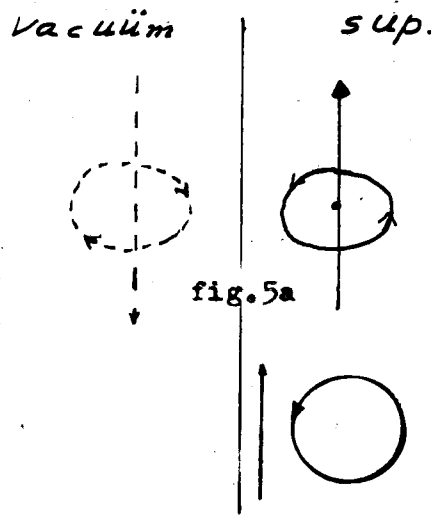


fig.5a

fig.5b

1e een spiegelbeeld kracht.

(fig.5a).

Beschouw de fluxquanta als stroomwervels. Omdat door het oppervlak geen stroom naar buiten kan treden, moet een spiegelbeeldflux worden ingevoerd. Deze twee fluxquanta trekken elkaar aan, omdat de dichtst bij elkaar zijnde stromen gelijk gericht zijn.

2e een uitwendig veld H evenwijdig aan de fluxlijn ver-

oorzaakt in de grenslaag een stroom I (fig.5b). Het flux-

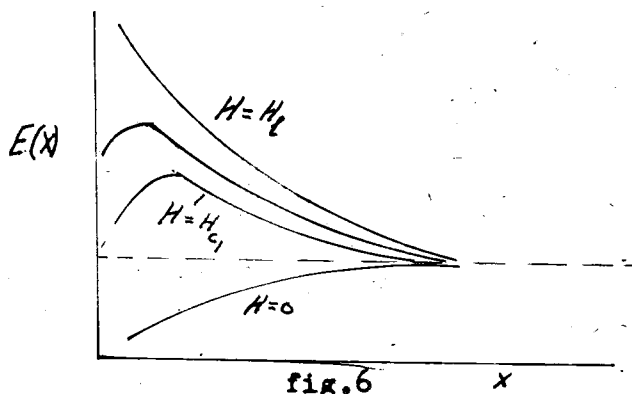
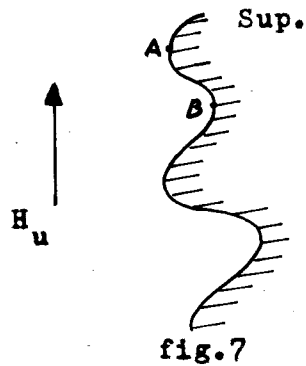


fig.6

quantum als functie van de plaats x in een uitwendig veld H wordt weergegeven in fig.6. We zien dat voor $H = 0$ het fluxquantum altijd naar buiten wordt geduwd. Echter voor een klein veld (ook voor $H < H_{c1}$)

treedt een kleine potentiaalberg op aan het oppervlak. Pas voor $H = H_c$ is deze berg verdwenen. Dan kan de flux zonder meer intreden. Voor $0 < H < H_c$ treedt dus hysteresis op. Toch treedt voor $H < H_c$ wel flux in. Dit is een gevolg van de onregelmatigheden van het oppervlak. (zie fig.7).



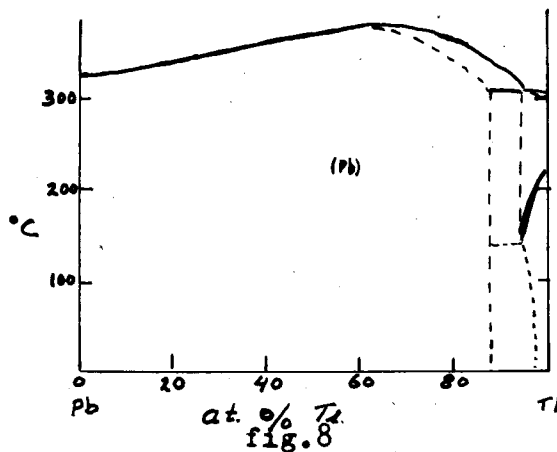
Bij A kan plaatselijk $H > H_c$ zijn al is $H_u < H_c$. Hier kan dan flux binnentreden. Anderzijds kan bij B het veld zo klein worden, dat de fluxlijn gemakkelijk over de nog resterende potentiaalberg heen gaat.

II PREPARATEN

De keuze van de preparaten is gevallen op legeringen uit het lood-thallium systeem en wel om de volgende redenen:

1. Het zijn supergeleiders van de tweede soort.
2. Uit het fasediagram (fig.8) volgt dat een aantal legeringen met geheel verschillende samenstellingen zijn te maken, die allemaal dezelfde kristalstructuur hebben (f.c.c.).
3. Ze kunnen eenvoudig gemaakt worden.
4. De kritische velden liggen gunstig.

Aangezien het Tl zeer snel oxydeert, moeten de preparaten in een kooldioxyde atmosfeer gemaakt worden.



Uit de eerste metingen bleek dat de magnetisatie lang niet omkeerbaar was en dat dit door temperen niet veel verbeterd werd. Dit wordt veroorzaakt doordat het loodthallium aan de wand vastplakt; bij het afkoelen treden daardoor inwendige spanningen op. Het vastplakke

kan voorkomen worden door de wand met een laagje koolstof te bedekken. Daartoe moet de ampul schoongemaakt worden met fluorwaterstof. De ampul wordt verhit tot 1000°C en er wordt dan een mengsel van stikstof en petroleum-ether door heen geleid (zie fig.9).

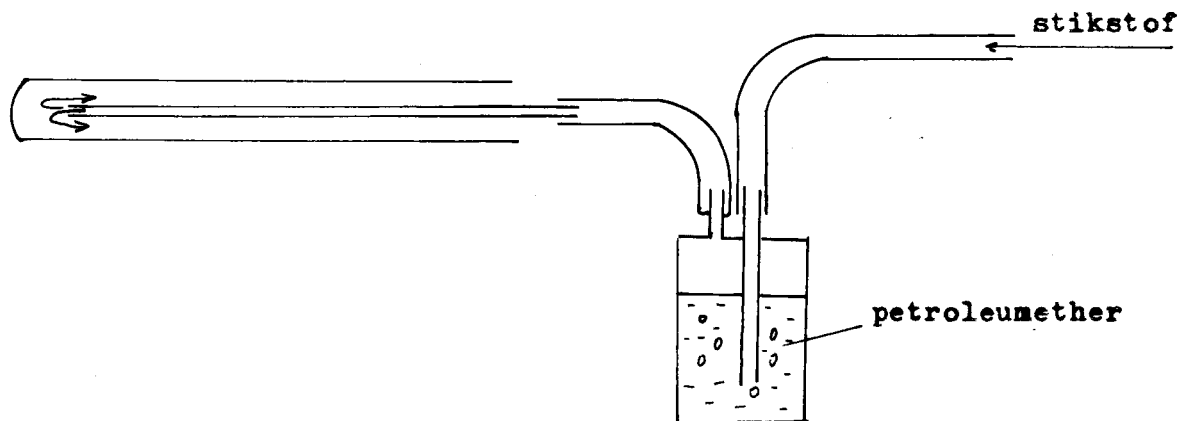


fig.9

De petroleumether wordt gekraakt en de vrijkomende koolstof slaat op de wand neer. De koolsteflaag mag niet te dik zijn, omdat deze dan los laat. Voor een kwartsbuis met een inwendige diameter van 7 mm en een lengte van 180 mm duurt dit proces, bij een doorstroomsnelheid van 60 cc stikstof/min ongeveer 30 à 60 min.

Om een homogeen mengsel te krijgen, worden lood en thallium in de gewenste gewichtsverhouding in een ruime ampul gedaan. Deze wordt vacuüm gepompt. Het mengsel wordt dan bij 400 °C goed geschud. Daarna koelt de legering in 4 à 5 uur langzaam af.

Een ampul met een lengte van 200 mm en een inwendige diameter van 7 mm wordt met dit mengsel gevuld. Het lood-thallium wordt daarna weer gesmolten en langzaam afgekoeld tot 295 °C; dit is enkele tientallen graden beneden het smeltpunt. Bij deze temperatuur is het materiaal dan gedurende 90 uur getemperd.

Op deze manier zijn de volgende preparaten gemaakt

| | | | |
|---|----|-------|----|
| A | 17 | gew % | Tl |
| B | 27 | " " | Tl |
| C | 49 | " " | Tl |
| D | 54 | " " | Tl |
| E | 74 | " " | Tl |

Voor een goed thermisch contact tussen het heliumbad en het preparaat zijn alle ampullen met uitzondering van C met heliumgas gevuld.

De preparaten zijn door de Heer J. van Kessel gemaakt.

III MEETMETHODE

III.1 Meetopstelling

Een schematische tekening van de opstelling waarmee gemeten is, is in fig. 10 weergegeven. Het magnetisch veld \vec{H} wordt opgewekt door een supergeleidende spoel A. Het veld is evenredig met de stroom door de spoel. Deze stroom wordt bepaald door de spanning u over de normaalweerstand N te meten.

Het preparaat B zit in een detectiespoeltje C.

Wanneer de magnetisatie verandert dan wordt in dit detectiespoeltje een spanning geïnduceerd. De uitgangsspanning U van de integrator is evenredig met de totale fluxverandering.

De supergeleidende spoel, het preparaat en het detectiespoeltje zitten in een cryostaat, die gevuld is met vloeibaar helium.

III.2 Het magnetisch veld

Het magnetisch veld wordt opgewekt door een supergeleidende spoel van Nb-25%Zr draad. Deze spoel is 500 mm lang en heeft een inwendige diameter van 37 mm. De berekening van de spoel is uitgevoerd door de heer A. de Hond en de heer P. Bergman heeft de spoel gewikkeld. De heer Iedema heeft met protonresonantie het veld gemeten. Hij vond dat in het midden van de spoel over een afstand van 20 cm de inhomogeniteit ca 6 o/oo was. Hij vond tevens dat in het midden van de spoel per ampère een veld $H = 288,45 \cdot 10^3 / 4\pi \text{ A/m}$ wordt opgewekt.

De kritische stroomsterkte van deze spoel is 20 à 25 ampère. Er kan dus een veld van $6 \cdot 10^6 / 4\pi \text{ A/m}$ worden opgewekt. De stroom moet gestabiliseerd worden om fluctuaties in het veld zoveel mogelijk te voorkomen. Een voeding met uitsluitend stroomstabilisatie heeft het nadeel, bij het normaal worden van de spoel de stroom gehandhaaft blijft. Daardoor zou in de normale spoel (weerstand 12 ohm) een grote hoeveelheid warmte ontwikkeld worden.

De gebruikte voedingsapparatuur D (Delta elektronica D 03510) levert behalve een gestabiliseerde stroom ook een instelbaar begrensde spanning. In ons geval wordt de stroomsterkte dan 1 à 2 ampère en het normaal worden heeft geen ernstige gevolgen gehad.

De veldsterkte wordt bepaald uit de spanning over de normaalweerstand N (zie fig. 10).

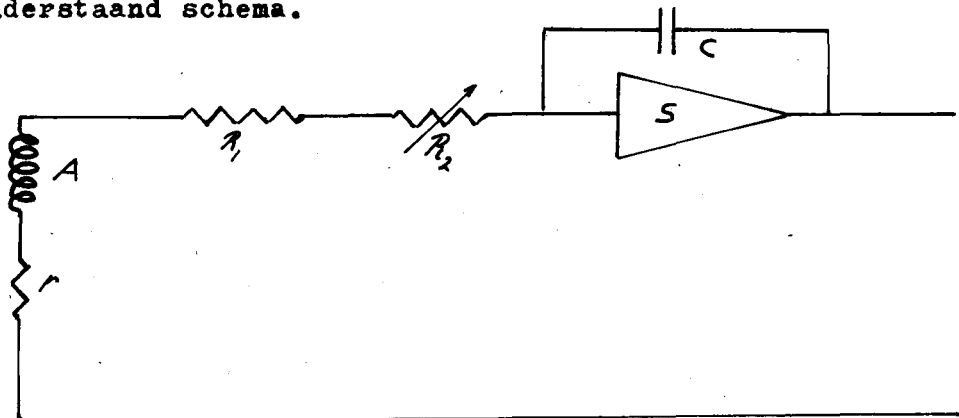
III.3 Het meten van de magnetisatie-krommen.

De uitgangsspanning $U = V_2 - V_1$ van de integrator is een maat voor de fluxverandering binnen het detectiespoeltje. Deze fluxverandering brengen we tot stand door het veld H te veranderen. Een deel van de spanning U wordt bepaald door de magnetisatie van het preparaat; het andere deel door de verandering van het veld H binnen het op detectiespoeltje, maar buiten het preparaat. We moeten daarom van U een spanning K , evenredig met het veld H , aftrekken. Hiertoe is in de stroomketen van de supergeleidende spoel een weerstand R_3 opgenomen (zie fig.10). De spanning K over een deel van R_3 wordt nu van U afgetrokken.

De potentiometer moet zo ingesteld worden dat, wanneer het veld verandert en er geen preparaat in het detectiespoeltje zit, $U-K = 0$ blijft. Een laatste correctie kan met de weerstand R_2 worden aangebracht. De spanning u (=spanning over N) en de spanning $U-K$ worden op een x-y-schrijver tegen elkaar uitgezet. Door het veld continu van 0 tot boven H_{c2} te laten veranderen en daarna weer te laten afnemen tot $H = 0$, kan de magnetisatiekromme in enkele minuten geschreven worden. Wanneer een tweede magnetisatie-kromme gemeten wordt dan moet eerst de achtergebleven flux eruit gehaald worden. Het preparaat wordt daartoe normaal gemaakt door het uit het helium te halen. Na enige tijd is het preparaat dan normaal geworden. Wanneer het daarna weer in het helium wordt gedompeld moeten we voldoende lang wachten om het preparaat op de heliumbad temperatuur te brengen voordat we de volgende magnetisatie-kromme bepalen.

III.4 De integrator

Het integrerend circuit kan voorgesteld worden door het onderstaand schema.



S is een versterker met een versterkingsfactor van 10^8 ; deze keert tevens het teken om. A is het detectiespoeltje met een oppervlak O en een weerstand r . Wanneer het veld in het detectiespoeltje verandert dan wordt een spanning e in het spoeltje geïnduceerd

$$e = - \frac{dOB}{dt}$$

Dus

$$\int_{t_1}^{t_2} e dt = O(B_2 - B_1)$$

Het uitgangssignaal van de integrator is:

$$U = \frac{O(B_2 - B_1)}{(r + R_1 + R_2)C} \quad (1)$$

Hierbij is U uitgedrukt in volt, O in m^2 , B in Wb/m^2 de weerstanden in mega-ohm en C in μF

Door de weerstand R_2 te veranderen kan de uitgangsspanning van de integrator veranderd worden.

In ons geval is $R_1 = 450 \text{ k}\Omega$

$$R_2 = 8 \text{ k}\Omega$$

$$r = 210 \Omega$$

$$C = 1 \mu F$$

$$O = 20 \text{ m}^2$$

III.5 De temperatuur

Deze magnetisatiekrommen kunnen nu bij verschillende temperaturen gemeten worden. Temperaturen lager dan $4,2^\circ K$ (kookpunt helium) kunnen bereikt worden door het reduceren van de druk boven het helium. Uit deze druk kan de temperatuur van het helium en dus ook de temperatuur van het preparaat worden bepaald. Wanneer we veronderstellen dat het preparaat steeds op elke hoogte de temperatuur van het heliumbad op die hoogte aanneemt, dan betekent dit dat als gevolg van het hydrostatisch drukverschil de temperatuur niet nauwkeuriger bepaald kan worden dan op $0,1^\circ K$.

Wanneer we lagere temperaturen willen bereiken dan $2,5^\circ K$, dan wordt wegens de grote warmtecapaciteit van de spoel bij het reduceren zoveel helium verbruikt, dat een deel van de spoel en zelfs een deel van het preparaat boven het helium-niveau uitsteekt. Dit moet voorkomen worden. Daarom hebben we getracht het helium bij te vullen bij een temperatuur van $2,5^\circ K$.

Daartoe is het volgende apparaat geconstrueerd (zie fig.11).¹⁴⁾ K is een roestvrij stalen buis ($\varnothing 0,1$ wanddikte). Deze zit vast gesoldeerd in de kap F van de cryostaat. In K bevindt zich een tweede buis van roestvrij staal L ($\varnothing 0,1$ wanddikte). Deze kan met de schroef A (messing) op en neer bewogen worden. Door deze binnenbuis L naar beneden te schuiven wordt door de plug C (roestvrijstaal) de opening B (inmessing) van de binnenbuis afgesloten. Deze afsluiting moet goed zijn, omdat anders via de binnenbuis lucht in de cryostaat gezogen wordt. Deze bevriest bij B en C en daardoor kan het gat B niet meer geopend worden. Om dezelfde reden is een O-ring bij E aangebracht. Het vullen gaat nu als volgt:

In de binnenbuis zit helium van 1 atm. De hevel D wordt naar binnen gebracht. Door D wordt het helium aangevoerd. Met een slang H wordt de binnenbuis en de hevel aan elkaar gemaakt. Het gat B wordt nu geopend en het helium wordt naar binnen gezogen. Hierbij treedt expansie op; het helium wordt hierdoor afgekoeld. Het verdampde helium wordt weggepompt, zodat de druk op ongeveer 8 cm Hg wordt gehandhaafd. Wanneer de cryostaat vol is, wordt het gat B gesloten en de hevel D kan weggehaald worden. Op deze manier krijgen we ongeveer 20 à 25% van het vloeibare helium van $4,2^{\circ}\text{K}$ in de vorm van vloeibare helium van $2,5^{\circ}\text{K}$ in de cryostaat.

IV. MEETRESULTATEN

IV.1 Hysterese

In fig. 12 is een magnetisatie kromme weergegeven zoals deze gemeten is door Bon Mardion, Goodman en Lacase¹¹⁾. In fig.13 staat de magnetisatie krommen zoals wij de gevonden hebben. Er zijn twee opmerkelijke verschillen.

1. De door ons gevonden piek in de teruggaande magnetisatie kromme. Dit wijst op een kleinere hysterese dan bij Bon Mardion.
2. Het verschil in helling bij H_{c_2} van de heen en teruggaande magnetisatie krommen is bij ons veel groter dan bij Bon Mardion. Dit wijst op een grotere hysterese. De verhouding van de hellingen in onze meetkromme is $\frac{\tan \alpha'}{\tan \alpha} = 0,7$ (zie fig.14)
 Bij Bon Mardion is deze verhouding $\frac{\tan \alpha'}{\tan \alpha} = 0,9$

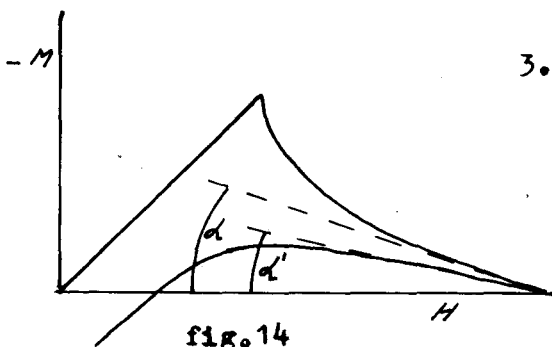


fig. 14

Een conclusie kunnen we uit 1, 2 en 3 nog niet trekken.
Een nader onderzoek hiernaar is gewenst.

3. We berekenen $A = -\oint M dH$

Dan is $\frac{A}{H_c^2}$ een maat voor de hysteresis.

Voor 17% Tl is bij Bon Mardion $\frac{A}{H_c^2} = 0,5$.

Bij ons is dit veel gunstiger nl. 0,2.

Dit wijst weer op minder hysteresis.

IV.2 $H_c(T)$

Het thermodynamica kritisch veld H_c wordt bepaald uit

$$-\int_0^{H_c} M dH = \frac{1}{2} H_c^2$$

Vaak blijkt dit kritisch veld H_c te voldoen aan de vergelijking

$$H_c(t) = H_c(0)(1-t^2)$$

Zoals uit fig. 15 blijkt geldt dit hier ook vrij goed.

Uit extra polatie vinden we $H_c(0)$ en T_c . Met uitzondering van het preparaat C (49 gew% Tl) blijken de aldus bepaalde waarden van T_c goed overeen te komen met de waarden van Cleason¹³⁾ (zie fig. 16). $H_c(0)$ komt overeen met de waarde zoals Sekula¹²⁾ die gevonden heeft. (fig. 19).

IV.3 $H_{c2}(T)$

Het blijkt dat de gemeten waarden van H_{c2} vrij goed overeen komen met de vergelijking van Abrikosov

$$H_{c2}(t) = \mathcal{R}_2(t) \sqrt{2} H_c(t)$$

waarbij

$$\mathcal{R}_2(t) = \mathcal{R}_2(1) \left(\frac{2}{1+t^2} \right)^{1/2} \quad (\text{Bardeen})$$

en

$$H_c(t) = H_c(0)(1-t^2)$$

(zie fig. 18)

De getrokken lijnen zijn m.b.v. bovenstaande formule berekend waarbij voor $\mathcal{R}_2(1)$ de waarde genomen is, zoals die in tabel 1 vermeld staat.

De berekende waarden van $\mathcal{R}_2(T)$ uit

$$-\left(\frac{dM}{dH} \right)_{H_{c2}} = \frac{1}{1,18(2\mathcal{R}_2^2(t)-1)}$$

TABEL

| Prep. | Gew.% Tl | T_c (°K) | $H_c(0)$ (A/m) | $H_{c_2}(0)$ (A/m) | $\kappa_1(\sqrt{2})$ | $\kappa_2(\sqrt{2})$ |
|-------|----------|------------|--------------------------|-------------------------|----------------------|----------------------|
| A | 17 | 7,1 | $0,81 \cdot 10^6 / 4\pi$ | $4,2 \cdot 10^6 / 4\pi$ | 3,6 | 3,2 |
| B | 27 | 6,5 | $0,77 \cdot 10^6 / 4\pi$ | $5,9 \cdot 10^6 / 4\pi$ | 5,4 | 4,4 |
| C | 49 | 6,7 | $0,60 \cdot 10^6 / 4\pi$ | $6,0 \cdot 10^6 / 4\pi$ | 7,3 | |
| D | 54 | 5,2 | $0,56 \cdot 10^6 / 4\pi$ | $6,3 \cdot 10^6 / 4\pi$ | 7,8 | 6,0 |
| E | 74 | 2,6 | $0,20 \cdot 10^6 / 4\pi$ | $1,2 \cdot 10^6 / 4\pi$ | 4,1 | |

zijn uit de heengaande krommen gemeten. De getrokken lijnen (fig.17) zijn berekend uit de formule

$$\mathcal{R}_2(t) = \mathcal{R}_2(1) \left(\frac{2}{1+t^2} \right) \quad (\text{Ginzburg})$$

met de waarde van $\mathcal{R}_2(1)$ zoals die in de tabel vermeld is.

Uit de metingen van Sekula blijkt dat bovenstaande vergelijking opgaat.

De overeenkomst tussen de door ons gemeten $\mathcal{R}_2(t)$ en de theoretische is wel aanwezig, maar niet erg overtuigend. (fig.17).

NAUWKEURIGHEID

De gevoeligheid van de opstelling is zo groot dat we een fluxverandering van 10^{-4} Wb/m² kunnen aantonen.

$H_c(T)$ kan naar schatting bepaald worden met een onnauwkeurigheid van 4%, terwijl H_{c2} met een onnauwkeurigheid van 2% gemeten kan worden.

V SAMENVATTING

1. Het meten met deze methode levert goede resultaten. Het geeft een aanzienlijke tijdsbesparing vergeleken met de methode, waarbij de magnetisatiekromme punt voor punt gemeten moet worden.
2. De hysteresis, zoals wij die gevonden hebben behoeft een nadere uitwerking.
3. De waarden van $\mathcal{R}_2(t)$ voldoet aan de formule van Bardeen.
4. Zoals uit fig.19-20 blijkt, wordt door een kleine toevoeging van Tl aan de eerste soort supergeleider lood, de legering supergeleidend van de tweede soort. Verdere toevoeging van Tl doet de tweede soort supergeleider harder worden (\mathcal{R} neemt toe); wanneer het Tl gehalte stijgt boven 50% dan neemt deze hardheid weer af.

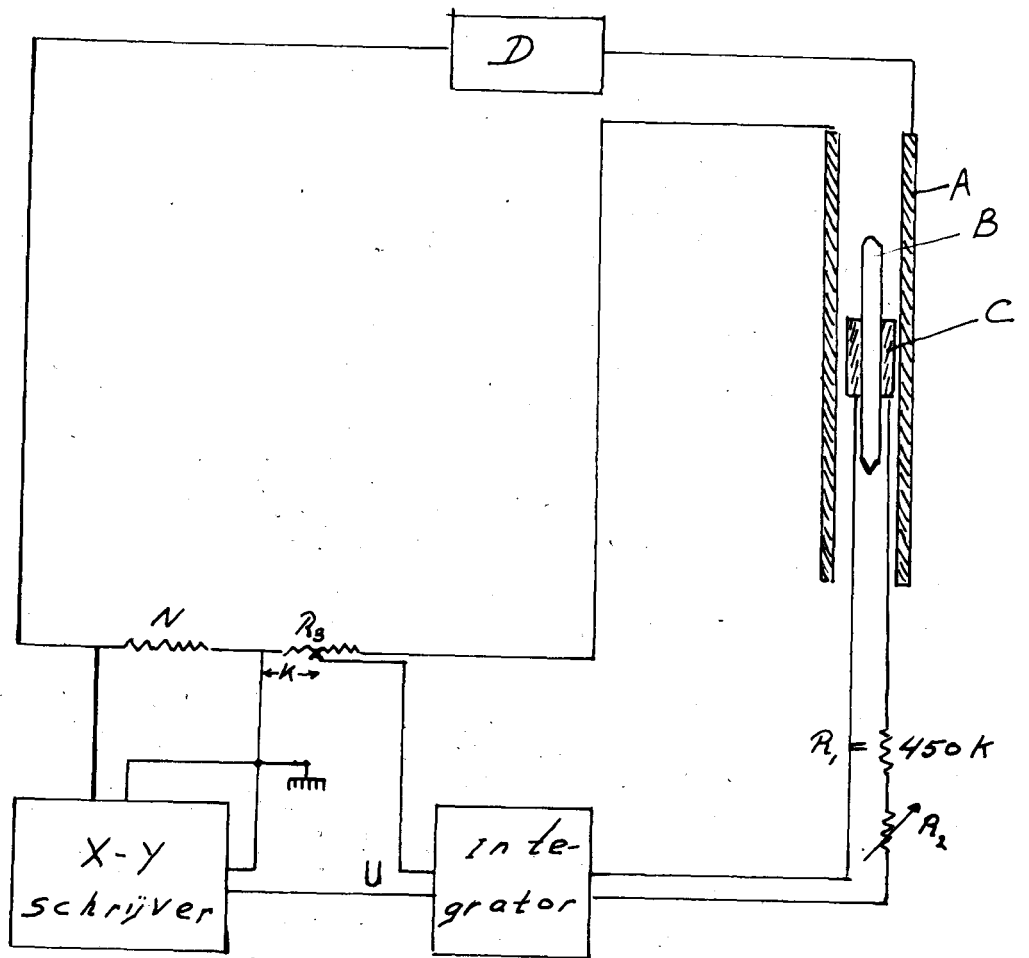


Fig. 10

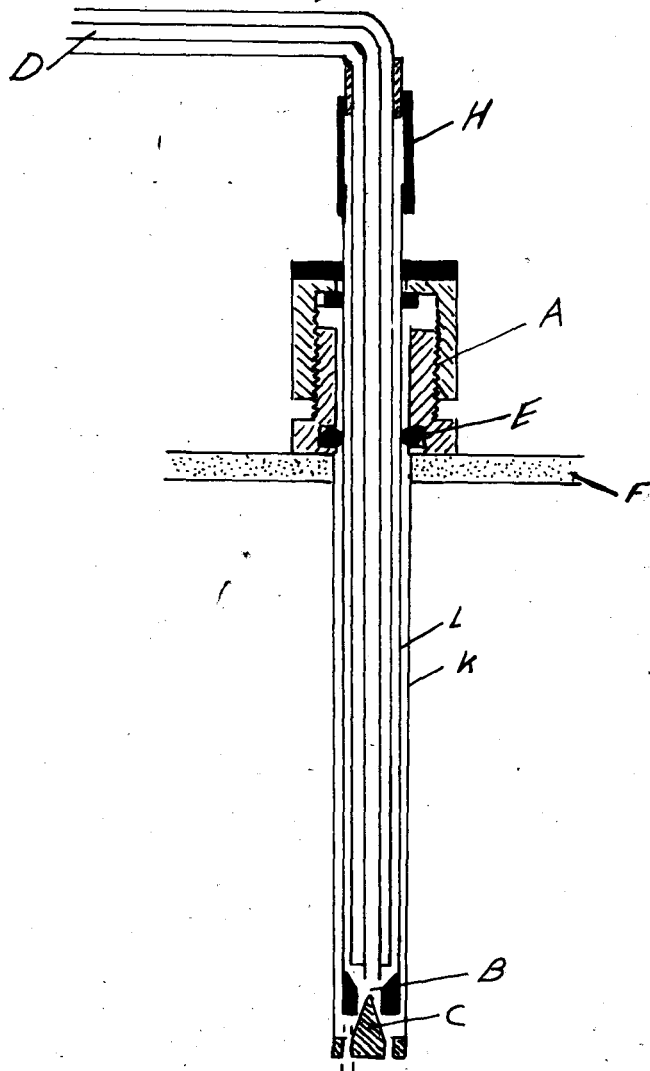


Fig. 11

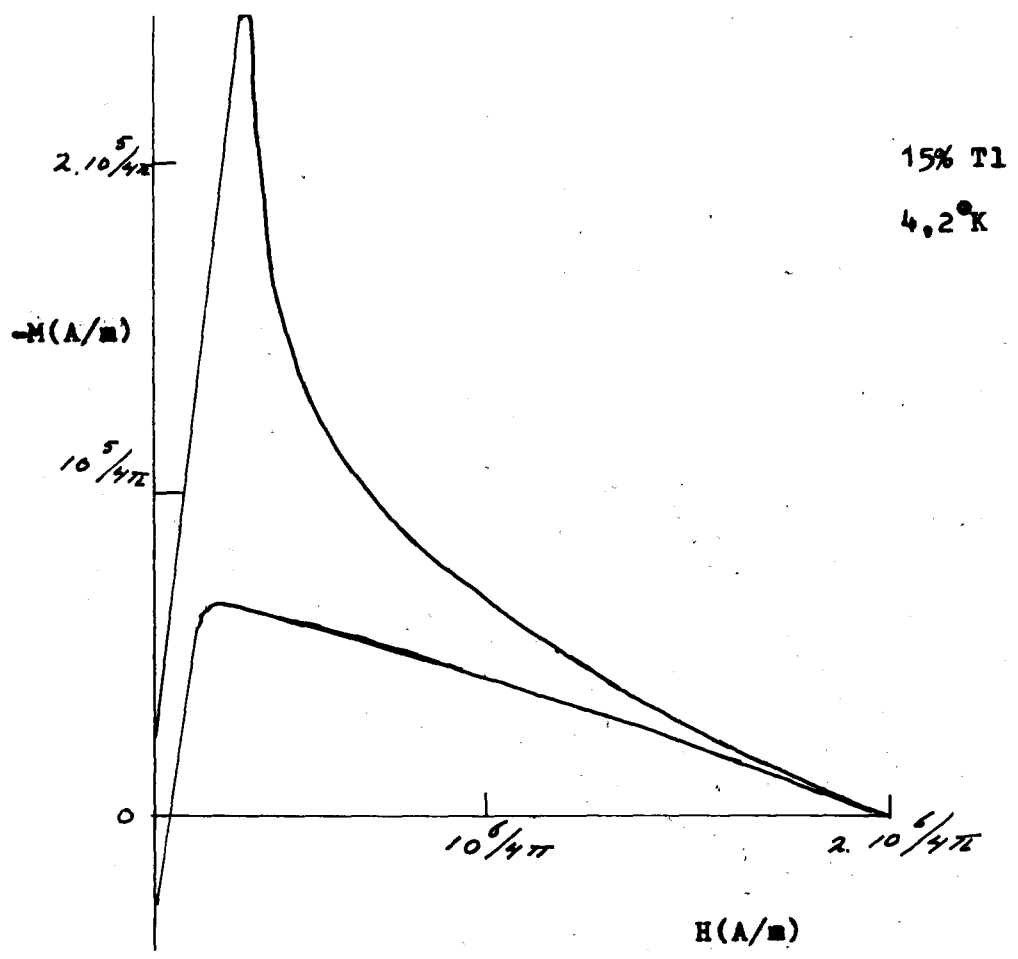


fig.12

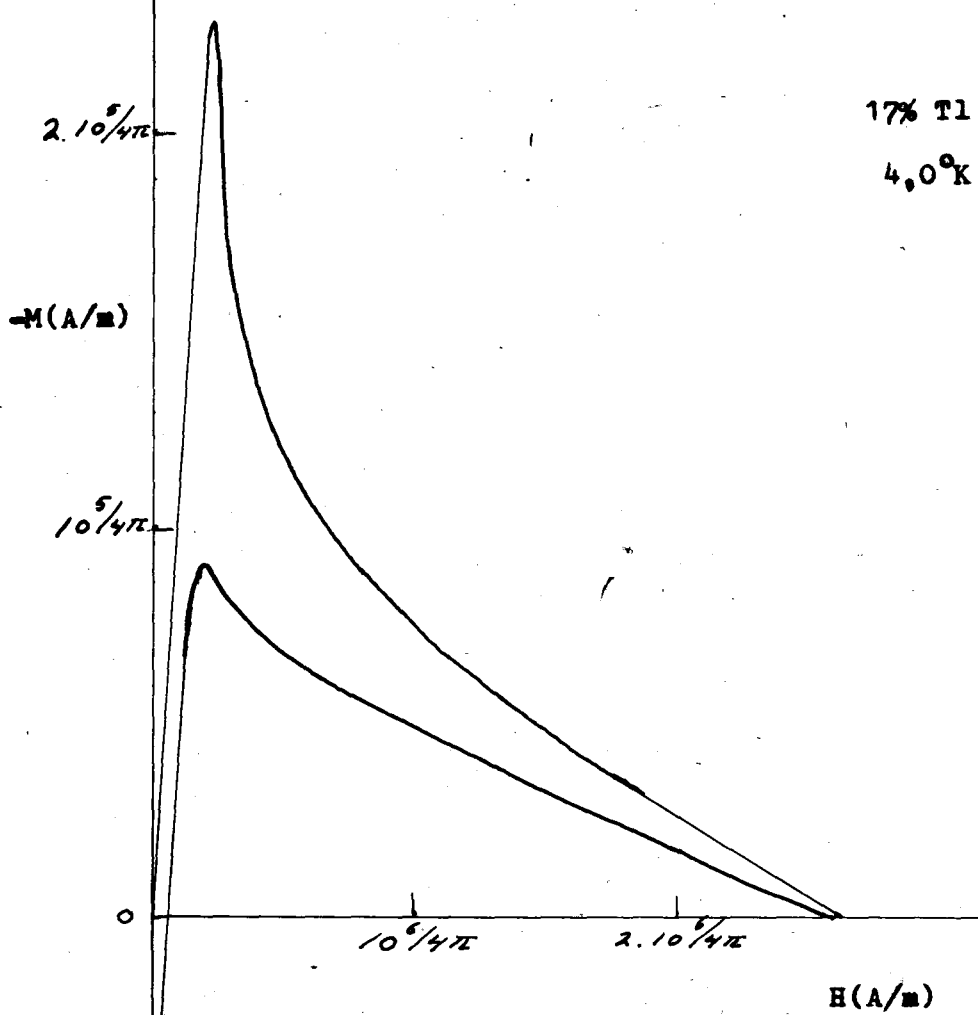


fig.13

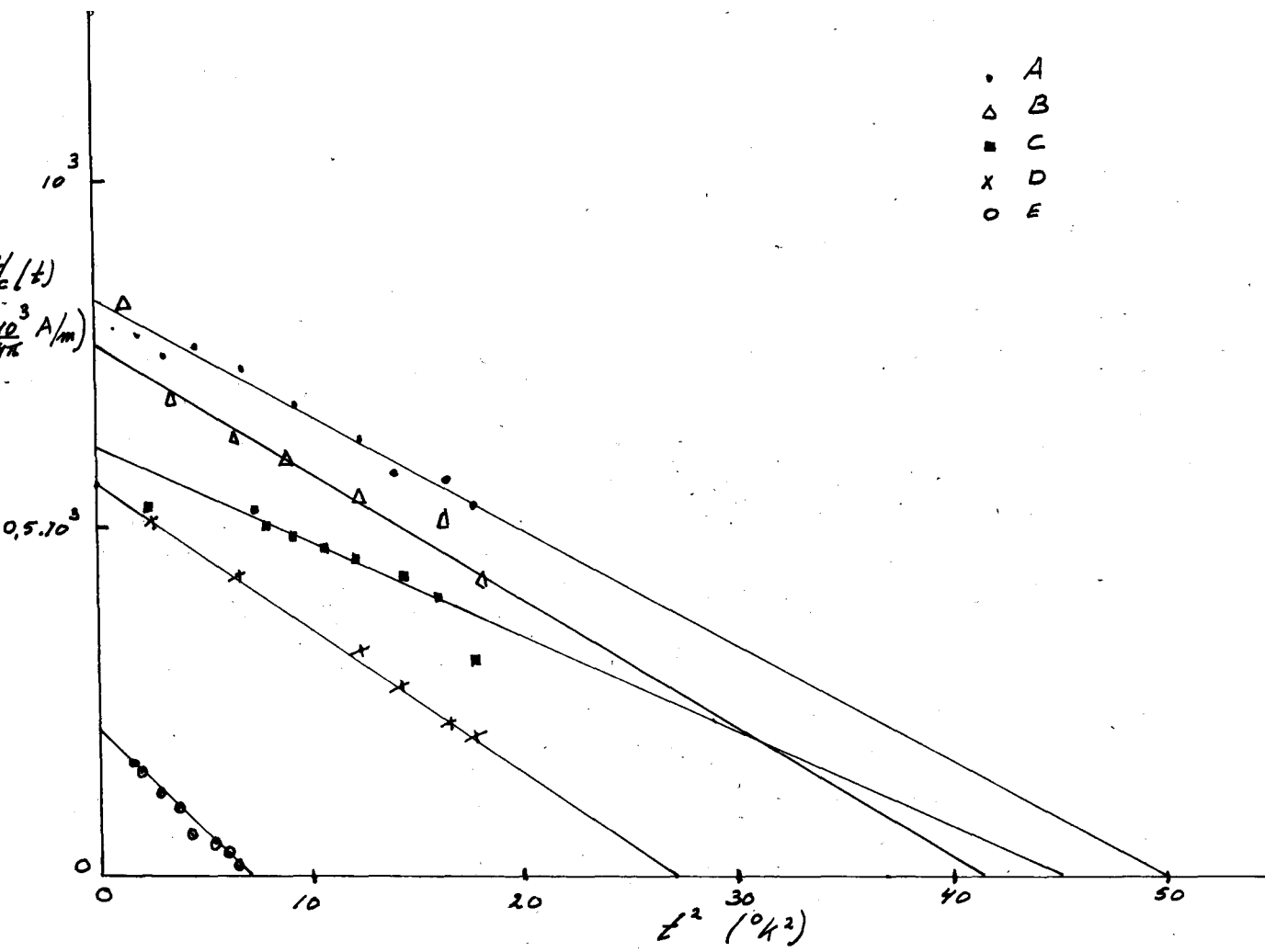


fig. 15

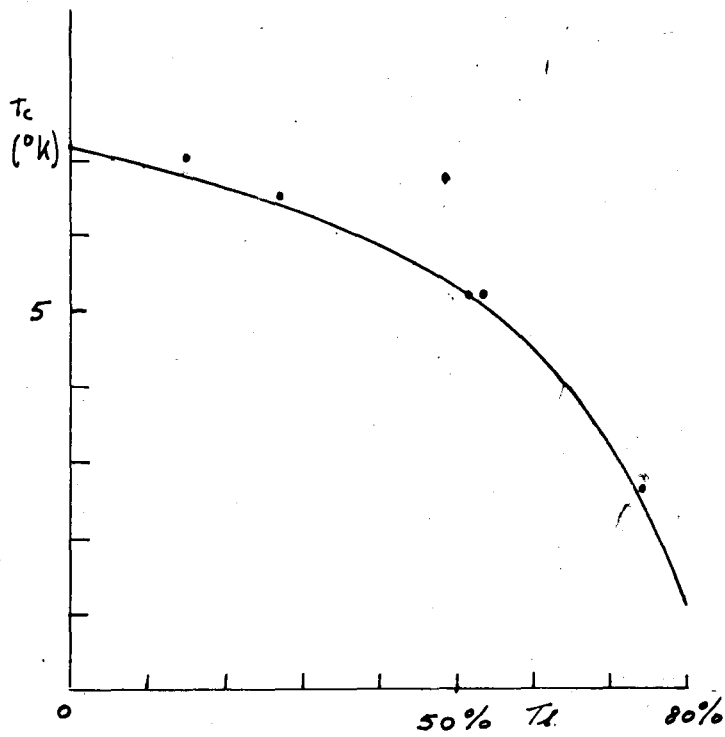


fig. 16

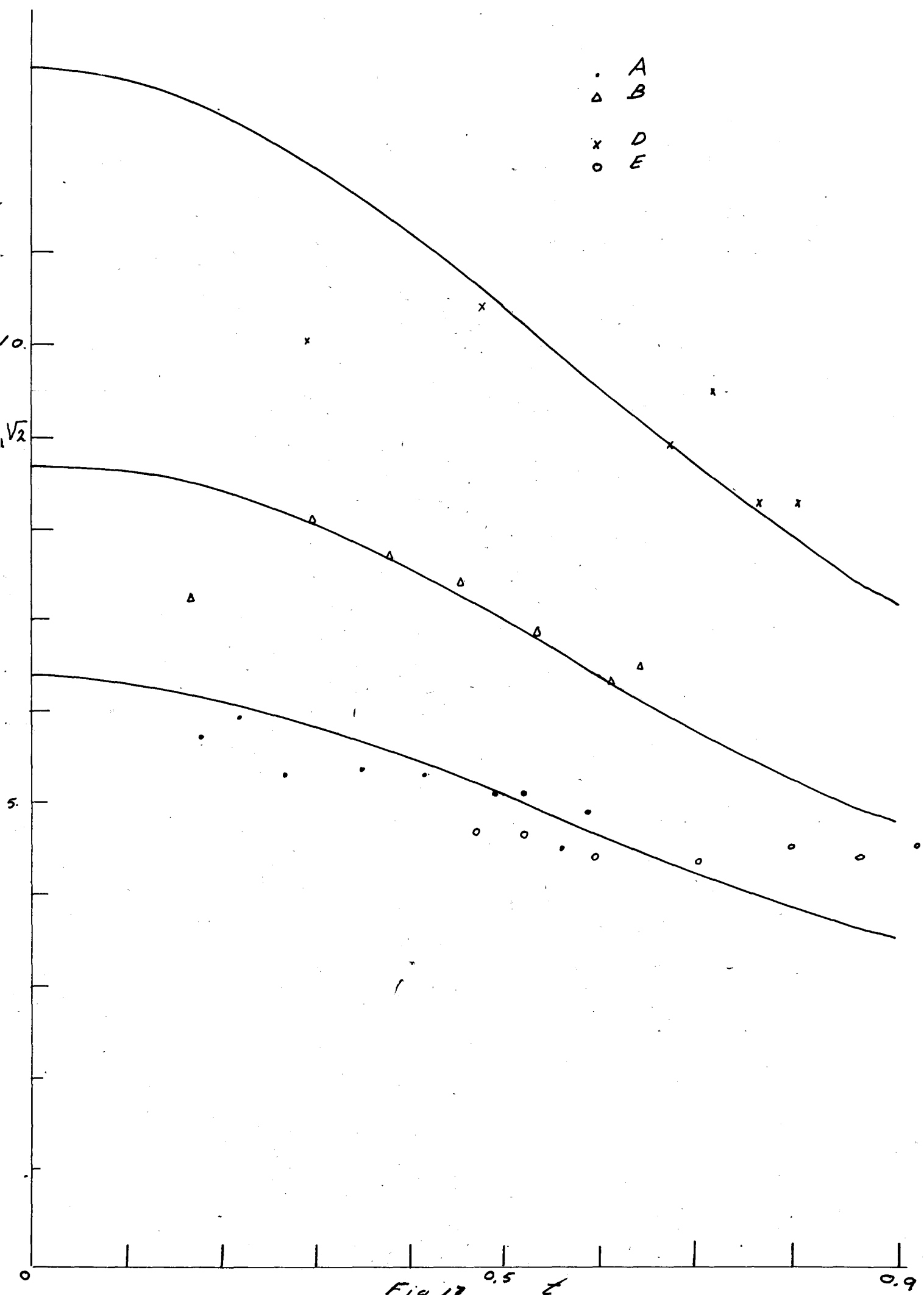


Fig. 17

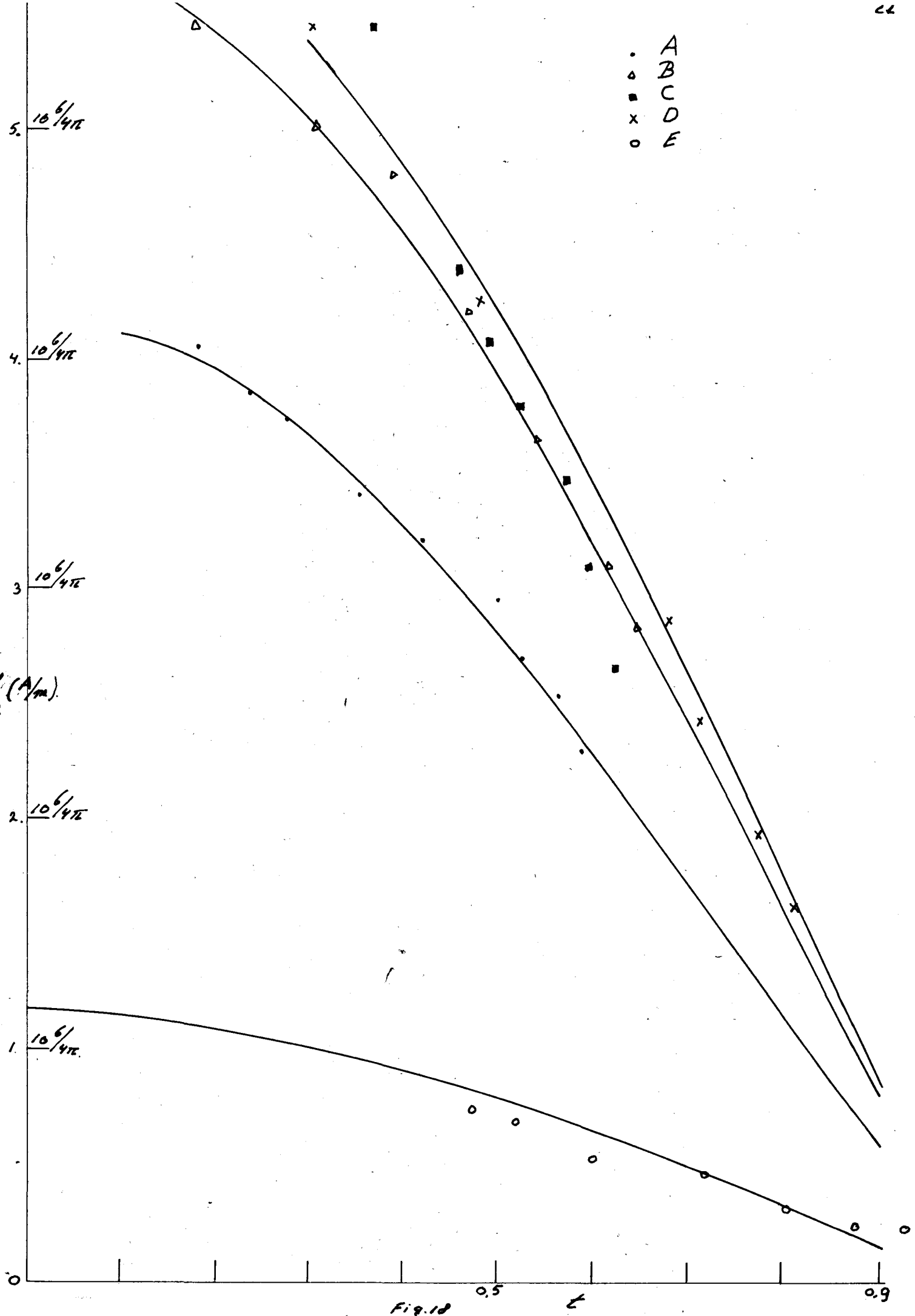


Fig. 10

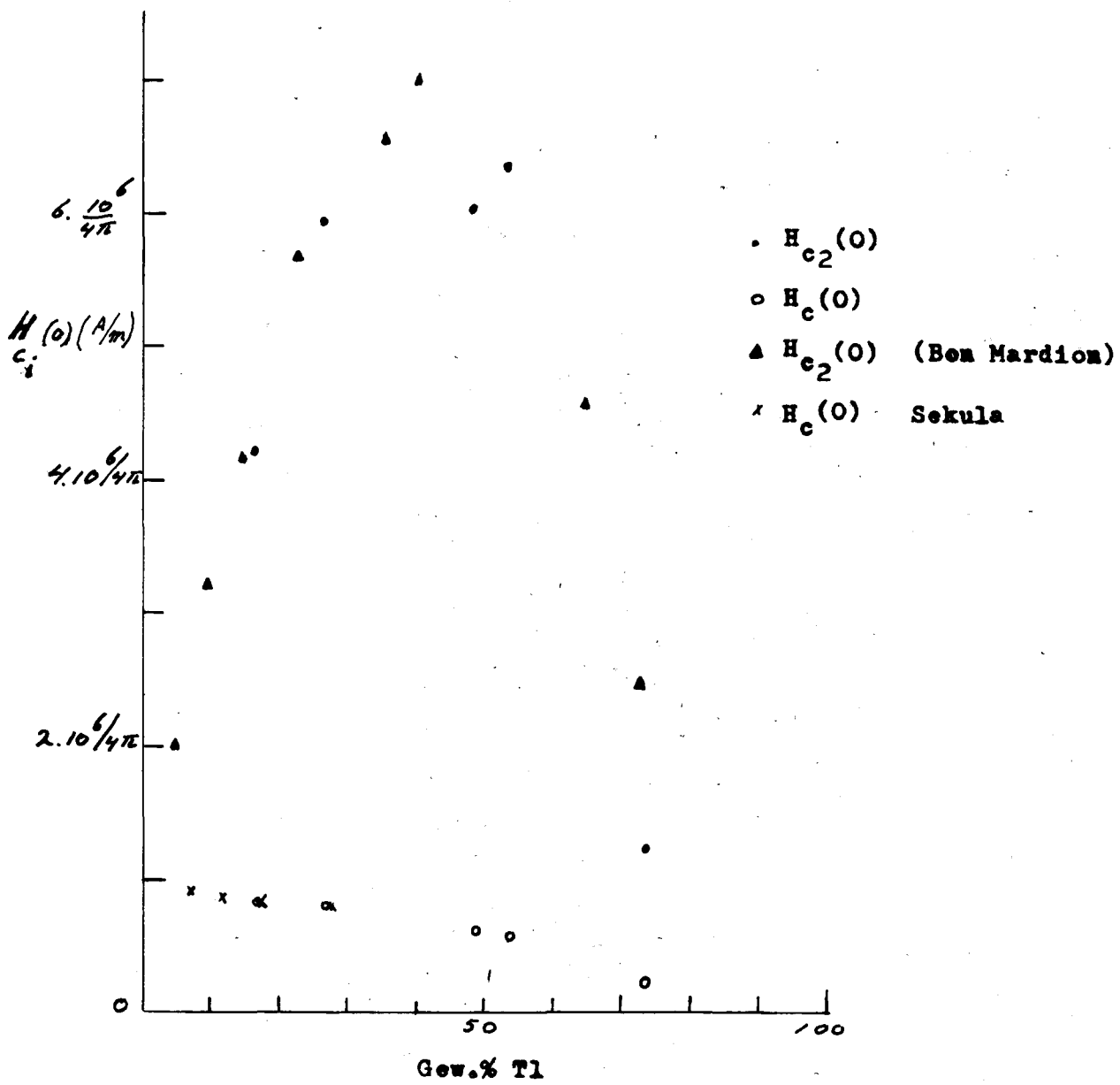


fig.19

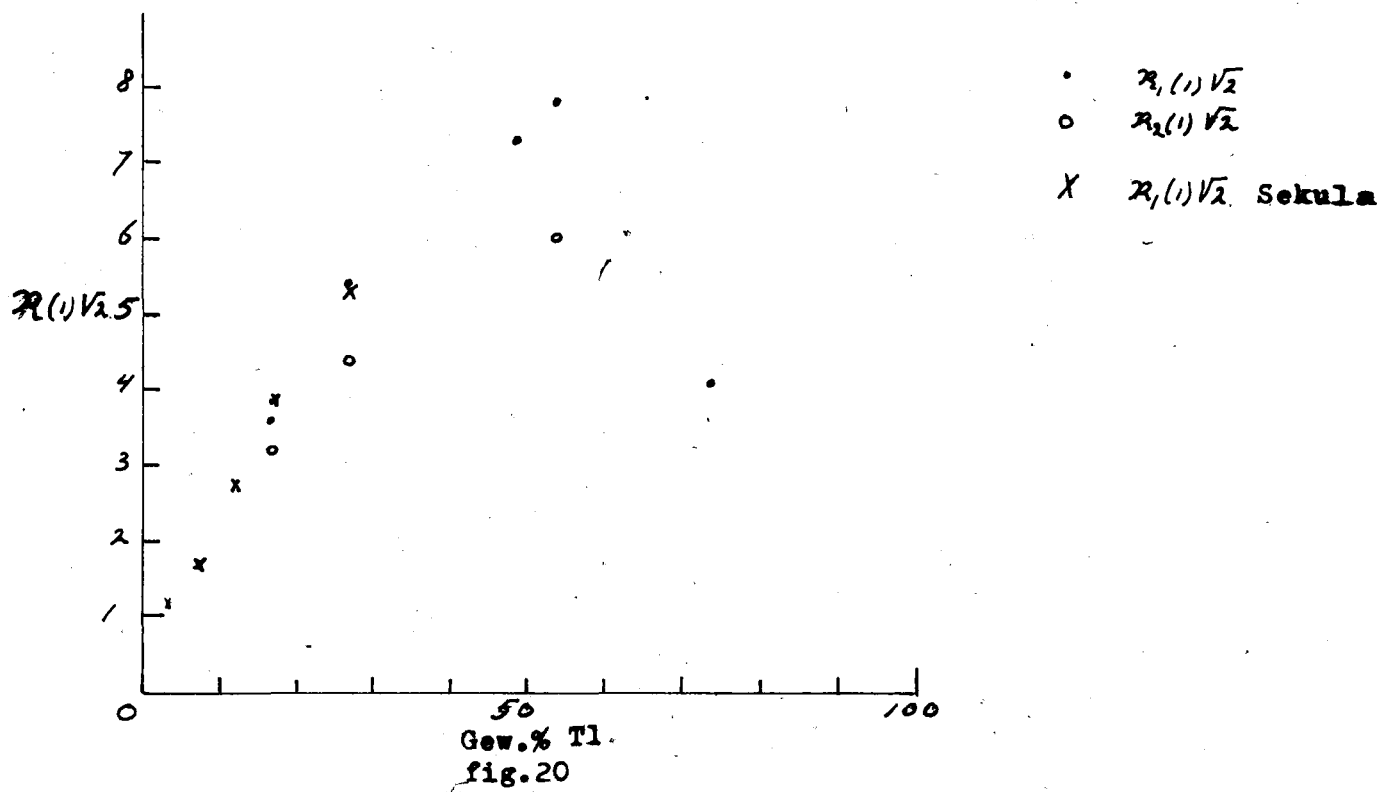


fig.20

INHOUD

- I. Theorie
 1. Inleiding
 2. Londonvergelijking
 3. Fluxquantisatie
 4. Ginsburg Landau theorie
 5. Ginsburg Landau parameter
 6. Roosterfeuten en Hysterese verschijnselen

- II. Preparaten

- III. Meetmethode
 1. Meetopstelling
 2. Het magnetisch veld
 3. Het meten van de magnetisatie krommen
 4. De integrator
 5. De temperatuur

- IV. Meetresultaten
 1. Hysterese
 2. $H_c(T)$
 3. $H_{c_2}(T)$

- V. Samenvatting

LITTERATUURLIJST

1. London, F., Superfluids (Wiley, New York, 1950)
2. Bardeen, J., Cooper, L.N., Schrieffer, J.R., Phys.Rev. 108 1175 (1957)
3. Ginzburg, V.L., Landau, L.O., J.exp.theor.Phys. 20, 1064 (1950)
4. Abrikosov, A.A., J.Phys.Chem.Solids 2, 199 (1957)
5. Harden, J.L., Arp, V., Cryogenics 4, 105 (1963)
6. Goodman, B.B., I..B.M.J.Res.Develop 6, 63 (1962)
7. Ginzburg, V.L., Soviet.Phys.J.E.T.P. 3 621 (1956)
8. Gorkeev, L.P., Zh.Eksperim.i Teor.Fiz. 37, 833 (1959)
9. Bardeen, J., Encyclopedia of Physics 15, 274, (1956) (Springer Verlag, Berlin,).
10. Maki, K., Phys.vol. 1 21, 127 (1964)
11. Bon Mardion, G., Goodman, B.B., Lacase, A., J.Phys.Chem. Solids 26 1143 (1965)
12. Sekula, S.T., Kernohan, R.H., J.Phys.Chem.Solids 27 1863, (1966)
13. Cleason, T., Phys.Rev. 147 340 (1966)
14. Madden, H.H., Bohm, H.V., The Rev.of Scientific Instruments 35, 1154, (1964).