

KERNFORSCHUNGSZENTRUM

KARLSRUHE

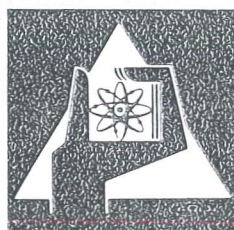
August 1976

KFK 2338

Institut für Experimentelle Kernphysik

**Abhängigkeit der kritischen Stromdichte von der
Vorgeschichte des Magnetfeldes und der Temperatur**

H. Küpfer



**GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2338

Institut für Experimentelle Kernphysik

Abhängigkeit der kritischen Stromdichte von der Vorgeschichte
des Magnetfeldes und der Temperatur⁺

Heinz Küpfer

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

⁺ von der Fakultät für Physik der Universität (TH) Karlsruhe
genehmigte Dissertation

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird über die Abhängigkeit der Volumenhaftkraft von den Möglichkeiten, den Zustand (H,T) zu erreichen, berichtet. Die lokale magnetische Induktion wurde mit einer Wechselfeldmethode an Proben mit unterschiedlichem H_c und κ sowie verschiedenen Verankerungszentren und Konzentrationen gemessen. Linienförmige Verankerung und ein gestörtes Flußliniengitter sind Eigenschaften der Proben, welche die wegabhängigen Unterschiede aufweisen. Mit dem Modell von E.J. Kramer läßt sich auf einen von der Defektstruktur des Flußliniengitters abhängigen Schubmodul als Ursache schließen. Die Unterschiede treten im unteren Feldbereich auf und sind auch bei Materialien mit $\kappa \approx 40$ und großen Volumenhaftkräften beobachtet worden.

Abstract

Dependence of the critical current density on the history of the magnetic field and the temperature

The dependence of the volume pinning force on different paths taken to arrive at a state (H,T) is investigated. The local magnetic induction is measured by means of an ac technique on samples with different H_c , κ , pinning centres and densities. Line pinning and a distorted flux line lattice are properties of those samples which show the above mentioned history dependence. Using the model of E.J. Kramer it is deduced the reason of the history effect is the dependence of the shear modulus on the defect structure of the flux line lattice. The differences occur in the lower field region and are also observed in materials with $\kappa \approx 40$ and large volume pinning forces.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	
1. Einleitung	1
2. Experimentelles	6
2.1 Meßmethode und Voraussetzungen	6
2.2 Apparative Anordnung	11
2.3 Problemstellung	15
3. Meßergebnisse und Diskussion	21
3.1 Untersuchte Proben	21
3.2 Abgrenzung der Proben mit wegabhängiger Volumenhaftkraft	23
3.3 Vergleich mit dem Modell von E.J.Kramer	33
3.4 Abschließende Bemerkungen	41
Anhang I Einfluß der Wechselfeldamplitude	43
Anhang II Berechnung der mittleren Auslenkungen	48
Literaturverzeichnis	57

1. Einleitung

Typ II Supraleiter mit wirksamer Flußverankerung, die zu einem verlustfreien Stromtransport führt, gewinnen zunehmend an Bedeutung. Diese Eigenschaft wird hervorgerufen durch lokale Änderungen der den Supraleiter charakterisierenden Parameter. Ist der Strom kleiner als der kritische, kompensiert die Wechselwirkung (WW) zwischen dem Flußliniengitter (FLG) und den Kristalldefekten die durch den Strom auf das FLG ausgeübte Lorentzkraft. Übersteigt die Lorentzkraft die Verankerungskraft, bewegt sich das FLG und der Transportstrom kann nicht mehr dissipationsfrei fließen.

Das Flußverankerungsvermögen wird bestimmt von der Konzentration der Kristalldefekte und ihren Eigenschaften, im folgenden als Mikrostruktur bezeichnet, den elastischen und plastischen Eigenschaften des FLG und der WW zwischen Mikrostruktur und FLG. Weiter ist es bei bestimmten Mikrostrukturen entscheidend von dem Weg abhängig, wie Magnetfeld und Temperatur erreicht werden. Diese Erscheinung und ihre Ursache sind Thema der vorliegenden Arbeit.

Ausgangspunkt für das Verständnis dieses komplexen Zusammenwirkens zwischen Mikrostruktur und FLG ist die Kenntnis der Kraft zwischen einem Verankerungszentrum und einer isolierten Flußlinie. Als Haftstellen sind einzelne Versetzungen, heterogene Versetzungsanordnungen, Versetzungsringe, Korngrenzen, Ausscheidungen und Poren zu nennen. Die Einzelhaftkraft f_p berechnet sich aus dem Gradienten der lokalen freien Energie des Systems Kristalldefekt - Flußlinie und wird i.a. abgeschätzt als maximale Energieänderung der Flußlinie, bewirkt von dem Haftzentrum dividiert durch die für die betrachtete WW charakteristische WW-Länge. Diese Energieänderung ist im Bereich kleiner Felder proportional zur Kondensationsenergie $H_c^2/8\pi$ und im Gültigkeitsbereich der Ginzburg-Landau-Theorie proportional zu $H_c^2/8\pi \cdot 3/2(1-b)$, wobei b das reduzierte Feld bezeichnet. Das ist bedingt durch

den Verlauf des Betragsquadrats des Ordnungsparameters zwischen den Flußlinien. Im ersten Fall wird die WW-Länge je nach Geometrie des Verankerungszentrums durch die Kohärenzlänge ξ (Kern-WW) oder durch die Eindringtiefe λ (diamagnetische WW) bestimmt. Im Ginzburg-Landau Bereich hingegen ist die WW-Länge durch a/π gegeben, wobei a der mittlere Flußlinienabstand ist. Als Proportionalitätsfaktor für die Energieänderung geht neben der Ausdehnung des Verankerungszentrums der Unterschied der supraleitenden Eigenschaften zwischen Kristallgitter und Kristalldefekt ein.

Die Summierung dieser Einzelkräfte zur Volumenhaftkraft F_p muß die WW der Flußlinien untereinander berücksichtigen. Wie das für die unterschiedlichen Defektstrukturen und in Abhängigkeit vom mittleren Flußlinienabstand zu geschehen hat, ist das grundlegende Problem der Flußverankerung, welches bis auf wenige Ausnahmen noch ungelöst ist.

Die Volumenhaftkraft ist abhängig von der lokalen magnetischen Induktion B , der Temperatur T und der Mikrostruktur, deren Ortsabhängigkeit mit x bezeichnet wird. Sie kann allgemein geschrieben werden als Produkt der Defektkonzentration N , der Zahl der Flußlinien $z(a)$, die von einem Kristalldefekt verankert werden, der Einzelkraft und einer Funktion f , die den Einfluß des FLG beschreibt, also das Summationsproblem beinhaltet:

$$F_p(B, T, x) = N z(a) f_p(B, T, x) f\left(\frac{u}{a} (f_p, N, x, C_{ij}(B, T)), N\right) \quad (1)$$

Mit u wird die von den elastischen Konstanten C_{ij} des FLG abhängige Auslenkung einer FL aus der Gleichgewichtsposition durch eine Haftstelle bezeichnet. Wenn das Haftzentrum bzgl. der Ausdehnung, in der neben der geometrischen Ausdehnung auch die WW-Länge berücksichtigt werden muß, in allen Dimensionen kleiner als a ist, spricht man von einem punktförmigen Haftzentrum. In diesem Fall ist $z = 1$, dagegen wird bei linien-, flächen- oder volumenförmigen Verankerungszentren die Zahl der vom Verankerungszentrum erfaßten

Flußlinien z i.a. größer als 1 und eine Funktion des Flußlinienabstandes sein. Ist die Konzentration so klein, daß sich die Wechselwirkungen benachbarter Zentren mit dem FLG noch nicht gegenseitig beeinflussen, spricht man von einem verdünnten System, f ist dann unabhängig von der Konzentration. Ein verdünntes System läßt sich also bildlich dadurch beschreiben, daß die Auslenkung durch ein Verankerungszentrum beim nächsten bereits zu vernachlässigen ist. Bei statistischer Verteilung punktförmiger Haftzentren in einem solchen System kann man unter dem Ausdruck $\frac{u}{a}$ einen Faktor verstehen, der angibt, wie groß der relative Anteil der Verankerungszentren ist, die sich bei einer Summierung nicht in ihrer Wirkung auf das FLG eliminieren. Für ein FLG, welches gegenüber der WW Flußlinie - Haftzentrum starr ist, kompensieren sich alle Einzelhaftkräfte; u und damit F_p verschwinden. Der andere einfache Fall ist der, in dem die elastischen Eigenschaften des FLG zu vernachlässigen sind; jedes Verankerungszentrum trägt zur Volumenhaftkraft bei, man spricht von direkter Summation:

$$F_p = N z(a) f_p \quad (2)$$

Den weit häufigeren Tatbestand, daß die Elastizität des FLG eine wichtige Rolle spielt, hat Labusch ¹⁾ theoretisch untersucht. Für ein verdünntes System statistisch verteilter punktförmiger Haftzentren erhält er für die Volumenhaftkraft:

$$F_p = \frac{1}{8\sqrt{\pi}} N f_p^2 \left(\frac{B}{\phi_0}\right)^{3/2} \left(\frac{1}{\sqrt{C_{66} C_{44}}} + \frac{1}{\sqrt{C_{11} C_{44}}}\right) \quad (3)$$

Insbesondere ist hier vorausgesetzt, daß die WW zwischen den Flußlinien stärker ist als die zwischen Flußlinie und Verankerungszentrum (Gitternäherung), d.h., daß die am FLG angreifende Lorentzkraft oberhalb eines kritischen Wertes die Flußlinie vom Verankerungszentrum löst.

Von Kramer ²⁾ ist gezeigt worden, daß punktförmige Haftstellen linienförmige Verankerung hervorrufen können, wenn der mittlere

Abstand der Haftzentren kleiner als eine kritische Länge l^* ist. Diese linienhafte Verankerung vermag die Flußlinie weiter als eine punktförmige auszulenken, weil der wirksame Elastizitätsmodul viel kleiner als bei punktförmiger Auslenkung ist. Auf dieser Basis hat Kramer ²⁾ ein Modell für linienhafte Verankerung entwickelt. Danach können sich die Flußlinien beim Erhöhen der Lorentzkraft nur im unteren Feldbereich von den Haftstellen lösen. Zugleich finden sie aber, bedingt durch die größere Auslenkung, immer festere Positionen bzgl. der Verankerung, von denen sie nun nicht mehr losbrechen, so daß die Volumenhaftkraft wächst. Dieser Prozess erfolgt solange, bis alle Verankerungszentren optimal besetzt sind. Eine weitere Erhöhung der Lorentzkraft bewirkt nun, daß Bereiche des FLG gegenüber den an den Haftzentren fixierten Flußlinien plastisch scheren. Die maximale Kraft, die auf das FLG ausgeübt werden darf, ohne daß es sich bewegt, ist nun nicht mehr wie im unteren Feldbereich durch die Haftkraft, sondern durch den Widerstand des FLG gegenüber Scherkräften gegeben, welcher proportional mit dem Schubmodul abnimmt. Im übrigen kann der bei einigen Proben auftretende steile Anstieg der kritischen Stromdichte kurz unterhalb H_{c2} - auch als Peakeffekt bezeichnet - mit diesem Modell von Kramer für die Proben, die die Voraussetzungen des Modells erfüllen, erklärt werden.

Ist die Volumenhaftkraft berechnet, so kann man sie über das Modell des kritischen Zustands ^{3,4)} mit der kritischen Stromdichte verknüpfen. *)

Im Rahmen dieses Themenkreises gibt es neben dem eigentlichen Summationsproblem eine Reihe weiterer noch ungeklärter Fragen:

Wie sind Defektstrukturen zu behandeln, die keine punktförmige Geometrie aufweisen?

Welchen Einfluß üben Defekte des FLG selbst auf die Volumenhaftkraft aus?

*) Diese für das Verständnis der Arbeit wichtigen Vorstellungen vom Verankerungsverhalten werden in den zusammenfassenden Arbeiten von Campbell und Evetts ⁵⁾ und von Ullmaier ⁶⁾ ausführlich behandelt.

Wie wird das Verankerungsverhalten des FLG von realen Oberflächen, insbesondere bei Materialien mit kleinem Ginzburg-Landau Parameter κ beeinflusst?

Welche Ursachen hat der Peakeffekt, soweit er nicht im Rahmen des Modells von Kramer erklärt werden kann?

Wie ist die Abhängigkeit der kritischen Stromdichte von der Vorgeschichte bzgl. des Magnetfeldes und der Temperatur zu verstehen?

Mit dem zuletzt aufgeführten Problem beschäftigt sich diese Arbeit. Die lokale kritische Stromdichte wurde mit einer Wechselfeldmethode an 17 Proben mit unterschiedlichen Mikrostrukturen in Abhängigkeit von drei spezifischen Möglichkeiten das Magnetfeld und die Temperatur einzustellen, gemessen. Eine Erklärung für die bei bestimmten Proben auftretenden Differenzen in j_c ergibt sich aus der Struktur des FLG, sie steht in unmittelbarer Verbindung mit dem Summationsproblem und mit der Frage nach dem Einfluß der Defektstruktur im FLG.

2. Experimentelles

2.1 Meßmethode und Voraussetzungen

Die von Rollins et al. ⁷⁾ entwickelte Wechselfeldmethode erlaubt die Bestimmung der magnetischen Induktion B als Funktion des Abstandes von der Probenoberfläche bis zur maximalen Eindringtiefe des Wechselfeldes. Dem stationären Magnetfeld H_{DC} wird ein kleines periodisches Wechselfeld $h(t)$ überlagert. Die Richtungen beider Felder sind parallel und ebenfalls parallel zur Achse der im allgemeinen zylinderförmigen Probe ^{*)}, deren Länge, um Endeffekte zu vermeiden, wesentlich größer als der Durchmesser sein sollte. Mit einer direkt auf der Probe sitzenden pick-up Spule wird die, von der zeitlichen Änderung des Flusses $\Phi(t)$ in der Probe induzierte Spannung $U_{SL}(t)$ gemessen. Wie aus dem zeitlichen Verlauf einer halben Periode dieses Signals das Flußprofil rekonstruiert werden kann, ist im folgenden kurz erläutert.

Wir betrachten eine Probe mit Radius R , Zylinderachse und Magnetfelder liegen in der z -Richtung. In Abb. 1 zeigt die ausgezogene Linie den radialen Verlauf

der magnetischen Induktion zum Zeitpunkt t , wenn $\dot{h}(t)$ negativ ist. Die gestrichelten Linien geben die Flußprofile für $t = 0$ bzw. $t = T/2$ an. Die magnetische Induktion am Ort $r^*(t)$, den das eindringende Wechselfeld zur Zeit t gerade erreicht hat, ist mit $B(r^*(t))$ bezeichnet. Die Felder, der im Bereich von λ fließenden Oberflächenströme sind aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht gezeichnet, auf sie wird aber noch eingegangen.

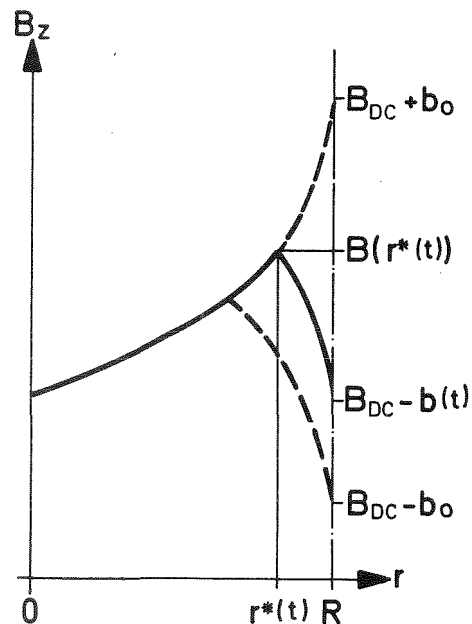


Abb. 1

^{*)} Proben mit rechteckigem Querschnitt eignen sich ebenfalls für diese Meßmethode.

Für eine Spule der Länge l ergibt sich für $U_{SL}(t)$, bedingt durch die Mittelung längs des von der Spule eingeschlossenen Volumens:

$$U_{SL}(t) \sim \int_0^l \frac{d\phi(t,z)}{dt} dz \quad (4)$$

Unter der Voraussetzung, daß axiale Inhomogenitäten des Kristalls und seiner Mikrostruktur zu vernachlässigen sind, daß die Spule weit genug vom Probenende entfernt ist, daß die Probe zylinderförmig ist und daß die Felder parallel zur Oberfläche gerichtet sind, besitzt die magnetische Induktion nur eine z -Komponente ^{*}):

$$B_z = B(j_c(r, \phi, t)) \quad (5)$$

Für die induzierte Spannung ergibt sich mit (5):

$$U_{SL}(t) = k \frac{d}{dt} \iint B df = k \frac{d}{dt} \left[\int_0^{2\pi} \int_0^{r^*(t, \phi)} B df + \int_0^{2\pi} \int_{r^*(t, \phi)}^R B df \right] \quad (6)$$

Die Konstante k berücksichtigt Spulengeometrie und Verstärkungsfaktoren. Setzt man axiale Symmetrie der Mikrostruktur und des Kristalls voraus, dann kann die Induktion geschrieben werden:

$$B(j_c(r, t)) = B(R, t) + b(j_c(B(R, t), r, t)) \quad (7)$$

$$B(R, t) = B_{DC} - b(t) \quad (8)$$

wobei $B(R, t)$ den Nullpunkt für b darstellt. Diese Separation der Induktion in einen Anteil der nicht mehr von der Ortskoordinate r abhängig ist und einen ortsabhängigen Anteil, erlaubt die Integration des ersteren:

$$U_{SL}(t) = \pi k \frac{db(t)}{dt} (R^2 - r^{*2}(t)) + 2\pi k \int_{r^*(t)}^R r dr \frac{db(j_c(B(R, t), r, t))}{dt} \quad (9)$$

^{*})Die von den Kristalldefekten bewirkten radialen Auslenkungen der Flußlinien sind in diesem Zusammenhang zu vernachlässigen.

Unter der Voraussetzung, daß die kritische Stromdichte bzgl. ihrer Abhängigkeit vom Magnetfeld sich innerhalb der Amplitude des Wechselfeldes nicht ändert, d.h., daß

$$\frac{db(j_c(B(R,t),r,t))}{dt} = \frac{\partial b}{\partial j_c} \frac{dj_c}{dt} \approx 0 \quad (10)$$

entfällt der zweite Term in Gl. (9). Diese Bedingung beinhaltet weniger präzise formuliert die Forderung, daß die Amplitude des Wechselfeldes klein sein soll gegenüber dem stationären Feld:

$$h_0 \ll H_{DC} \quad (11)$$

Für das Wechselfeld erhält man als Randbedingung:

$$b(t) = \left(\frac{dB}{dH}\right)_{\text{rev}} h(t) \quad (12)$$

wobei $\left(\frac{dB}{dH}\right)_{\text{rev}}$ die Steigung der reversiblen Magnetisierungskurve beschreibt. Mit der Voraussetzung, daß die Randbedingung innerhalb des Wechselfeldes als stationär angenommen werden darf, was bei Feldern nicht zu nahe an H_{c1} durch (11) bereits erfüllt ist, ergibt sich aus Gl. (9):

$$U_{SL}(t) = \pi k \frac{dh}{dt} \left(\frac{dB}{dH}\right)_{\text{rev}} (H_{DC}) (R^2 - r^{*2}(t)) \quad (13)$$

Die Konstante k läßt sich durch Messung der induzierten Spannung im normalleitenden Zustand $U_{NL}(t)$ eliminieren *):

$$U_{SL}(t) = U_{NL}(t) \left(\frac{dB}{dH}\right)_{\text{rev}} (H_{DC}) \left(1 - \frac{r^{*2}(t)}{R^2}\right) \quad (14)$$

Aus den induzierten Spannungen im normalleitenden und supraleitenden Zustand kann somit $r^*(t)$ berechnet werden. Für die Rekonstruktion des Flußprofils ist noch die Kenntnis von $B(r^*(t))$ erforderlich. Dieses Feld kann durch die beiden folgenden

*) Dabei muß die Frequenz so klein sein, daß der Skineffekt vernachlässigt werden darf.

Beziehungen angegeben werden:

$$B(r^*(t)) = B_{DC} + b_0 - \frac{4\pi}{c} \int_R^{r^*(t)} j_c(B(r, t=0)) dr \quad (15)$$

$$B(r^*(t)) = B_{DC} - b(t) + \frac{4\pi}{c} \int_{r^*(t)}^R j_c(B(r, t)) dr \quad (16)$$

Mit Bedingung (10) erhält man:

$$|j_c(B(r, t=0))| = |j_c(B(r, t))| \quad (17)$$

für alle Orte r und damit aus Gl. (15) und (16):

$$B(r^*(t)) = B_{DC} + \frac{b_0 - b(t)}{2} \quad (18)$$

Eine Auftragung von $B(r^*(t))$ über $r^*(t)$ mit t als Parameter ergibt das Flußprofil.

Die grundlegende Voraussetzung - Konstanz der kritischen Stromdichte innerhalb der Amplitude - muß bei allen Wechselfeldmeßanordnungen erfüllt sein. Der entscheidende Vorteil dieser Methode gegenüber Verfahren, die die Induktionsspannung integrieren, liegt darin, daß diese Voraussetzung und die Stationärität der Randbedingung experimentell nachgeprüft werden können. Wird die Bedingung (10) erfüllt, dann ist der zeitliche Verlauf der Induktionsspannung dem Betrag nach für $\dot{h}(t) < 0$ und $\dot{h}(t) > 0$ derselbe, d.h. eine Analyse der beiden Halbperioden ergibt keinen Unterschied in den Flußprofilen. Bei integrierender Meßmethode ist diese Kontrolle nicht vorhanden, da die Integrale über $U_{SL}(t)$ für beide Halbperioden wegen der Flußerhaltung immer gleich sind. Ein Unterschied im zeitlichen Verlauf der Induktionsspannung zwischen beiden Halbperioden tritt auch auf, wenn die Randbedingung nicht mehr stationär ist.

Ob die s aus der gemessenen lokalen Induktion berechnete Stromdichte gleich der kritischen Stromdichte ist, setzt, wie bei allen indirekten Meßmethoden, das Modell des kritischen Zustands und die Bedingungen dafür voraus. Das betrifft insbesondere zwei Voraussetzungen, die an die Frequenz und an die Amplitude gestellt werden. Damit das Flußprofil über die gesamte Eindringtiefe der zeitlichen Änderung des Wechselfeldes an der Oberfläche folgen kann, muß die Frequenz klein gegenüber der Zeit sein, die die Flußlinien brauchen, um neue Gleichgewichtspositionen zu finden. Diese Forderung der Quasistationarität ist dann erfüllt, wenn die Flußprofile sich nicht mit der Frequenz ändern. Experimentell haben wir solche Frequenzabhängigkeiten oberhalb von 30 Hz festgestellt; alle in dieser Arbeit aufgeführten Messungen sind bei 11 Hz gemacht worden. Die zweite, von Campbell ⁸⁾ erwähnte Forderung betrifft die Amplitude des Wechselfeldes. Diese muß, damit sich der kritische Zustand einstellen kann, mindestens so groß sein, daß die Flußlinien einen Weg von mehreren mittleren Flußlinienabständen zurücklegen. Für den Quotienten zurückgelegter Weg s der Flußlinien geteilt durch ihren mittleren Abstand kann man für die Oberfläche näherungsweise schreiben:

$$\frac{s}{a} \approx \frac{b_o^2}{\frac{8\pi}{c} j_c \sqrt{B_{DC} \Phi_o}} \quad (19)$$

Typische Größen der untersuchten Materialien für b_o , B_{DC} und j_c ergeben Werte zwischen 2 und 50 für diesen Ausdruck. Bei der maximalen Eindringtiefe des Wechselfeldes geht der Quotient selbstverständlich gegen 0, d.h., dort ist die Bedingung verletzt. Dies ist wahrscheinlich mit die Ursache für die bei einigen Flußprofilen beobachtete Abnahme der kritischen Stromdichte unmittelbar bei der maximalen Eindringtiefe.

Die angegebene Meßmethode eignet sich besonders für Untersuchungen des Flußverankerungsverhaltens an Oberflächen. Deshalb ist die Frage

zu beantworten, welche Vorgänge, die zu einem Gradienten in der Induktion führen, mit dem Verfahren erfaßt werden. Dazu gehören alle Mechanismen, die eine vom Wechselfeld abhängige zeitliche Änderung des Flusses bewirken, wie die Flußverankerung an Rauigkeiten der Oberfläche und an Defekten in der Oberflächenschicht, die Flußabschirmung durch eine irreversible Oberflächenbarriere, nicht dagegen die reversiblen Oberflächenströme. Ob es sich um Verankerung oder Abschirmung aufgrund der Barriere handelt, ist nur dann zu entscheiden, wenn die Ausdehnung der verankernden Oberflächenschicht größer ist als das örtliche Auflösungsvermögen von minimal $0,2 \mu\text{m}$. Der örtliche Verlauf von irreversiblen Oberflächenströmen, die zu einer Barriere führen, kann nicht beobachtet werden, da die Eindringtiefe λ i. a. kleiner als das Auflösungsvermögen ist. Häufig weist die Oberflächenschicht einen großen Gradienten in der örtlichen Stromdichte auf, der es dann nicht mehr erlaubt, zwischen Abschirmung und Verankerung zu unterscheiden. Beispiele von Flußprofilen an Proben mit und ohne ausgeprägter Oberflächenverankerung sind in Abschnitt 2.3 zu finden.

2.2 Apparative Anordnung

Abbildung 2 zeigt schematisch den experimentellen Aufbau. Die Probe befindet sich im Zentrum des supraleitenden Magneten *) und der Wechselfeldspule. Probenhalterung und thermischer Anker für die Zuleitungen sind, um eine hohe Wärmeleitfähigkeit zu erreichen, aus Elektrolytkupfer. Die Zuführungen für die Messung und Regelung der Temperatur, die Pick-up Spule und die Heizung sind vakuumdicht durch ein V2A Röhrchen aus dem Heliumbad in den Innenraum geführt. Dort sind sie durch schlecht wärmeleitende Manganindrähte von der Badtemperatur thermisch entkoppelt, mehrmals um den Kupferzylinder des thermischen Ankers gewickelt und mit einem Tieftemperaturkleber befestigt. Erst danach gehen die Drähte zu den Meßstellen. Diese Anordnung verhindert, daß die Temperaturkonstanz durch die Wärmeleitung der Zuführungen beeinträchtigt wird. Probe, thermischer Anker und die innere Messinghaube sollen sich auf der Meßtemperatur befinden. Das wird durch Heliumaustauschgas im Innenraum erreicht, unterstützt durch Bronzefedern,

*) Thor 60 kG, Fa. Cryogenics, Berinsfield, England

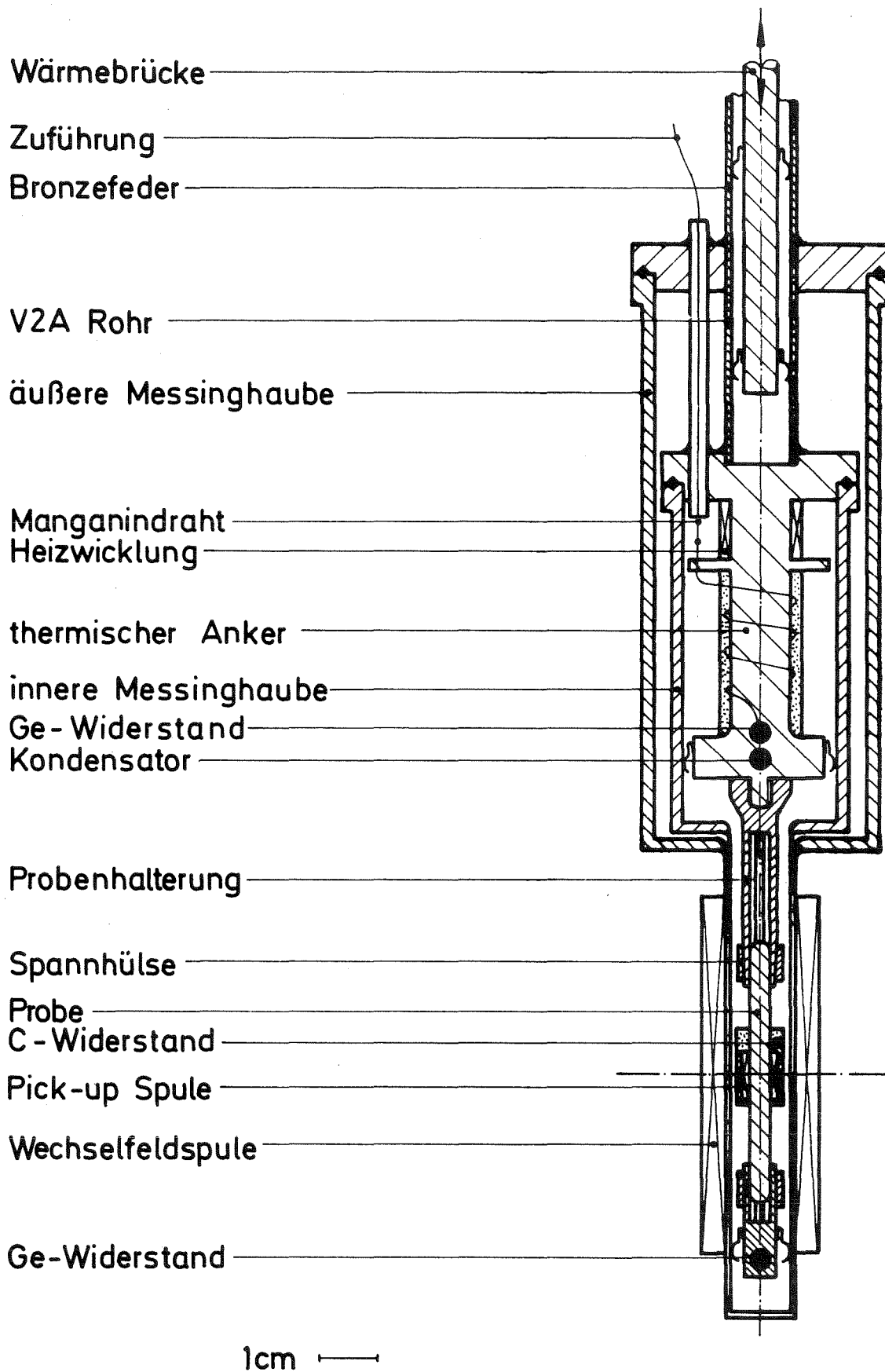


Abb. 2: Experimenteller Aufbau

die zugleich zentrische Führung der Probe gewährleisten. Die Absolutmessung der Temperatur geschieht mit einem geeichten Germaniumwiderstand *). Die Temperaturregelung benutzt einen Kohlewiderstand als Sensor, der in einem Zweig einer Wechselstrommeßbrücke liegt. Der Regelkreis besteht aus einem Generator, einem phasenempfindlichen Verstärker als Nullinstrument, einem 100 K Ω Potentiometer mit 6 Dekaden als Sollwertgeber, einem PID Regler und dem Heizer. Mit einer Heizleistung von etwa 50 mW können Temperaturen bis 20 K erreicht werden. Bei Meßtemperaturen unter 5 K wird durch eine verschiebbare Wärmebrücke der Wärmewiderstand zwischen Bad und Innenteil so verkleinert, daß bis etwa 1,5 K gemessen werden kann. Der Kohlewiderstand ist zusammen mit der selbsttragenden Pick-up Spule **) direkt auf der Probe befestigt. Die Leistung im Kohlewiderstand ist mit 10^{-8} W so gering, daß sie die Proben-temperatur nicht beeinflußt. Die Temperaturkonstanz dieser Regelung beträgt etwa 10^{-3} K. Die Widerstandsänderung des Kohlethermometers durch das Magnetfeld wird mittels eines Kondensators ***) , dessen Kapazität von der Temperatur aber nicht vom Magnetfeld abhängt, manuell ausgeglichen. Der zweite Germaniumwiderstand am anderen Probenende erlaubt eine Abschätzung des Temperaturgradienten in axialer Richtung. Diese Anordnung wurde nur zur Kontrolle bei großen Hysteresisverlusten in der Probe benutzt. Die thermische Abkoppelung des Innenteils vom Heliumbad geschieht durch den Wärmewiderstand des V2A-Rohres und der Wärmebrücke sowie des evakuierten Raumes zwischen den beiden Messinghauben.

Auf die äußere Messinghaube ist eine Spule aus Kupferdraht gewickelt mit der das Wechselfeld erzeugt wird. Dem Sinusgenerator, siehe Blockschaltbild in Abb. 3, folgt ein Leistungsverstärker und ein Stromteiler, der unabhängig vom Spulenstrom den Ausgang des Verstärkers immer mit 50 W belastet, um ein optimales Signal zu Rausch-Verhältnis zu bekommen. Die Bestimmung des Magnetfeldes geschieht durch Messung einer dem Feld proportionalen Spannung über einem Normalwiderstand im Spulenkreis.

*) Cryocal 1,5 - 75 CR 2500 H, Fa. Cryocal, Florida Beach, USA

**) Kupferdraht 30 μ m \emptyset , etwa 2000 Windungen, mit Deltabond der Fa. Wake Field Engineering, Mass. USA verklebt.

***) CS-400 GR, Fa. Lake Shore Cryotronics, Eden New York, USA

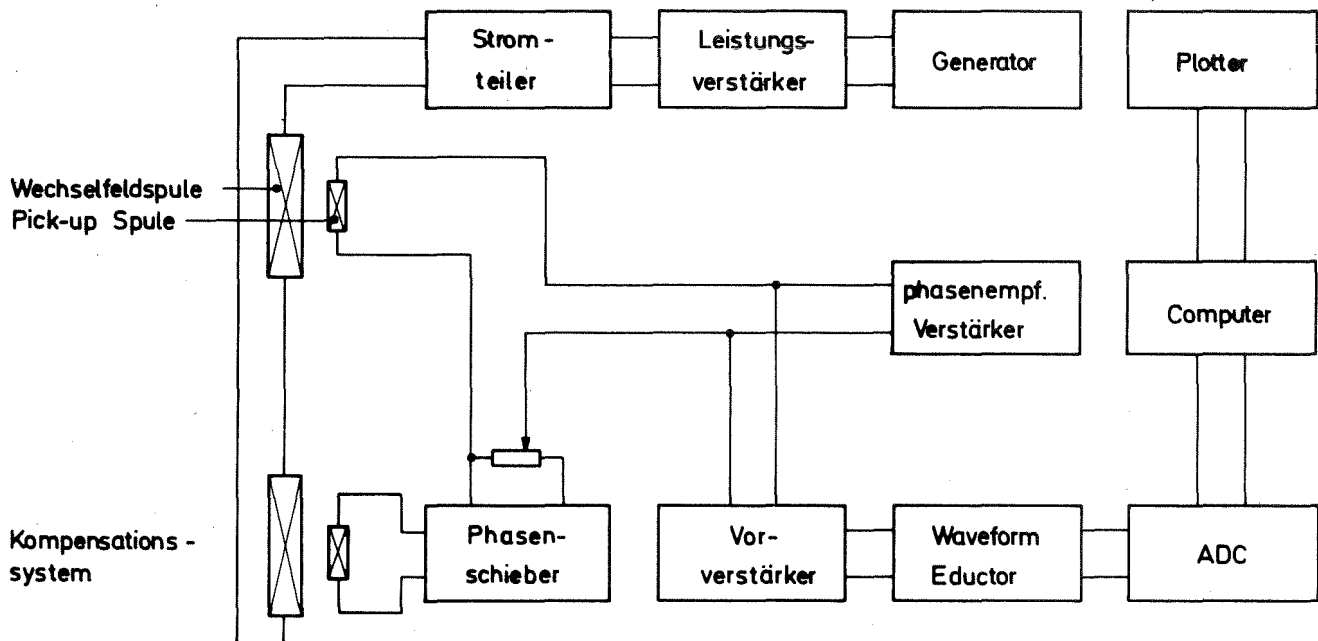


Abb. 3: Blockschaltbild

Die in der Pick-up Spule induzierte Spannung resultiert aus der zeitlichen Änderung des Flusses in der Probe und in dem Raum zwischen Probenoberfläche und mittlerem Spulenradius. Dieser zweite Anteil muß für die weitere Analyse eliminiert werden, wozu die Feldverdrängung im Meißnerzustand genutzt wird. Ein phasen- und amplitudengleiches Signal wird mit einem Kompensationssystem hergestellt, welches aus einer Wechselfeldspule, einer Pick-up Spule, einer Schaltung zur Phasenverschiebung und einem Spannungsteiler zur Veränderung der Amplitude besteht. Wenn sich die Probe im Meißnerzustand befindet und keinen eingefangenen Fluß enthält, wird das Kompensationssignal so eingestellt, daß seine Subtraktion vom Probensignal Null ergibt. Die Einstellung des Kompensationssignals wird mit einem phasenempfindlichen Verstärker vorgenommen. Der Fehler bei der Kompensation beträgt etwa 10^{-5} vom resultierenden Probensignal.

Das Probensignal wird über einen Vorverstärker zu einem Waveform-educator *) geführt, der das periodische Signal vom Rauschen trennt

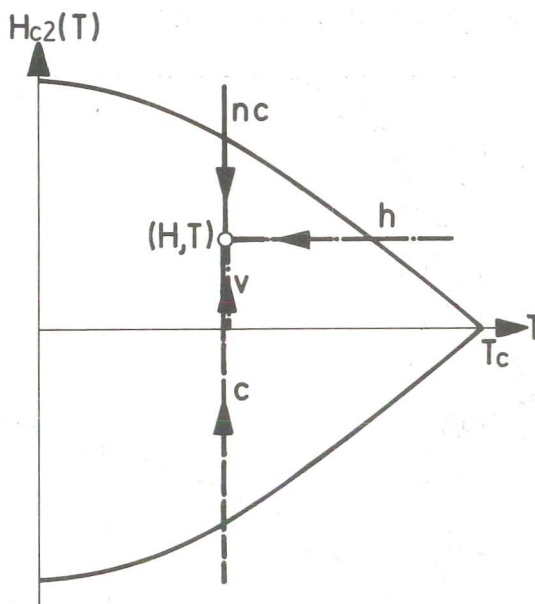
*) PAR TDH9 Fa. Princeton Applied Research, Princeton New Jersey, USA

und verstärkt. Über einen Analog-Digitalwandler wird der zeitliche Verlauf der Induktionsspannung einem Tischcomputer zugeleitet, der die Auswertung wie im Abschnitt 2.1 angedeutet vornimmt und das Flußprofil anschließend zeichnet.

Eine ausführliche Beschreibung des apparativen Aufbaus und der Auswertung ist in Ref. ⁹⁾ zu finden. Mit derselben Meßanordnung sind an den Proben die Sprungtemperaturen, die kritischen Felder H_{c1} und H_{c2} sowie die Permeabilitäten in der Shubnikovphase induktiv gemessen worden. Bei einigen reversiblen Proben wurde zusätzlich die Magnetisierung in Abhängigkeit vom Magnetfeld durch Integration der Induktionsspannung aufgezeichnet und daraus H_c bestimmt.

2.3 Problemstellung

Die Vorstellungen zur Berechnung der Volumenhaftkraft gehen, wie zum Beispiel Gl. (2) und (3) zeigen, davon aus, daß F_p bzgl. des Feldes und der Temperatur ein Phasenpunkt ist. Das bedeutet, daß die Volumenhaftkraft unabhängig von dem Weg sein sollte, auf dem der Punkt (H,T) erreicht wird. Nur die in Abb. 4 angedeuteten Wege sind experimentell ausgezeichnet und von Bedeutung. *) Die Möglichkeit, bei konstantem Feld von einer tieferen Temperatur ausgehend (H,T) einzustellen, hat im Gegensatz zu den anderen Wegen keinen definierten Ausgangszustand. Um einen solchen für v zu erzeugen, muß man die Probe durch Aufheizen über T_c hinaus und anschließendes Abkühlen im Feld $H = 0$ von eingefangenen Fluß befreien.



Für einige dieser verschiedenen Wege den Punkt (H,T) zu erreichen sind u.a. von Le Blanc und Griffiths ¹⁰⁾,

Abb. 4

*) Diese Bezeichnungen sind in Anlehnung an eine vorhergehende Arbeit gewählt worden und haben folgende synonyme Bedeutung: nc: non-cycled state, c: cycled state, h: heated state, v: virgin state.

Evetts ¹¹⁾, Lowell ¹²⁾, Steingart et al. ¹³⁾, Weber ¹⁴⁾, Rollins et al. ⁷⁾ und Schafe et al. ¹⁵⁾ Unterschiede in der kritischen Stromdichte, der Remanenz, oder des Strom-Spannungsverlaufs beobachtet worden. Die vorliegende Arbeit versucht durch systematische Untersuchungen an einer großen Zahl verschiedener Supraleiter die Ursachen für die Wegabhängigkeit des Zustandes (H,T) einzugrenzen. In obiger, natürlich nicht vollständigen Aufzählung, sind die Arbeiten nicht erwähnt, bei denen durch spezifische Eigenschaften der Oberfläche bei Umkehr der Transportstromrichtung Unterschiede auftreten. Aus diesem Grund werden im folgenden auch Differenzen der kritischen Stromdichte nahe der Oberfläche aus der Diskussion ausgeklammert. Abb. 5 genüge als Beispiel für solche Oberflächeneinflüsse. Nur in einer Schicht von etwa 3 μm treten Unterschiede zwischen n_c und c auf, während $j_c \sim \frac{db}{dx}$ im Innern der Probe wegunabhängig ist. Verschiedene Oberflächenbehandlungen ¹⁶⁾ bei derselben Probe verursachten diesen Effekt. Neben der chemischen Oberflächenbeschaffenheit können die Differenzen auch mit der mechanischen Oberflächenstruktur, mit einer veränderten Mikrostruktur in der Oberflächenschicht oder letztlich mit intrinsischen Eigenschaften der Oberfläche selbst zusammenhängen und sicherlich nur dann verstanden werden, wenn die vergleichsweise dazu einfachen Erscheinungen

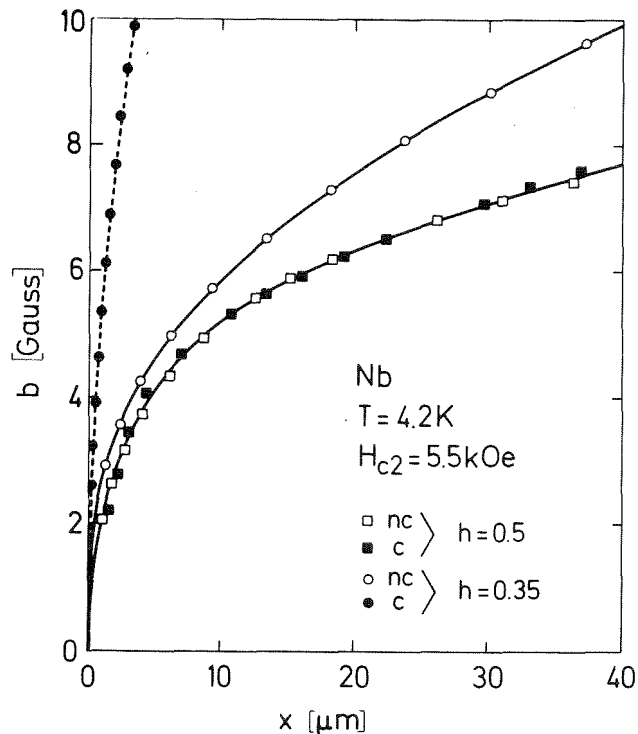
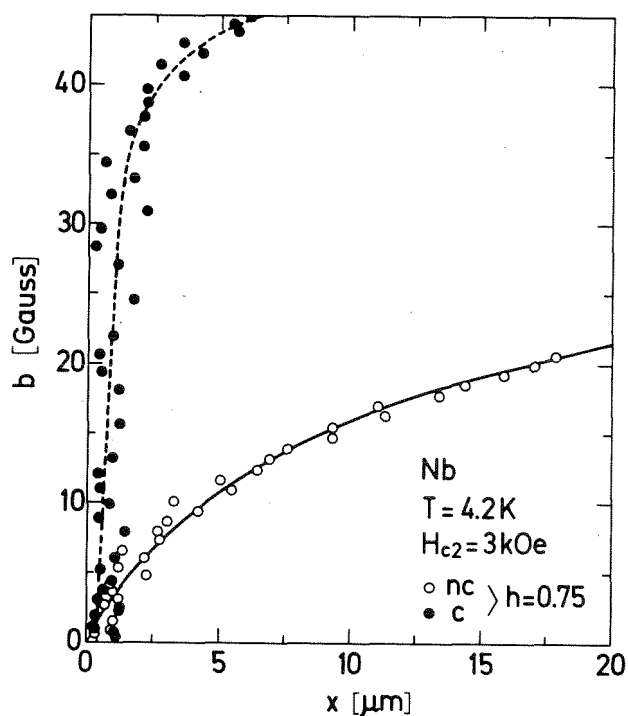


Abb. 5 und 6: Flußprofile bei starker Oberflächenverankerung

$$h = \frac{H}{H_{c2}}$$

im massiven Material erklärt sind. Ein weiterer Grund solche Proben auszuschließen liegt darin, daß die metallurgischen Untersuchungsmethoden der Mikrostruktur nicht, oder nur mit großen Ungenauigkeiten auf Bereiche von wenigen μm anwendbar sind. Die lokale Abhängigkeit der Volumenhaftkraft von der magnetischen Induktion läßt eine Identität der kritischen Stromdichte für die vier Möglichkeiten nur örtlich unmittelbar unter dem Bereich der reversiblen Oberflächenströme erwarten, da nur dort die Induktion für n_c , c , v und h dieselbe ist. *) Unter der dem Meßprinzip zugrundeliegenden Voraussetzung in Gleichung (10) erweitert sich dieses Gebiet bis zur maximalen Eindringtiefe des Wechselfeldes, d.h. alle mit dieser Meßmethode aufgenommenen Flußprofile sollten, falls die Volumenhaftkraft ein Phasenpunkt ist, keine wegabhängigen Unterschiede zeigen. Auf eine weitere grundsätzliche Problematik sei im folgenden hingewiesen. Bei großer Variation der kritischen Stromdichte mit dem Feld muß, um die Bedingung (10) zu erfüllen, die Amplitude verkleinert werden. Die daraus resultierende kleinere Eindringtiefe läßt es bei starker Oberflächenverankerung nicht zu, das Flußprofil bis ins Innere (Bulk) hinein zu verfolgen. Deshalb haben wir auch auf Meßergebnisse wie sie Abb. 6 zeigt verzichtet. Diese Einschränkung auf Proben, die bereits an der Oberfläche "Bulk"-Charakter zeigen, wirft die Frage auf, warum man ausgerechnet mit einer solch lokal messenden Methode diese Problemstellung untersucht. Bevor darauf eine Antwort gegeben wird, sollen konkurrierende Meßverfahren kurz diskutiert werden.

Wie oben schon erwähnt, beschränkt sich die Kenntnis der Mikrostruktur auf das Probeninnere; das bedeutet, daß die WW mit dem FLG dort untersucht werden sollte und legt integrale Methoden nahe. Aber Magnetisierungsmessungen zum Beispiel erlauben keine Unterscheidung bzgl. der Problemstellung. Direkte Messungen des kritischen Stromes haben neben der komplizierten Anordnung des Flußliniengitters und der mangelnden Eindeutigkeit der Detektionsschwelle den Nachteil, daß die Materialien kontaktierbar sein müssen und der Gesamtstrom aus experimentellen Gründen nach oben begrenzt ist. Messungen der Permeabilität und der differentiellen Hysteresis ergeben nur dann

*) Die Abschirmung des Magnetfeldes durch irreversible Oberflächenströme, die im Zustand n_c und c verschieden sein können, werden als Gradient der lokalen magnetischen Induktion beobachtet und lassen aus diesem Grund die Randbedingung $B(H)$ unverändert.

verlässliche Information, wenn die kritische Stromdichte bzgl. des Ortes und innerhalb der Feldvariation konstant ist. Beide Voraussetzungen können aber mit den Verfahren selbst nicht nachgeprüft werden. Hallsondenmessungen haben zwar den Vorteil, daß sie die lokale Induktion direkt messen, also ohne das Modell des kritischen Zustands vorauszusetzen. Nachteilig ist jedoch das Schlitzen der Probe und das geringe örtliche Auflösungsvermögen. Bei schwach irreversiblen Proben mit niederen κ -Werten stören die mitgemessenen Felder der reversiblen Oberflächenströme. Die detailliertesten Aussagen über die Flußlinienstruktur gibt die Dekorationstechnik. Man kann im Prinzip die Korrelation zwischen Flußliniengradient und Struktur des FLG direkt beobachten. Aber das geschieht wie bei der Hallsondenmessung an der Probenoberfläche und ist nicht bei hohen Temperaturen und hohen Feldern möglich. Neutronenstreuung erlaubt u.a. die Bestimmung der Mosaikbreite des FLG und des mittleren Verkippungswinkels. Bezüglich der fundamentalen Parameter der Verankerung und der Korrelation mit der Struktur des FLG sind diese Aussagen die umfassendsten. Die Messungen sind jedoch auf schwach irreversible Proben und aus Intensitätsgründen auf kleine Felder beschränkt.

Ein Vergleich von Ergebnissen der verschiedenen Verfahren ist nur möglich, wenn die Mikrostruktur isotrop ist und wenn Änderungen der Randbedingung und des Entmagnetisierungsfaktors, bedingt durch eine andere Geometrie zwischen Feld, Strom und Probenoberfläche, berücksichtigt werden. Die im vorigen Abschnitt beschriebene AC-Methode erlaubt es, die lokale magnetische Induktion zu bestimmen. Der Vorteil gegenüber integralen Methoden liegt darin, daß der Oberflächeneinfluß, der auszuschließen ist, erkannt wird. Die für die Diskussion im folgenden Abschnitt ausgewählten Proben zeigen fast keine Oberflächenverankerung. Ein Beispiel für solche Profile ist in Abb. 7 zu sehen. Für $h \geq 0,677$ unterscheiden sich die Flußprofile im Zustand c nicht mehr von n_c und sind aus Gründen der Übersicht nicht eingezeichnet. Aus dem Gradienten wird die lokale kritische Stromdichte und die Volumenhaftkraft i.a. für einen festen Ort berechnet. Da die Amplitude klein gegenüber dem stationären

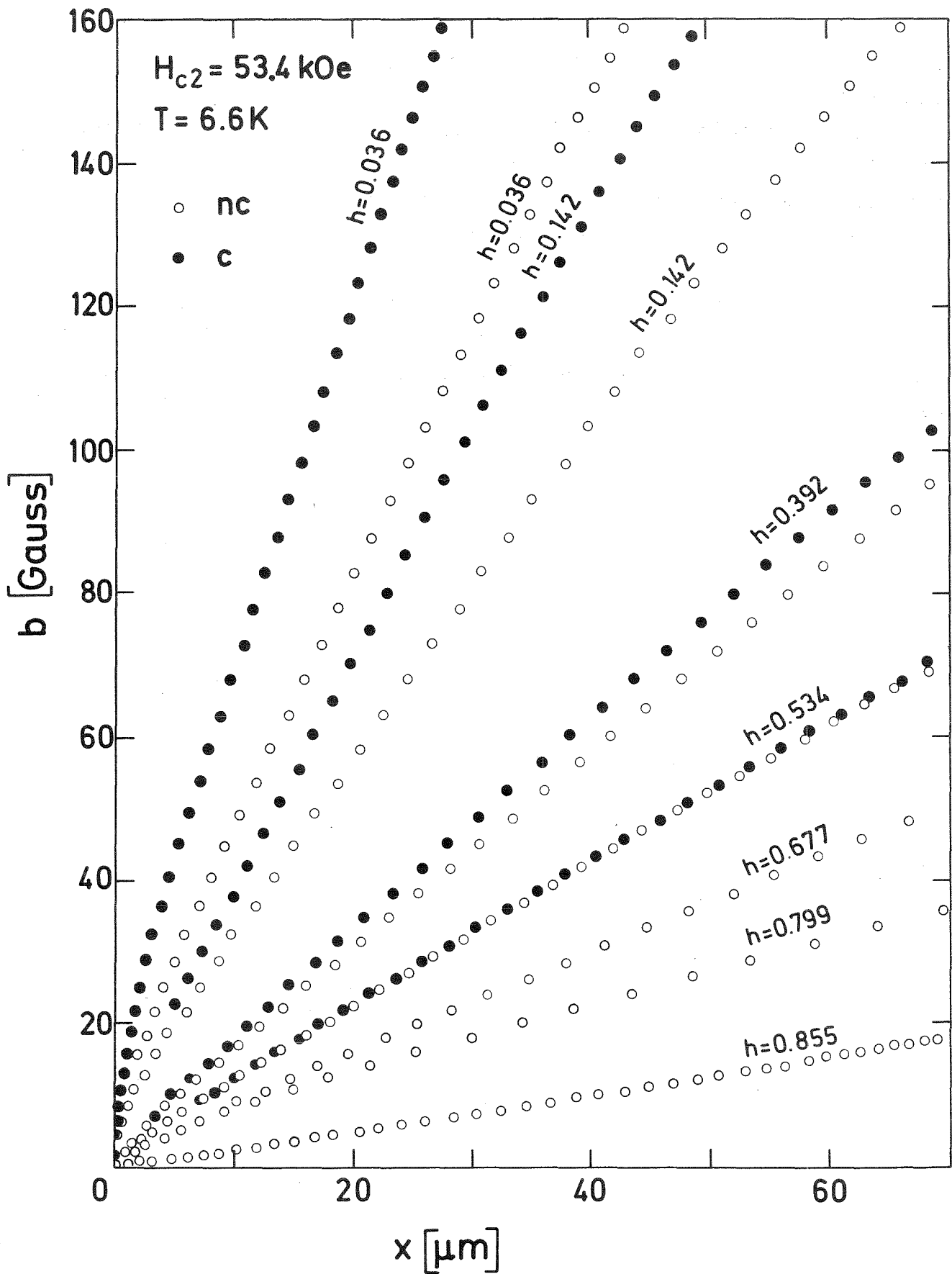


Abb. 7: Flußprofile der Nb 14 at% Ti Probe in Abhängigkeit vom reduzierten Feld h und von nc und c

Feld ist, wurde für die Berechnung von F_p immer das mittlere Feld genommen.

Bei einer Diskussion der wegabhängigen Stromdichten ist es wichtig, diese Zustände nicht durch die Messung zu stören. Die zeitlichen Änderungen der Temperatur und des Magnetfeldes sind so klein gewählt, daß sie keinen Einfluß ausüben. Weiter muß die Abhängigkeit von der Amplitude des Wechselfeldes untersucht werden. Im Gegensatz zur Methode von Campbell ¹⁷⁾ bei der gerade durch die Variation der Amplitude das Flußprofil rekonstruiert wird, ist die Amplitude hier freier Parameter. Welchen Einfluß sie hat, wird im Anhang I beschrieben.

3. Meßergebnisse und Diskussion

3.1 Untersuchte Proben

Im Gegensatz zu den im Abschnitt 2.3 aufgezählten Autoren, die jeweils nur eine einzige oder sehr ähnliche Proben gemessen haben, sind in der vorliegenden Arbeit Proben mit verschiedenen Werten des Ginzburg-Landau Parameters, des oberen kritischen Feldes und mit unterschiedlichen Verankerungseigenschaften und Kristallstrukturen auf die Problemstellung hin untersucht worden. Diese Proben werden anhand der Tabelle 1 charakterisiert. Sie stellen eine Auswahl aus etwa 40 Proben dar. Die Auswahl erfolgte nach den im Abschnitt 2.3 erörterten Kriterien aufgrund unkontrollierbarer Oberflächenverankerung. Um den gesamten Verlauf $j_c(H)$ messen zu können, wurde die Temperatur so gewählt, daß H_{c2} innerhalb des maximal verfügbaren Magnetfeldes lag. Die Gültigkeit des Skalengesetzes¹⁹⁾ für die Volumenhaftkraft bei Materialien mit $\kappa \geq 2$ konnte an den daraufhin untersuchten Proben bestätigt werden. Das gilt auch für die wegabhängigen Unterschiede in der kritischen Stromdichte, die in der Tabelle und im folgenden als History-Effekt (H-E) bezeichnet werden. Die letzte Spalte der Tabelle gibt nur Auskunft darüber, ob solche Effekte auftreten und welche Zustände die größeren kritischen Stromdichten zeigen. Der in Abb. 4 mit v bezeichnete Weg ist nicht aufgeführt, weil bei allen Proben mit H-E die Unterschiede zwischen v und c sehr klein sind, bei einigen überhaupt nicht nachweisbar. Die Messungen zeigen übereinstimmend, daß diese minimalen Differenzen nur bis zu dem Feld auftreten, bei dem das FLG auf dem Weg v das Probenzentrum erstmals erreicht.

Die in der Tabelle 1 angegebenen Werte für H_{c2} und T_c entsprechen der Mitte des Überganges und nicht dem Beginn des supraleitenden Zustandes. Die Werte für κ sind teilweise aus der Literatur entnommen oder aus H_{c2} und H_c berechnet, dabei wird die i.a. geringe Änderung von H_c zwischen reversibler und irreversibler Probe nicht berücksichtigt. Besondere Bedeutung kommt den Behandlungsverfahren und der daraus resultierenden Mikrostruktur zu, die in der Tabelle 2 im Anhang II spezifiziert ist. Das Kaltverformen wurde einheitlich

Probe	Behandlung	dominierende Verankerungszentren	T _c [K]	H _{c2} (t) [kOe]	κ	untersuchter Temperatur-Bereich	j _c (h,t) [A/cm ²]	F _p (h,t) [dyn/cm ³]	History-Effekt j _c (nc,c,bzw.h)
Nb 1 Einkristall <110>	UHV gegläht 5 °/cm tordiert	Versetzungen	9,17	2,77 t=0,45	0,85	4,2 K	215 b=0,5 t=0,45	2,12·10 ⁴	(c) = (nc)
Nb 2 Einkristall <110>	Neutronendosis (E>1MeV) ₁₇ 5,6 · 10 ¹⁷ 1/cm ² bei 100° C Oberfläche 100 µm abgeätzt	Versetzungs- ringe	9,27	2,81 t=0,45	0,87	1,8K<T ≤ 7,8K	2550 b=0,5 t=0,45	2,62·10 ⁵	(c) > (h)>(nc)
Nb 3	kaltverformt Querschnitts- red. 22 Oberfläche 100 µm abgeätzt	Versetzungs- zellstruktur	9,20	4,90 t=0,46	1,7	4,2 K	1,62·10 ⁵ h=0,60 t=0,46	6,3·10 ⁷	(c) > (nc)
Nb 4 AC-Kabel Siemens 18)	kaltverformt Querschnitts- red. 180	Versetzungs- zellstruktur	9,1	5,4 t=0,46	1,9	4,2 K	4,7·10 ⁵ h=0,5 t=0,46	1,59·10 ⁸	(c) = (nc)
Nb _{1,5} at%Ti 19)	kaltverformt Querschnitts- red. 11 Oberfläche abgeätzt	Versetzungs- zellstruktur	9,20	7,00 t=0,46	2,5 20)	4,2 K	4700 h=0,5 t=0,46	2,06·10 ⁶	(c) > (nc)
Mo ₂₅ at%Re	UHV gegläht	Zwillingsgren- zen + Versetzungen	10,12	5,20 t=0,70	3,6 21)	2,0K<T<9,1K	64 h=0,5 t=0,70	2,10·10 ⁴	(c) > (h)>(nc)
Nb ₃₃ at%Ta ₁	as cast Oberfläche 100 µm abgeätzt	Versetzungen	6,75	4,45 t=0,72	3,8 22)	4,86 K	62 h=0,5 t=0,72	1,22·10 ⁴	(c) = (h)=(nc)
Nb _{4,5} at%Ti 19)	kaltverformt Querschnitts- red.11 Oberfläche abgeätzt	Versetzungs- zellstruktur	9,40	13,40 t=0,45	4,4 20)	2,7K<T<8,7K	5700 h=0,5 t=0,45	4,8·10 ⁶	(h)> (c) >(nc)
Nb ₃₃ at%Ta ₂	kaltverformt Querschnitts- red. 1,3 Oberfläche 100 µm abgeätzt	Versetzungen	6,69	6,01 t=0,63	5,2	4,2 K	350 h=0,5 t=0,63	1,33·10 ⁵	(c) = (h)=(nc)
Nb ₃₃ at%Ta ₃	kaltverformt Querschnitts- red. 1,84 Oberfläche 100 µm abgeätzt	Versetzungen + Versetzungs- zellstruktur	6,69	6,01 t=0,63	5,2	4,2 K	1400 h=0,5 t=0,63	4,95·10 ⁵	(h)≥(c) > (nc)
Pb ₅₆ at%Bi	abgeschreckt 2h bei 100° C getempert	Bi-Ausschei- dungen	8,65	15,40 t=0,48	14 23)	3,4K<T<8,1K	3600 h=0,5 t=0,48	3,5·10 ⁶	(c) = (h)=(nc)
Nb 14at%Ti	kaltverformt Querschnitts- red. 18,5 Oberfläche 100 µm abgeätzt	Versetzungs- zellstruktur	9,92	53,4 t=0,65	15	6,6 K	8700 h=0,5 t=0,66	2,91·10 ⁷	(c) = (h)>(nc)
V ₃ Si Einkristall		V ₃ Si ₅ Ausscheidun- gen	16,70	57,0 t=0,83	19 24)	13,85 K	90 h=0,5 t=0,83	3·10 ⁵	(c) = (h)=(nc)
Nb ₃ Sn 26)	Diffusionsprobe Sn Dampf gesättigt 1050° C	Korngrenzen	17,81	57,1 t=0,77	22 24)	13,75 K	1250 h=0,5 t=0,77	4,6·10 ⁶	(c) = (h)=(nc)
Nb ₆₆ at%Ti	kaltverformt Querschnitts- red. 16,4 Oberfläche 100 µm abgeätzt	Versetzungs- zellstruktur	9,06	58,4 t=0,76	40 25)	6,86 K	5500 h=0,5 t=0,76	2·10 ⁷	(c) > (h)>(nc)
VAC Einkernleiter E 442/3 27)	kaltverformt Querschnitts- red. 10 ⁴	Versetzungs- zellstruktur	8,60	59,5 t=0,75	40 24)	6,43 K	2900 h=0,5 t=0,75	1,08·10 ⁷	(c) = (h)>(nc)
S ₆ Mo ₅ Sn 28)	gesintert	Poren	11,74	30,0 t=0,9	≈ 150	10,56 K	100 h=0,5 t=0,9	1,95·10 ⁵	(c) = (h)=(nc)

durch Rundhämmern erzielt, ausgenommen der Einkernleiter der Vacuumschmelze Nb65 at % Ti und das Wechselstromkabel Nb4 der Firma Siemens. In den Abbildungen 8, 9 und 10 ist von einigen Proben j_c über dem reduzierten Feld h aufgetragen. Die kritische Stromdichte der Probe Nb2 ist in Abhängigkeit von $b = B/H_{c2}$ gezeichnet. Die Unterschiede zwischen b und h sind bei den anderen Materialien wegen des größeren Ginzburg-Landau-Parameters vernachlässigt worden. Die Randbedingung für das Wechselfeld in Gl. (12) wurde nur bei Nb1 und Nb2 berücksichtigt, für die übrigen Proben wurde $h_0 = b_0$ gesetzt. Die ausgefüllten Kreise entsprechen dem Zustand c, Kreise mit Punkten h und offene Kreise nc . Treten keine wegabhängigen Differenzen auf, so sind nur offene Kreise gezeichnet. Warum neben dem Ort x , für den j_c aus den Flußprofilen berechnet wurde, bei den Proben mit H-E noch zusätzlich die maximale Eindringtiefe des Wechselfeldes $x_{\max}(h_0)$ angegeben ist, wird im Anhang I diskutiert.

Vergleicht man die Ergebnisse anhand der Tabelle und den Abbildungen 8, 9 und 10 miteinander, so lassen sich unmittelbar keine Eigenschaften erkennen, die Proben mit H-E von den anderen trennen. Sowohl im Feldverlauf als auch im Absolutwert der kritischen Stromdichte gibt es keine Separation, insbesondere tritt der Effekt auch bei Materialien mit großem κ auf und ist nicht korreliert mit dem Peakeffekt, wie ein Vergleich der Proben Nb2 und Nb33 at % Ta2 zeigt. *Dagegen sind Gemeinsamkeiten der Proben, die den H-E zeigen, in der Feldabhängigkeit der kritischen Stromdichte erkennbar:* Die Unterschiede treten, abgesehen von der Probe Nb2, im unteren Feldbereich auf und nehmen mit abnehmendem Feld zu. Der Zustand nc zeigt bei allen Proben die kleinste kritische Stromdichte, während die größten Stromdichten oft im Zustand c aber auch bei einigen Proben im Zustand h zu finden sind. Eine Veränderung dieser Reihenfolge in Abhängigkeit vom Feld ist nicht beobachtet worden.

3.2 Abgrenzung der Proben mit wegabhängiger Volumenhaftkraft

Zur Beantwortung der Frage nach der Ursache des H-E wird zuerst darauf eingegangen, welche Folgen auftreten, wenn einige Voraus-

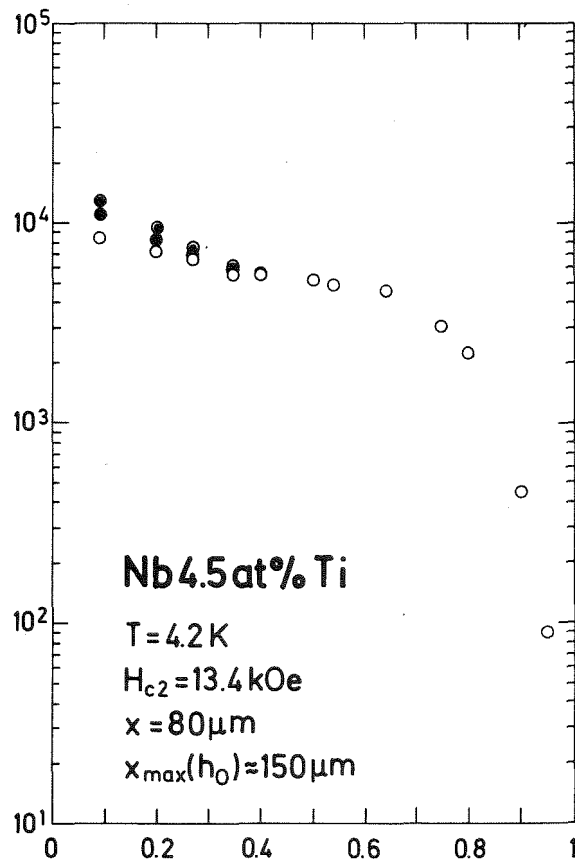
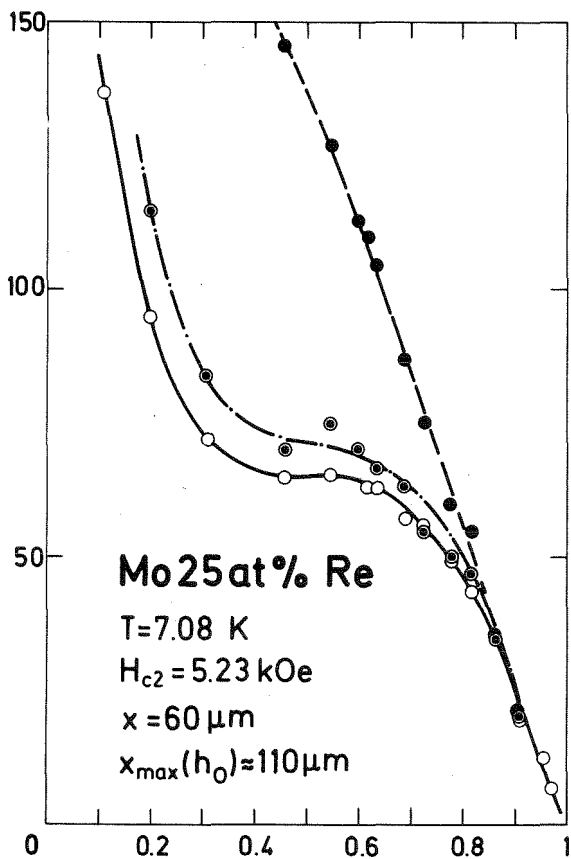
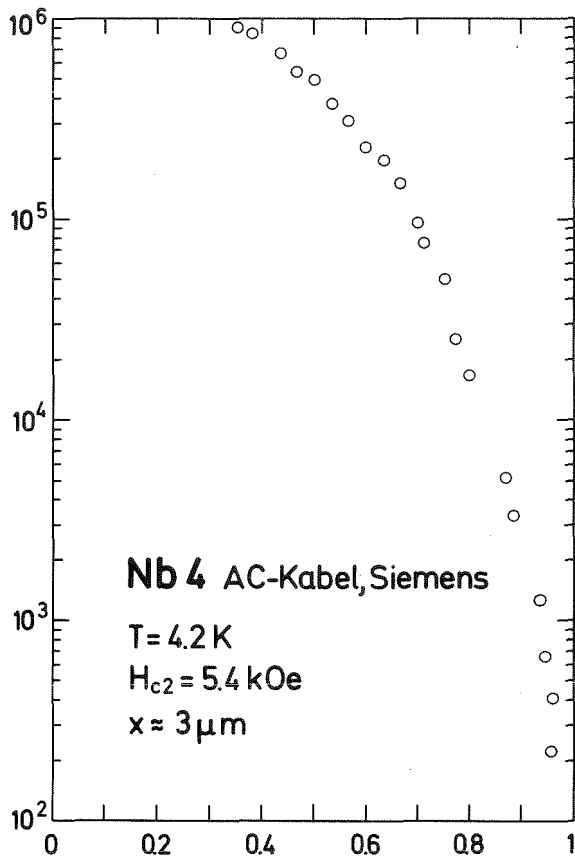
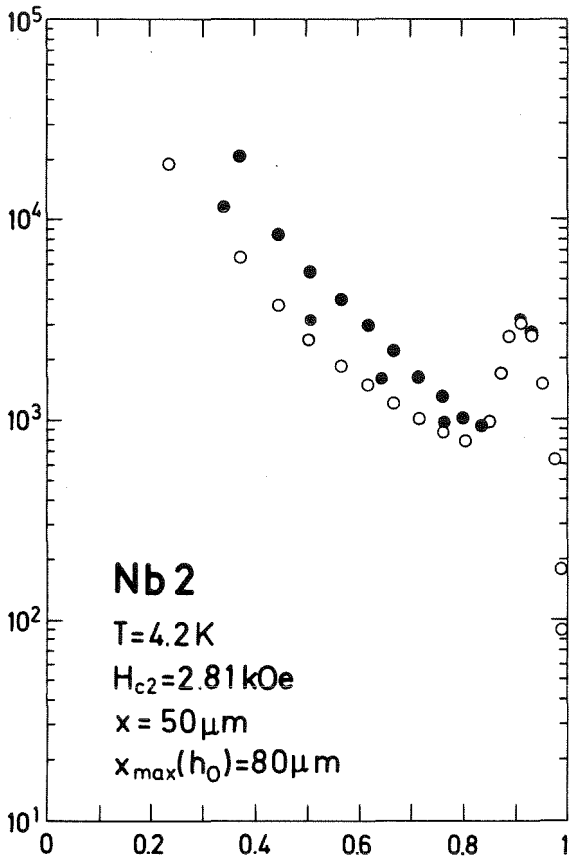


Abb. 8: Kritische Stromdichte gemessen in Acm^{-2} in Abhängigkeit vom reduzierten Feld und von n_c (○), c (●) und h (⊙).

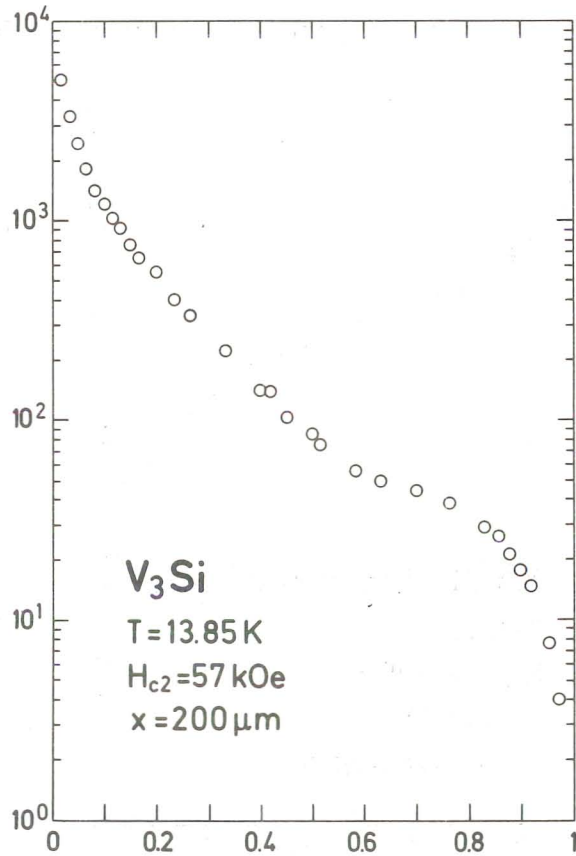
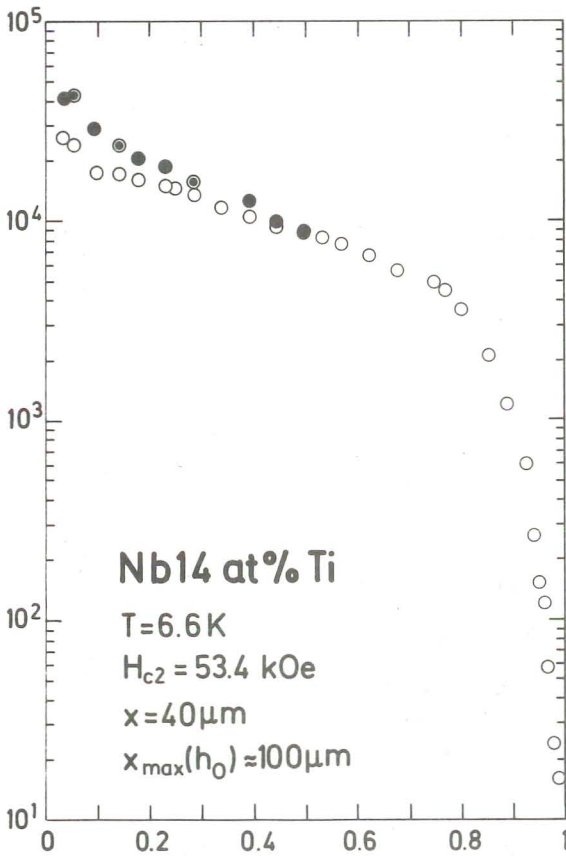
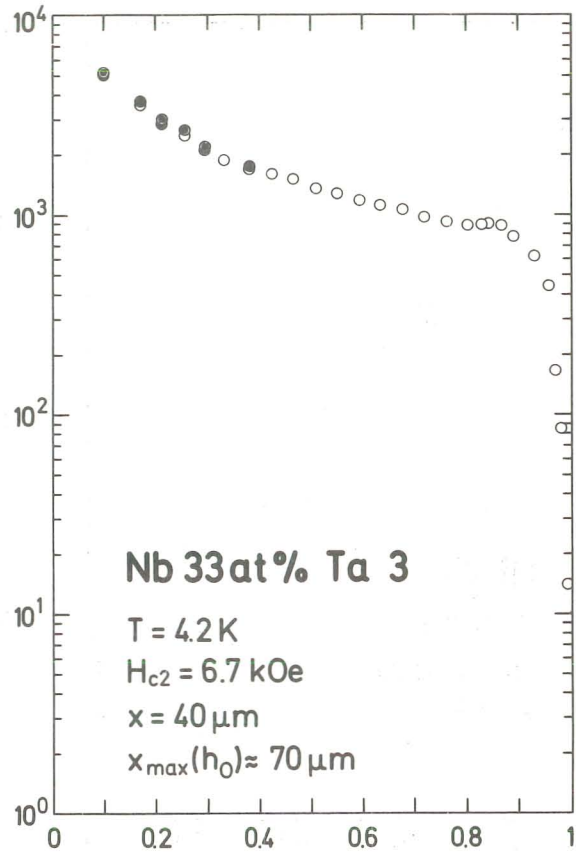
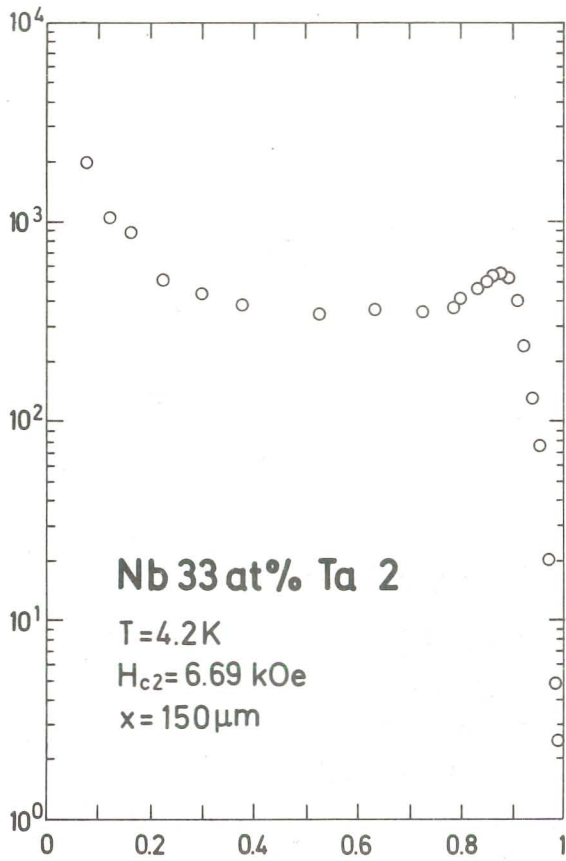


Abb. 9: Kritische Stromdichte gemessen in Acm^{-2} in Abhängigkeit vom reduzierten Feld und von nc (O), c (●) und h (⊙).

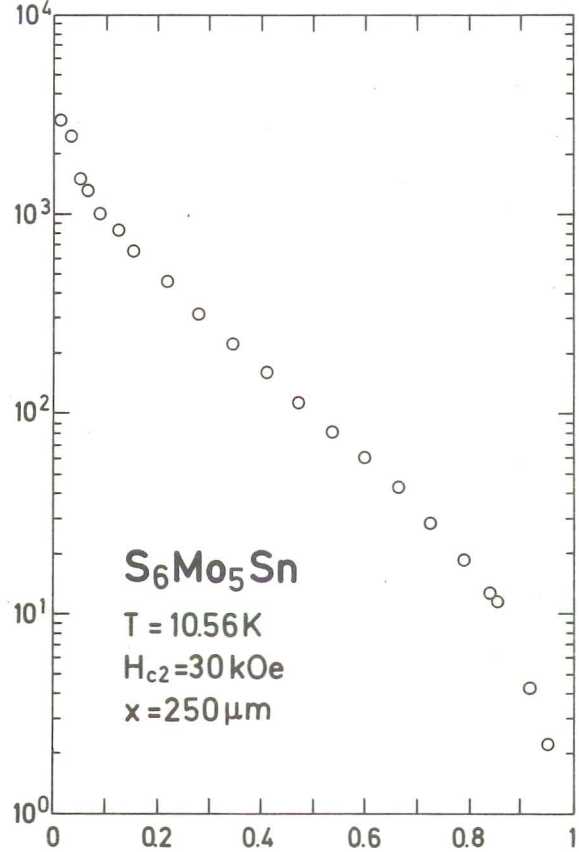
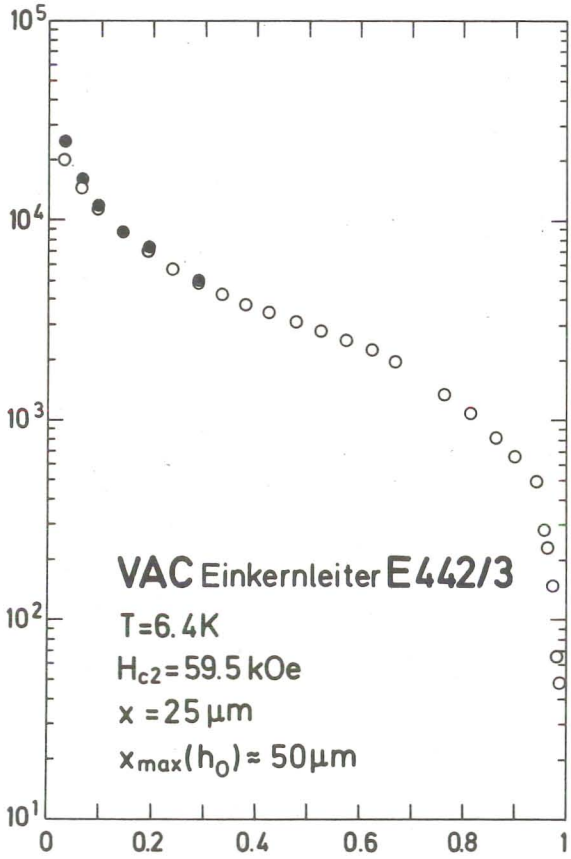
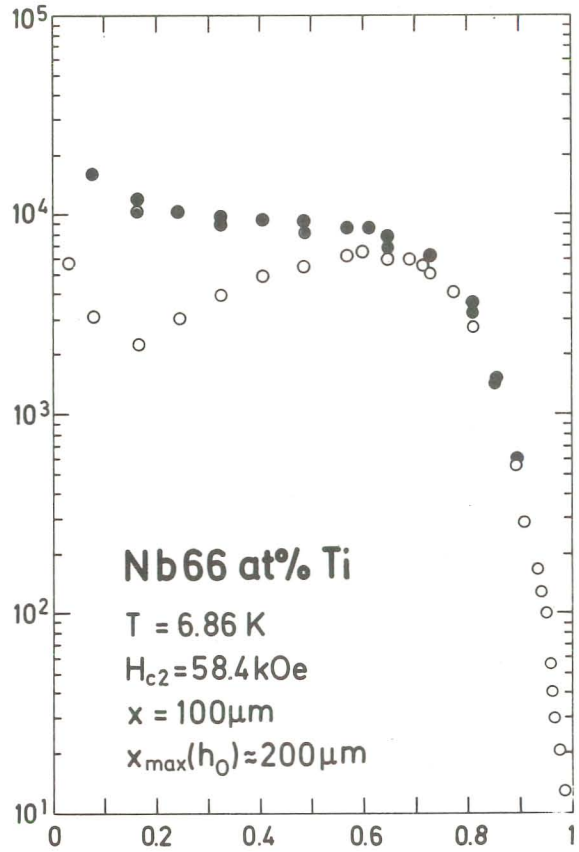
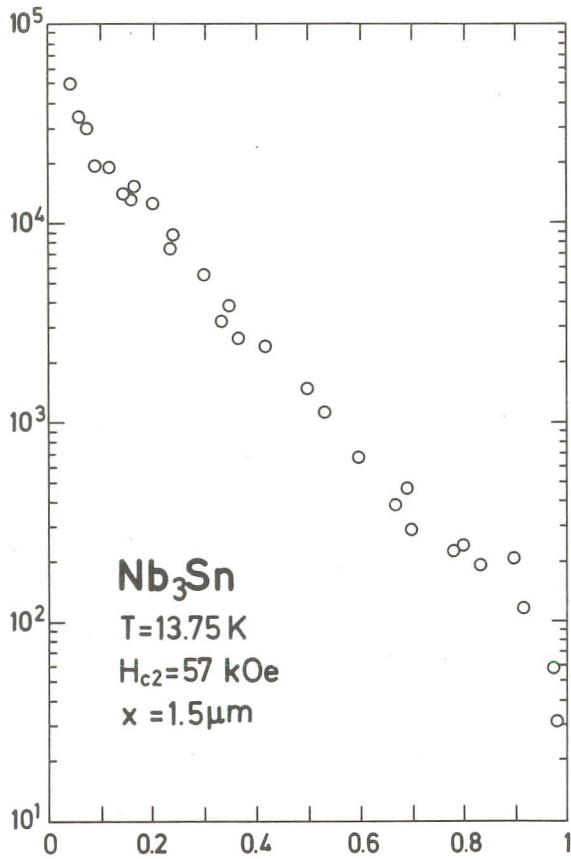


Abb. 10: Kritische Stromdichte gemessen in Acm^{-2} in Abhängigkeit vom reduzierten Feld und von n_c (○), c (●) und h (◐).

setzungen der Meßmethode nicht erfüllt sind. Eine inhomogene Verteilung der Verankerungszentren in axialer und/oder azimuthaler Richtung führt, wie durch Experimente bestätigt werden konnte, nur zu einer Mittelung des Flußprofils bzgl. dieser Richtungen. Endeffekte durch ungünstige Probengeometrie, oder eine Verkippung der Probenachse gegenüber der Feldrichtung lassen sich ebenfalls durch experimentelle Untersuchungen als mögliche Ursachen ausschließen. Sie verfälschen natürlich die Messung, beeinflussen aber nicht die vorhandene oder nichtvorhandene Wegabhängigkeit. Nun wird die Gleichung, die die kritische Stromdichte mit der Volumenhaftkraft verknüpft ⁴⁾ bzgl. der Problemstellung diskutiert:

$$j_c(B,T,x) = c \left(\frac{dB}{dH} \right)_{\text{rev}} \frac{1}{B(x)} F_p(B,T,x) \quad (20)$$

Diese skalare Beziehung ist unter der im Abschnitt 2.1 beschriebenen Geometrie zwischen Probe und Magnetfeld gültig. Das Modell des kritischen Zustands postuliert, daß der Betrag des Gradienten der Flußliniendichte genau einen von Null verschiedenen Wert annimmt, nämlich den, der der kritischen Stromdichte in Gl. (20) entspricht. Die beobachteten Unterschiede in der Stromdichte für feste Parameter (B,x,T) fordern, daß bei wegunabhängiger Volumenhaftkraft entweder das Modell des kritischen Zustands verletzt ist, oder die Volumenhaftkraft selbst davon abhängt, wie Feld und Temperatur erreicht werden. Die Randbedingung in Gl. (20) kommt als mögliche Ursache nicht infrage, weil sie nur von den reversiblen Eigenschaften des Supraleiters bestimmt wird. Die Messungen der Nb-Proben, die sich durch die in der Einleitung definierte Mikrostruktur unterscheiden, haben für diese Aussage eine besondere Bedeutung: nur einige der Proben zeigen den H-E. Das bedeutet, daß die Unterschiede mit den irreversiblen Eigenschaften, also der Mikrostruktur und ihrer WW mit dem FLG korreliert sind. Diese Folgerung spricht dagegen, die Ursache im Modell des kritischen Zustands zu suchen, weil dieses nicht von den Eigenschaften der Volumenhaftkraft abhängt.

Die noch verbleibende Möglichkeit ist, daß die beobachtete wegabhängige Stromdichte durch eine, ebenfalls wegabhängige Volumenhaftkraft verursacht wird. Die die Volumenhaftkraft bestimmenden Parameter sind in Gl. (1) zusammengestellt. Aus der Wegunabhängigkeit der Mikrostruktur folgt, daß die Differenzen allein von der WW zwischen FLG und Mikrostruktur verursacht werden können. *) Eine Abhängigkeit der WW davon, wie Magnetfeld und Temperatur erreicht werden, kann nur durch verschiedene Eigenschaften des FLG verursacht werden. Die im folgenden aufgeführten Arbeiten unterstützen diese Vorstellung von einer wegabhängigen Struktur des FLG.

Unterschiede zwischen den Zuständen v und nc in der Defektdichte des FLG sind mit der Dekorationstechnik beobachtet worden. Allerdings ist der Einfluß eines einzelnen Defekts im FLG auf die Haftkraft noch ungewiß. Weil die WW zwischen einem Verankerungszentrum und einem FLG-Defekt in derselben Größenordnung wie die zwischen einem Verankerungszentrum und einer Flußlinie liegt ³⁰⁾, betrachtet die Mehrheit der Autoren den Einfluß als klein, siehe z.B. Ref. ⁶⁾. Neutronenstreuexperimente von Weber ¹⁴⁾ zeigen eine eindeutige Korrelation zwischen der mittleren Auslenkung u und der Mosaikbreite, die kleiner wird mit zunehmender Qualität der Struktur des FLG. Außerdem zeigt bei Weber der Zustand nc eine kleinere Auslenkung und eine bessere Qualität des FLG als der Zustand v. Andere Neutronenstreuexperimente von Thorel und Khan ³¹⁾ ergaben, daß der Zustand h ein defektfreieres FLG besitzt und daß die Defektdichte mit abnehmendem Feld zunimmt. Diese und weitere, schon im Abschnitt 2.3 zitierte Arbeiten berichten von einer wegabhängigen Flußliniengitterstruktur und teilweise auch von einer Korrelation mit der kritischen Stromdichte. Da die Messungen und Interpretationen jeweils nur an Proben vorgenommen wurden, die solche H-E zeigen, bleibt die Frage: *Welche Unterschiede im Verankerungsverhalten bestehen zwischen Proben mit H-E und solchen, die diese Differenzen nicht aufweisen?*

*) Bei Ausscheidungen mit komplizierter Struktur kann, wie von Baker und Sutton ²⁹⁾ diskutiert, die Einzelhaftkraft Unterschiede bewirken.

Ohne ein Modell, welches Aussagen darüber macht, wie die Eigenschaften des FLG den H-E verursachen, wird im folgenden versucht, allein aufgrund der Vorstellung von einer *unterschiedlichen Struktur des FLG* diese Frage zu beantworten.

Je stärker die WW zwischen Verankerungszentrum und Flußlinie und je größer die Dichte der Zentren, desto polykristalliner oder amorpher wird bei einer Änderung des Flußlinienabstandes das FLG. Die Untersuchungen der Struktur des FLG mittels Dekorations-technik von Herring³²⁾ an Nb Proben mit verschiedenem Deformationsgrad bestätigen z.B. diesen Zusammenhang. Ein Maß für die Wirksamkeit eines Verankerungszentrums ist die mittlere Auslenkung u . Die Regelmäßigkeit, kurz "kristalline Struktur" des FLG nimmt mit größerem u und zunehmender Haftstellenkonzentration ab. Konzentration und Auslenkung können somit als relatives Maß für die Defektstruktur des FLG betrachtet werden. Die Berechnung von u erfordert die Kenntnis der Einzelhaftkräfte und der elastischen Konstanten des FLG. Das ist, da es sich bei den Proben in der Mehrzahl nicht um sogenannte Modellsysteme handelt, mit großen Schwierigkeiten verbunden. Konzentration und Größe der Verankerungszentren wurden aus licht- und elektronenmikroskopischen Untersuchungen und z.T. aus einem Vergleich mit ähnlichen Proben in der Literatur bestimmt. Im Anhang II ist gezeigt, wie aus diesen Werten die Einzelhaftkräfte und die Auslenkungen für die Felder und Temperaturen aus Tabelle 1 berechnet wurden. In der Tabelle 2 sind die so abgeschätzten Ergebnisse zusammengestellt.*⁾ Für $u \approx a$ sind die Ausdrücke für die Auslenkungen streng nicht mehr gültig. Dieser systematische Fehler wird als kleiner erachtet als die Fehler der in die Rechnung eingehenden Werte. Für die Struktur des FLG sind nicht die Absolutwerte der Auslenkung und des mittleren Abstandes der Verankerungszentren d entscheidend, sondern die auf den mittleren Flußlinienabstand

*⁾ Die Mo25 at% Re Probe ist dort nicht mehr aufgeführt. Das Schlifffbild im Anhang weist neben wenigen Versetzungen und Korngrenzen hauptsächlich Zwillingsgrenzen auf. Eine Abschätzung der daraus resultierenden Einzelhaftkraft konnte nicht durchgeführt werden. Auf die Messungen des H-E an dieser Probe wird aber im folgenden Abschnitt noch eingegangen.

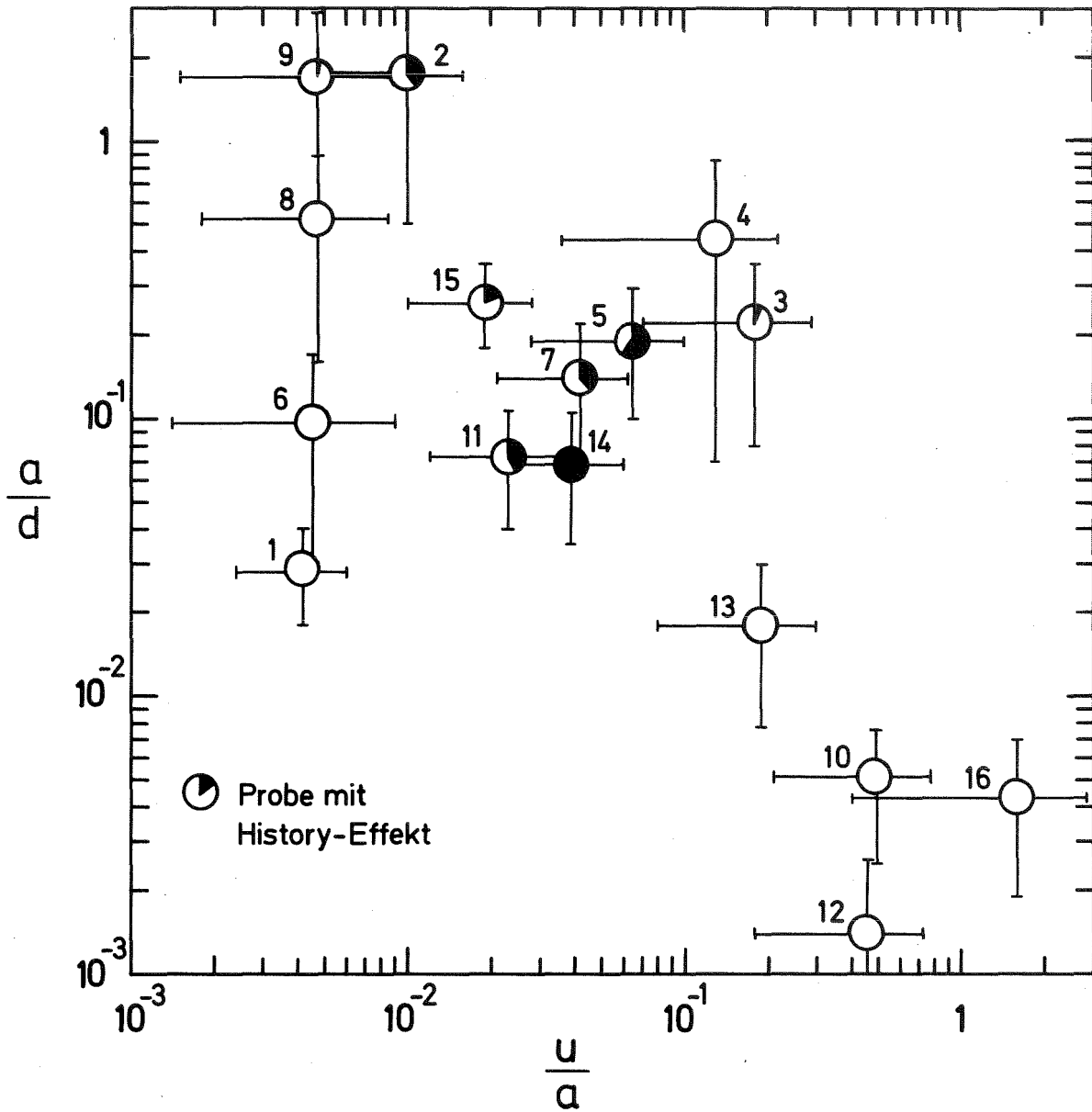


Abb. 11: $(\frac{a}{\rho}, \frac{u}{a})$ für folgende Proben:

- | | | | |
|---|---------------|----|-------------------|
| 1 | Nb1 | 9 | Nb33 at % Ta3 |
| 2 | Nb2 | 10 | Pb56 at % Bi |
| 3 | Nb3 | 11 | Nb14 at % Ti |
| 4 | Nb4 | 12 | V_3Si |
| 5 | Nb1,5 at % Ti | 13 | Nb_3Sn |
| 6 | Nb33 at % Ta1 | 14 | Nb66 at % Ti |
| 7 | Nb4,5 at % Ti | 15 | VAC Einkernleiter |
| 8 | Nb33 at % Ta2 | 16 | S_6Mo_5Sn |

bezogenen Größen. Diese Wertepaare ($\frac{a}{d}$, $\frac{u}{a}$) sind in Abb. 11 für jede Probe eingezeichnet. Sind Unterschiede in der Qualität der kristallinen Struktur des FLG, die nach oben mit zunehmender Konzentration und nach rechts mit zunehmender Stärke der Haftzentren abnimmt für den H-E verantwortlich, dann sollten diese Effekte nicht auftreten, wenn die WW der Flußlinien mit den Verankerungszentren das FLG nahezu ungestört läßt, oder - wie im anderen Extremfall - wenn das FLG dadurch amorph wird. Mit anderen Worten: *die Information über die Vorgeschichte kann nicht von einer völlig kristallinen oder völlig amorphen Struktur mitgebracht werden.* Im Übergangsbereich zwischen kristallinem und amorphem Zustand sollten solche Proben liegen, deren Verankerungsverhalten von der Struktur des FLG abhängig ist. Die Lage der Proben in Abb. 11 gibt eine qualitative Bestätigung dieser Überlegungen. Die relative Stärke des maximal beobachteten H-E soll durch den Anteil der schwarz ausgefüllten Bereiche angedeutet werden. Die größte Differenz in der kritischen Stromdichte ergab sich bei der Nb66 at % Ti Probe mit etwa einem Faktor 4 zwischen den Stromdichten der Zustände nc und c; dieser Wert entspricht dem ganz ausgefüllten Kreis.

Proben, die die Bedingungen der Theorie von Labusch ¹⁾ erfüllen, liegen in der linken unteren Hälfte, sie zeigen keine wegabhängige Volumenhaftkraft. Das ist verständlich, da bei Gültigkeit der Gitternäherung und in einem verdünnten System das FLG kristallin bleibt.*⁾ Sind die Auslenkungen in der Größenordnung des mittleren Flußlinienabstandes, dann tragen nahezu alle Haftzentren zur Volumenhaftkraft bei, die dann unabhängig von der Elastizität des FLG ist. Proben mit diesen Eigenschaften sind rechts zu finden, sie zeigen ebenfalls den H-E nicht, weil sich das FLG vollkommen an die Mikrostruktur anpaßt, also amorph wird oder polykristallin, wenn der mittlere Flußlinienabstand viel kleiner als der mittlere Abstand zwischen den Verankerungszentren ist. **⁾

*⁾ Die Probe Nb1 erfüllt, wie Untersuchungen von Freyhardt ³³⁾ und Nembach ³⁴⁾ an gleichen Proben ergaben, die Voraussetzungen für die Labuschtheorie.

**⁾ Gültigkeit der direkten Summation ³⁵⁾ ist für PbBi Proben von Campbell et al. ²³⁾ und Coote et al. ³⁶⁾ und für Sinterproben von Sernetz ³⁷⁾ bewiesen worden. In der vorliegenden Arbeit wurde an der Pb56 at % Bi Probe ebenfalls die Gültigkeit der direkten Summation bestätigt, während die Sinterprobe S_6Mo_5Sn den erwarteten $F_p(H)$ Verlauf nicht zeigt.

Die Proben, die die wegabhängigen Differenzen aufweisen, liegen im mittleren Teil der Abb. 11. Die Stärke des Effekts nimmt, wie die Positionen der Proben Nb3 und Nb4 andeuten, nach rechts oben hin ab. Die Probe Nb4 ist nur im Bereich $0,4 \leq h \leq 0,9$ untersucht worden. Ob unterhalb $h = 0,4$ noch Unterschiede auftreten, ist nicht auszuschließen, aber unwahrscheinlich, weil bei diesem Feld absolut keine Differenzen beobachtet wurden. Selbst wenn man diese Probe nicht berücksichtigt, bestätigt diese Auftragung, daß die Proben mit H-E im Übergangsbereich zwischen kristalliner und amorpher Struktur des FLG liegen.

Eine weitere, gemeinsame Eigenschaft läßt sich erkennen, wenn man das Kriterium für linienförmige Verankerung punktförmiger Zentren von Kramer ²⁾ anwendet:

$$d < l^* = \sqrt{\frac{C_{44} \phi_0}{C_{66} B}} \quad (21)$$

In der Tabelle 2 im Anhang II sind die berechneten Werte für l^* aufgeführt. Alle Proben die den H-E zeigen erfüllen die Ungleichung $d < l^*$, d.h. das Kriterium für linienförmige Verankerung. Dies ist in Abb. 12 veranschaulicht, in der l^*/d für die Proben aufgetragen ist, deren Verankerungszentren primär als punktförmig anzusehen sind. *) Hier ist deutlich zu erkennen, daß die Proben mit H-E das Kriterium für linienförmige Verankerung $l^*/d > 1$ erfüllen. Die Normierung auf l^* berücksichtigt die von κ und H_c abhängigen Unterschiede in den elastischen Konstanten des FLG der verschiedenen Materialien und ist Ursache dafür, daß in der Abb. 11 z.B. Nb1 und Nb14 at % Ti - zwei in ihren Verankerungseigenschaften grundverschiedene Proben - relativ dicht beieinanderliegen.

Zusammenfassend lassen sich die Proben, für die $F_p(H,T)$ kein Phasenpunkt ist, durch zwei Eigenschaften gegenüber den anderen

*) Nur die Probe Nb4 mit Versetzungsringen weist punktförmige Haftzentren auf. Die kaltverformten Proben zeigen durch die mehr oder weniger anisotrope Struktur der Zellwände schon linienförmigen Charakter.

abgrenzen: ihre Flußliniengitterstruktur liegt im Bereich zwischen kristallin und amorph und sie zeigen, bedingt durch hohe Konzentration der Verankerungszentren, ihre geometrische Gestalt oder beides, linienförmige Verankerung.

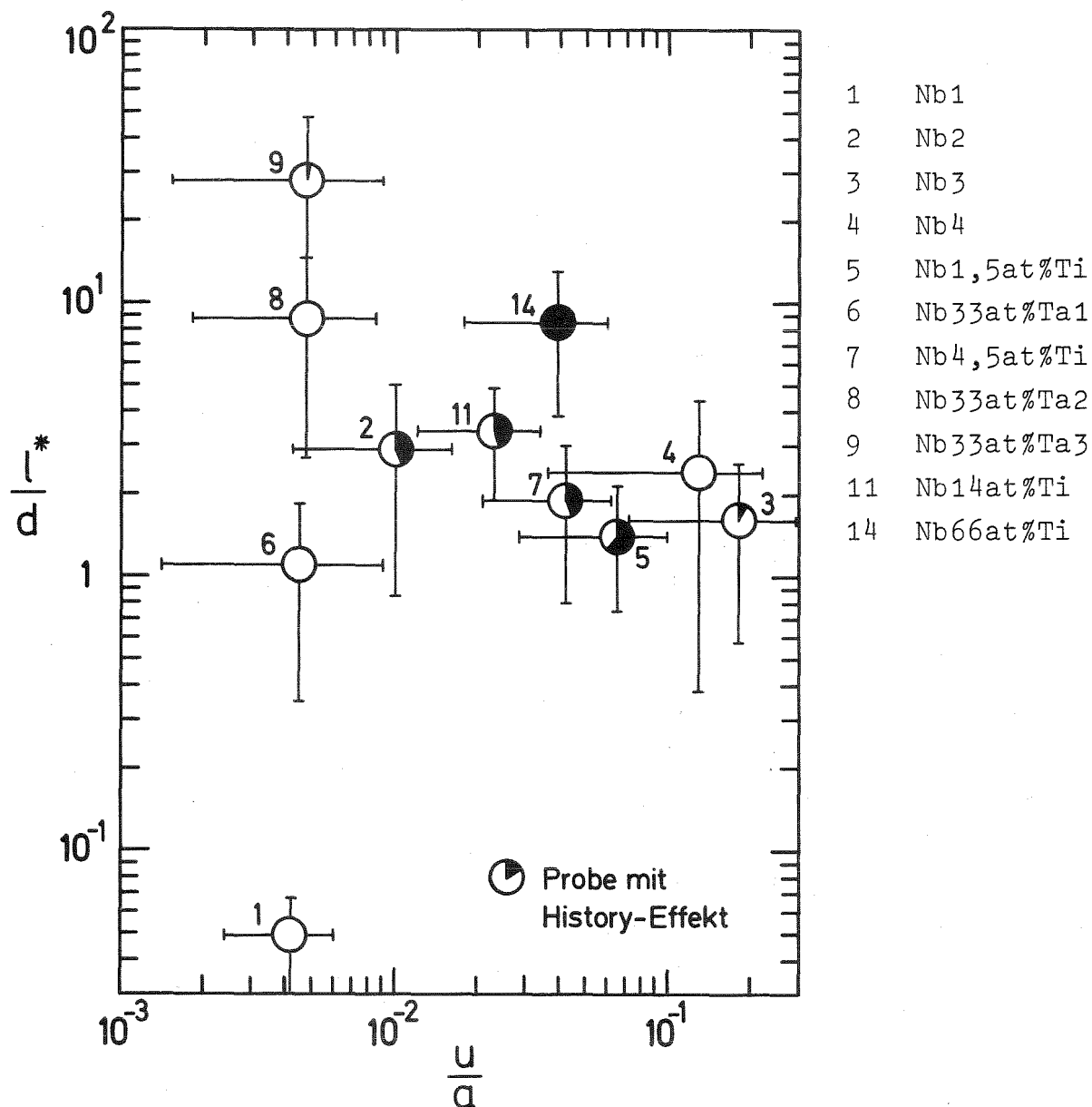


Abb. 12

3.3 Vergleich mit dem Modell von Kramer

In dem folgenden Abschnitt werden Modelle, die von linienförmiger Verankerung ausgehen, mit der aus der kritischen Stromdichte berechneten Volumenhaftkraft verglichen und diskutiert. Der grund-

legende Unterschied zwischen linienförmiger und punktförmiger Verankerung liegt in der verschiedenen Feldabhängigkeit und der unterschiedlichen Größenordnung von C_{44} und C_{66} . Für $h \rightarrow 1$ ist die Einzelhaftkraft proportional zum Maximum des Betragsquadrats des Ordnungsparameters $f_p \sim (1-h)^{33}$.

Damit ergibt sich für $h \rightarrow 1$ bei linienförmiger Verankerung:

$$u_l \sim \frac{f_p^1}{C_{66}} \sim \frac{(1-h)}{(1-h)^2} \rightarrow \infty \quad (22)$$

und bei punktförmiger Verankerung:

$$u_p \sim \frac{f_p \sqrt{B}}{\sqrt{C_{44} C_{66}}} \sim \frac{(1-h)\sqrt{h}}{\sqrt{h^2(1-h)^2}} \rightarrow \text{konst} \quad (23)$$

Mit f_p^1 ist die Einzelhaftkraft pro Längeneinheit bezeichnet. Der Unterschied bedeutet, daß sich das FLG bei linienförmiger Verankerung optimaler an die Mikrostruktur anpassen kann. Von dieser Vorstellung ausgehend sind von Pippard³⁸⁾, Campbell und Evetts⁵⁾ und von Kramer²⁾ Verankerungsmodelle entwickelt worden. Aus der Pippardschen Vorstellung folgt zwar, daß nach der Bildung des FLG, d.h. bei Feldern wenig unterhalb H_{c2} , die Anpassung des FLG an die Mikrostruktur besser sein sollte, als wenn dasselbe Feld von $H = 0$ aus erreicht wird, da Änderungen des Flußlinienabstandes, ausgehend von einem optimalen Zustand, die Anpassung zerstören. Diese Überlegungen führen jedoch zu einer Vorstellung vom H-E, nach der $j_c(nc) > j_c(c)$ wäre und daß diese Unterschiede bei H_{c2} am größten seien und mit abnehmendem Feld kleiner würden. Diese Folgerungen widersprechen allen vorliegenden Messungen, die teilweise in den Abbildungen 8, 9 und 10 dargestellt sind. Weiter sollte wegen der unter-

schiedlichen Änderung des Flußlinienabstandes $j_c(h) > j_c(nc)$ für $t \rightarrow 1$ und umgekehrt für $t \rightarrow 0$ sein. Diese Überlegung führt auf eine Temperaturabhängigkeit des H-E, auch das ist in der vorliegenden Arbeit nicht beobachtet worden.*)

Die beiden anderen Modelle, von denen das Kramersche in der Einleitung kurz beschrieben wurde, unterscheiden sich voneinander primär im oberen Feldbereich, in dem bei Kramer das FLG plastisch schert, während bei Campbell und Evetts die Flußlinien von den Verankerungszentren losbrechen. Dieser Unterschied bewirkt eine andere Feldabhängigkeit für $h \rightarrow 1$:

$$F_p \sim \sqrt{h} (1 - h)^2 \quad (\text{Kramer})$$

$$f_p \sim (1 - h) \quad (\text{Campbell und Evetts})$$

Um entscheiden zu können, welches Modell den Messungen entspricht, wurde die Abhängigkeit der kritischen Stromdichte vom Feld, besonders nahe H_{c2} , sorgfältig untersucht. In den Abbildungen 13 und 14 ist von einigen Proben die reduzierte Volumenhaftkraft über dem reduzierten Feld aufgetragen. Die Proben, die die Voraussetzung für linienförmige Verankerung erfüllen, zeigen keine lineare Abhängigkeit der Haftkraft vom Feld für $h \rightarrow 1$. Dieser Vergleich gibt dem Modell von Kramer den Vorzug. Der detaillierte Verlauf oberhalb des Maximums der Volumenhaftkraft ist nach Kramer:

$$F_p^s = K_s \sqrt{h} (1 - h)^2 \quad (24)$$
$$K_s = C_s \frac{H_{c2}^{5/2}}{\kappa_1^2}$$

wobei C_s je nach Haftzentrenkonzentration Werte zwischen 0,14

*) Unterschiede in der kritischen Stromdichte, die mit abnehmendem Feld kleiner werden, also dem Pippardschen Modell entsprechen, sind von Steingart et al. 13) gefunden worden. Die überwiegende Zahl der Autoren, einschließlich der in Abschnitt 2.3 zitierten, berichten dagegen übereinstimmend von einer Zunahme des H-E mit abnehmendem Feld.

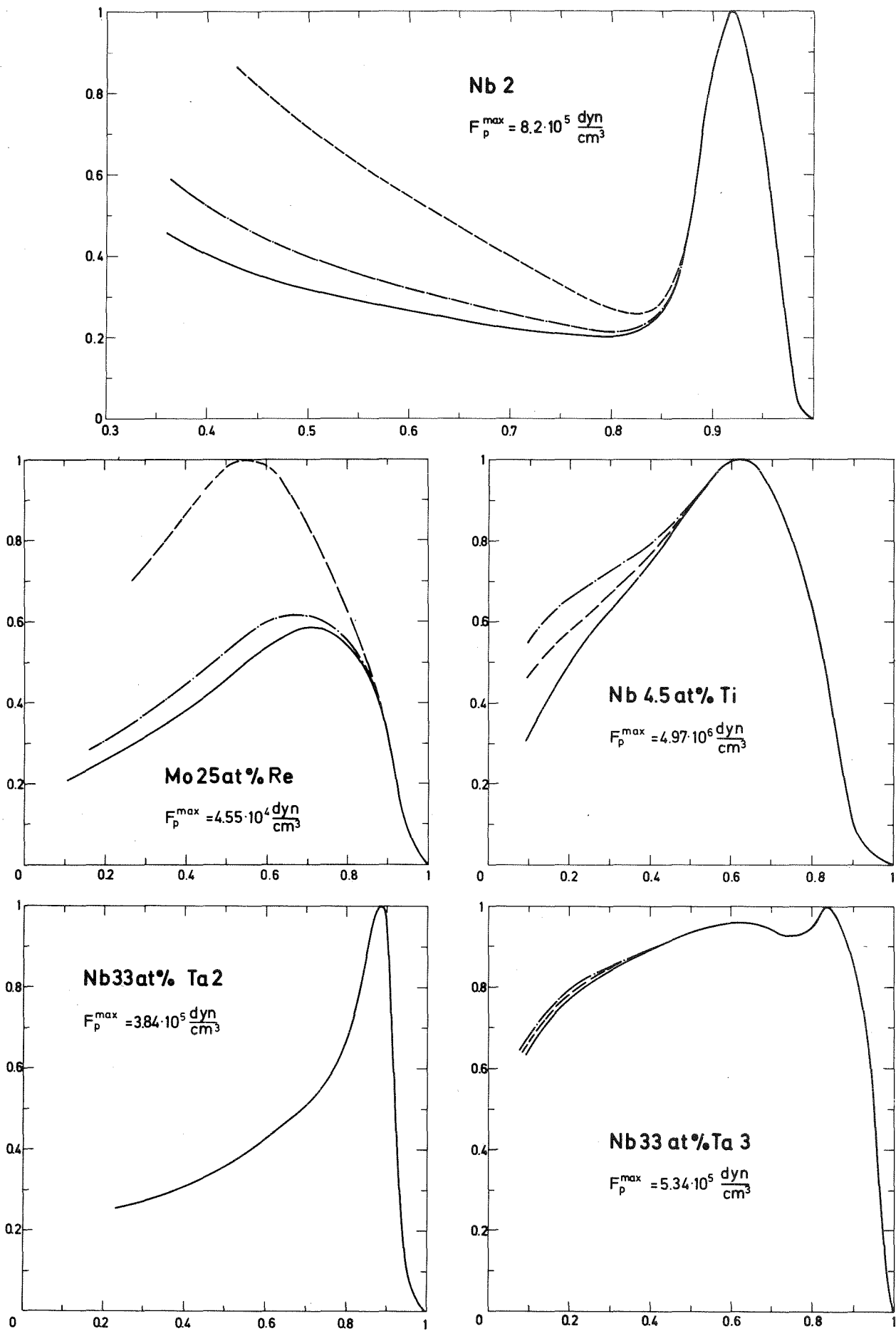


Abb. 13: Reduzierte Volumenhaftkraft in Abhängigkeit vom reduzierten Feld und von nc (—), c (---) und h (-·-·-).

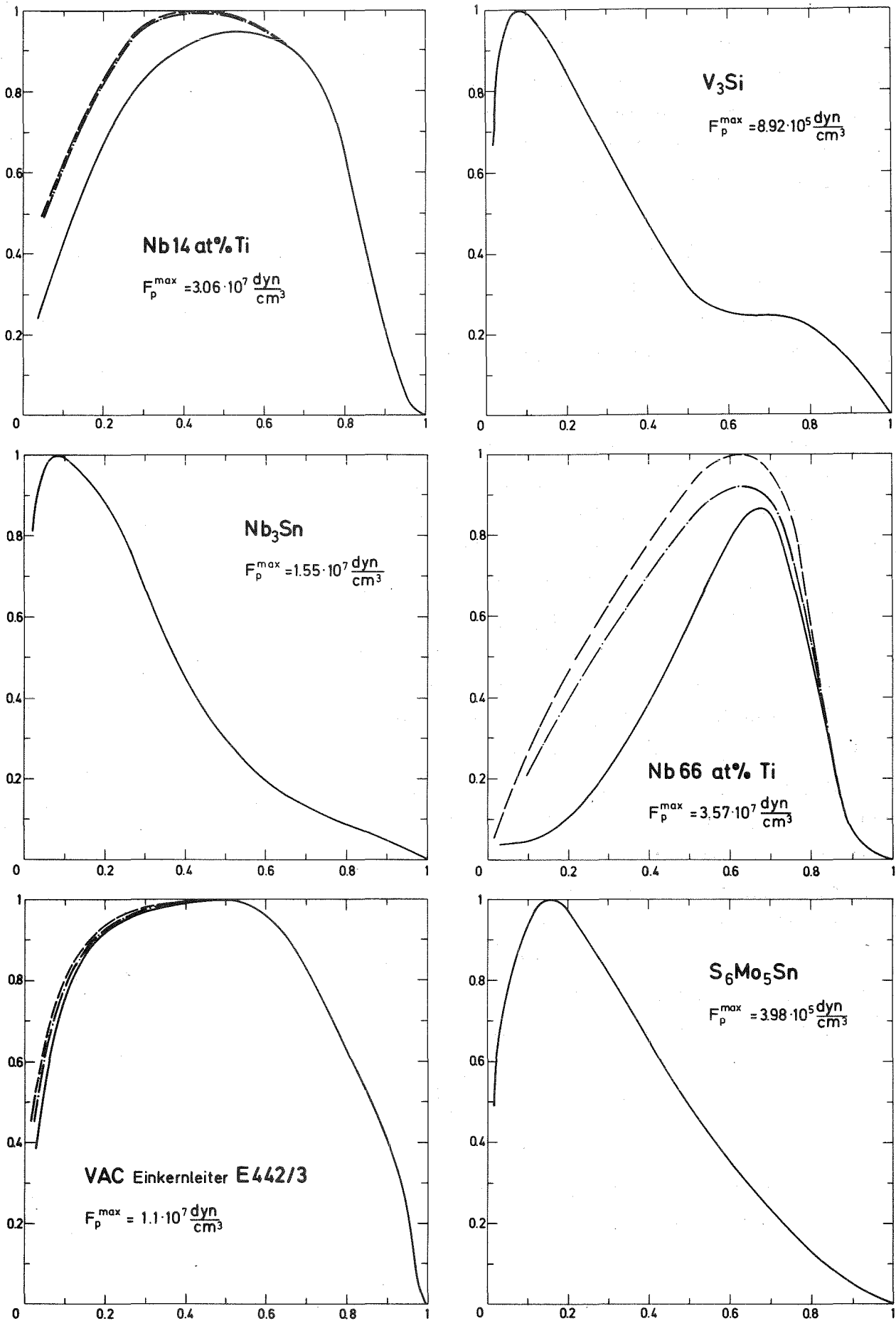


Abb. 14: Reduzierte Volumenhaftkraft in Abhängigkeit vom reduzierten Feld und von nc (—), c (---) und h (-.-.).

und 0,56 annimmt. Trägt man F_p über $\sqrt{h} (1 - h)^2$ auf, so kann die aus der Steigung ermittelte Konstante K_s^{exp} mit dem berechneten Wert verglichen werden. Abb. 15 zeigt als Beispiel eine solche Auftragung für die Nb66 at % Ti Probe. Die Trennung in zwei Bereiche mit den Konstanten $(K_s^{\text{exp}})_1$ und $(K_s^{\text{exp}})_2$ ist etwas weniger gut ausgeprägt auch bei den übrigen Proben zu finden, ausgenommen bei dem Einkernleiter. Bei der Berechnung von K_s^{th} wurde der Unterschied zwischen κ_1 und κ vernachlässigt. Auch für die übrigen Proben liegen die drei Werte innerhalb einer Größenordnung und bestätigen im oberen Feldbereich auch quantitativ das Modell von Kramer.

Im folgenden wird versucht, die Ursache für den H-E mit Hilfe dieses Modells zu verstehen. Für Felder oberhalb des Maximums der Volumenhaftkraft, das bei dem reduzierten Feld h_p auftritt, wird der kritische Zustand primär durch den Widerstand des FLG gegenüber Scherkräften bestimmt. In diesem Feldbereich hängt die Volumenhaftkraft wie Gl. (24) zeigt, nur schwach über C_s von der Haftzentrenkonzentration ab. Die Eigenschaften der Mikrostruktur gehen entscheidend in den $F_p(h)$ Verlauf unterhalb des Maximums ein. Weiter ist eine Häufigkeitsverteilung der Stärke der Verankerungszentren angenommen. Daraus resultiert eine Überlappung der beiden Wechselwirkungsmechanismen im gesamten Feldbereich. Diese Vorstellungen des Modells sind in guter Übereinstimmung mit den Feldabhängigkeiten der Volumenhaftkräfte der Abbildungen 13 und 14, die zeigen, daß die von der WW zwischen FLG und Mikrostruktur verursachten Differenzen in der Nähe von h_p auftreten und mit abnehmendem Feld - wenn der Einfluß der Mikrostruktur zunimmt - größer werden. Der für $h < h_p$ dominierende Verankerungsmechanismus ist gegeben durch:

$$F_p \sim N \frac{f_p^4}{C_{66}^3} \sqrt{\frac{B}{\phi_0}} \quad (25)$$

Ein Einfluß des FLG auf die beobachtete Abhängigkeit des Punktes (H,T) von den Wegen nc , c und h kann nur über C_{66} in die Gleichung

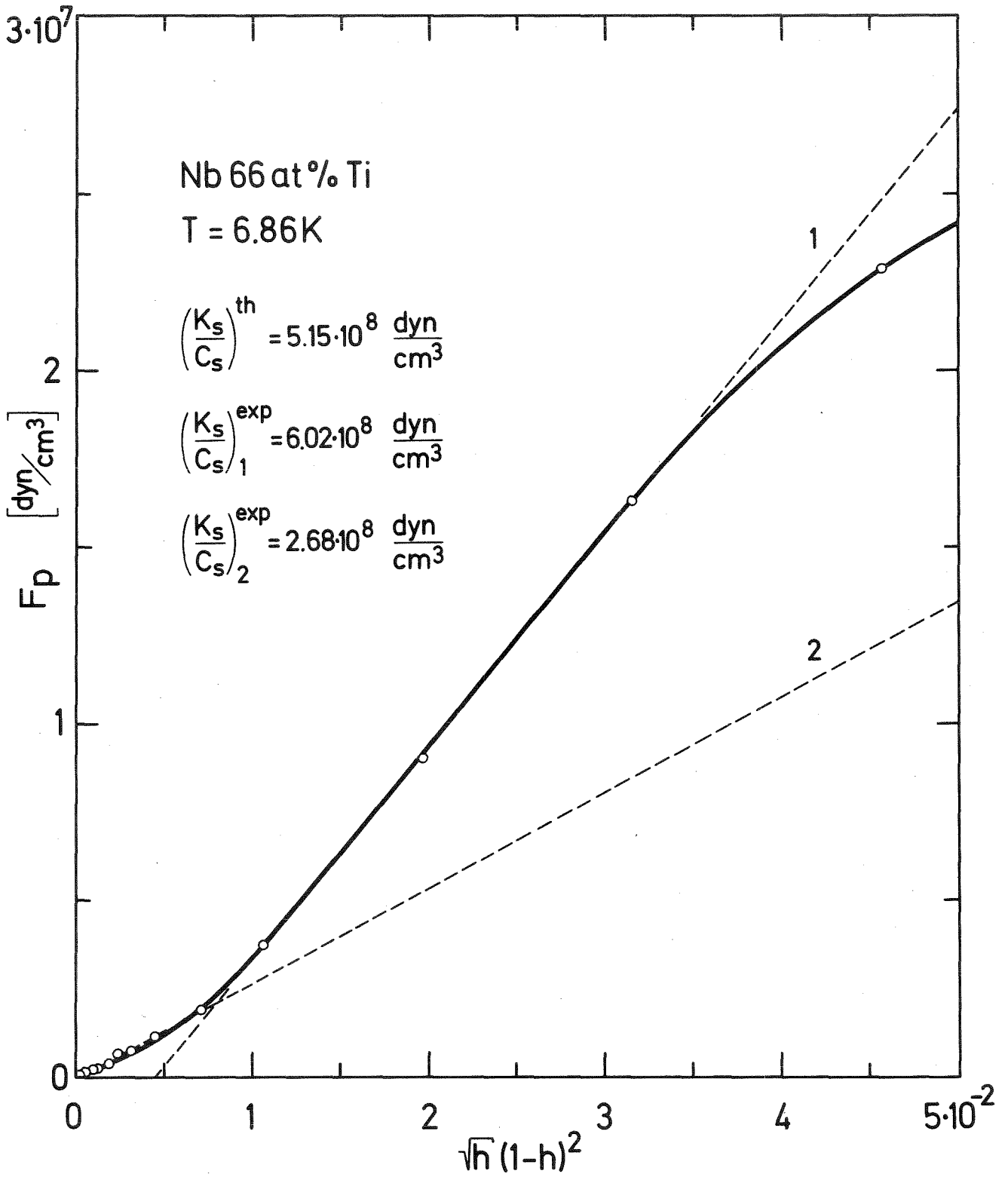


Abb. 15: Volumenhaftkraft als Funktion von $\sqrt{h} (1 - h)^2$ für $h \rightarrow 1$

eingehen. Daraus folgt, daß für Proben mit wegabhängiger Volumenhaftkraft der Schubmodul für n_c größer sein muß als für c bzw. h . Im vorigen Abschnitt sind Arbeiten erwähnt worden, die dem Zustand n_c ein defektfreieres FLG zuschreiben. Überträgt man diese Beobachtung auf die Abhängigkeit des Schubmoduls von den Zuständen, dann ergibt sich folgende Korrelation:

Ein kristallines FLG mit kleiner Defektdichte weist keine Abhängigkeit des Schubmoduls von n_c , c und h auf. Mit steigender Defektdichte wird C_{66} kleiner und zeigt für n_c einen größeren Wert als für c oder h . Diese Unterschiede nehmen wieder ab, wenn das FLG zunehmend amorpher wird.

Bei der plastischen Verformung eines Kristalls mit fcc oder hcp Struktur ist nach Seeger ³⁹⁾ die Fließspannung bereichsweise proportional zum Schubmodul und zur Wurzel aus der Versetzungsdichte. Das bedeutet, der effektive Schubmodul nimmt in diesem Verformungsbereich mit zunehmender Versetzungsdichte zu. Ein Vergleich mit der gefolgerten Abhängigkeit des Schubmoduls im FLG von der Defektstruktur führt zu einem Widerspruch. Eine Bestätigung der Folgerungen dagegen zeigen die Neutronenstreuexperimente am FLG von Weber ¹⁴⁾, in denen eine kleinere Auslenkung u im Zustand n_c mit einer kristallineren Struktur des FLG verknüpft ist. Offenbar gibt es in der Abhängigkeit des Schubmoduls von der Defektstruktur keine Analogie zwischen FLG und Kristallgitter. Eine Klärung dieser Frage bleibt den Untersuchungsmethoden vorbehalten, die das FLG direkt beobachten können.

Wie die Messungen der kritischen Stromdichte an der Mo25 at % Re Probe in Abb. 9 zeigen, treten H-E auch an schwach irreversiblen Proben auf, die die Voraussetzung für das Modell von Kramer nicht erfüllen. Aus Untersuchungen der Schlifffbilder dieser Probe, von denen eines im Anhang II gezeigt ist, läßt sich abschätzen, daß die Versetzungsdichte nicht allein für die Volumenhaftkraft verantwortlich sein kann. Die als Ursache noch verbleibenden Zwillingsgrenzen haben linien- oder flächenförmigen Verankerungscharakter. Diese Eigenschaft und ein Vergleich der Feldabhängigkeit der Volumenhaftkraft in Abb. 13 mit der anderer Proben

weisen darauf hin, daß hier ähnliche Verhältnisse vorliegen.

3.5 Abschließende Bemerkungen

Ausgehend von der Frage nach dem Unterschied zwischen harten Supraleitern, deren Volumenhaftkraft eindeutig einem Phasenpunkt in der (H,T)-Ebene zugeordnet ist, und solchen, die diese erwartete Eigenschaft nicht aufweisen, wurde der Einfluß der Verankerungszentren auf die Struktur des FLG untersucht. Als relatives Maß dafür wurde die Auslenkung der Flußlinien aus ihrer Gleichgewichtsposition und die Konzentration der Verankerungszentren gewählt und berechnet.

Proben, die den H-E aufweisen, liegen bzgl. der Auslenkung zwischen denen, die die Gitternäherung erfüllen und denen, die der direkten Summation gehorchen, also im Übergangsbereich zwischen kristallinem und amorphem oder polykristallinem FLG.

Für die Konzentration ist eine Korrelation nicht so einfach zu zeigen, weil es an Modellsystemen mit extrem unterschiedlichen Dichten bei etwa gleicher Auslenkung fehlt; nur die NbTa Proben entsprechen annähernd dieser Forderung.

Alle Supraleiter mit wegabhängigen Differenzen der Volumenhaftkraft erfüllen die Voraussetzungen für linienförmige Verankerung und entsprechen dem Modell von Kramer. Aus dieser Vorstellung und der in anderen Experimenten beobachteten wegabhängigen Qualität des FLG läßt sich folgern, daß als Ursache für den H-E bei diesen Proben ein von der Defektstruktur abhängiger effektiver Schubmodul existiert. Dieser sollte, beginnend bei dem Wert für ein kristallines FLG, mit wachsender Defektdichte abnehmen und im Bereich zwischen kristallinem und amorphem FLG von den Wegen abhängen, auf denen Magnetfeld und Temperatur eingestellt wurden.

Bei vorgegebener Mikrostruktur, magnetischer Induktion und Temperatur gibt es eine maximale Volumenhaftkraft. Ob diese identisch ist mit der auf den drei Wegen beobachteten, kann nicht

entschieden werden. In einigen Messungen ist die Stabilität der Flußprofile in den Zuständen n_c , c und h gegenüber einer Erhöhung der Amplitude, der Frequenz oder des stationären Feldes und nachfolgender Zurücknahme auf den ursprünglichen Wert, sowie die zeitliche Stabilität der Profile untersucht worden. Die Zustände mit der kleineren Volumenhaftkraft zeigten nach diesen Experimenten übereinstimmend eine Erhöhung von F_p . Dagegen ist es nicht gelungen, den Zustand mit der jeweils größten Volumenhaftkraft zu verändern. Daraus ist zu schließen, daß dieser Zustand mit der größten Volumenhaftkraft dem kritischen Zustand mit der kleinsten freien Energie des FLG im metastabilen Gleichgewicht entspricht.

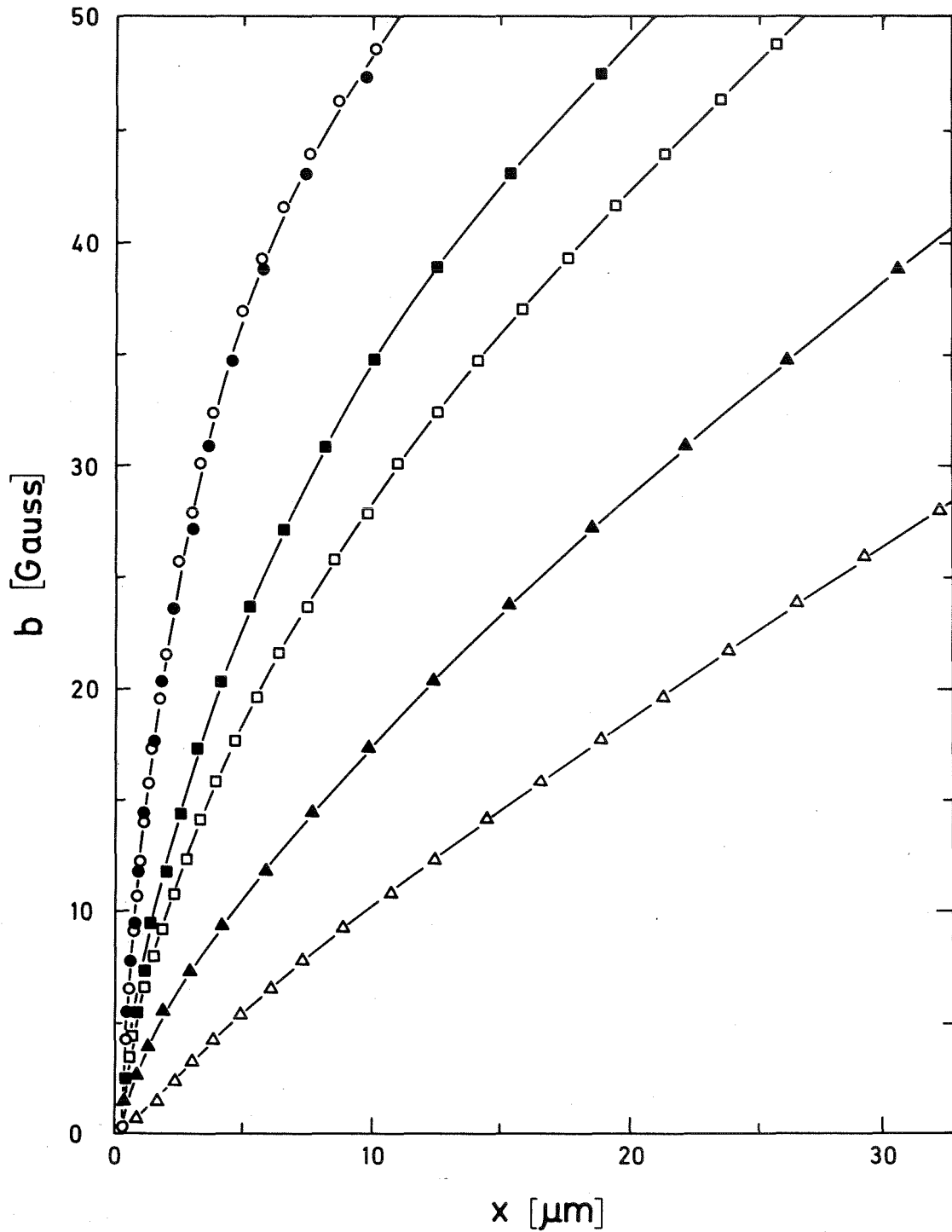
Das Summationsproblem hängt mit dem H-E durch die Eigenschaften der WW zwischen Mikrostruktur und FLG zusammen. Ist die Volumenhaftkraft kein Phasenpunkt in der (H,T)-Ebene, kommt der Struktur des FLG eine entscheidende Bedeutung zu. Eine direkte Summation der Einzelhaftkräfte ist aus diesem Grund nicht zulässig. Treten im umgekehrten Fall keine H-E auf, können daraus keine Folgerungen für das Summationsproblem gezogen werden. Die Messungen zeigen, daß auch für Supraleiter mit hohem κ und extremer Kaltverformung der Einfluß der elastischen Eigenschaften des FLG nicht zu vernachlässigen ist.

Anhang I

Einfluß der Wechselfeldamplitude

In der Diskussion über die Voraussetzungen für die Meßmethode sind u.a. die Bedingungen, die das Wechselfeld erfüllen muß, aufgezeigt worden. Bei Beachtung dieser Punkte erwartet man, daß die lokale kritische Stromdichte unabhängig von der zur Messung benutzten Amplitude ist, abgesehen von Bereichen nahe der maximalen Eindringtiefe. Beobachtet wurde, wie auch in Ref. ⁷⁾ und ⁴⁰⁾, daß bei einigen Proben die kritische Stromdichte an einem festen Ort mit wachsender Amplitude zunimmt. Als ausgeprägtes Beispiel dafür sind in Abb. 16 Flußprofile in den Zuständen n_c , c und h gezeigt, die mit zwei verschiedenen Amplituden gemessen wurden. Auszuschließende Ursachen sind in den oben zitierten Arbeiten diskutiert.

Die Unterschiede in der kritischen Stromdichte bei Verdoppelung der Amplitude betragen etwa 10 % im Probeninnern, sie sind also eine Größenordnung kleiner als die Differenzen, die durch den H-E auftreten. Das ist ein Grund, weshalb in ⁷⁾ und ⁹⁾ keine Korrelationen zwischen der Amplitudenabhängigkeit und dem H-E gefunden wurden. Von den in dieser Arbeit untersuchten Proben zeigen alle mit wegabhängiger Volumenhaftkraft auch eine Amplitudenabhängigkeit. Die Nb33 at % Ta2 Probe ist hingegen die einzige von den Proben ohne H-E, bei der auch ein Einfluß des Wechselfeldes beobachtet wurde. Auf diese Ausnahme wird weiter unten eingegangen. Einen weiteren deutlichen Hinweis für den Zusammenhang zwischen dem H-E und dem Einfluß der Amplitude zeigt die Abhängigkeit vom Magnetfeld, die in Abb. 17 dargestellt ist. Um die Unterschiede deutlicher zu erkennen, ist hier die integrale kritische Stromdichte für Bruchteile der Amplitude h_0 von der Oberfläche bis zum Ort x_0 aufgetragen, reduziert auf die Amplitude h_0 . Die Werte für den Zustand h sind nicht eingezeichnet, da wie aus Abb. 16 zu erkennen ist, hier keine Unterschiede bei Amplitudenänderung auftreten. Ein Vergleich mit der Volumenhaftkraft in Abb. 13 zeigt, daß der Beginn der Amplituden-



Nb 4.5at%Ti

T = 4.2K

h = 0.2

- ▲ $h_0 = 187 \text{ Oe}$ } nc
- △ $h_0 = 85 \text{ Oe}$ } nc
- $h_0 = 187 \text{ Oe}$ } c
- $h_0 = 85 \text{ Oe}$ } c
- $h_0 = 187 \text{ Oe}$ } h
- $h_0 = 85 \text{ Oe}$ } h

Abb. 16: Flußprofile in Abhängigkeit von der Amplitude und von nc , c und h .

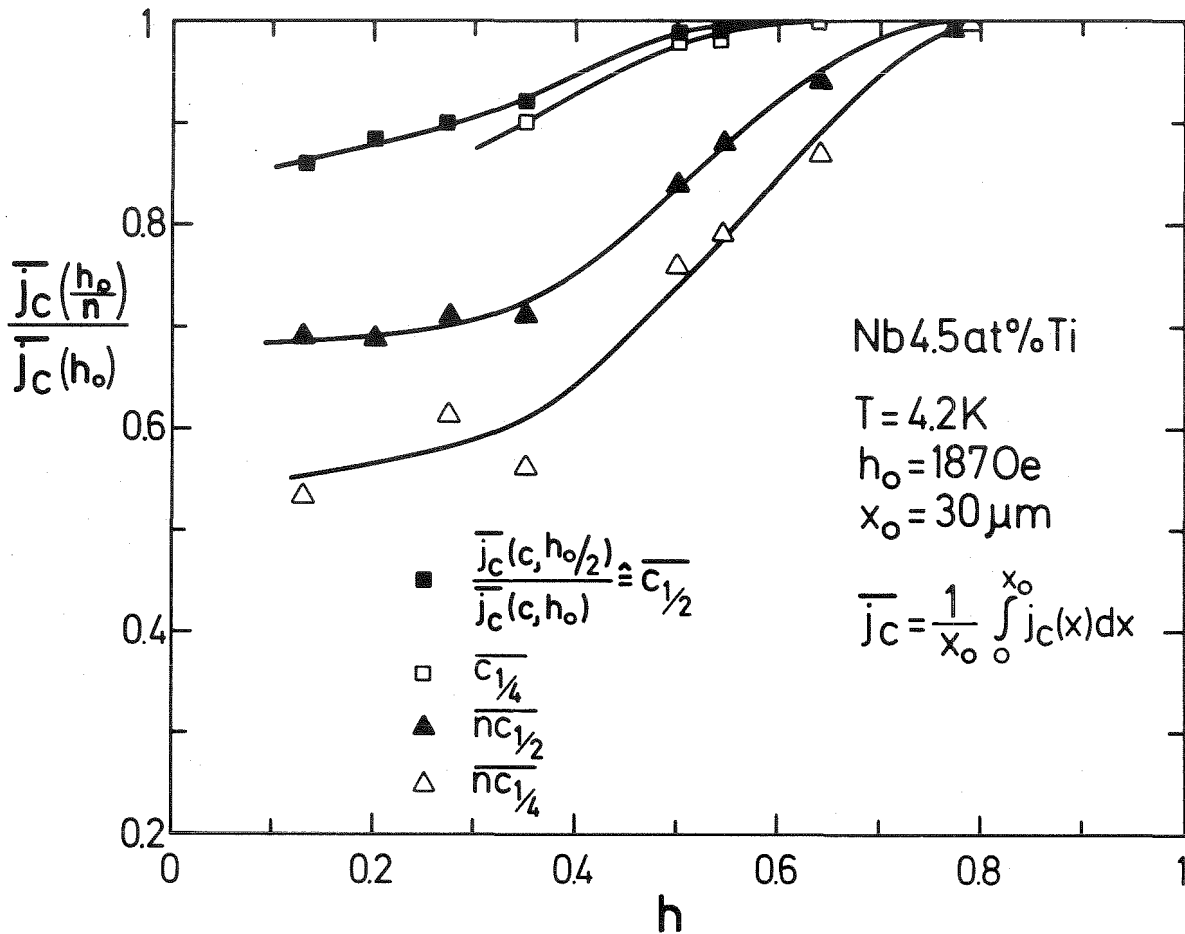


Abb. 17: Amplitudenabhängigkeit als Funktion des Magnetfeldes

abhängigkeit ungefähr mit dem Maximum der Haftkraft zusammenfällt. Da bei der betrachteten Probe, wie in Abb. 16 zu erkennen ist, der H-E und die Amplitudenabhängigkeit an der Oberfläche viel größer sind als im Probeninnern, würde sich bei einer integralen Auftragung der Einsatzpunkt des H-E auch zu etwas höheren Feldern schieben. Der gemeinsame Beginn von H-E und Wechselfeld einfluß und die Tatsache, daß beide mit abnehmendem Feld zunehmen, ist allen Proben gemeinsam. Diese Zusammenhänge führen zu einer einfachen Erklärung für die Amplitudenabhängigkeit: *Eine größere Amplitude verändert die Defektstruktur des FLG so, daß die ursprünglich vorhandenen Differenzen kleiner werden, d.h. der Einfluß der Vorgeschichte wird gelöscht.* Bei sehr großer Amplitude muß für $\dot{h} < 0$ der Zustand nc bzw. für $\dot{h} > 0$ der Zustand c erreicht werden. Wie in Ref. 7) und 9) gezeigt, können solche Unterschiede in den Flußprofilen prinzipiell mit keiner Wechselfeldmethode gemessen werden, vielmehr kann nur ein Mittelwert

aus beiden Profilen ermittelt werden. Deswegen können solche unterschiedlichen Flußverteilungen für $\dot{h} < 0$ und $\dot{h} > 0$ auch nicht beim H-E vorliegen, weil er dann nicht beobachtet werden würde. Ausgehend von einer kleinen Amplitude und von Unterschieden zwischen den Wegen nc , c und h kann man annehmen, daß bei Amplitudenerhöhung für $\dot{h} < 0$ j_c gegen $j_c(nc)$ und für $\dot{h} > 0$ j_c gegen $j_c(c)$ strebt. Die für einen Ort gemessene mittlere Stromdichte sollte zwischen $j_c(c)$ und $j_c(nc)$ liegen, insbesondere folgt daraus, daß die Zustände c oder h mit zunehmender Amplitude eine kleinere Stromdichte zeigen sollten. Das widerspricht den experimentellen Beobachtungen, die zwar für nc , c und h unterschiedlich starke Amplitudenabhängigkeiten aufweisen, aber mit größerer Amplitude wurde nie eine kleinere kritische Stromdichte gefunden. Steigende Hysteresisverluste können die Temperatur erhöhen und so zu einer kleineren Stromdichte bei größerer Amplitude führen, dieser Temperatureffekt ist aber durch Verkleinerung der Frequenz des Wechselfeldes separierbar.

Die Messungen zeigen, daß alle Zustände bei Amplitudenerhöhung einem gemeinsamen Wert in der kritischen Stromdichte zustreben. Dieser Wert liegt immer sehr nahe an dem Zustand, der bei kleiner Amplitude das Maximum gezeigt hat. Daraus läßt sich der Einfluß des Wechselfeldes so rekonstruieren: mit zunehmender Amplitude nimmt die Volumenhaftkraft zu, und zwar stärker im Zustand nc , der immer die kleinste Haftkraft zeigt, und schwächer in den beiden anderen Zuständen. Das wird durch die Abbildungen 16 und 17 und die Untersuchungen der anderen Proben bestätigt. Wird die Amplitude weiter erhöht, werden die wegabhängigen Differenzen kleiner und verschwinden. Danach sollte die gemessene Stromdichte wieder abnehmen, weil nun das Wechselfeld so groß geworden ist, daß es die Zustände nc und c selbst aufbaut. Solche Amplituden konnten experimentell wegen der Energiedissipation durch die Hysteresisverluste nicht erreicht werden.

Die Wechselfeldabhängigkeit des H-E erfordert eine vom stationären Feld abhängige Variation der Amplitude derart, daß die maximale Eindringtiefe $x_{\max}(h_0)$ ungefähr gleich bleibt. Eine Veränderung

von x_{\max} durch die Amplitude verändert auch die Differenzen der wegabhängigen Zustände. Aus diesem Grund ist in den Abbildungen 8, 9 und 10 neben dem Ort auch x_{\max} angegeben.

Bei einem sehr kleinen H-E könnte der Einfluß der Amplitude eine Beobachtung der Unterschiede verhindern. Zunahme der Amplitudenabhängigkeit mit abnehmendem Feld und die Lage von $(\frac{a}{d}, \frac{u}{a})$ der Nb33 at % Ta2 Probe in Abb. 11 sprechen dafür, daß hier der Grund dafür ist, warum bei dieser Probe kein H-E wohl aber eine Amplitudenabhängigkeit beobachtet wurde.

Anhang II

Berechnung der mittleren Auslenkungen u

Für punktförmige Verankerungszentren und ein verdünntes System von Haftstellen gibt Labusch ⁴¹⁾ für die Auslenkung folgende Beziehung an:

$$u = \frac{f_p}{4\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{B}{\Phi_0}} \left(\frac{1}{\sqrt{C_{66} C_{44}}} + \frac{1}{\sqrt{C_{11} C_{44}}} \right) \quad (A1)$$

Sind die Verankerungszentren mindestens in Richtung der Flußlinien größer als a, so erhält man für diese linienförmige Auslenkung ⁶⁾:

$$u = \frac{5 f_p^1}{16\pi C_{66}} \ln \frac{R}{a} \quad (A2)$$

Mit f_p^1 ist die Einzelhaftkraft pro Längeneinheit bezeichnet. Der Abschneideradius R entspricht näherungsweise dem halben mittleren Abstand d zweier benachbarter Haftzentren.

Gilt für punktförmige Zentren mit einer Konzentration $N = \frac{1}{d^2}$ die Beziehung:

$$d \leq l^* = \sqrt{\frac{C_{44} \Phi_0}{C_{66} B}},$$

dann wirken die Zentren linienförmig und die Auslenkung hat die Form ²⁾:

$$u = \frac{f_p^1}{4\sqrt{\pi}} \frac{1}{C_{66}} \quad (A3)$$

Alle drei Gleichungen für die Auslenkungen gelten in der Gitternäherung, d.h. die Auslenkung wird primär von der Elastizität des FLG's bestimmt. Das ist erfüllt für Felder nicht zu nahe H_{c1} und für $u < a$.

Die elastischen Konstanten lassen sich aus folgenden Gleichungen berechnen: ⁴⁵⁾

$$C_{11} \approx C_{44} = \frac{B H_{\text{rev}}(B)}{4\pi}$$

$$C_{66} = \frac{H_c^2}{4\pi} \frac{\kappa^2}{(2\kappa^2 - 1)\beta^2} 0,48 (1 - h)^2 \quad \text{für } h \rightarrow 1$$

Die Einzelhaftkräfte pro Längeneinheit sind im Gültigkeitsbereich der Ginzburg-Landau Gleichungen unter sehr vereinfachenden Annahmen aus der Differenz der lokalen freien Energie folgendermaßen abgeschätzt worden:

diamagnetische WW mit normalleitenden Bereichen

$$f_p^1 = \frac{\sqrt{\Phi_0} H_{c2}^{3/2} (1-h)}{2\beta \sqrt{2\pi} \kappa (2\kappa^2 - 1)} \quad (\text{A4})$$

diamagnetische WW mit supraleitenden Bereichen

$$f_p^1 = \frac{\sqrt{\Phi_0} H_{c2}^{3/2} (1-h)}{2\beta \sqrt{2\pi} \kappa (2\kappa^2 - 1)} \frac{\Delta\kappa}{\kappa} \quad (\text{A5})$$

Kernwechselwirkung mit normalleitenden Bereichen

$$f_p^1 = \frac{3\sqrt{\Phi_0} H_{c2}^{3/2} (1-h) \sqrt{h}}{32 \kappa^2} \quad (\text{A6})$$

Kernwechselwirkung mit supraleitenden Bereichen

$$f_p^1 = \frac{3\sqrt{\Phi_0} H_{c2}^{3/2} (1-h) \sqrt{h}}{32 \kappa^2} \frac{\Delta\kappa}{\kappa} \quad (\text{A7})$$

Die Verkleinerung von C_{66} durch paramagnetische Begrenzung von H_{c2} in Nb66 at % Ti wurde ebenso vernachlässigt wie Unterschiede zwischen κ und κ_1 .

Zum Vergleich mit den experimentellen Werten sind die Einzelhaftkräfte mit den nachfolgenden Beziehungen direkt summiert worden:

$$F_p^D = S_v f_p^1 \sqrt{\frac{B}{\phi_0}} \quad (A8)$$

$$F_p^D = n f_p \quad (A9)$$

$$F_p^D = \sqrt{N'} f_p \frac{B}{\phi_0} \quad (A10)$$

$$F_p^D = \frac{1}{d} f_p^1 \sqrt{\frac{B}{\phi_0}} \quad (A11)$$

Mit S_v ist die Projektionsfläche der Ausscheidungen oder Poren senkrecht zur Lorentzkraft bezeichnet, N' gibt die Versetzungsdichte in $\left[\frac{1}{\text{cm}^2}\right]$ an. Der Quotient F_p/F_p^D sollte näherungsweise $\frac{u}{a}$ entsprechen.

Die Rechnungen für f_p , u und F_p^D wurden für die reduzierten Felder und Temperaturen der Tabelle 1 durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2 aufgeführt. Die 2. Spalte gibt Auskunft darüber, welcher Wechselwirkungsmechanismus zugrunde gelegt wurde. Weiter sind dort die Nummern der verwendeten Gleichungen in der Reihenfolge f_p , u , F_p^D angegeben. Stehen anstelle der für die Einzelhaftkraft benutzten Gleichung oder in einer anderen Spalte Literaturangaben, dann sind die entsprechenden Werte aus diesen Arbeiten entnommen. Für den tordierten Nb Einkristall z.B. wurden Einzelhaftkraft und Versetzungsdichte aus ³³⁾ und ³⁴⁾ eingesetzt. Die in der letzten Spalte aufgeführten Literaturangaben beziehen sich auf supraleitende oder metallurgische Untersuchungen an gleichen oder ähnlichen Materialien.

Für die kaltverformten Proben sind aus Literaturangaben die mittleren Versetzungsdichten und der mittlere Zellwanddurchmesser d der heterogenen Versetzungsanordnung in Abhängigkeit von der Querschnittsreduktion R in Abb. 18 aufgetragen. Unterschiede zwischen Nb und NbTi Legierungen sind nicht berücksichtigt. Verschiedene Reinheitsgrade und Korngrößen des Ausgangsmaterials sind ebenfalls nicht erfaßbar. Mit einer Zellwanddicke t von etwa $0,1 d$ ^{42,43)} und unter Vernachlässigung der Versetzungsdichte im Zellinnern

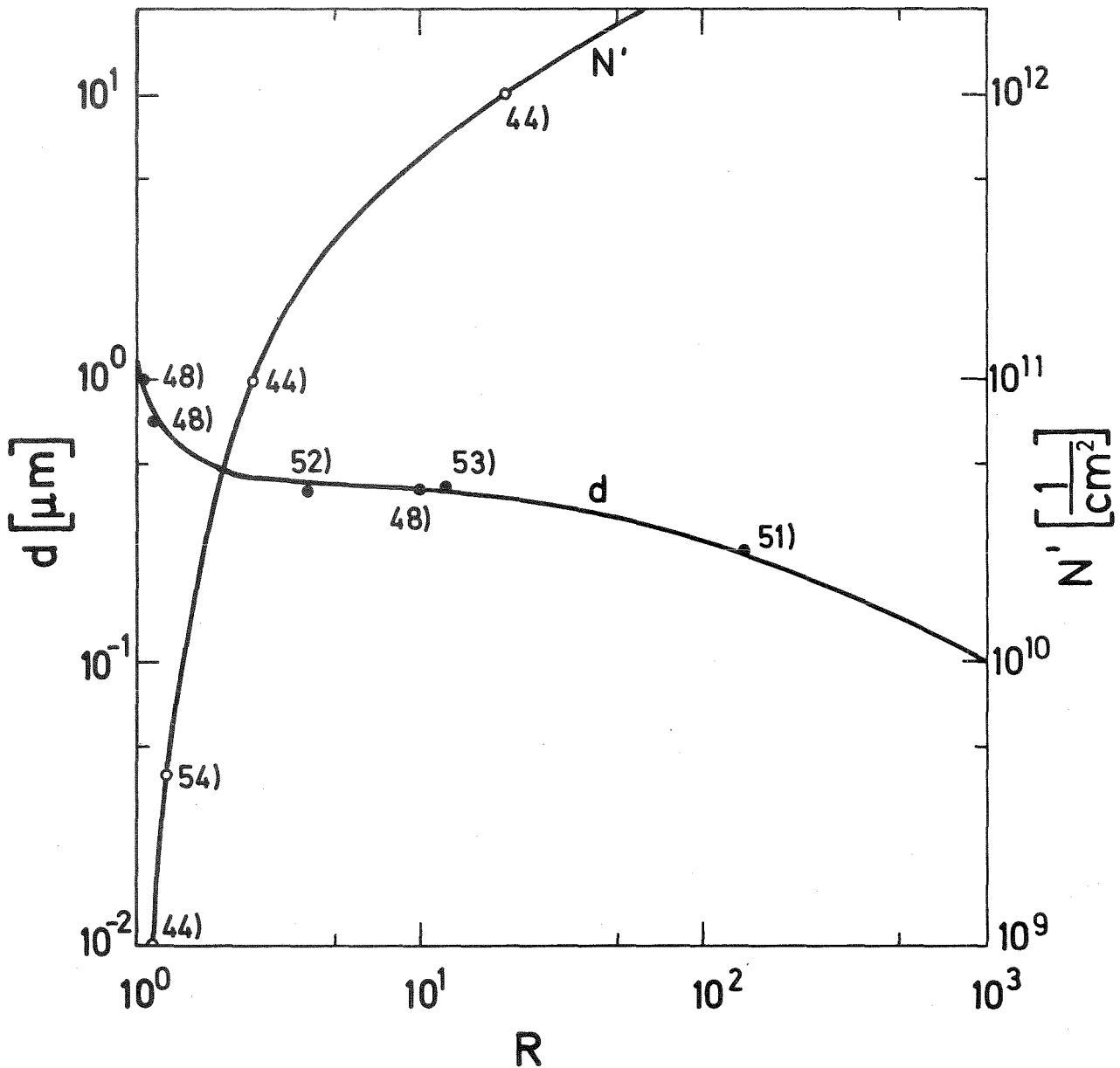


Abb. 18: Mittlere Versetzungsdichte N' und mittlerer Zelldurchmesser d in Abhängigkeit von der Querschnittsreduktion R für Nb und NbTi Proben. Die Meßpunkte der Autoren sind durch die entsprechenden Literaturhinweise gekennzeichnet.

gegenüber der in den Wänden N_w ^{44,45)} erhält man:

$$N_w \approx 3 N'$$

Aus der Beziehung von Goodman⁴⁶⁾ für die Abhängigkeit des

Ginzburg-Landau Parameters vom spezifischen Widerstand ρ

$$\kappa = \kappa_0 + 7,5 \cdot 10^3 \sqrt{\gamma} \rho$$

ergibt sich für $\Delta\kappa$ näherungsweise:

$$\Delta\kappa \approx 7,5 \cdot 10^3 \sqrt{\gamma} \Delta\rho$$

Mit einem mittleren Widerstand pro Längeneinheit der Versetzungen von etwa $10^{-19} \Omega\text{cm}^3$ ^{39,47)} erhält man daraus:

$$\Delta\kappa \approx 7,5 \cdot 10^3 \sqrt{\gamma} 10^{-19} \text{ } \Omega\text{cm}^3$$

Werte für die spez. Wärme der Elektronen γ sind aus Ref. 20 entnommen. Die Proben Nb1,5 at % Ti und Nb4,5 at % Ti sind dieselben, die in Ref. 20 von Fietz bzw. von Fietz und Webb ¹⁹⁾ untersucht wurden. Die so abgeschätzten Werte für $\Delta\kappa$ sind in der 2. Spalte der Tabelle 3 eingetragen. Für die Nb66 at % Ti Probe und den Einkernleiter konnten wegen fehlender Größen diese Abschätzungen für $\Delta\kappa$ nicht durchgeführt werden. In Anlehnung an $\Delta\kappa/\kappa \approx 0,02$ bei den Proben bis 14 at % Ti ist hier $\Delta\kappa \approx 1$ angenommen worden. Messungen der kritischen Stromdichte in Abhängigkeit vom Verformungsgrad und elektronenmikroskopische Untersuchungen ⁴⁸⁾ zeigen, daß mit zunehmender Verformung die Versetzungsdichte in den Zellwänden eine Sättigung erreicht. Die durch erhöhtes Kaltverformen vergrößerte mittlere Versetzungsdichte bewirkt eine größere Zellwanddicke und eine Abnahme des Zelldurchmessers, aber keine Erhöhung von $\Delta\kappa$. Das rechtfertigt, $\Delta\kappa/\kappa$ für Nb66 at % Ti und für den Einkernleiter als gleich anzunehmen. Aus demselben Grund wurde bei der Probe Nb4 für $\Delta\kappa/\kappa$ der Wert von Nb3 eingesetzt. Die mittlere Subbandbreite d des Einkernleiters ist aus einer elektronenmikroskopischen Aufnahme, die uns zusammen mit der Probe von Herrn Dr. Hillmann freundlicherweise überlassen wurde, entnommen. ⁴⁹⁾

Von NbTa Proben ist aus elektronenmikroskopischen Untersuchungen ⁴⁸⁾ bekannt, daß sie erst bei Reduktionen größer als 1,4 Anzeichen einer heterogenen Versetzungsanordnung zeigen. Die TEM-Aufnahme

Tabelle 2

Probe	WW-Mechanismus	f_p [dyn]	a	$N \left[\frac{1}{\text{cm}^3} \right]$	a	F_p^D	$\frac{F_p}{F_p^D}$	d	l^*	a	$\frac{a}{d}$	Ref.	
		$f_p^l \left[\frac{\text{dyn}}{\text{cm}} \right]$	b	$N' \left[\frac{1}{\text{cm}^2} \right]$	b	$\left[\frac{\text{dyn}}{\text{cm}^3} \right]$		[cm]	[cm]	[cm]			
				$S_V \left[\frac{1}{\text{cm}} \right]$	c								
Nb1	el. WW 33), A1, A10	$5 \cdot 10^{-7}$	a	$6 \cdot 10^6$	b	$8,5 \cdot 10^6$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$4,1 \cdot 10^{-4}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$4,2 \cdot 10^{-3}$	$2,9 \cdot 10^{-2}$	33) 34)
Nb2	el. WW 55), A3, A9	10^{-7}	a	$3 \cdot 10^{15}$	a	$3 \cdot 10^8$	$8,7 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-6}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	1,72	55) 58) 59) 60)
Nb3	diamagn. WW A5, A3, A11 $\Delta\kappa = 0,19$	0,14	b	10^{12}	b	$4,4 \cdot 10^8$	0,14	$3,8 \cdot 10^{-5}$	$6,1 \cdot 10^{-5}$	$8,4 \cdot 10^{-6}$	0,18	0,22	19)
Nb4	diamagn. WW A5, A3, A11 $\Delta\kappa = 0,21$	0,15	b	$3 \cdot 10^{12}$	b	$8,6 \cdot 10^8$	0,18	$2 \cdot 10^{-5}$	$4,8 \cdot 10^{-5}$	$8,7 \cdot 10^{-6}$	0,13	0,44	18)
Nb1,5at%Ti	Kern-WW A7, A3, A11 $\Delta\kappa = 0,11$	$6,2 \cdot 10^{-2}$	b	$6 \cdot 10^{11}$	b	$2,0 \cdot 10^8$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-5}$	$5,7 \cdot 10^{-5}$	$7,7 \cdot 10^{-6}$	$6,5 \cdot 10^{-2}$	0,19	19)
Nb33at%Ta 1	el. WW A1, A10	10^{-7}	a	10^8	a	$1,1 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	10^{-4}	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$9,6 \cdot 10^{-6}$	$4,5 \cdot 10^{-3}$	$9,6 \cdot 10^{-2}$	
Nb4,5at%Ti	Kern-WW A7, A3, A11 $\Delta\kappa = 0,12$	$3,3 \cdot 10^{-2}$	b	$6 \cdot 10^{11}$	b	$1,5 \cdot 10^8$	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-5}$	$7,5 \cdot 10^{-5}$	$5,6 \cdot 10^{-6}$	$4,2 \cdot 10^{-2}$	0,14	19)
Nb33at%Ta 2	el. WW A3, A10	10^{-7}	a	$4 \cdot 10^9$	b	$9,2 \cdot 10^7$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$8,3 \cdot 10^{-6}$	$4,7 \cdot 10^{-3}$	0,52	48) 61)
Nb33at%Ta 3	el. WW A3, A10	10^{-7}	a	$4 \cdot 10^{10}$	b	$2,9 \cdot 10^8$	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$8,3 \cdot 10^{-6}$	$4,7 \cdot 10^{-3}$	1,7	48) 61)
Pb56at%Bi	diamagn. WW A4, A2, A8	$1,4 \cdot 10^{-2}$	b	$8 \cdot 10^2$	c	$2,1 \cdot 10^6$	1,6	10^{-3}	$2,3 \cdot 10^{-4}$	$5,2 \cdot 10^{-6}$	0,49	$5,2 \cdot 10^{-3}$	23) 36)
Nb14at%Ti	Kern-WW A7, A3, A11 $\Delta\kappa = 0,21$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	b	10^{12}	b	$1,1 \cdot 10^8$	0,26	$3,8 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$2,8 \cdot 10^{-6}$	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$7,3 \cdot 10^{-2}$	19)
V ₃ Si Einkristall	diamagn. WW A4, A2, A8	$3,9 \cdot 10^{-2}$	b	50	c	$7,2 \cdot 10^5$	0,42	$2 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^{-6}$	0,46	$1,4 \cdot 10^{-3}$	50)
Nb ₃ Sn	Korngr.-WW A7, A2, A11 $\Delta\kappa/\kappa = 0,05$	$2,1 \cdot 10^{-2}$	b	$6,7 \cdot 10^3$	c	$5,2 \cdot 10^7$	$8,8 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^{-6}$	0,19	$1,8 \cdot 10^{-2}$	26)
Nb66at%Ti	Kern-WW A7, A3, A11 $\Delta\kappa = 1$	$3,3 \cdot 10^{-3}$	b	-		$3,1 \cdot 10^7$	0,64	$3,9 \cdot 10^{-5}$	$3,3 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^{-6}$	$3,9 \cdot 10^{-2}$	$6,8 \cdot 10^{-2}$	25)
VAC Einkern- leiter E442/3	Kern-WW A7, A2, A 11 $\Delta\kappa = 1$	$3,4 \cdot 10^{-3}$	b	-		$1,3 \cdot 10^8$	$8,2 \cdot 10^{-2}$	10^{-5}	$3,3 \cdot 10^{-4}$	$2,6 \cdot 10^{-6}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$	0,26	27)
S ₆ Mo ₅ Sn	Kern-WW A6, A3, A8	$3,5 \cdot 10^{-3}$	b	$3 \cdot 10^2$	c	$2,8 \cdot 10^5$	0,69	$8,7 \cdot 10^{-4}$	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$3,7 \cdot 10^{-6}$	1,6	$4,3 \cdot 10^{-3}$	28)

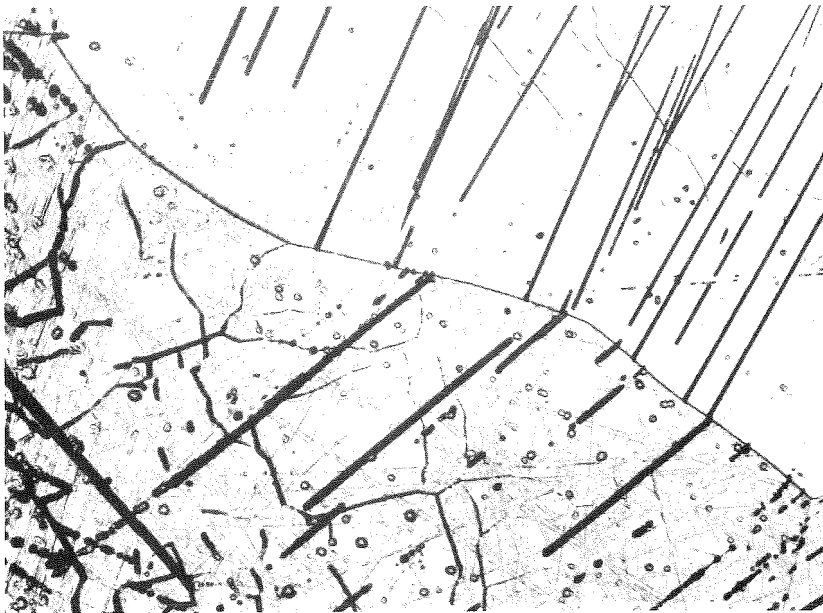
1
53
1

der Nb33 at % Ta3 Probe auf dieser Seite weist eine solche auf. In den nicht scharf ausgebildeten Zellwänden ist die Versetzungsdichte aber klein, so daß z.T. Einzelversetzungen erkennbar sind, deswegen wurde hier nur die elastische WW berücksichtigt. Die Einzelhaftkraft für eine Versetzung wurde durch Einsetzen von H_c in die Einzelhaftkraft der Nb1 Probe abgeschätzt. Die Volumenhaftkraft der V_3Si Probe ist, wie Vergleiche mit Messungen an Kristallen ohne Ausscheidungen zeigen ⁵⁰⁾, zumindest im Feldbereich $h \leq 0,6$ nicht auf Versetzungen zurückzuführen.

Im folgenden sind einige Bilder der licht- und elektronenmikroskopischen Untersuchungen gezeigt, aus denen Größe und Konzentration der Haftzentren entnommen wurden.

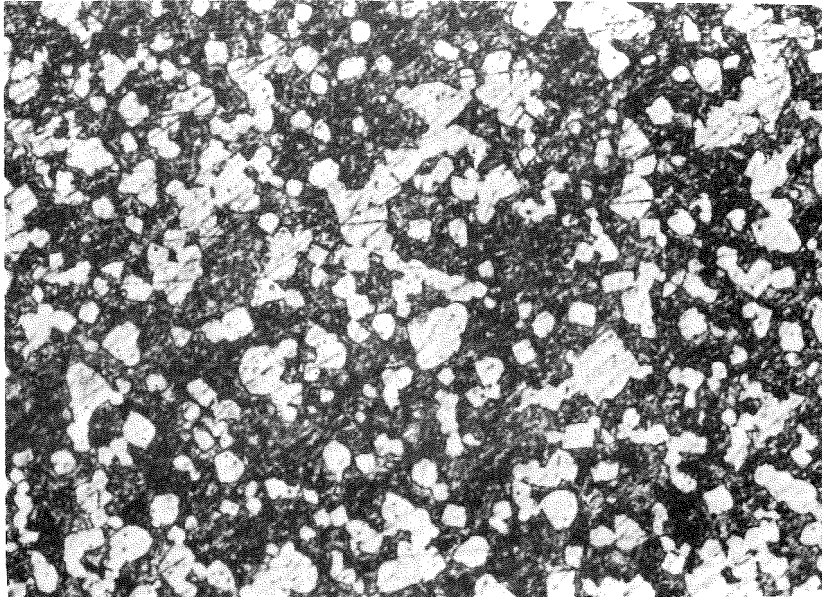


Versetzungsstruktur der Nb33 at % Ta3 Probe × 120 000



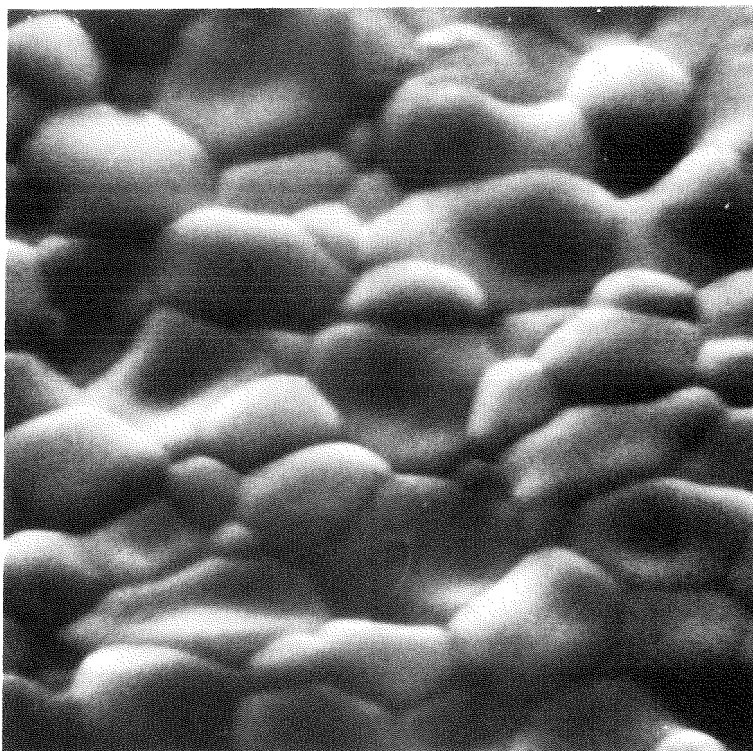
Mo25 at % Re
mit Versetzungen,
Kleinwinkelkorn-
grenzen und Zwillings-
grenzen

× 100



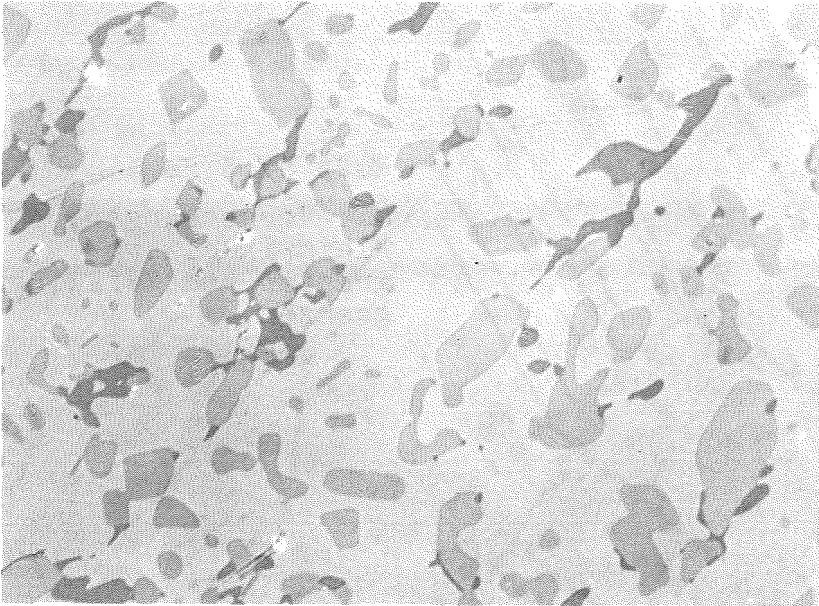
Pb56 at % Bi
mit normalleitenden Bi
Ausscheidungen (hell)

× 1000



Korngrenzen der
Nb₃Sn Probe

× 11 500



V_3Si mit
normalleitenden V_5Si_3
Ausscheidungen (dunkel)

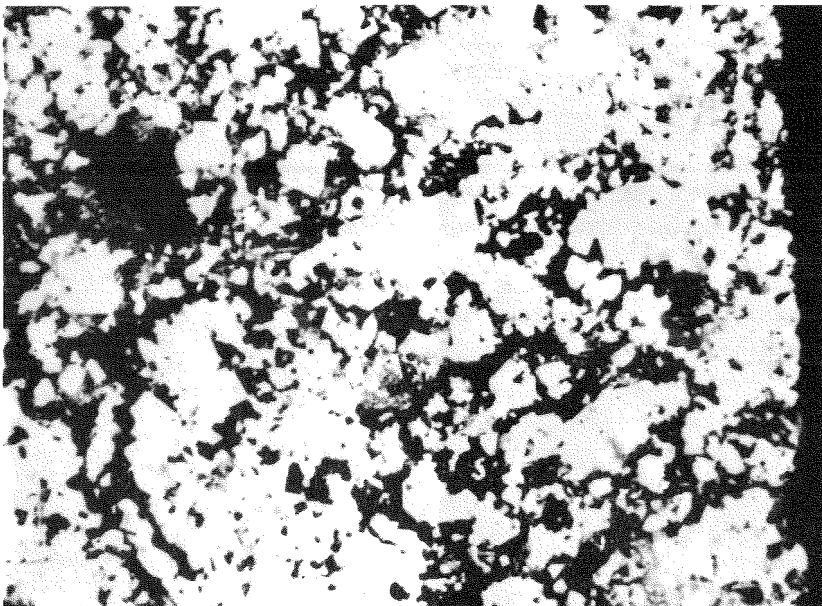
× 500



Subbandstrukturen des
Einkernleiters

× 20 000

Mit freundlicher
Genehmigung der
Vacuumschmelze,
Hanau 49)



S_6Mo_5Sn

mit Poren (schwarz)

× 1000

Literaturverzeichnis

- 1 R. Labusch, *Crystal Lattice Defects* 1, 1 (1969)
- 2 E.J. Kramer, *J. Appl. Phys.* 44, 1360 (1973)
- 3 C.P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* 8, 250 (1962)
- 4 J. Friedel, P.G. de Gennes, J. Matricon, *Appl. Phys. Lett.* 2, 119 (1963)
- 5 A.M. Campbell, J.E. Evetts, *Adv. in Physics* 21, 199 (1972)
- 6 H. Ullmaier, *Irreversible Prop. of Type II Superconductors*, Springer Tracts in Modern Physics Vol. 76 (1975)
- 7 R.W. Rollins, H. Küpfer, W. Gey, *J. Appl. Phys.* 45, 5392 (1974)
- 8 A.M. Campbell, *J. Phys.* C4, 3186 (1971)
- 9 H. Küpfer, Diplomarbeit, Inst. für Experimentelle Kernphysik der Universität und des Kernforschungszentrums Karlsruhe (1973)
- 10 M.A.R. Le Blanc, D.J. Griffiths, *Appl. Phys. Lett.* 9, 131 (1966)
- 11 J.E. Evetts, European Conf. on the Physics of Condensed Matter, Florenz (1971)
- 12 J. Lowell, *Cryogenics* 12, 440 (1972)
- 13 M. Steingart, A.G. Putz, E.J. Kramer, *J. Appl. Phys.* 44, 5580 (1973)
- 14 H.W. Weber, *J. Low. Temp. Phys.* 17, 49 (1974)
- 15 L.M. Schafe, P.L. Rossiter, W.A. Rachinger, *phys. stat. sol. (b)* 74, 785 (1976)
- 16 A. Das Gupta, W. Gey, J. Halbritter, H. Küpfer, J.A. Yasaitis, *J. Appl. Phys.* 47, 2146 (1976)
- 17 A.M. Campbell, *J. Phys.* C2, 1492 (1969)
- 18 P. Penczynski, M. Hentzelt, G. Eger, *Cryogenics* 14, 503 (1974)
- 19 W.A. Fietz, W.W. Webb, *Phys. Rev.* 178, 657 (1969)
- 20 W.A. Fietz, Thesis Cornell University, Ithaca New York (1967)
- 21 W.C.H. Joiner, R.D. Blaugher, *Rev. Mod. Phys.* 36, 67 (1964)
- 22 T. Ogasawara, Y. Kubota, K. Yasukochi, *J. of the Phys. Soc. of Jap.* 25, 1307 (1968)
- 23 A.M. Campbell, J.E. Evetts, D. Dew-Hughes, *Phil. Mag.* 18, 313 (1968)
- 24 G.D. Cody, G.W. Webb, *Critical Rev. in Sol. State Sciences* 1, 27 (1973)
- 25 R.G. Hampshire, M.T. Taylor, *J. phys. F. Metal Phys.* 2, 89 (1972)
- 26 P. Kneisel, H. Küpfer, W. Schwarz, O. Stoltz, J. Halbritter, Appl. Superconductivity Conf. Stanford, USA (1976)

- 27 H. Hillmann, Z. Metallkunde 60, 157 (1969)
- 28 Ø. Fischer, R. Odermatt, G. Bonghi, H. Jones, Phys. Lett. 45A, 87 (1973)
- 29 C. Baker, J. Sutton, Phil. Mag. 19, 1223 (1969)
- 30 E. Kusayanagi, K. Jamafuji, Phys. Lett. A29, 529 (1969)
- 31 P. Thorel, R. Khan, Y. Simon, D. Cribier, J. Physique 34, 447 (1973)
- 32 C.P. Herring, J. Phys. F: Metal Phys. 6, 99 (1976)
- 33 H.C. Freyhardt, Phil. Mag. 23, 345 (1971)
- 34 E. Nembach, phys. stat. sol. 13, 543 (1966)
- 35 D. Dew-Hughes, Phil. Mag. 30, 293 (1974)
- 36 R.I. Coote, J.E. Evetts, A.M. Campbell, Can. J. Phys. 50, 421 (1972)
- 37 F. Sernetz, Proc. of International Discussion Meeting on Flux Pinning in Superconductors, Ed. P. Haasen und H.C. Freyhardt, Akademie der Wissenschaften, Göttingen, 176 (1975)
- 38 A.B. Pippard, Phil. Mag. 19, 217 (1969)
- 39 A. Seeger, Hdb. Phys., Vol. VII/2, Springer Verlag, Berlin 1958, S. 147
- 40 R.W. Rollins, H. Küpfer, W. Gey, Proc. of International Discussion Meeting on Flux Pinning in Superconductors, Ed. P. Haasen und H.C. Freyhardt, Akademie der Wissenschaften, Göttingen, 142 (1975)
- 41 R. Labusch, phys. stat. sol. 32, 439 (1969)
- 42 D. Dew-Hughes, Rep. Prog. Phys. 34, 821 (1971)
- 43 D. Dew-Hughes, M.J. Witcomb, Phil. Mag. 26, 73 (1972)
- 44 A.V. Narlikar, D. Dew-Hughes, phys. stat. sol. 6, 383 (1964)
- 45 M.J. Witcomb, A. Echarri, A.V. Narlikar, D. Dew-Hughes, J. of Mat. Science 3, 191 (1968)
- 46 B.B. Goodman, IBM J. Res. Dev. 6, 63 (1962)
- 47 Z.S. Basinski, J.S. Dugdale, A. Howie, Phil. Mag. 8, 1989 (1963)
- 48 A.V. Narlikar, D. Dew-Hughes, J. of Mat. Science 1, 317 (1966)
- 49 J. Pfeiffer, H. Hillmann, Acta Metallurgica 16, 1429 (1968)
- 50 M. Pulver, Z. Physik 257, 22 (1972)
- 51 C. Baker, J. of Mat. Science 5, 40 (1970)
- 52 S.J. Thompson, P.E.J. Flewitt, J. of Less-Common Metals 4, 269 (1975)
- 53 C.C. Koch, D.M. Kroeger, Phil. Mag. 30, 501 (1974)
- 54 G. Taylor, J.W. Christian, Phil. Mag. 15, 893 (1967)

- 55 D.C. Agrawal, E.J. Kramer, B.A. Loomis, Phil. Mag. 33, 343 (1976)
- 56 R.P. Tudor, M.S. Wechsler, radiation effects 3, 73 (1970)
- 57 M. Wilkens, Vacancies and Interstitials in Metals, North-Holland, Amsterdam 485 (1969)
- 58 R.H. Kernohan, S.T. Sekula, J. of Appl. Phys. 38, 4303 (1967)
- 59 H. Berndt, N. Kartascheff, H. Wenzl. Z. f. angew. Physik 24, 305 (1968)
- 60 C.A.M. Van der Klein, P.H. Kes, D. de Klerk, Phil. Mag. 29, 559 (1974)
- 61 K.E. Osborne, E.J. Kramer, Phil. Mag. 29, 685 (1974)