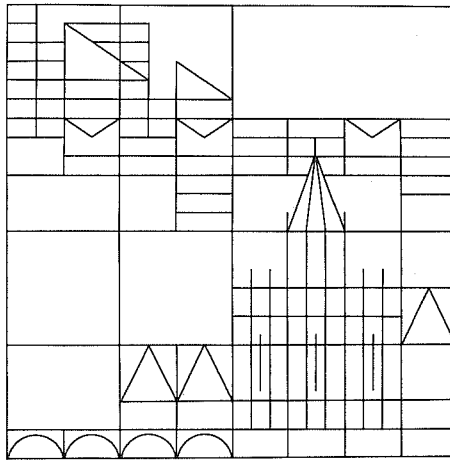


# **Tieftemperaturimplantation von Mangan in Gallium-Filme**



**Universität Konstanz**

**Fakultät für Physik**

**Diplomarbeit von Armin Plewnia**

**Januar 1990**

# Inhaltsverzeichnis

I.	Einleitung	3
II.	Die Meßapparatur	5
1.	Der Beschleuniger	6
2.	Das Strahlrohr	6
3.	Der Kryostat	10
	Der Kryostaten-Grundaufbau	10
	Das Einkühlen des Kryostaten	11
	Der Kryostateninnenteil	11
	Die verschiedenen Probenstellungen	12
	Der Aufdampfofen	13
	Die Meßleitungen	13
4.	Der Probenhalter	15
III.	Meßmethoden	16
1.	Temperaturmessung	16
2.	Messung des Filmwiderstands	17
3.	Filmdickenbestimmung	17
4.	$T_c$ -Bestimmung	17
5.	Ionenstrom	19
IV.	Versuchsdurchführung	20
1.	Probenpräparation	20
2.	Meßablauf	22
V.	Grundlagen	23
1.	Gallium	24
2.	Konzentration und Defektverteilung	25
3.	Film-Bestrahlung / Implantation	28
	Argon-Bestrahlung	28
	Mangan-Implantation	30
a)	Magnetischer Grenzfall des Friedel-Anderson-Modells	31
b)	Nichtmagnetischer Grenzfall des Friedel-Anderson-Modells	33

VI.	Experimente	35
1.	Mangan-Implantationsexperiment	35
	Bestrahlung mit 40 keV Mangan	35
	Widerstandsanstieg durch Mangan-Implantation	36
	$T_c$ -Änderung durch Mangan-Implantation	38
2.	Argon-Durchschußexperiment	41
	Widerstandsanstieg durch Argon-Bestrahlung	42
	$T_c$ -Änderung durch Argon-Bestrahlung	43
3.	Mangan-Implantationsexperiment	45
	Widerstandsanstieg durch Mangan-Implantation	46
	$T_c$ -Absenkung durch Mangan-Implantation	47
VII.	Zusammenfassung	49
VIII.	Anhang	51
	Schaltbilder	51
	Literaturverzeichnis	54

## I. Einleitung

Wird ein Atom mit magnetischem Moment in ein metallisches Wirtsgitter eingebaut, so stellt sich unmittelbar die Frage nach der Stabilität dieses Momentes. Von J. Friedel [Fri58] und W. Anderson [And61] wurde dieses Problem im Grundsatz gelöst und entsprechende Phasendiagramme angegeben. Dabei zeigt sich, daß die intraatomare Coulombwechselwirkung  $U$  sowie die Austauschwechselwirkung  $J$  die entscheidenden Parameter sind. Beide sind jedoch für konkrete Fremdatom/Wirtsmetall-Kombinationen theoretisch nur schwer zugänglich.

Experimentell ist es erst in jüngster Zeit gelungen, die Stabilität des Momentes nicht-miteinander wechselwirkender Fremdatome mit Hilfe der außerordentlich sensitiven nuklearen TDPAD-Methode (Time-Differential Perturbed Angular  $\gamma$ -ray-Distribution) zu untersuchen [Rie88]. Dabei zeigte sich, daß die Stabilität etwa eines Eisen-Momentes stark davon abhängt, ob das Wirtsmetall sp-Bänder oder aber auch d-Band Anteile besitzt.

Eine alternative experimentelle Methode zumindest des Nachweises eines magnetischen Momentes in einem supraleitenden Wirtsmetall besteht darin, die mögliche Abnahme der Übergangstemperatur zur Supraleitung  $T_c$  als Funktion der Fremdatomkonzentration zu bestimmen. Falls eine solche Absenkung beobachtet wird, kann unmittelbar auf die Existenz eines Momentes geschlossen werden. Darüber hinaus können durch Anpassung an theoretische Vorhersagen, etwa der Theorie von A. Abrikosov und L. Gor'kov [AG60], auch quantitative Aussagen abgeleitet werden.

Diese letztere Methode sollte in der vorliegenden Arbeit auf das System Mangan als Fremdatom im Wirtsmetall Gallium angewandt werden. Da sich Gallium durch abschreckende Kondensation des Dampfes auf ein flüssig Helium gekühltes Substrat in zwei verschiedenen Modifikationen präparieren läßt (amorphes Gallium mit  $T_c = 8,5$  K, stabil bis 16 K und kristallines  $\beta$ -Gallium,  $T_c = 6,3$  K, stabil bis 60 K), erlaubt dieses Wirtsmetall den Einfluß der kristallinen Struktur auf die Stabilität des Mangan-Momentes zu studieren. Bei der experimentellen Durchführung eines solchen Versuches muß berücksichtigt werden, daß Mangan in Gallium praktisch unlöslich ist, d.h. man muß eine metastabile Zwangslösung bei tiefen Temperaturen präparieren. Dies sollte mit Hilfe der Tieftemperaturimplantation erfolgen, eine Technik, die es erlaubt, die Mangankonzentration Schritt für Schritt in ein und derselben Probe zu erhöhen. Die Bestimmung der möglichen  $T_c$ -Absenkung mußte dann natürlich insitu bei tiefen Temperaturen erfolgen.

Entsprechend dieser Aufgabenstellung, muß zunächst ein Strahlrohr mit Bestrahlungskryostat an eine bestehende Implantationsmaschine angeschlossen und getestet werden. Insbesondere schlossen diese Tests die ionenoptische Manipulation und den Nachweis des Ionenstrahls ein, die Inbetriebnahme des Bestrahlungskryostaten einschließlich der elektrischen Komponenten sowie der vakuum- und kältetechnischen Optimierung ein. Insbesondere mußte auch die Möglichkeit der abschreckenden Kondensation im Bestrahlungskryostaten installiert werden. Diese Aufgabe stellten den Hauptteil der vorliegenden Diplomarbeit dar, ihm ist entsprechend viel Raum gewidmet.

Die ersten Bestrahlungs- und Implantationsergebnisse zeigen, daß die Methode tatsächlich geeignet ist, die oben geschilderte physikalische Fragestellung experimentell anzugehen. Speziell konnte gezeigt werden, daß man Mangan in  $\beta$ -Gallium ein magnetisches Moment zuordnen muß.

## II. Die Meßapparatur

Die Experimente der Tieftemperaturimplantation wurden hier an einem Ionenbeschleuniger der Firma High Voltage durchgeführt. Dieser erlaubt es, Ionen auf eine Energie von 30–350 keV zu beschleunigen, in Ausnahmefällen sind auch kleinere Energien möglich. Es wurden Energien von 40–120 keV zur Implantation und 350 keV bei der Bestrahlung benutzt. Die komplette Anlage besteht aus dem eigentlichen Beschleuniger (Ionenerzeugung, Massenseparation, Beschleunigungsstrecke) und derzeit drei Strahlrohren mit Implantationskammern; an dem hier beschriebenen Strahlrohr befindet sich am Ende ein Kryostat.

An dieser Anlage experimentieren verschiedene Arbeitsgruppen. Gemeinsam benutzt wird der Beschleuniger, von dem aus der Ionenstrahl mithilfe eines Umlenkmagneten (Switcher) in das entsprechende Strahlrohr gelenkt werden kann. Für diese Experimente wurde das sogenannte 0°-Strahlrohr benutzt. Zu dem betriebsbereiten Ionenbeschleuniger (Abb. 1) mußte die 0°-Strecke, bestehend aus Strahlrohr und Kryostat zunächst aufgebaut und getestet werden.

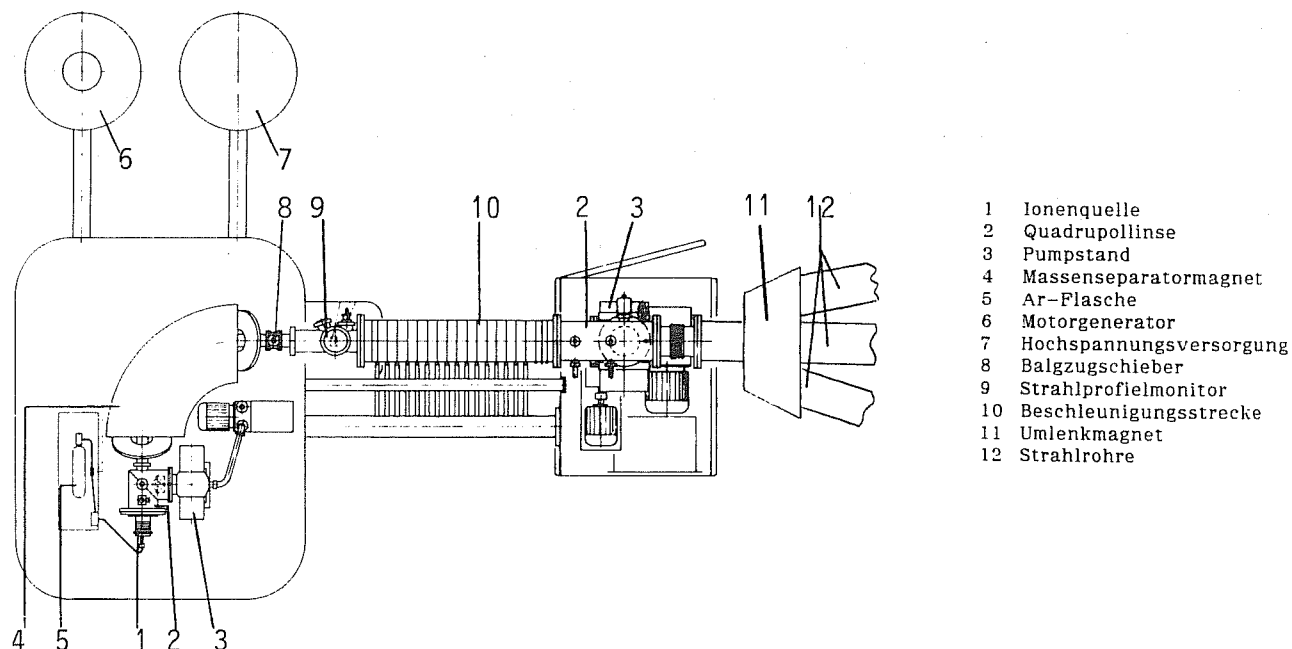


Abb. 1 Schematischer Aufbau des Ionenbeschleunigers [Hig82]

## 1. DER BESCHLEUNIGER

Der Beschleuniger (Abb. 1), enthält die Ionenquelle, die Vorbeschleunigungsstrecke, den Massenseparatormagneten und die eigentliche Beschleunigungsstrecke.

Der Ofen einer geeigneten Ionenquelle wurde mit Mangan-Krümel gefüllt und mit ca. 18–20 A geheizt. Die Quelle wird unter stetigem Argoneinlaß gezündet und gefahren, dazu sollte im Beschleuniger zuvor ein Druck von weniger als  $4 \cdot 10^{-5}$  mbar herrschen. Die in der Quelle erzeugten Ionen werden durch eine festeingestellte Ziehspannung von 30 kV vorbeschleunigt und durch den Massenseparatormagneten getrennt. In unserem Falle war dies  $Mn^+$  zum Implantieren und  $Ar^+$  zum Bestrahlen der Probe. Durch die variable Spannung von 0–320 kV, werden die Ionen in der Beschleunigungsstrecke auf die Endenergie von 30–350 keV beschleunigt.

## 2. DAS STRAHLROHR

Das aufgebaute und benutzte Strahlrohr führt, in einem kleinem Winkel von  $1,5^\circ$ , vom Beschleuniger aus weiter. Die Ionen werden durch eine fest eingestellte Feldstärke im Umlenkmagnet in diese  $1,5^\circ$ -Bahn eingelenkt. Dieser kleine Winkel verhindert, daß Neutralteilchen in das Strahlrohr gelangen können (diese würden bei der Stromintegration nicht mehr erfaßt, und würden somit zu einem Fehler bei der Fluenzbestimmung führen).

Das Strahlrohr (Abb. 2) enthält eine Quadrupollinse, ein Strahlablenksystem und eine Strahlanalysenkammer. Diese drei Geräte werden vom Steuerpult des Beschleunigers aus bedient. Da alle drei Strahlrohre in diesem Teil (Quadrupollinse und Strahlablenksystem) identisch sind, existiert hierzu nur ein Steuergerät, welches über einen Hochspannungsschalter auf das jeweils benutzte Strahlrohr geschaltet wird.

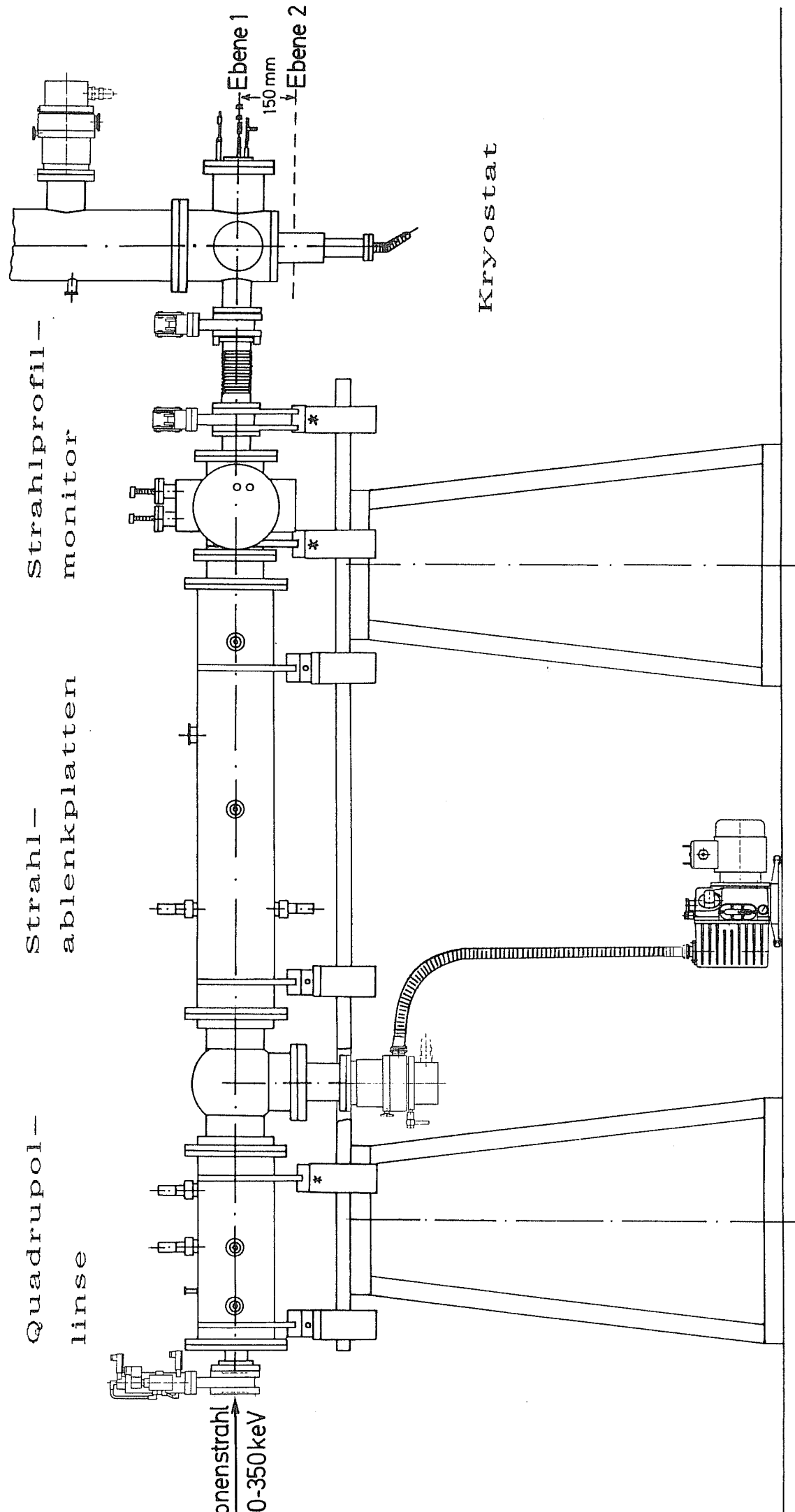


Abb. 2 Schematischer Aufbau des Strahlrohres



Während der Bestrahlung sollte der Brennpunkt der gesamten Ionenoptik auf dem Target liegen. Aufgrund der langen Ionenstrecke ist eine zusätzliche Quadrupollinse notwendig.

Das Strahlablenksystem enthält ein kurzes Plattenpaar zur y-Ablenkung und ein langes Plattenpaar zur x-Ablenkung. Hiermit kann erstens der Strahl auf die Mitte des Strahlrohres nachgestellt werden, dies ist in den meisten Fällen aber nicht notwendig; zweitens wird hiermit der Ionenstrahl zeilenweise über das räumlich ausgedehnte Target geführt. Die Frequenzen der Strahlablenkung sind so gewählt, daß die so entstehenden Zeilen nicht starr aufeinander zu liegen kommen. Das Strahlrohr kann durch einen pneumatischen Balgzugschieber vorne, und einen mechanischen Balgzugschieber hinten, an- bzw. entkoppelt werden. Es wird durch eine 6 m<sup>3</sup>/h-Vorpumpe und eine 170 l/s-Turbomolekularpumpe evakuiert. Im Strahlrohr herrscht ein Druck von  $2 \cdot 10^{-6}$  mbar.

Die Strahlanalysenkammer dient zur letzten Kontrolle der Position und der Form des Ionenstrahls. Sie enthält zusätzlich einen Faradaybecher, der in die Mitte der Kammer, also in den Ionenstrahl abgesenkt werden kann. Mit ihm kann der Ionenstrom gemessen werden. Ferner kann davor eine Blende mit drei unterschiedlichen Öffnungen gefahren werden, so daß sich die Fokussierung des Strahles überprüfen läßt.

Vor diesem Faradaybecher befindet sich der Strahlprofilmonitor. Er besteht aus zwei im Winkel von 90° zueinanderstehenden Metallblättchen, die mit einer Frequenz von ca. 10 Hz senkrecht durch den Ionenstrahl bewegt werden. Auf dem Oszillographen wird der so gemessene Ionenstrahl in y-Richtung aufgetragen. In x-Richtung wird die Bewegung der Stäbe aufgetragen. Ihre Position wird über den zweiten Kanal, von zwei Lichtschranken aufgenommen, als Eichmarke am Oszillograph sichtbar. Die Lichtschranken sind so justiert, daß sie das Signal in dem Moment geben, in dem der ihnen entsprechende Metallstab durch die Mitte der Kammer bzw. des Strahlrohres schwenkt. Liegt die Amplitude des Ionenstrahls über den Eichmarken, so verläuft der Ionenstrahl durch die Mitte des Strahlrohres. Die Form und Breite des Ionenstrahls erkennt man an der Kurvenbreite am Oszillograph über den Eichmarken (Abb. 3; alle Bezeichnungen links, rechts sind hier immer *von der* Probe aus gesehen zu verstehen).

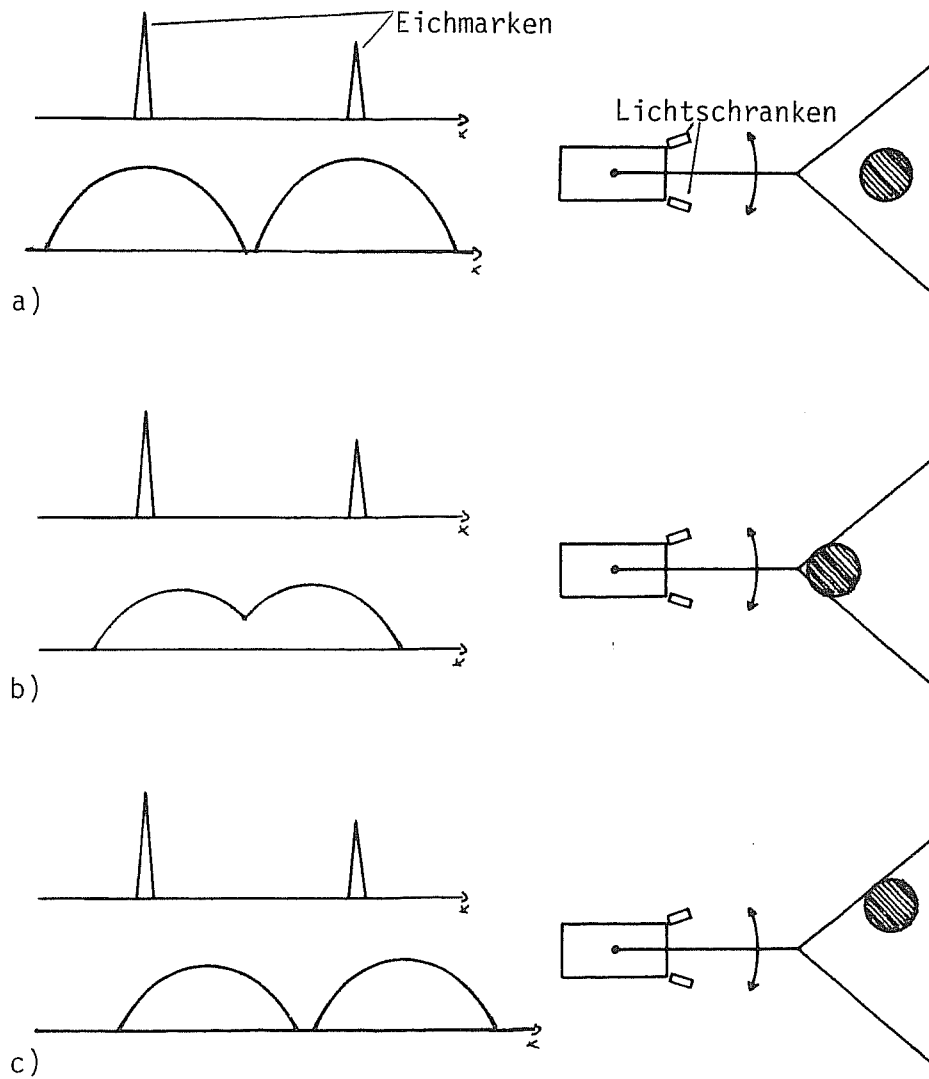


Abb. 3 Von der Probe aus in Richtung des Ionenstrahls gesehen, der Strahlprofilmonitor mit eingezeichnetem Ionenstrahl (rechts) und den entsprechenden Oszillographenbildern (links).

- a) Ionenstrahl in der Mitte des Strahlrohres,
- b) Ionenstrahl zu weit links von der Mitte,
- c) Ionenstrahl zu weit oberhalb der Mitte

### 3. DER KRYOSTAT

Um Implantationen bei tiefen Temperaturen ( $T < 10 \text{ K}$ ) an dünnen Filmen, welche in situ präpariert wurden, vornehmen zu können, dient hier als Implantationskammer ein Kryostat. Dieser kann über einen Balgzugschieber an das Strahlrohr angeflanscht werden (Abb. 2). Somit können Kryostat und Beschleunigereinheit ohne Vakuumeinbruch voneinander getrennt werden. Der Kryostat wird mit einer  $4 \text{ m}^3/\text{h}$ -Vorpumpe und einer  $170 \text{ l/s}$ -Turbomolekularpumpe evakuiert. Im Kryostat herrscht ein Druck von  $3 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$  bei Raumtemperatur; dieser verbessert sich auf ca.  $4 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ , wenn der Kryostat mit flüssigem Helium gefüllt wurde.

#### Der Kryostaten-Grundaufbau

Der Kryostat wurde konzipiert, um den Probenhalter mit flüssigem Helium durch Abpumpen auf bis zu  $1,2 \text{ K}$  kühlen zu können. Hierzu besitzt der Kryostat einen Flüssigstickstoff-Außenmantel, einen Flüssighelium-Vorratstank und einen Flüssighelium-Arbeitstank. Der Probenhalter wird durch zwei bewegliche Abschirmbecher abgeschirmt. Der Probenhalter ist am Helium-Arbeitstank ( $1,2 \text{ K}$ ), der innere Abschirmbecher am Helium-Vorratstank ( $4,2 \text{ K}$ ) und der äußere Abschirmbecher am Stickstoff-Tank ( $77 \text{ K}$ ) befestigt.

Am Boden des Helium-Vorratstanks ist als Thermometer ein Kohlewiderstand angebracht, er dient hauptsächlich beim Befüllen des Vorratstanks zur Anzeige der Tankbodentemperatur. Im Inneren des Helium-Vorratstanks befindet sich ein Heliumstandsmeßfühler.

## Das Einkühlen des Kryostaten

Das Einkühlen des Kryostaten geschieht in drei Schritten: zunächst wird der Stickstoff-Tank und der Helium-Vorratstank mit flüssigem Stickstoff gefüllt. Der Widerstand des Kohlethermometers steigt dann auf ca.  $137\ \Omega$  an. Der Kryostat kühlt als Ganzes ab; es hat sich als günstig herausgestellt, den Kryostat z.B. so über Nacht stehen zu lassen. Der Stickstoffdruck des Tanks muß sich aber, damit keine Luftfeuchtigkeit in den Tank geraten kann, über eine Stickstoffkanne abbauen können. Der Helium-Vorratstank wird dann mit gasförmigem Stickstoff ausgeblasen und der Probenhalter, und somit auch der Helium-Arbeitstank, auf ca. 100 K mit dem Heizer am Probenhalter aufgeheizt. Am Kohlewiderstand am Vorratstankboden sollte sich ein Widerstand von weniger als  $132\ \Omega$  einstellen, dies entspricht etwa 100 K. Über einen geeigneten flexiblen Heliumheber kann nun der so vorgekühlte Kryostat mit Helium gefüllt werden. Über ein Ventil zwischen Vorratstank und Arbeitstank, dem Kaltventil, kann der Helium-Arbeitstank gefüllt werden. Bei geschlossenem Kaltventil kann mit einer Pumpe der Arbeitstank abgepumpt werden. Je nach Saugvermögen dieser Pumpe kann so eine Temperatur bis zu 1,2 K im Arbeitstank erreicht werden. Mit einem Rootspumpstand, bestehend aus einer 400 m<sup>3</sup>/h-Rootspumpe und einer 55 m<sup>3</sup>/h-Vorpumpe wurde in einem ersten Test eine Temperatur von 1,5 K am Probenhalter erreicht. Mit einer einstufigen 30 m<sup>3</sup>/h Vorpumpe wurde eine Temperatur von 1,6 K erzielt.

## Der Kryostateninnenteil

Jeder Abschirmbecher besteht aus einem festangeschraubten und einem drehbaren Teil, somit lassen sich die Öffnungen, die benötigt werden, um den Ionenstrahl auf die Probe durchzulassen, öffnen und schließen. Der Stickstoff-Tank und der äußere Abschirmbecher bilden mit dem Kryostaten eine starre, nicht bewegliche Einheit. Der Helium-Vorratstank mit dem inneren Abschirmbecher und der Helium-Arbeitstank mit Probenhalter bilden ebenfalls eine Einheit; man kann sie in der Höhe verstellen und um 360° drehen.

## Die verschiedenen Probenstellungen

Die Probe kann somit in verschiedene Positionen gebracht werden. In der oberen Ebene befinden sich vier Flanschöffnungen (Abb. 2 und 4), eine zum Strahlrohr, eine zum Aufdampfofen; ferner befinden sich in dieser Ebene die Öffnungen für die Elektronenkanone und die gegenüberliegende Kamera zur Strukturanalyse mittels Transmissionselektronenbeugung. Dieser Teil befindet sich allerdings erst in der Aufbauphase. In der tiefer liegenden Ebene, in welche die Probe auch gefahren werden kann, verjüngt sich der Kryostat auf einen Durchmesser von 80 mm. Dieser Teil ist für Messungen der gestörten Gamma-Gamma-Winkelkorrelation (PAC) vorgesehen.

Befindet sich die Probe und somit auch der innere Abschirmbecher in dieser Stellung, kann der bewegliche Teil des inneren Abschirmbechers durch eine Mechanik am unteren Teil des Kryostaten gedreht werden. Mit der gleichen Mechanik läßt sich der bewegliche Teil des äußeren Abschirmbechers jederzeit drehen. Die Abschirmbecher wurden zu diesem Zweck mit Anschlägen versehen. Der bewegliche Teil des äußeren Abschirmbechers hat zwei Stellungen: In der einen sind beide Öffnungen geschlossen, in der anderen sind beide geöffnet (die eine zum Aufdampfofen, die andere zum Ionenstrahl). Der bewegliche Teil des inneren Abschirmbechers ist um  $350^\circ$  drehbar, somit hat dieser drei Stellungen: An dem einen Anschlag ist die Öffnung zur Probe völlig geöffnet, an dem Anderen halb geöffnet; in einer mittleren Stellung ist der Becher völlig geschlossen.

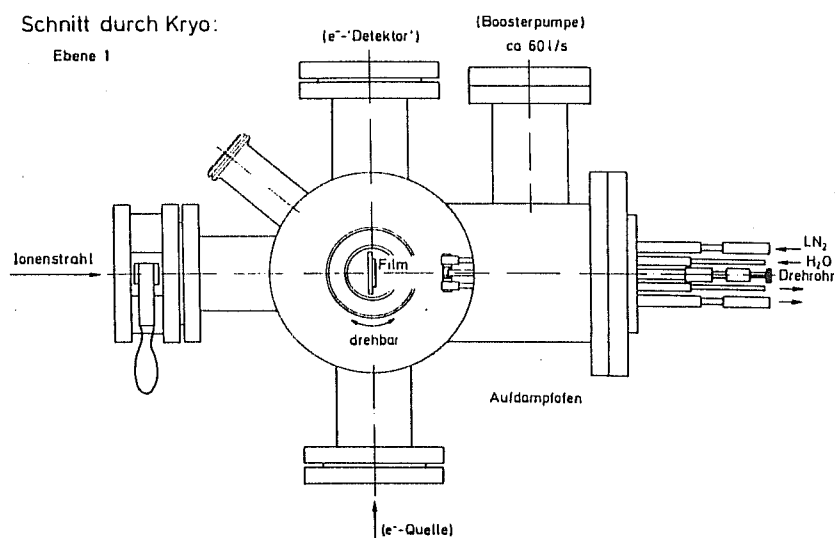


Abb. 4 Der Kryostatenunterteil. Die Probe kann nach dem Aufdampfen durch Drehen um  $180^\circ$ , in den Ionenstrahl gebracht werden

## Der Aufdampfofen

Der Aufdampfofen sitzt, wie schon beschrieben in der oberen Ebene wie der Ionenstrahl, so daß eine frisch aufgedampfte Probe zum Bestrahlen lediglich um  $180^\circ$  gedreht werden muß. Der Aufdampfofen besitzt zwei wassergekühlte Stromdurchführungen zum Beheizen des Aufdampfschiffchens. Diese Stromdurchführungen werden je nach Schiffchen und Aufdampfmethode mit einem Strom von 40 bzw. 90 A betrieben. In einem Test wurden diese Stromdurchführungen sogar mit 130 A erfolgreich belastet. Oberhalb des Schiffchens befindet sich die Öffnung des Drehrohrofens. Dieses Drehrohr besteht aus einer starren Hülse und einem drehbaren Innenteil mit Innengewinde; in dieses wird das aufzudampfende Material in Pulverform (gesiebt auf maximale Korngröße von  $280\text{ }\mu\text{m}$ ) gegeben. Dieser Teil besitzt ein Innengewinde mit Rechtsgewinde, so daß das Pulver beim linksdrehen des Innenteils auf das Aufdampfschiffchen fällt. Dieser Teil wird von außen durch einen Motor mit variabler Geschwindigkeit mit einem Zahnriemen gedreht. Um einen Druckabfall während des Dampfens zu verhindern, befindet sich um das Ofensystem herum ein mit Stickstoff gekühlter Becher als Kühlfalle. Ferner ist ein Anschlußflansch für eine zusätzliche Turbomolekularpumpe (ca.  $60\text{ l/s}$ ) am Aufdampfofen vorhanden.

## Die Meßleitungen

Die Meßleitungen werden am oberen Teil des Kryostaten durch einen 22-poligen Stecker in den Kryostaten geleitet. Von hier aus werden vier Kabelstränge mit fünf Leitungen von  $0,06\text{ mm}$  Durchmesser und ein Kabelstrang mit vier Leitungen von  $0,1\text{ mm}$  Durchmesser am Helium-Vorratstank entlang zur ersten Abfangstation, die am Boden des Helium-Vorratstank befestigt ist, geführt. Zwei der Leitungen mit  $0,1\text{ mm}$  Durchmesser liegen fertig vorbereitet zusätzlich als Reserveleitungen im 22-Pol-Stecker; die beiden anderen führen zum Probenheizer. Ein schematischer Schaltplan befindet sich im Anhang (Abb. A2)

Die Abfangstation ist ein Kupferblock in den  $1\text{ mm}$  dicke Kabel mit Deltabond eingeklebt sind, an diese sind die 24 Leitungen gelötet. Alle diese Leitungen sind lackisoliert. Eine zweite Abfangstation ist am Helium-Arbeitstank befestigt, von dort aus führen die Leitungen zum Probenhalter.

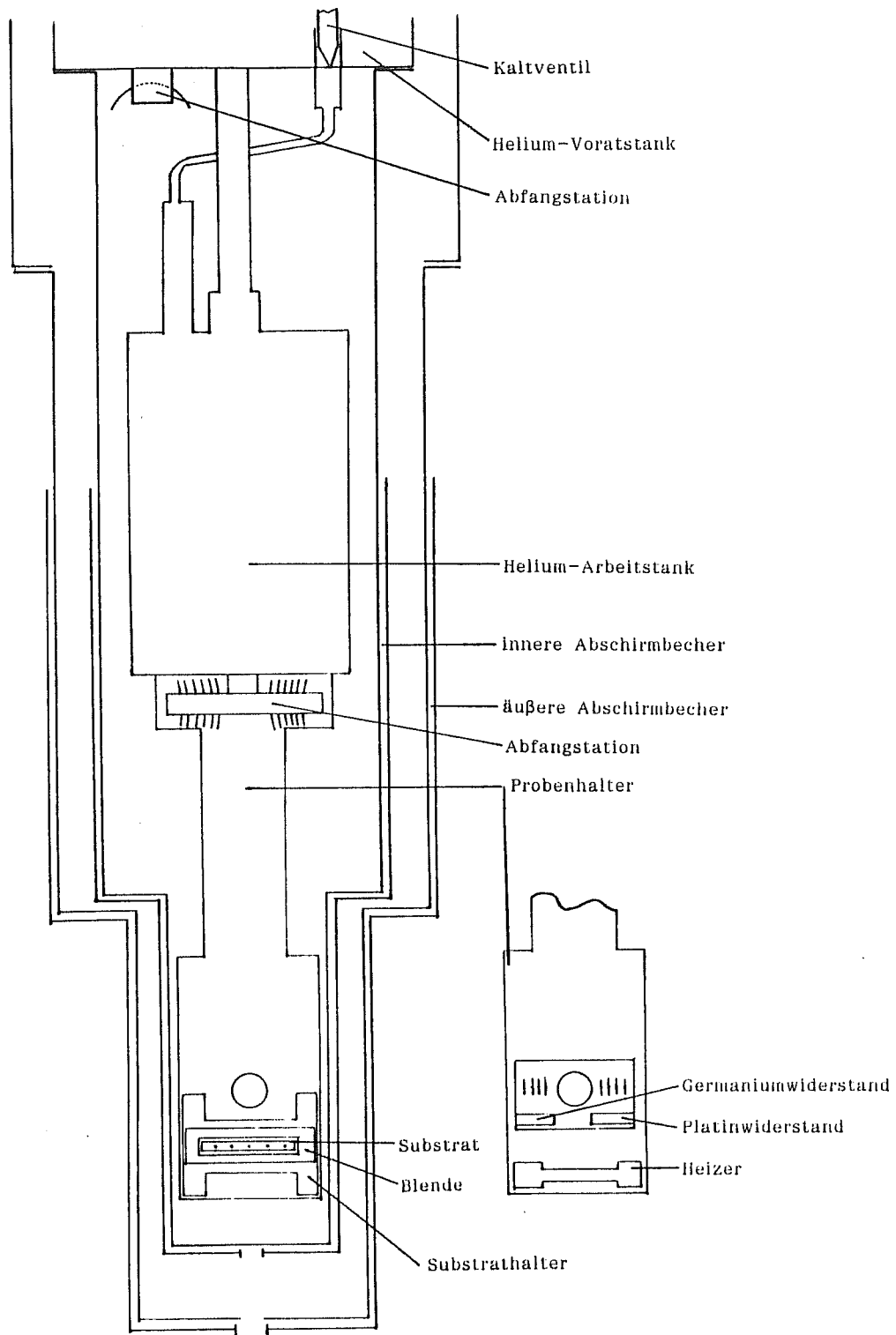


Abb. 5 Der Probenhalter am Helium-Arbeitstank mit den Abschirmbechern

#### 4. DER PROBENHALTER

Abb. 5 zeigt den Probenhalter, wie er am Helium-Arbeitstank befestigt ist, mit seinen Abschirmbechern in der unteren Stellung. Der Probenhalter ist ein etwa 5 mm dicker Kupferblock, an dessen Rückseite sich der Probenheizer und ein Kupferblock mit einem Germanium- und einem Platinwiderstand als Thermometer befinden. Auf der Vorderseite ist der Substrathalter mit der Probe befestigt. Dieser läßt sich gegen andere Substrathalter für verschiedene Probengrößen auswechseln. Für die Experimente in dieser Arbeit wurde der in Abb. 5 gezeichnete Substrathalter benutzt. Dieser enthält ein mit Deltabond eingeklebtes Glassubstrat, mit der Fläche 2 mm x 27 mm. In dieses Glassubstrat sind fünf Kontakte eingeschmolzen (Abb. 6), so daß sie mit der Oberfläche des Glassubstrates abschließen, wobei die beiden äußeren der Stromzufuhr, die inneren als Spannungsabgriffe dienen. Somit ist der Film beim Aufdampfen direkt kontaktiert. Der innere Abschirmbecher läßt sich, wie vorher beschrieben, nun so drehen, daß die gesamte Probenfläche frei liegt, also zu 100% bedampft und bestrahlt werden kann. Er läßt sich aber auch zur Hälfte öffnen, so daß nur die rechte Hälfte der Probe (von der Probe aus gesehen) bestrahlt werden kann. Diese Stellung ist so gewählt, daß der mittlere Kontakt nicht freiliegt, womit insgesamt nur 42% der Probenfläche freiliegen (Abb. 6).

Um die Probenfläche herum befindet sich eine Metallmaske, unter der sich eine Gegenspannungsblende, zur Sekundärelektronenunterdrückung beim Bestrahlen, befindet.

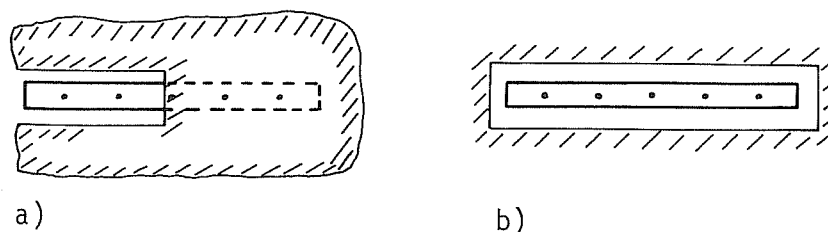


Abb. 6 Das Glassubstrat mit den fünf Kontakten.

a) Probe zu 42% freiliegend,

b) Probe zu 100% freiliegend



### III. Meßmethoden

Die Meßleitungen des Kryostaten werden zu einem Kabel zusammengefaßt an einen Verteilerkasten geführt (ein Verdrahtungsplan befindet sich im Anhang, Abb. A3). Am Verteilerkasten befinden sich nun Anschlüsse des Heizers, der Gegenspannungsblende, der drei Temperaturfühler und der Probe. Die Probenanschlüsse können wahlweise zur Widerstandsmessung oder zur Fluenzbestimmung geschaltet werden. Die Anschlüsse zum Heizer sind auf der Rückseite des Verteilerkastens durch eine 200 mA Sicherung abgesichert. Bei allen DIN-Steckern (Probe und Thermometer) liegen die Stromanschlüsse außen und die Spannungsabgriffe innen.

#### 1. TEMPERATURMESSUNG

Die drei Thermometer im Kryostaten (Kohle-, Platin- und Germaniumwiderstand) werden im Temperaturumschaltkasten (Schaltskizze im Anhang, Abb. A4) wahlweise zur Messung geschaltet. Sie werden aus einer Konstantstromquelle mit einem Strom von  $10\text{ }\mu\text{A}$  betrieben, der Spannungsabfall und damit die Temperatur wird mit einem Digitalvoltmeter KEITHLEY 195A gemessen.

Der Kohlewiderstand befindet sich am Vorratstankboden. Dieser Widerstand wird zweipunktmäßig gemessen, genauer gesagt, die Auftrennung von zwei- zu vier Kabeln geschieht im Verteilerkasten. D.h. zum eigentlichen Kohlewiderstand wird noch zusätzlich ein Kabelwiderstand von ca.  $26\text{ }\Omega$  bei Raumtemperatur und von ca.  $13\text{ }\Omega$  bei Flüssigheliumtemperatur gemessen. Einschließlich des Kabelwiderstandes mißt man bei Raumtemperatur ca.  $121\text{ }\Omega$ , bei  $77\text{ K}$  werden ca.  $138\text{ }\Omega$  und bei  $4,2\text{ K}$  werden ca.  $989\text{ }\Omega$  gemessen.

Zur Temperaturbestimmung der Probe sitzen auf der Rückseite des Probenhalters in einem eigenem Kupferblöckchen ein Platin- und ein Germaniumwiderstand. Diese Thermometer sind auf der gleichen Höhe wie die Probe, d.h. sie haben zum Heizer und zum Helium-Arbeitstank den selben Abstand wie diese, somit sollte die Temperaturdifferenz zwischen Probe und Thermometer relativ gering sein.

Der Platinwiderstand wird benutzt, um die Temperatur in dem Bereich zwischen Raumtemperatur und ca.  $40\text{ K}$  zu messen; in diesem Bereich verläuft die Widerstandskurve in guter Näherung linear mit der Temperatur. Bei  $295\text{ K}$  werden  $1097\text{ }\Omega$  und bei  $77\text{ K}$   $195,7\text{ }\Omega$  gemessen; bei  $4,2\text{ K}$ , im nichtlinearen Bereich, mißt man  $7,3\text{ }\Omega$ .

Zur Temperaturmessung unterhalb von 40 K wurde ein geeichter Germaniumwiderstand der Firma LAKE SHORE benutzt. Die Temperatur ist im Bereich von 1,4 K bis 40 K über den Widerstand durch eine Chebyschevfunktion gegeben (Tab. A6 im Anhang).

## 2. MESSUNG DES FILMWIDERSTANDS

Wie im vorigen Kapitel bereits beschrieben, befinden sich an der Probe fünf Kontakte. Über die beiden äußeren Kontakte wird der Meßstrom von 100  $\mu$ A durch den Film geschickt. Der Spannungsabfall an der Probe kann wahlweise an zwei der drei inneren Kontakte gemessen werden. Die Auswahl der Spannungskontakte geschieht am Probenschaltkasten (ein Verdrahtungsplan befindet sich im Anhang, Abb. A5).

Es ist also nicht nur möglich, den Widerstand der Probe über die gesamte Länge, sondern auch wahlweise über eine der beiden Probenhälften zu messen. Dies kann nun einerseits dazu benutzt werden, um zu überprüfen, ob beim Bestrahlen auch wirklich die gesamte Probe getroffen wurde; andererseits können hiermit die beiden Probenhälften direkt miteinander verglichen werden, wenn die Probe, z.B. durch teilweises Abdecken, nur halb bestrahlt wurde.

## 3. FILMDICKENBESTIMMUNG

Ausgangspunkt für alle Experimente waren amorphe Galliumfilme. Das Gallium wurde bei Temperaturen unter 10 K abschreckend kondensiert. Die Filmdicke wurde aus dem Restwiderstand des Filmes nach der Formel  $D = \varrho_0 \cdot l / (b \cdot R)$  ( $l, b$  Länge bzw. Breite des Substrates,  $R$  Widerstand der Probe) bestimmt, wobei für  $\varrho_0 = 33 \mu\Omega\text{cm}$  eingesetzt wurde [Gör81]. Fehlstellen und Fremdatomeinbau blieben hierbei allerdings unberücksichtigt. Während des Aufdampfens zeigte sich, daß bis zum Erreichen einer Schichtdicke von ca. 6–8 nm kein Strom durch die Probe fließt. Ein interferometrisches nachträgliches Ausmessen der Schichtdicke nach Tolansky ist bei diesen Galliumschichten nicht möglich, da sich diese bereits bei Raumtemperatur vom Substrat lösen und sich zu Inseln zusammenziehen.

#### 4. $T_c$ -BESTIMMUNG

Zur Bestimmung der Übergangstemperatur  $T_c$  zur Supraleitung und zur Bestimmung des Widerstandsanstiegs infolge Bestrahleins und Ionenimplantation, wurden die Meßwerte von Filmwiderstand und Temperatur, gemessen durch den Germaniumwiderstand, auf einen x-y-Schreiber gegeben. Die Probestemperatur läßt sich leicht mit dem Heizer variieren. Die Meßdatenerfassung soll in der nächsten Ausbaustufe durch einen Computer erfolgen. Die Übergangstemperatur zur Supraleitung  $T_c$  wurde bei Erreichen von 50% des Filmwiderstands definiert. Wurde nun, durch teilweises Abdecken der Probe mit dem Abschirmbecher, die Hälfte (42%) der Probe bestrahlt, so zeigen sich in der Widerstandskurve zwei Stufen (mit Mittelplateau), da sich die Übergangstemperatur  $T_c$  auf dieser Hälfte verschiebt. Somit ist einerseits die Messung der Absolutlage von  $T_c$  für beide Filmhälften möglich und andererseits die Differenz  $\Delta T_c$  zwischen beiden. Da Probe und Thermometer nicht an derselben Stelle sitzen können, ist die Absolutmessung leicht fehlerbehaftet (max. 0,3 K), der Fehler der Relativmessung ist aber nur durch die Ablesegenauigkeit der Meßinstrumente bzw. des x-y-Schreibers gegeben (max. Fehler 0,01 K), d.h. wir haben hier eine sehr genaue Methode zur  $T_c$ -Verschiebungs-Bestimmung. Ferner läßt sich die Widerstandsänderung für beide Filmhälften getrennt bestimmen, da durch die  $T_c$ -Verschiebung (bestrahlte zu unbestrahlter Hälfte) ein Mittelplateau entsteht.

## 5. IONENSTROM

Die vom Beschleuniger kommenden positiven Ionen sind einfach geladen (mehrfach geladene Ionen passieren den Massenseparatormagneten nicht). Die Fluenzen wurden durch direkte Messung des Ionenstroms auf der Probe mittels eines Stromintegrators bestimmt. Um Sekundärelektronen, (Elektronen, die aus der Probe durch Ionenbeschuß emittiert werden), zu unterdrücken, befindet sich knapp vor der Probe (ca. 1 mm) eine Gegenspannungsblende. Wie aus einem Test mit  $\text{Ar}^+$ -Beschuß hervorgeht, genügt eine Gegenspannung von ca. -150 V um die Sekundärelektronen zu unterdrücken (Abb. 7).

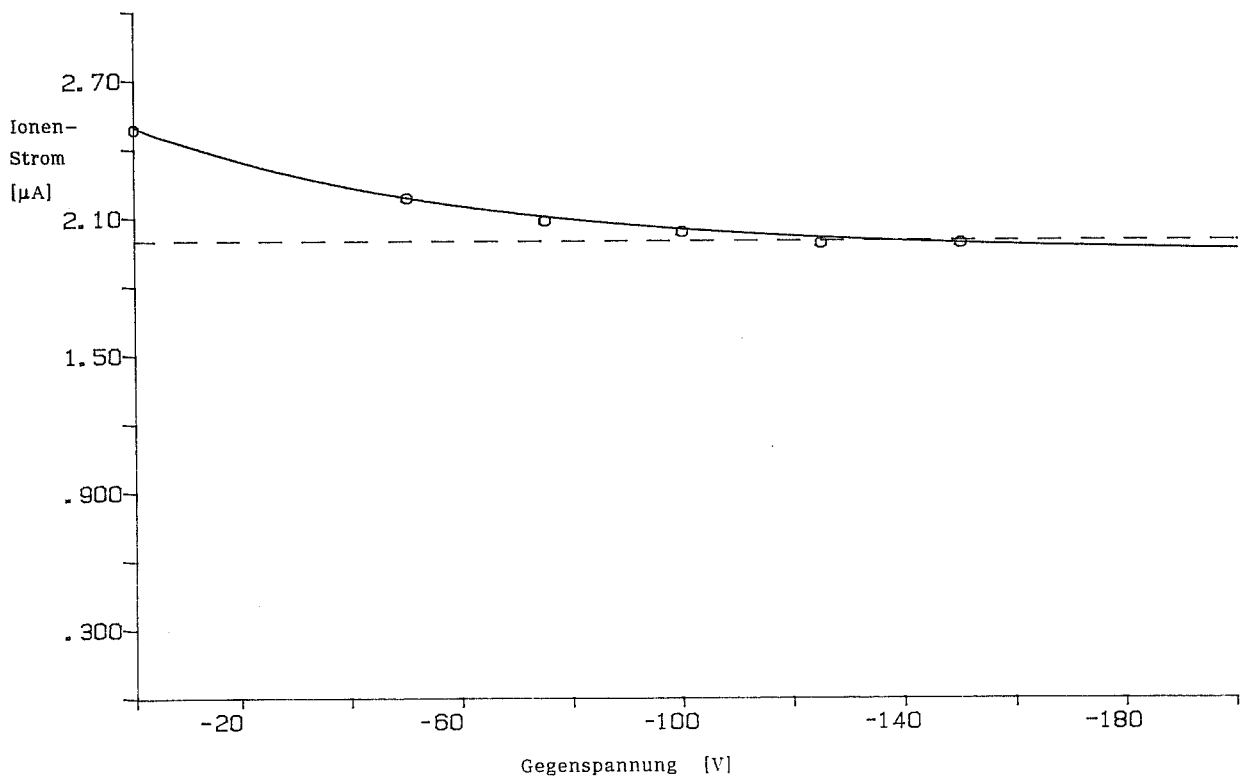


Abb. 7 Der auf der Probe gemessene Strom, in Abhängigkeit von der angelegten Spannung an der Gegenspannungsblende. In dem Sättigungsbereich ab ca. -150 V ist die Sekundärelektronenemittation unterdrückt

## IV. Versuchsdurchführung

### 1. PROBENPRÄPARATION

Das Glassubstrat wird zum Reinigen am Probenhalter belassen. Ein früher aufgedampfter Gallium-Film läßt sich bequem mit einem Wattestäbchen, getränkt mit Äthanol und/oder Aceton, entfernen. (Andere Filme, wie z.B. AuIn<sub>2</sub>, werden mit einer verdünnten 5%-igen Salzsäure entfernt). Das Substrat wird dann ebenfalls mit einem Wattestäbchen mit Äthanol, anschließend mit Aceton gereinigt. Zum Schluß wurde es dann noch mit Aceton gespült. Zum Aufdampfen wurde 99,9999%-iges Gallium verwendet. In das Aufdampfschiffchen wurde ein ca. 30 mg schweres Ga-Klümpchen gelegt. Das Aufdampfschiffchen war aus einem 25 µm dickem Wolframblech gebogen. Es war nur in der Mitte nach vorne hin geöffnet (Abb. 8).

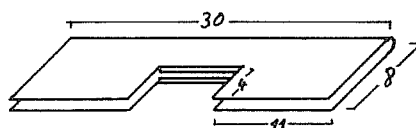


Abb. 8 Das Aufdampfschiffchen, aus einem 25 µm dickem Wolframblech gebogen

Nach Erreichen eines Druckes von ca.  $5 \cdot 10^{-6}$  mbar im Kryostat wurde dann dieser, wie in Kap. II beschrieben, eingekühlt. Gallium hat trotz seines niedrigen Schmelzpunktes einen niedrigen Dampfdruck, daher muß das Schiffchen recht hoch erhitzt werden. Es wurde amorphes Gallium auf das Glassubstrat bei einer Temperatur von ca. 8–10 K (knapp oberhalb  $T_c$ ) abschreckend kondensiert. Es wurde in Vorversuchen bei flüssigstickstoff-Temperatur Gallium aus verschiedenen Schiffchen heraus aufgedampft. Ferner wurde bei diesen Vorversuchen der optimale Heizstrom des Schiffchens ermittelt. Es hat sich gezeigt, daß das in Abb. 8 beschriebene Schiffchen als optimal angesehen werden kann; bei diesem wird bereits eine gute Galliumverdampfungsrate bei recht geringer Heizleistung erreicht. Das Schiffchen wurde mit einer Leistung von ca. 50 W (1,2 V, 42 A) geheizt.

Dies entspricht etwa einer Rotglut des Wolframschiffchens. Bei größerer Heizleistung, würde das Substrat durch Wärmeabstrahlung stärker aufgeheizt. Da amorphes Gallium unterhalb 8,5 K supraleitend ist und diese Sprungtemperatur auch während des Aufdampfens mit dem Germaniumwiderstand bei 8 K ( $\pm 1$  K) nachgewiesen werden konnte, ist gezeigt, daß das Substrat in diesem Temperaturbereich kaum ( $< 1$  K) durch Wärmeabstrahlung vom Aufdampfofen erwärmt wird. Die Dampfcharakteristik dieses Schiffchens nach vorne, in Richtung Substrat, ist recht gut, d.h. es wird kaum Gallium in andere Richtungen verdampft. Zunächst wurde ca. 1-2 min. lang Ga vorverdampft, dann erst wurde der äußere Abschirmbecher geöffnet. Der Druck im Kryostaten betrug vor dem Aufdampfen ca.  $4 \cdot 10^{-7}$  mbar. Während des Aufdampfens hat sich dieser sogar leicht verbessert, dies ist auf die Getterwirkung des Galliums, aber auch auf die der flüssigstickstoff-gekühlten Abschirmung des Ofens zurückzuführen. Somit ist die Aufdampfeinrichtung des Kryostaten für diese Experimente gut geeignet.

Um die Schichtdicke während des Aufdampfens, über den Schichtwiderstand bestimmen zu können, wird die Probe während des Aufdampfens mit dem Heizer auf ca. 9 K geheizt. Es wurden Schichten mit einer Dicke von ca. 40 nm bzw. 80 nm mit einer Aufdampfrate von ca. 0,2 nm/sec aufgedampft. Nach Abschalten des Aufdampfschiffchens bzw. nach dem Schließen des Abschirmbeckers kam es immer wieder vor, daß sich die Probe von Kontakten löste (Kontaktwiderstand: 1-10 M $\Omega$ ). Vermutlich ist der Film um den Kontakt herum gerissen. Es könnte sein, daß die Kontaktstifte nicht ganz eben mit der Substratoberfläche abschließen, dies würde ein solches Aufreißen des Filmes erklären. Diese eventuelle Stufe ist allerdings mit einem Stereomikroskop (Vergrößerung 1:40) nicht sichtbar. Das Kontaktieren der Stifte mit Leitsilber, sowie das langsame Herunterregeln der Aufdampfrate brachte hier keine Verbesserung.

Nach Drehen des Kryostatinnenteils um 180° befindet sich der Probenhalter in der Stellung zum Bestrahlen.

## 2. MESSABLAUF

Es wurde das Widerstandverhalten von bestrahltem und mit Mangan-implantiertem amorphem bzw. kristallinem  $\beta$ -Gallium untersucht. Zur Untersuchung von kristallinem  $\beta$ -Gallium wurde das aufgedampfte amorphe Gallium zunächst bei ca. 20 K auskristallisiert. Der Phasenübergang kann an der Widerstandsänderung des Galliumfilmes beobachtet werden. Durch Ausmessen der Übergangstemperatur zur Supraleitung  $T_c$  kann die Galliumphase eindeutig bestimmt werden (vergl. Kap. V).

Der so vorbereitete Galliumfilm wurde dann mit Argon bestrahlt bzw. es wurde Mangan implantiert. Hierbei änderte sich der Filmwiderstand und die Übergangstemperatur  $T_c$ ; diese, sowie die Ionenfluenz, wurden wie in Kap. III beschrieben, ausgemessen.

## V. Grundlagen

Werden in einen Supraleiter magnetische Fremdatome geringer Konzentration eingebaut, so werden dessen Eigenschaften grundlegend geändert. Unter einer geringen Konzentration versteht man hier Konzentrationen, die so klein sind, daß eine Wechselwirkung der Fremdatome untereinander nicht auftritt, bzw. so klein ist, daß diese sie vernachlässigt werden kann (single impurity limit). Die Übergangstemperatur zur Supraleitung nimmt durch den Einbau magnetischer Fremdatome stets ab. Man findet darüberhinaus geänderte spezifische Wärmen [Cha72,Gib79] und kritische Felder [Cha72], sowie ein verändertes Josephsonverhalten [Lo73]. Das Anregungsspektrum des Supraleiters wird durch einen solchen Einbau ebenfalls verändert [Sch84]. Hierzu wurden in dieser Arbeit die Widerstandsänderung und die  $T_c$ -Verschiebung durch die Implantation von Mangan in den Supraleiter untersucht. Es wurde die kristalline  $\beta$ -Phase des Galliums zu diesen Untersuchungen herangezogen.

Eine grundsätzliche Schwierigkeit bei der Herstellung eines Systems wie Mangan in Gallium ist die sehr geringe Löslichkeit von Mangan in Gallium. Eine häufig angewandte Methode, diese Löslichkeitsgrenzen zu überschreiten und Zwangslösungen herzustellen, ist die abschreckende Kondensation. Eine alternative Methode bietet die hier benutzte Ionenimplantation bei tiefen Temperaturen und damit verbunden in situ Messungen. Ihr Vorteil gegenüber der abschreckenden Kondensation liegt hauptsächlich in der Möglichkeit, die Konzentration der Fremdatome kontinuierlich in ein und derselben Probe zu erhöhen. Ferner ist der Störgrad der Schichtmatrix, der durch die Implantation entsteht, geringer als der Störgrad der Schichtmatrix, der durch die abschreckende Kondensation entstehen würde.

Bestrahlt man einen Festkörper mit Ionen, so geben diese ihre Energie hauptsächlich durch direkte Stöße mit den Galliumatomen ab. Die dadurch entstehenden Stoßkaskaden bewirken neben dem erwünschten Fremdatomeinbau (Implantation) auch Wirtsatomverlagerungen (Strahlenschaden). Letzteres bewirkt seinerseits auch eine Widerstandsänderung bzw. eine  $T_c$ -Verschiebung bei der Probe. Dieser Effekt muß gesondert betrachtet werden. Es ist möglich durch Bestrahlung der Probe mit Argonionen hoher Energie den Effekt des Strahlenschadens ohne Fremdatomeinbau separat zu untersuchen.

In Abschnitt 1 sind die wichtigsten Literaturangaben für das Element Gallium zusammengefaßt. Abb. 9 zeigt die Aufwärmkurve für amorph aufgedampftes Gallium. Hier ist die Widerstandsänderung bei den einzelnen Phasenübergängen gut sichtbar.



## 1. GALLIUM

Ga	Dichte:	$\rho = 5,904 \text{ g/cm}^3$ (bei $29,6^\circ\text{C}$ )
	Schmelzpunkt:	$T = 29,78^\circ\text{C}$
	Siedepunkt:	$T = 2403^\circ\text{C}$
	Dampfdruck:	$p = 10^{-2} \text{ mbar}$ bei $T = 1030^\circ\text{C}$ $p = 10^{-1} \text{ mbar}$ bei $T = 1160^\circ\text{C}$
a-Ga	Struktur:	amorph
	Spezifischer Restwiderstand:	$\rho_0 = 33 \text{ } \mu\Omega\text{cm}$
	Übergangstemperatur zur Supraleitung:	$T_c = 8,5 \text{ K}$
	Phasenumwandlung ( $a \rightarrow \beta$ ):	$T = 16 \text{ K}$
$\beta$ -Ga	Struktur:	monoklin
	Spezifischer Restwiderstand:	$\rho_0 = 3 \text{ } \mu\Omega\text{cm}$
	Übergangstemperatur zur Supraleitung:	$T_c = 6,3 \text{ K}$
	Phasenumwandlung ( $\beta \rightarrow \alpha$ ):	$T = 60 \text{ K}$
$\alpha$ -Ga	Struktur:	orthorombisch
	Spezifischer Restwiderstand:	$\rho_0 = 12 \text{ } \mu\Omega\text{cm}$
	Übergangstemperatur zur Supraleitung:	$T_c = 1,07 \text{ K}$

[Kir80,Bal86,Gör81]

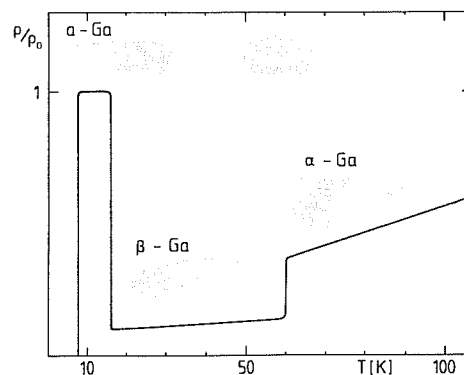


Abb. 9 Die Aufwärmkurve für amorph aufgedampftes Gallium. Man sieht in dieser Kurve die Phasenübergänge [Gör81]:  
 $a\text{-Ga} \rightarrow \beta\text{-Ga}$  und  $\beta\text{-Ga} \rightarrow \alpha\text{-Ga}$

## 2. KONZENTRATION UND DEFEKTVERTEILUNG

Bei der Bestrahlung von festem Gallium mit schweren Ionen (40–350 keV) geben diese ihre Energie hauptsächlich durch direkte Stöße mit den Galliumatomen ab. Dabei ist der mittlere Energieübertrag so groß, daß die Galliumatome aus ihrem Gitterplatz herausgeschlagen werden und ihrerseits weitere Atome verlagern können, bis die Energie aller beteiligter Teilchen kleiner als die Verlagerungsenergie von ca. 12 eV in Gallium [Myr75] ist. Solche Stoßkaskaden zeigt die Computersimulation [Tri87] Abb. 10. Das obere Teilbild zeigt die Flugbahnen der implantierten Mn-Atome, das untere Teilbild zeigt die Flugbahnen der implantierten Mn-Atome, das untere Teilbild enthält zusätzlich alle Bahnen der gestoßenen Ga-Wirtsatome.

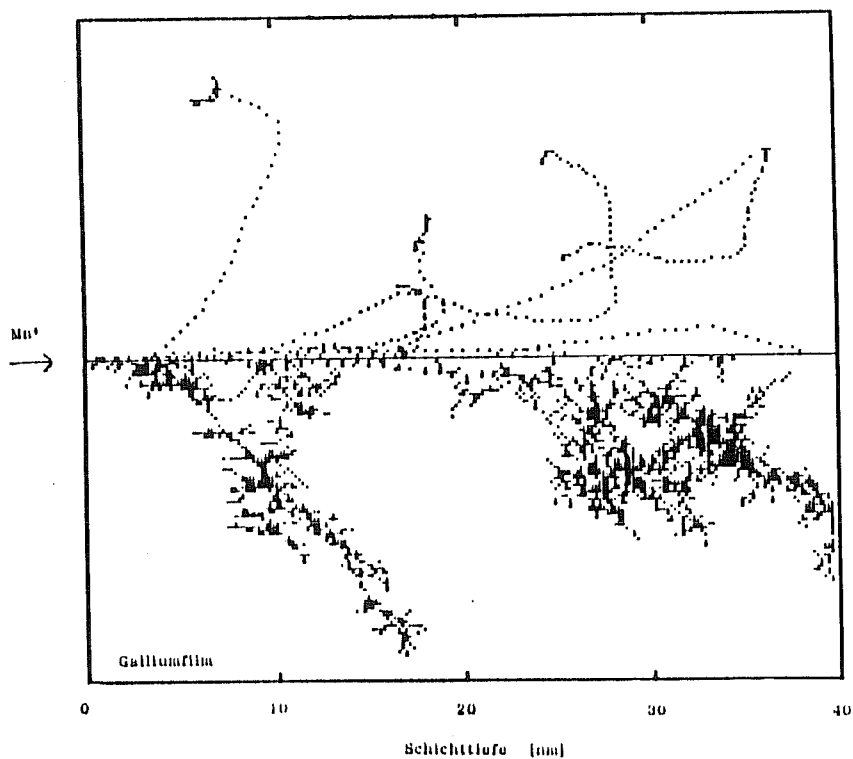


Abb. 10 Computersimulation [Tri87] einer Mn<sup>+</sup>-Implantation (40 keV) in einen 40 nm dicken Galliumfilm. Das obere Teilbild zeigt die Flugbahnen der implantierten Mn-Atome, das untere Teilbild enthält zusätzlich alle Bahnen der gestoßenen Ga-Wirtsatome

Bei der Mn-Implantation in Gallium wurde die Energie der Mn<sup>+</sup>-Ionen so gewählt, daß diese möglichst homogen über die Schichttiefe in dem Film steckenblieben. Um eine lateral homogene Verteilung der Mn<sup>+</sup>-Atome zu erreichen, wurde der Ionenstrahl durch das Ablenkssystem am Strahlrohr aufgefächert.

In Abb. 11 ist das Strahlenschädigungsprofil über die Schichttiefe und das Implantationsprofil für einen 40 keV Mn<sup>+</sup>-Strahl eingezeichnet. Die Einschußenergie ist in diesem Beispiel so gewählt, daß das Konzentrationsmaximum in der Mitte der Schichttiefe liegt. Durch die mittlere Abweichung der Verteilung (Varianz) vom Maximum wird in diesem Fall gerade in die gesamte Filmtiefe implantiert. Die Konzentration C(x) der implantierten Atome in der Tiefe x der Probe ergibt sich aus der Gaußverteilung [Rys86]:

$$C(x) = \frac{\Phi}{\sqrt{2\pi} \Delta R_p N_{Ga}} \cdot \exp\left(-\frac{(x-R_p)^2}{2\Delta R_p^2}\right),$$

mit der Fluenz  $\Phi$  und der Anzahldichte der Galliumatome  $N_{Ga}$ . Die mittlere projizierte Reichweite  $R_p$  und deren Varianz  $\Delta R_p$ , stammen aus der Computersimulation [Tri87]. Alle nachfolgenden Konzentrationsangaben beziehen sich auf das Konzentrationsmaximum in der Probe, welches sich, bei Wahl einer festen Einschußenergie  $E_0$ , aus

$$C_{max} = \frac{\Phi}{\sqrt{2\pi} \Delta R_p N_{Ga}}$$

ergibt.

Bei dickeren Filmen ( $d \geq 80$  nm) macht sich bereits bei der Widerstands- und der  $T_c$ -Bestimmung bemerkbar, daß bei der Wahl einer festen Einschußenergie, das Mangan nicht über die gesamte Filmdicke verteilt wird. Hier besteht dann die Möglichkeit, z.B. nacheinander bei zwei verschiedenen Einschußenergien zu implantieren, womit eine recht homogene Verteilung des Mangans über die gesamte Filmdicke erreicht wird. Die Konzentration C(x) ergibt sich dann aus der Summe der zu den Einschußenergien gehörenden Gaußverteilungen.

In Abb. 11 ist auch der Strahlenschaden eingezeichnet, der bei der Mn-Implantation entsteht. Ein Maß für den Strahlenschaden in der Probe ist die übertragene nukleare Energiedosis, welche sich aus

$$Q_D(x) = \frac{1}{N_{Ga}} \cdot \left( \frac{dE(x)}{dx} \right)_N \cdot \Phi$$

ergibt, wobei der nukleare Energieverlust  $(dE(x)/dx)_N$  aus [Tri87] entnommen wurde.

Die Fluenzen bei der Argonbestrahlung wurden so gewählt, daß die dabei übertragene Energiedosis genauso groß wie die bei der Mangan-Implantation war. Da die mittlere Reichweite des 350 keV  $\text{Ar}^+$ -Strahls (ca. 230 nm) wesentlich größer war als die Schichtdicke des Films (ca. 40 nm bzw. 80 nm), erzeugte der  $\text{Ar}^+$ -Strahl nur Strahlenschaden, während praktisch kein Ar implantiert wurde ( $C_{\text{Ar}} < 0,15\%$ ).

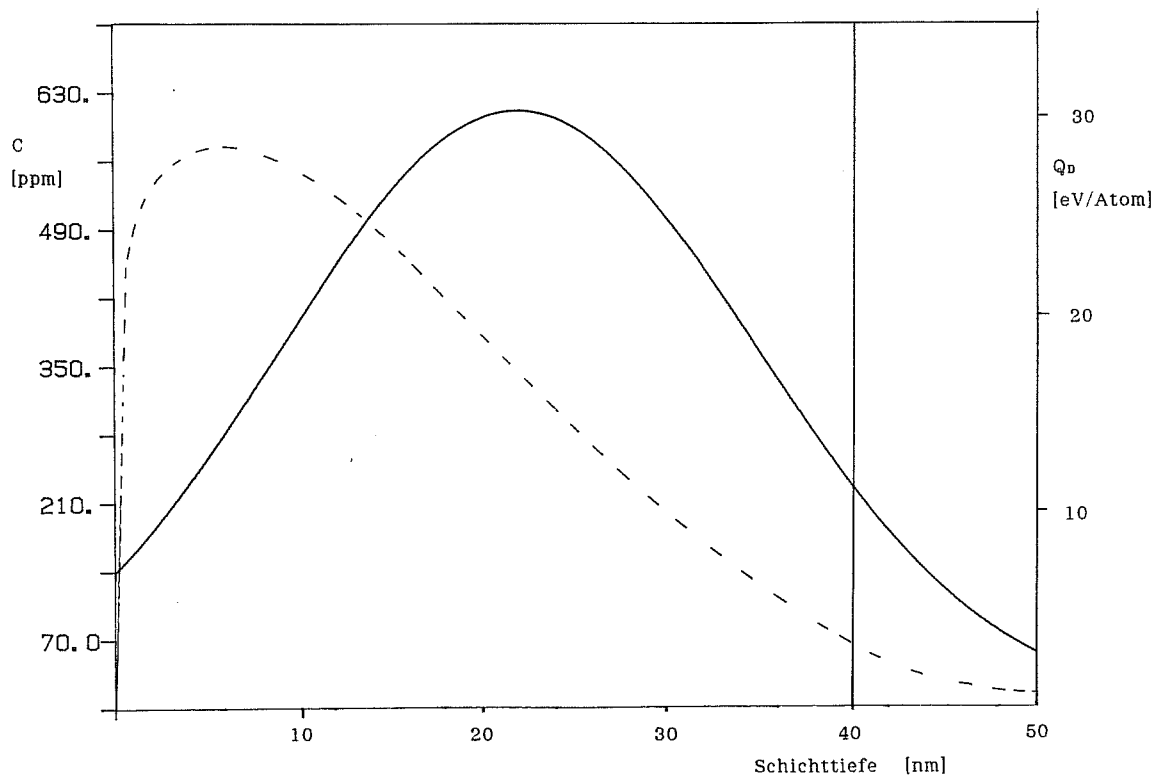


Abb. 11 Das Strahlenschädigungsprofil (gestrichelte Linie, rechte Skala) und das Implantationsprofil (durchgezogene Linie, linke Skala) für einen 40 keV  $\text{Mn}^+$ -Strahl in Gallium (nach [Tri87]). Für eine Fluenz von  $\Phi = 1 \cdot 10^{14}$  Teilchen/ $\text{cm}^2$

### 3. FILM-BESTRAHLUNG / IMPLANTATION

Werden in den Galliumfilm Manganatome implantiert, so treten gleichzeitig zwei unterschiedliche Effekte auf. Zum einen werden die Filmeigenschaften (Widerstandsanstieg und Verschiebung der Übergangstemperatur zur Supraleitung) durch die Fremdatome, die implantiert wurden, geändert; zum anderen werden diese Filmeigenschaften durch den Strahlenschaden, der bei der Implantation unvermeidbar ist, geändert. Bei der Bestrahlung mit Argon hoher Energie tritt nur dieser Strahlenschadeneffekt auf. Dieses Experiment der Argonbestrahlung kann nun einerseits dazu benutzt werden, um quantitative Aussagen über die Veränderungen der Filmeigenschaften durch den Strahlenschaden machen zu können; andererseits kann der Film durch diese Argonbestrahlung, zumindest was den Filmwiderstandsanstieg und die  $T_c$ -Änderung angeht, wie noch gezeigt wird, in eine Sättigung gebracht werden. Eine anschließende Mn-Implantation zeigt dann diesen Strahlenschadeneffekt nicht, bzw. kaum.

#### ARGON-BESTRAHLUNG

Durch die Bestrahlung des Galliumfilms mit  $\text{Ar}^+$ -Ionen treten die vorher beschriebenen Stoßkaskaden auf. In Abb. 10 sind die Gebiete hoher Verlagerungsdichte, d.h. Stoßkaskaden hoher Energiedichte zu erkennen. In diesen Gebieten wird die Verdampfungsenergie pro Atom oft erheblich überschritten. Diese lokale hohe Temperatur ("Thermal Spikes") [Gör81,Gör83] fällt durch Wärmeleitung rasch ab ( $10^{-13}$  sec) [Tho69].

Das Verhalten von Galliumfilmen bei  $\text{Ar}^+$ -Bestrahlung (275 keV) wurde von Görlach untersucht. Nach der Bestrahlung von  $\beta$ -Gallium mit kleinen  $\text{Ar}^+$ -Fluenzen trat eine Erhöhung des spezifischen Widerstandes von ca.  $\varrho_0 = 3 \mu\Omega\text{cm}$  auf ca.  $\varrho = 6 \mu\Omega\text{cm}$  ein, wobei bei einer Bestrahlungsdosis von ca.  $\Phi = 10^{15}$  Teilchen/ $\text{cm}^2$  eine Sättigung des spezifischen Widerstandes eintrat. An den Anstieg des spezifischen Widerstandes für kleine  $\text{Ar}^+$ -Fluenzen kann die Funktion

$$\Delta\varrho(\Phi) = \Delta\varrho_s \cdot (1 - a \cdot \exp(-b \cdot \Phi))$$

angepaßt werden [Sch84]; hier sind  $\Delta\varrho(\Phi)$ ,  $\Delta\varrho_s$  der spezifische Widerstand des Filmes, bzw. dessen Sättigungswert, wobei die Konstanten  $\Delta\varrho_s$ ,  $a$  und  $b$  an die Meßwerte angefitet wurden.

Die Übergangstemperatur zur Supraleitung  $T_c$  steigt bei Bestrahlung mit kleinen  $\text{Ar}^+$ -Fluenzen ebenfalls an und geht bei einer Bestrahlungsdosis von ca.  $\Phi = 10^{15}$  Teilchen/ $\text{cm}^2$  in eine Sättigung. Deutlich ist das gleiche Verhalten im Anstieg des Filmwiderstandes und der Übergangstemperatur zur Supraleitung zu erkennen. Trägt man  $\Delta T_c$  in Abhängigkeit von  $\Delta \varrho$  vom Bestrahlungsexperiment  $\text{Ar}^+$  in Gallium in ein Diagramm auf, so zeigt sich die strenge Korrelation von  $\Delta T_c$  und  $\Delta \varrho$ .

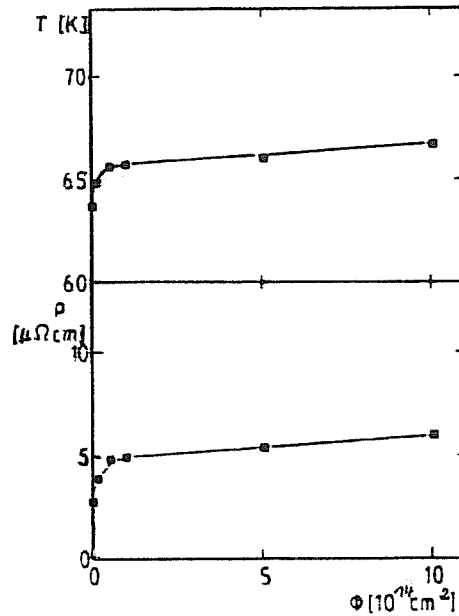


Abb. 12 Die Widerstandsänderung und die  $T_c$ -Verschiebung von  $\beta$ -Ga für kleine  $\text{Ar}^+$ -Fluenzen (275 keV) nach [Gör83]

## Mangan-Implantation

Zusätzlich zur Widerstandserhöhung durch den Strahlenschaden tritt bei der Implantation von Fremdatomen eine Widerstandserhöhung durch die Fremdatome ein.

Es wurden hier Mn-Konzentrationen in Gallium bis zu 1400 ppm implantiert. Diese Konzentration entspricht einer Fluenz von ca.  $1,5 \cdot 10^{14}$  Teilchen/cm<sup>2</sup>, somit ist der verursachte Strahlenschaden in der gleichen Größenordnung wie der Strahlenschaden bei der vorher beschriebenen Bestrahlung mit kleinen Ar<sup>+</sup>-Fluenzen.

In diesem Konzentrationsbereich können die Manganatome als nicht miteinander wechselwirkende, unabhängige Streuzentren angesehen werden. Der durch die Implantation der Fremdatome verursachte Widerstandsanstieg des Filmes ist dann linear zur implantierten Mangankonzentration. Für den Anstieg des spezifischen Widerstandes des Filmes bei der Mn-Implantation (Strahlenschaden plus Fremdatomeinbau) gilt dann die Funktion

$$\Delta \varrho(C) = \Delta \varrho_s \cdot (1 - a \cdot \exp(-b \cdot C)) + m \cdot C \quad .$$

Hier ist C die Mangankonzentration,  $\Delta \varrho(C)$ ,  $\Delta \varrho_s$  der spezifische Widerstand des Filmes, bzw. dessen Sättigungswert, die Konstanten  $\Delta \varrho_s$ , a, b und m werden an die Meßwerte angefitet.

Die Übergangstemperatur zur Supraleitung  $T_c$  wird durch paramagnetische Fremdatome in Supraleitern stets herabgesetzt; die Erniedrigung erfolgt linear mit der Zusatzkonzentration. Als Fremdatome können Übergangsmetalle mit nichtabgeschlossener d-Schale oder seltene Erden mit nichtabgeschlossener f-Schale benutzt werden [Kor65]. Die Wechselwirkung zwischen den Leitungselektronen des Wirtsmetalls mit den Elektronen der magnetischen Zusatzatome wurde durch Friedel [Fri58] und Anderson [And61] beschrieben. Eine Bedingung für die Existenz von lokalisierten Spins oder magnetischen Momenten gibt Friedel an [Fri62]:

$$p > E_F / 3\Delta E \quad ,$$

wobei p die Zahl der Elektronen oder Löcher in der d-Schale des Zusatzatoms,  $E_F$  die Fermienergie des Wirtsmetalls und  $\Delta E$  die mittlere Austauschenergie der Spins der d-Elektronen mit entgegengesetzter Spinrichtung ist.  $\Delta E$  beträgt ungefähr 0,8 eV [Kor65]. Setzt man in diese Bedingung für Mangan  $p = 5$  und für  $\alpha$ -Gallium  $E_F = 10,4$  eV [Ash76] ein, so erhält man  $p = 5$  und  $E_F / 3\Delta E = 4,3$ . Da einerseits die Zustandsdichte von

der  $\alpha$ - zur  $\beta$ -Phase leicht unterschiedlich sein dürfte und ferner dieses Ergebnis sehr knapp ausfällt, fällt es äußerst schwer aufgrund dieser Bedingung eine Vorhersage über das System Mangan in  $\beta$ -Gallium machen zu können.

Dementsprechend kann man die vorhandenen Theorien nach ihrer Grundvorstellung in zwei Gruppen unterteilen:

### a) Magnetischer Grenzfall des Friedel-Anderson-Modells

Abrikosov und Gor'kov (AG) berechneten die Abhängigkeit der Übergangstemperatur von der Konzentration paramagnetischer Fremdatome in erster Bornscher Näherung bei schwach koppelnden (BCS) Supraleitern [AG60]. Die Austauschwechselwirkung der Spins  $\underline{s}$  der Leitungselektronen mit den lokalisierten Fremdatomspin  $\underline{S}$  wird durch den Spinaustauschoperator

$$H = -2 \cdot J \cdot \underline{S} \cdot \underline{s}$$

beschrieben ( $J$ : Austauschwechselwirkungsparameter). Dies enthält die Annahme, daß das magnetische Moment des gelösten Spins langlebig verglichen mit der thermischen Fluktuationszeit ist. Weitere Voraussetzungen der AG-Theorie ist eine räumlich statistische Verteilung der Spins und die Annahme, daß keine Wechselwirkung der eingebauten Spins untereinander stattfindet (single impurity limit).

Im Rahmen der ersten Bornschen Näherung ist die inverse Lebensdauer  $\tau^{-1}$  der Spins  $S$  bzw. der Paarbrechungsparameter  $\alpha$  gegeben durch:

$$\alpha = \tau^{-1} = \hbar^{-1} \cdot C \cdot N(E_F) \cdot J^2 \cdot S(S+1) \quad ,$$

mit der Konzentration der Fremdatome  $C$  und der Zustandsdichte bei der Fermienergie  $N(E_F)$  (eine Spinrichtung). Bei der AG-Theorie ist  $\alpha$  proportional zur Konzentration der Fremdatome und nicht temperaturabhängig.  $\alpha_{cr}$  ist der kritische Paarbrechungsparameter an dem die Supraleitung vollständig verschwindet. Ihm entspricht eine kritische Konzentration  $C_{cr}$ . AG erhalten für die Abhängigkeit der Übergangstemperatur von der Konzentration der Fremdatome die universelle Beziehung:

$$\ln(T_c/T_{c0}) = \Psi(\frac{1}{2}) - \Psi(\frac{1}{2} + r) \quad \text{mit}$$

$$r = 0,14 \cdot \frac{\alpha}{\alpha_{cr}} \cdot \frac{T_{c0}}{T_c} = 0,14 \cdot \frac{C}{C_{cr}} \cdot \frac{T_{c0}}{T_c} \quad .$$



Hier ist  $\Psi$  die Digammafunktion.  $T_{co}$  entspricht  $\alpha = 0$  und  $\alpha_{cr} = k_B T_{co} / 4k\gamma$  entspricht  $T_c = 0$  ( $\ln \gamma$  ist die Eulerkonstante). Die Funktion hat folgenden Verlauf (Abb. 13):

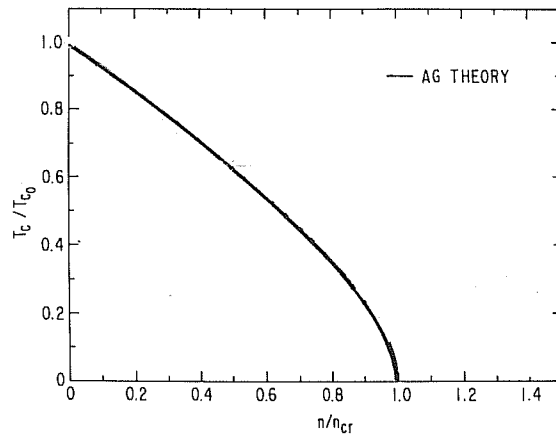


Abb. 13 Der Verlauf der Übergangstemperatur in Abhängigkeit von der Fremdatomkonzentration nach der AG-Theorie [Rad73]

Für kleine Fremdatomkonzentrationen  $C \rightarrow 0$ , bzw.  $\alpha \rightarrow 0$  gilt folgende lineare Näherung:

$$\frac{T_c}{T_{co}} = 1 - 0,691 \cdot \frac{\alpha}{\alpha_{cr}} = 1 - 0,691 \cdot \frac{C}{C_{cr}} ;$$

hieraus folgt:

$$\frac{dT_c}{dC} = - 0,691 \cdot \frac{T_{co}}{\alpha_{cr}} \cdot \frac{d\alpha}{dC} = - 0,691 \cdot \frac{T_{co}}{C_{cr}} ,$$

wobei  $dT_c/dC$  die Anfangsabsenkung für kleine Konzentrationen ist. Hieraus läßt sich die kritische Konzentration  $C_{cr}$  bzw. das Produkt  $N(E_F) \cdot J^2$  (Zustandsdichte und Austauschwechselwirkungsparameter) berechnen:

$$C_{cr} = - 0,691 \cdot \frac{T_{co}}{dT_c/dC}$$

und

$$N(E_F) \cdot J^2 = \frac{dT_c}{dC} \cdot \frac{k_B}{-0,691 \cdot 4\gamma \cdot S(S+1)} .$$

Höhere Ordnungen in der Störungstheorie berücksichtigten Shiba [Shi68] und Rusinov [Rus65]. Sie erhielten im Fall eines klassischen Spins eine exakte Lösung des Problems. In der obigen Beziehung erhielten sie für r:

$$r = C \cdot (1 - Y_0^2) / (4\pi^2 N(E_F) k_B T_c) \quad .$$

In dieser Terminologie bezeichnet  $Y_0$  die Lage der gebundenen Zustände im Gap. Bei  $Y_0 = 0$  liegen die Zustände in der Mitte des Gaps, bei  $Y_0 = 1$  am Gaprand.

Müller-Hartmann und Zittarz behandelten das Problem quantenmechanisch und berücksichtigten die Auswirkungen des Kondoeffekts [MHZ72]. Hier wird der Paarbrechungsfaktor  $(1 - Y_0^2)$  eine Funktion der Temperatur. Das Verhalten der Übergangstemperatur zeigt, abhängig vom Verhältnis Kondotemperatur zum Ausgangs- $T_c$ , deutliche Abweichungen vom AG-Verlauf [Sch84].

## b) Nichtmagnetischer Grenzfall des Friedel-Anderson-Modells

Ist das magnetische Moment der Fremdatome kurzlebig im Verhältniss zur thermischen Fluktuationszeit, so verliert der in a) angegebene Hamiltonian seine Bedeutung. Dieser Fall wird von der Kaiser-Theorie [Kai70] beschrieben. Diese berücksichtigt die geänderte lokale Zustandsdichte am Fremdatom (Zuckermann [Zuc65]) und die erhöhte intra-atomare Coulombwechselwirkung am Fremdatom (Ratto, Blandin [Rat67]). Hier ergibt sich für den  $T_c$ -Verlauf:

$$T_c = T_{c0} \cdot \exp - \frac{(A+B) \cdot C}{\lambda \cdot (1-B \cdot C)} \quad , \text{ mit}$$

$$A = \frac{N_d(E_F)}{N(E_F)} \quad (\text{Zuckermann [Zuc65]})$$

$$B = \frac{N_d(E_F)}{N(E_F)} \cdot \frac{N_d(E_F) \cdot U_{eff}}{(2L+1) \cdot \lambda} \quad (\text{Ratto, [Rat67]})$$

mit der Kopplungskonstanten  $\lambda$ , der Konzentration  $C$ , der lokalen Zustandsdichte am Fremdatom  $N_d(E_F)$  (eine Spinrichtung), der Zustandsdichte bei der Fermienergie  $N(E_F)$  und der intra-atomaren Coulombabstoßung  $U_{eff}$ .

Alle diese Theorien sagen einen linearen Verlauf der  $T_c$ -Absenkung für geringe Konzentrationen vorher. Abweichungen von dem Kurvenverlauf sind erst in einem höheren Konzentrationsbereich sichtbar. Bei dem hier untersuchten System Mangan in Gallium wäre dann aber die Konzentration zu hoch, so daß die Wechselwirkung der Fremdatome untereinander bereits nicht mehr vernachlässigt werden kann. Eine Kondoabhängigkeit des  $\beta$ -Galliums wurde explizit nicht untersucht, ferner waren für die MHZ- und die Kaiser-Theorie zuviele noch freie Parameter, die aus anderen Experimenten noch gezogen werden sollten, so daß hier nur die Auswirkungen betreffend der AG-Theorie untersucht wurden.

## VI. Experimente

### 1. MANGAN-IMPLANTATIONSEXPERIMENT

Wie in dem vorherigen Kapitel beschrieben wurde, sollte ein Galliumfilm, der mit Mangan implantiert wurde, gleichzeitig Veränderungen der Filmeigenschaften durch den bei der Implantation erzeugten Strahlenschaden, sowie Veränderungen der Filmeigenschaften durch den Einbau der Fremdatome in die Schichtmatrix zeigen.

Für dieses Experiment wurde ein ca. 40 nm dicker amorpher Galliumfilm aufgedampft. Dieser wurde bis ca. 22 K aufgewärmt und ist somit in die  $\beta$ -Phase auskristallisiert. In der  $\alpha$ -Phase zeigte der Film einen Widerstand von  $R = 31,9 \, \Omega$  ( $\pm 0,3 \, \Omega$ ); hieraus errechnet sich eine Filmdicke von 44 nm ( $\pm 0,5$  nm). In der  $\beta$ -Phase betrug der Widerstand  $R = 3,14 \, \Omega$  ( $\pm 0,02 \, \Omega$ ); hieraus ergibt sich eine Filmdicke von 41 nm ( $\pm 0,5$  nm). Somit läßt sich die Filmdicke aus der Widerstandsbestimmung mit einem Fehler von ca. 10% bestimmen, dies ist aber für diese Experimente ausreichend. Die Sprungtemperatur zur Supraleitung zeigte sich in der  $\alpha$ -Phase bei  $T_c = 7,90 \, \text{K}$  ( $\pm 0,03 \, \text{K}$ ) und in der  $\beta$ -Phase bei  $T_c = 6,03 \, \text{K}$  ( $\pm 0,03 \, \text{K}$ ). Diese Werte liegen 0,6 K bzw. 0,3 K tiefer als bei [Gör81,Gör83], dies zeigt wie weit die absolute Temperaturbestimmung durch systematische Fehler noch behaftet sein könnte. Die Umwandlung von der  $\alpha$ -Phase in die  $\beta$ -Phase lag bei  $T = 19,2 \, \text{K}$  ( $\pm 0,3 \, \text{K}$ ). Somit wurden die Literaturangaben für  $\alpha$ -/ $\beta$ -Ga mit diesem Kryostat recht gut reproduziert.

#### Bestrahlung mit 40 keV Mangan

Die Öffnung des inneren Abschirmbechers wurde so gedreht, daß nur eine Filmhälfte durch Bestrahlung mit  $\text{Mn}^+$  vom Ionenbeschleuniger getroffen wurde. Somit diente die andere Hälfte als unbestrahlte Referenz. Dieser Film wurde mit  $\text{Mn}^+$  mit einer Energie von 40 keV bestrahlt. Diese Energie ist so gewählt, daß das Mn-Implantationsmaximum in der Mitte des Filmes liegt (mittlere Reichweite  $R_p = 22 \, \text{nm}$ , Varianz  $\Delta R_p = 13 \, \text{nm}$  [Tri87]). Abb. 11 zeigt das Implantationsprofil und das Strahlenschadigungsprofil für eine  $\text{Mn}^+$ -Fluenz von  $\Phi = 1 \cdot 10^{14}$  Teilchen/cm<sup>2</sup>. Der Film wurde mit einer Gesamtfluenz von  $1,4 \cdot 10^{14}$  Teilchen/cm<sup>2</sup> in kleinen Schritten bestrahlt. Dies entspricht einer Konzentration von 1400 ppm im Profilmaximum (in der Filmmitte).

# Widerstandsanstieg durch Mangan-Implantation

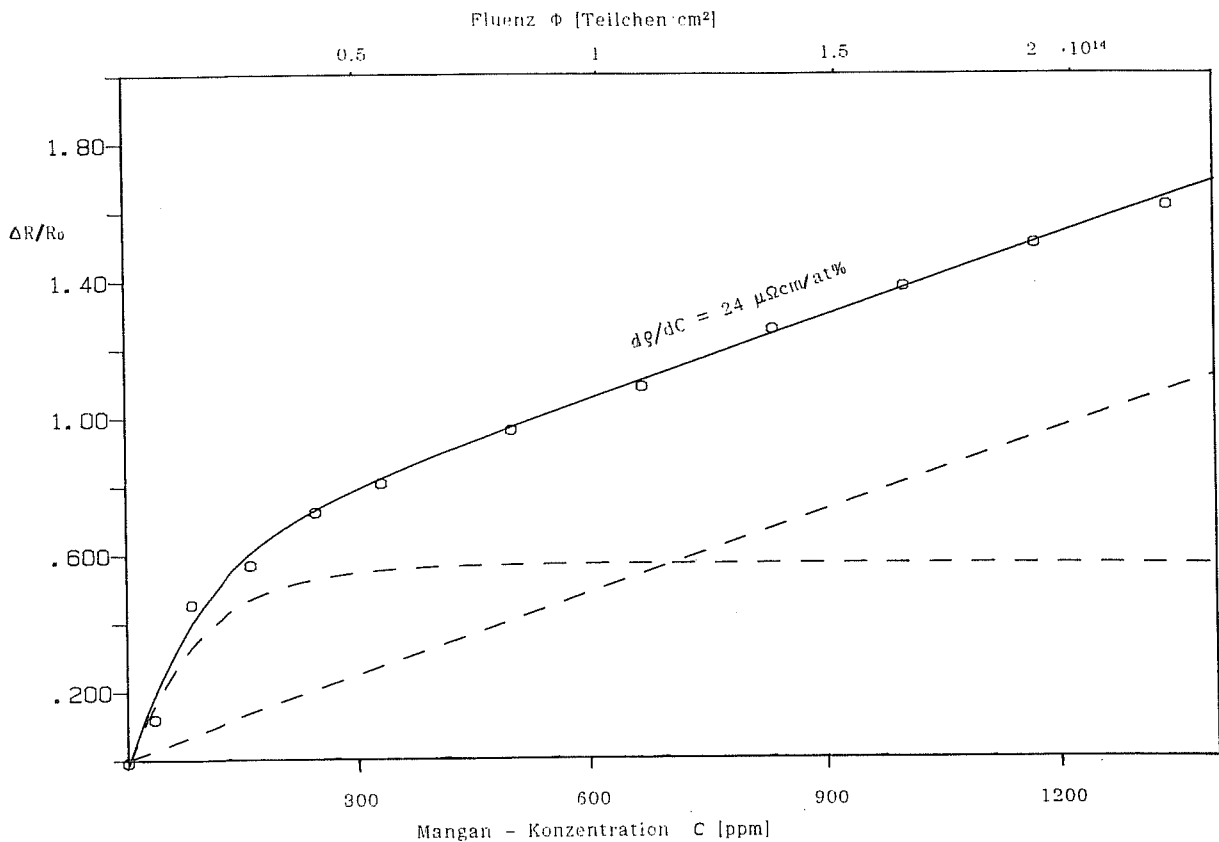


Abb. 14 Der relative Widerstandsanstieg eines 40 nm dicken  $\beta$ -Gallium-Films, in Abhängigkeit von der  $\text{Mn}^+$ -Konzentration. An die Meßwerte wurde eine Funktion (siehe Text) mit den Parametern  $a = 0,57$ ;  $b = 1,03$ ;  $c = 1,04 \cdot 10^{-2} \text{ 1/ppm}$ ;  $m = 8,02 \cdot 10^{-4} \text{ 1/ppm}$ ; angepaßt (durchgezogene Linie). Gestrichelt gezeichnet sind der exponentielle und der lineare Anteil der angepaßten Funktion

Abb. 14 zeigt den relativen Widerstandsanstieg der bestrahlten Filmhälfte in Abhängigkeit von der Mn-Konzentration, bzw. der Mn-Fluenz. An die Meßpunkte wurde die Funktion

$$\Delta R/R_0 = a \cdot (1 - b \cdot \exp(-c \cdot C)) + m \cdot C$$

angepaßt. Hier ist  $\Delta R/R_0$  die relative Widerstandsänderung in Abhängigkeit von der implantierten Mn-Konzentration  $C$ .  $R_0$  ist der Filmwiderstand des frisch auskristallisierten, nicht bestrahlten Films bei  $T = 6,3 \text{ K}$ .

Die obige Funktion kann auch nach den beiden unterschiedlichen Mechanismen, die sie beschreibt, aufgetrennt werden. Gestrichelt gezeichnet ist in dieser Abbildung der exponentielle Anteil und der lineare Anteil dieser Funktion. Der exponentielle Anteil dieser Funktion beschreibt den Einfluß des Strahlenschadens auf den Anstieg des spezifischen Widerstandes. Der lineare Anteil dieser Funktion beschreibt den Einfluß der implantierten Mn-Streuzentren auf den relativen Widerstandsanstieg. Betrachtet man nur den Effekt des Strahlenschadens, so steigt der Widerstand des Filmes bis zu einer Fluenz von ca.  $2,5 \cdot 10^{13}$  Teilchen/cm<sup>2</sup> an und geht dann bei einem Widerstandszuwachs von ca.  $a = 0,57$  in die Sättigung über. Dies entspricht einem Zuwachs des spezifischen Widerstandes von  $\Delta \varrho = 1,7 \mu\Omega\text{cm}$ . Hier wurde der spezifische Restwiderstand von  $\varrho_0 = 3 \mu\Omega\text{cm}$  für  $\beta$ -Gallium in die Beziehung  $\Delta R/R_0 = \Delta \varrho/\varrho_0$  eingesetzt.

Der Widerstand durch die Mn-Streuzentren nimmt linear mit der implantierten Mn-Konzentration zu. Die Steigung beträgt  $m = 8 \text{ at}\%^{-1}$ , dies entspricht einem Zuwachs von  $d\varrho/dC = 24 \mu\Omega\text{cm/at}\%$ . Vergleicht man diesen Wert mit Widerstandsanstiegen von anderen Systemen, so erscheint dieser Wert relativ groß, dies könnte auf einen Fehler in der Fluenzbestimmung hinweisen. Dies muß aber in einem anderen Experiment noch verifiziert werden.

## $T_c$ -Änderung durch Mangan-Implantation

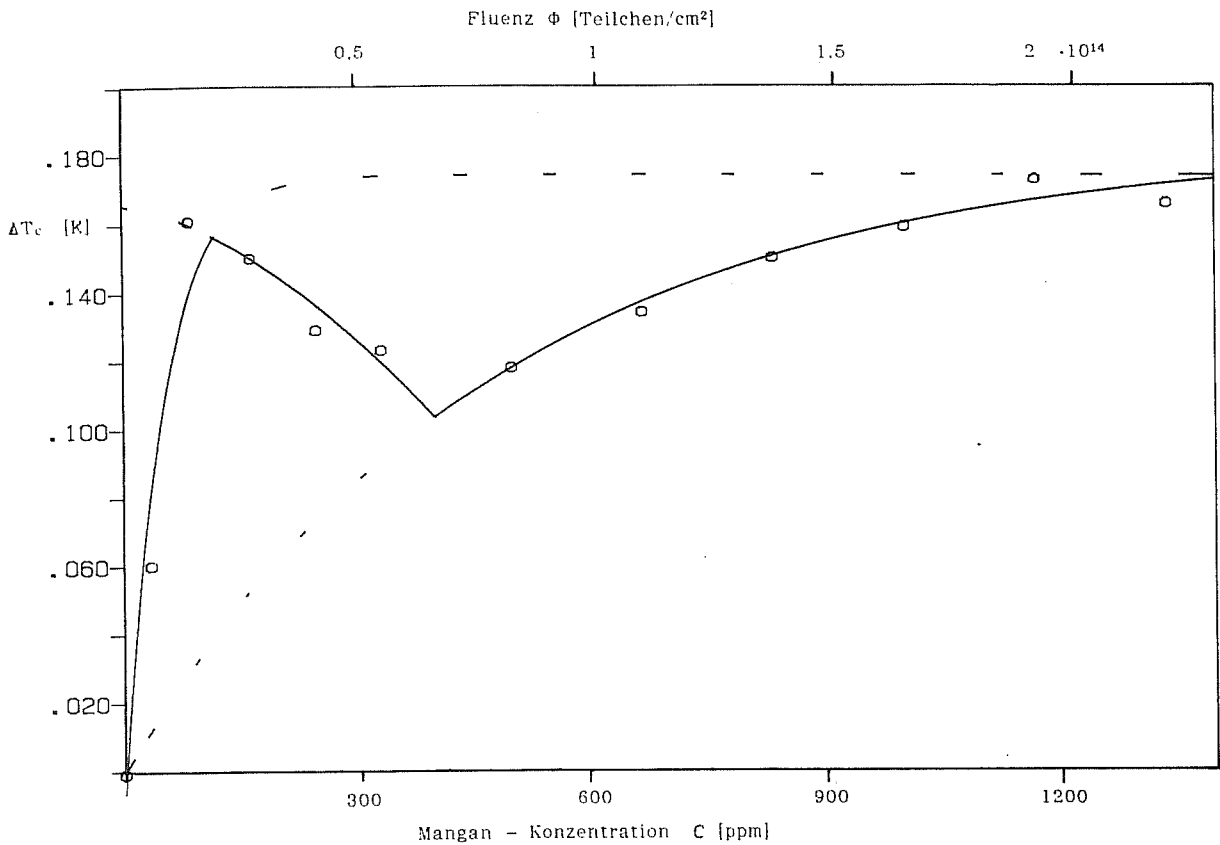


Abb. 15 Die  $T_c$ -Verschiebung eines  $\beta$ -Galliumfilms (40 nm) in Abhängigkeit von der implantierten Mn-Konzentration (40 keV). An die Meßpunkte wurden drei verschiedene Funktionen in den entsprechenden Konzentrationsbereichen (siehe Text) angepaßt

Abb. 15 zeigt die Verschiebung der Sprungtemperatur zur Supraleitung  $\Delta T_c$  in Abhängigkeit von der implantierten Mn-Konzentration. Der Effekt der  $T_c$ -Verschiebung kann hier in drei Gebiete unterteilt werden:

- 1.) Bis zu einer Konzentration von ca. 90 ppm steigt  $T_c$  steil (um ca.  $\Delta T_c = 0,17$  K) an.
- 2.) Im Bereich von ca. 90 ppm bis ca. 500 ppm sinkt  $T_c$  um ca.  $\Delta T_c = 0,04$  K.
- 3.) danach steigt  $T_c$  wieder bis knapp über den in 1.) erreichten Wert ( $\Delta T_c = 0,18$  K).

Dies kann folgendermaßen interpretiert werden: Durch den bei der Mn-Implantation verursachten Strahlenschaden wird  $T_c$  erhöht. Durch ein Ar-Durchschußexperiment wird ebenfalls eine  $T_c$ -Erhöhung mit der entsprechenden Absättigung erreicht, jedoch ist das Strahlenschädigungsprofil beim Durchschußexperiment über die Schichttiefe fast homogen, während sie bei diesem Implantationsexperiment im vorderen Bereich wesentlich ausgeprägter ist als im hinteren Bereich. Hierdurch ist es möglich, daß im vorderen Schichttiefenbereich die  $T_c$ -Erhöhung bereits abgesättigt ist, während im hinteren Bereich die  $T_c$ -Erhöhung erst einsetzt. Dies erklärt den steilen  $T_c$ -Anstieg im vorderen- und den flachen Anstieg im hinteren Fluenzbereich. Steigt  $T_c$  im vorderen Schichttiefenbereich an, so steigt somit auch das gemessene  $T_c$  des Filmes fast auf den Wert dieses Bereiches. Das  $T_c$  des hinteren Bereiches wird durch das hohe  $T_c$  vorne überdeckt. Der zweite Anstieg, nach der  $T_c$ -Absenkung durch die Implantation der magnetischen Mangan-Fremdatome, wird durch den  $T_c$ -Anstieg im hinteren Schichttiefenbereich durch den Strahlenschaden bewirkt.

In dem Bereich zwischen ca. 90 ppm und ca. 500 ppm ist die Mn-Konzentration bereits so groß, daß sich die  $T_c$ -Absenkung durch die paarschwächende Wirkung der Mn-Atome bemerkbar macht. Andererseits wird in diesem Bereich diese Absenkung nicht durch eine  $T_c$ -Erhöhung durch den Strahlenschaden verdeckt. Die an die Meßpunkte angepaßte Funktion in Abb. 15 ist in die oben genannten drei Bereiche aufgeteilt. An die Meßwerte wurde im niedrigen Konzentrationsbereich die Funktion  $\Delta T_c = a \cdot (1 - b \cdot \exp(-c \cdot C))$  angepaßt ( $a_1 = 0.17$  K;  $b_1 = 1$ ;  $c_1 = 0,019$  1/ppm). Diese trägt dem  $T_c$ -Anstieg im vorderen Schichttiefenbereich durch den Strahlenschaden Rechnung. Für den hohen Fluenzbereich wurde ebenfalls die obige Funktion angepaßt ( $a_2 = 0.18$  K;  $b_2 = 1$ ;  $c_2 = 0,002$  1/ppm). Diese trägt dem verzögerten  $T_c$ -Anstieg durch den Strahlenschaden im hinteren Schichttiefenbereich Rechnung. Diese beiden Funktionen starten im Ursprung und gehen bei ca.  $\Delta T_c = 0,18$  K in die Sättigung über. Vergleicht man den Anstieg dieser beiden Kurven, so zeigt sich, daß für die erste, im vorderen Bereich angepaßte Funktion die gleiche  $T_c$  Erhöhung bei ca.  $c_2/c_1 = 1/10$  der Konzentration bzw. Fluenz erreicht wird, wie bei der zweiten im hinteren Bereich angepaßten Funktion. Vergleicht man diesen Sachverhalt mit dem Strahlenschadenprofil (Abb. 11), so sieht man, daß dieses Verhältnis gerade demjenigen Verhältniss von Maximum (bei ca. 10 nm) zu Minimum (bei ca. 40 nm) des bei der Implantation erzeugten Strahlenschadens entspricht.



Die  $T_c$ -Absenkung im mittleren Bereich, hervorgerufen durch die paarschwächende Wirkung des Mangans, wird durch eine Gerade beschrieben. Diese Gerade wird von den beiden oben beschriebenen Exponentialfunktionen, aber hauptsächlich durch die für den hinteren Bereich gültige überlagert. In diesen mittleren Bereich wurde die Funktion:

$$\Delta T_c = a_2 \cdot (1 - b_2 \cdot \exp(-c_2 \cdot C)) + m \cdot C + d$$

mit den Parametern  $m = -4,1 \text{ K/at\%}$  und  $d = 0,17 \text{ K}$  angepaßt. Die Parameter  $a$ ,  $b$  und  $c$  wurden aus der Anpassung der für den hinteren Bereich gültigen Exponentialfunktion übernommen. Somit beträgt die  $T_c$ -Absenkung durch das Mangan im  $\beta$ -Gallium für diesen Film  $dT_c/dC = -4,1 \text{ K/at\%}$ . Dies ist eine sehr geringe Absenkung verglichen mit dem System Mangan in Indium ( $50 \text{ K/at\%}$ ) [Hof80] und dem System Mangan in Blei ( $21 \text{ K/at\%}$ ) [Bau81].

Wie man hier sieht, ist die  $T_c$ -Absenkung durch die paarschwächende Wirkung des Mangans in diesem Experiment nur über einen kleinen Konzentrationsbereich sichtbar. Selbst in diesem Bereich macht sich die  $T_c$ -Erhöhung durch den Strahlenschaden noch bemerkbar. Um diese beiden Effekte (die  $T_c$ -Erhöhung durch den Strahlenschaden und die  $T_c$ -Absenkung durch die magnetischen Fremdatome) separat untersuchen zu können, wurde ein weiterer Galliumfilm zunächst mit  $\text{Ar}^+$  durchstrahlt, so daß dieser Film im Widerstand und in der  $T_c$ -Erhöhung in den Sättigungsbereich gebracht wurde. Danach wurde dieser, durch Strahlenschaden vorbehandelte Film, anschließend mit Mangan implantiert. Auf diese Weise sind diese beiden Effekte getrennt beobachtbar.

## 2. ARGON-DURCHSCHUSSEXPERIMENT

Hierzu wurde ein ca. 80 nm dicker Galliumfilm abschreckend kondensiert und in die  $\beta$ -Phase auskristallisiert. Bei diesem Film war  $T_c = 8,01 \text{ K}$  ( $\pm 0,03 \text{ K}$ ) in der  $\alpha$ -Phase und  $T_c = 5,97 \text{ K}$  ( $\pm 0,03 \text{ K}$ ) in der  $\beta$ -Phase. Die Umwandlung von der  $\alpha$ -Phase in die  $\beta$ -Phase lag bei  $T = 15,5 \text{ K}$  ( $\pm 0,3 \text{ K}$ ).

Um den Einfluß des Strahlenschadens zu untersuchen, wurde dieser ca. 80 nm dicke  $\beta$ -Galliumfilm mit  $\text{Ar}^+$ , mit einer Energie von 350 keV bestrahlt. Die maximale Fluenz betrug hierbei  $\Phi = 5 \cdot 10^{14} \text{ Teilchen/cm}^2$ . Diese Fluenz genügt, wie noch gezeigt wird, um den Widerstandsanstieg und den  $T_c$ -Anstieg in eine Sättigung zu bringen. In Abb. 16 ist das Strahlenschädigungsprofil für  $\Phi = 1 \cdot 10^{14} \text{ Teilchen/cm}^2 \text{ Ar}^+$  gezeichnet.

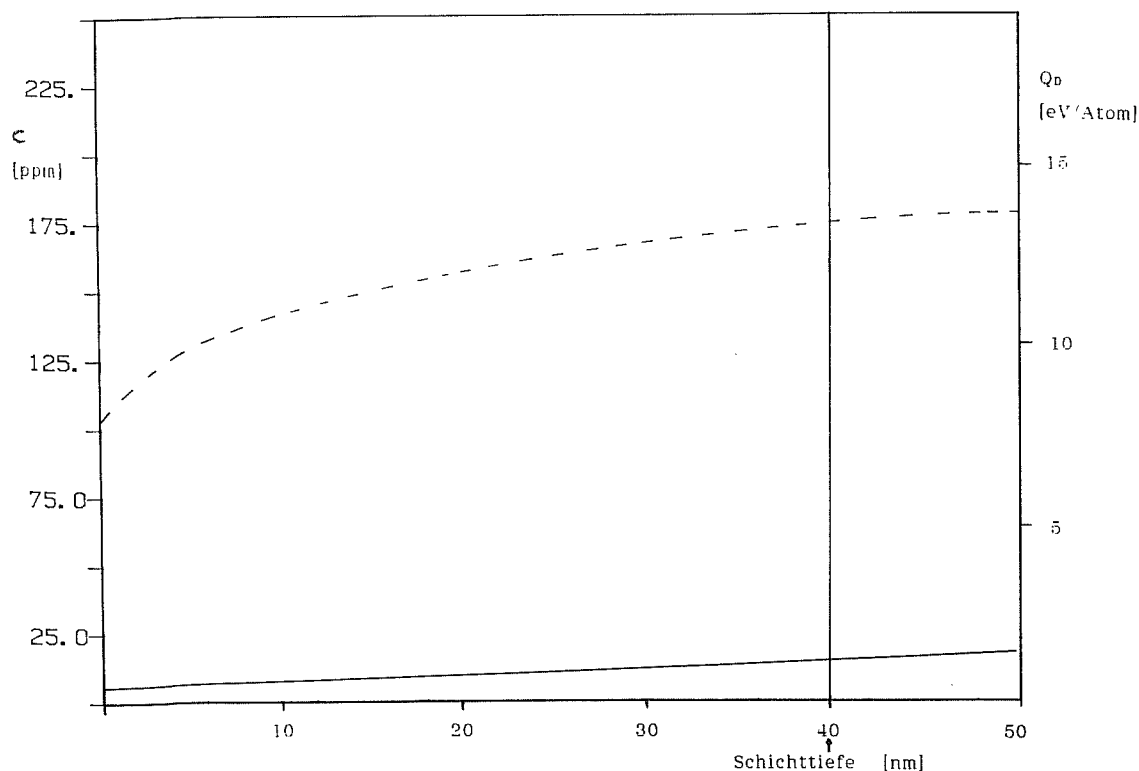


Abb. 16 Das Strahlenschädigungsprofil (gestrichelte Linie, rechte Skala) und das Implantationsprofil (durchgezogene Linie, linke Skala) für einen 350 keV  $\text{Ar}^+$ -Strahl in Gallium (nach [Tri87]). Für eine Fluenz von  $\Phi = 1 \cdot 10^{14} \text{ Teilchen/cm}^2$

## Widerstandsanstieg durch Argon-Bestrahlung

In Abb. 17 ist die relative Widerstandszunahme in Abhängigkeit von der Ar-Fluenz aufgetragen. An die Meßwerte wurde die Funktion  $\Delta R/R_0 = a \cdot (1 - b \cdot \exp(-c \cdot \Phi))$  angepaßt. Der Widerstand steigt bis zu einer Fluenz von ca.  $1 \cdot 10^{14}$  Teilchen/cm<sup>2</sup> rasch an und geht dann bei einer relativen Widerstandszunahme von  $a = 0,44$  in eine Sättigung über; diese Zunahme entspricht einem Zuwachs von  $\Delta \varrho = 1,32 \mu\Omega\text{cm}$  beim spezifischen Widerstand. Hier wurde der spezifische Restwiderstand von  $\varrho_0 = 3 \mu\Omega\text{cm}$  für  $\beta$ -Gallium in die Beziehung  $\Delta R/R_0 = \Delta \varrho / \varrho_0$  eingesetzt.  $R_0$  ist der Widerstand des frisch auskristallisierten, noch unbestrahlten Films bei  $T = 6,3 \text{ K}$ . Diese Widerstandszunahme ist geringer als die Widerstandszunahme durch den Strahlenschaden bei dem Mn-Implantationsexperiment mit  $\Delta \varrho = 1,7 \mu\Omega\text{cm}$ .

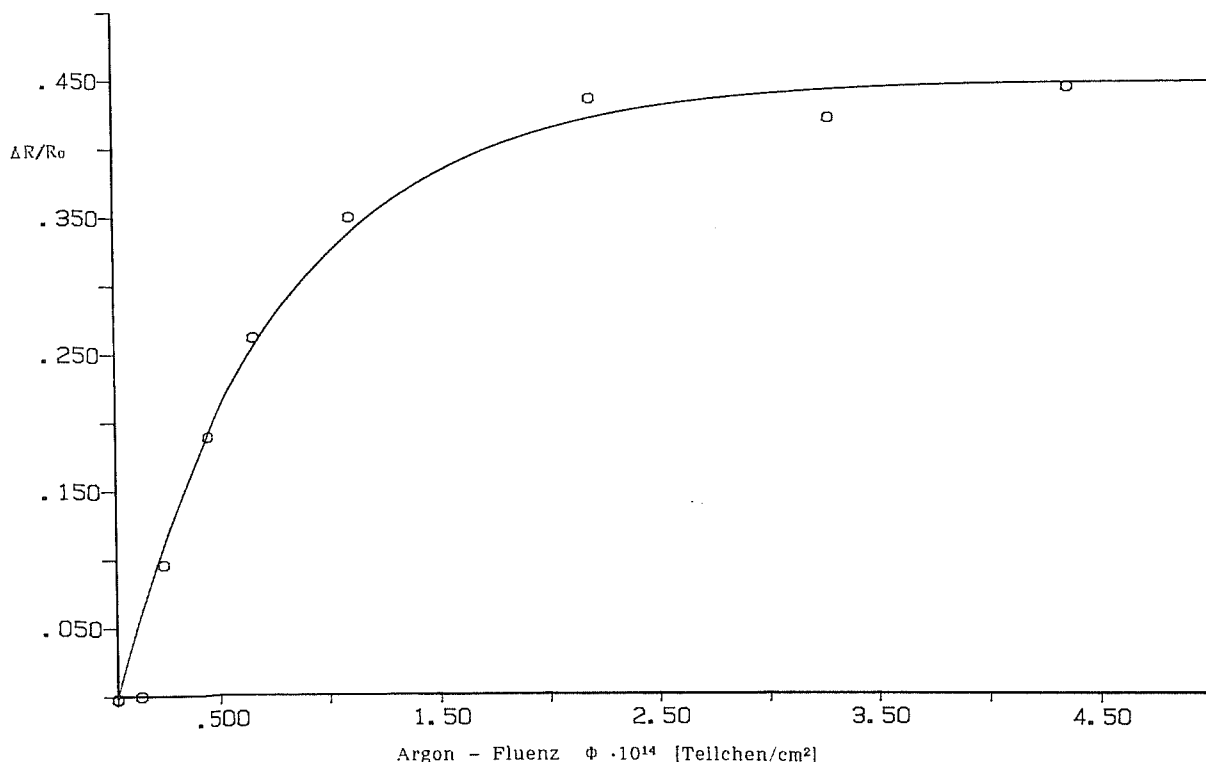


Abb. 17 Der relative Widerstandsanstieg eines 80 nm dicken  $\beta$ -Gallium-Films, in Abhängigkeit von der Ar<sup>+</sup>-Fluenz (350 keV). An die Meßwerte wurde eine Funktion (siehe Text) mit den Parametern  $a = 0,44$ ;  $b = 1,06$ ;  $c = 1,42 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^{-2}/\text{Teilchen}$  angepaßt

### $T_c$ -Änderung durch Argon-Bestrahlung

Bei der Bestrahlung des ca. 80 nm dicken  $\beta$ -Galliumfilms mit Argon (350 keV) steigt die Übergangstemperatur zur Supraleitung exponentiell an und geht bei einer Fluenz von  $\Phi = 1 \cdot 10^{14}$  Teilchen/cm<sup>2</sup> in die Sättigung über (Abb. 18). An die Meßwerte wurde die Funktion  $\Delta T_c = a \cdot (1 - b \cdot \exp(-c \cdot C))$  mit den Parametern  $a = 0,11$  K;  $b = 0,98$  und  $c = 2,58 \cdot 10^{-14}$  cm<sup>2</sup>/Teilchen angepaßt. Die  $T_c$ -Erhöhung beträgt hier  $\Delta T_c = 0,11$  K. Diese  $T_c$ -Erhöhung, die durch den Strahlenschaden bei der Ar-Bestrahlung erreicht wird, ist kleiner, als die  $T_c$ -Erhöhung, die durch den Strahlenschaden bei der Mn-Implantation erreicht wurde ( $\Delta T_c = 0,18$  K). Dieses Verhalten und der unterschiedliche Widerstandsanstieg von der Mn<sup>+</sup>- und der Ar<sup>+</sup>-Bestrahlung (nur Strahlenschaden betrachtet) legt die Vermutung nahe, daß durch Mn<sup>+</sup>-Beschuß komplexere Versetzungen in der Galliumschichtmatrix verursacht werden, als durch Ar<sup>+</sup>-Beschuß.

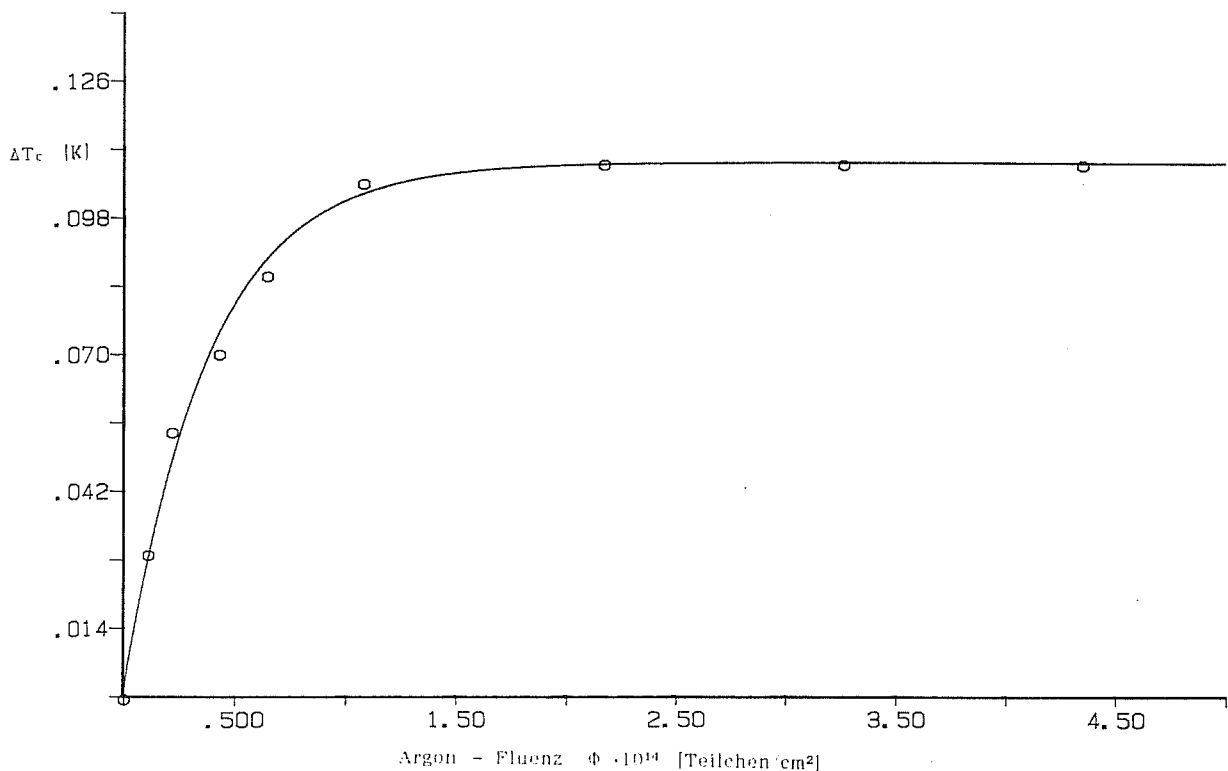


Abb. 18  $T_c$ -Erhöhung eines 80 nm dicken  $\beta$ -Galliumfilms in Abhängigkeit von der Ar<sup>+</sup>-Bestrahlung (350 keV).

Trägt man von diesem Bestrahlungsexperiment Argon in  $\beta$ -Gallium die Übergangstemperatur  $\Delta T_c$  in Abhängigkeit von dem relativen Widerstand  $\Delta R/R_0$  ein, so erkennt man die starke Korrelation von Widerstand und Übergangstemperatur. Durch die erste Ar-Fluenz wird bereits eine sehr starke  $T_c$ -Erhöhung erreicht. Alle weiteren Punkte liegen in einer Geraden. An die Meßpunkte wurde eine Gerade angepaßt, wobei hier der erste Meßpunkt unberücksichtigt blieb. Eine Deutungsmöglichkeit der Abweichung von  $\Delta R/R_0$  und  $\Delta T_c$  vom linearen Verhalten, wäre, daß Einzeldefekte eine im Vergleich zu  $\Delta R/R_0$  höhere  $T_c$ -Wirksamkeit haben.

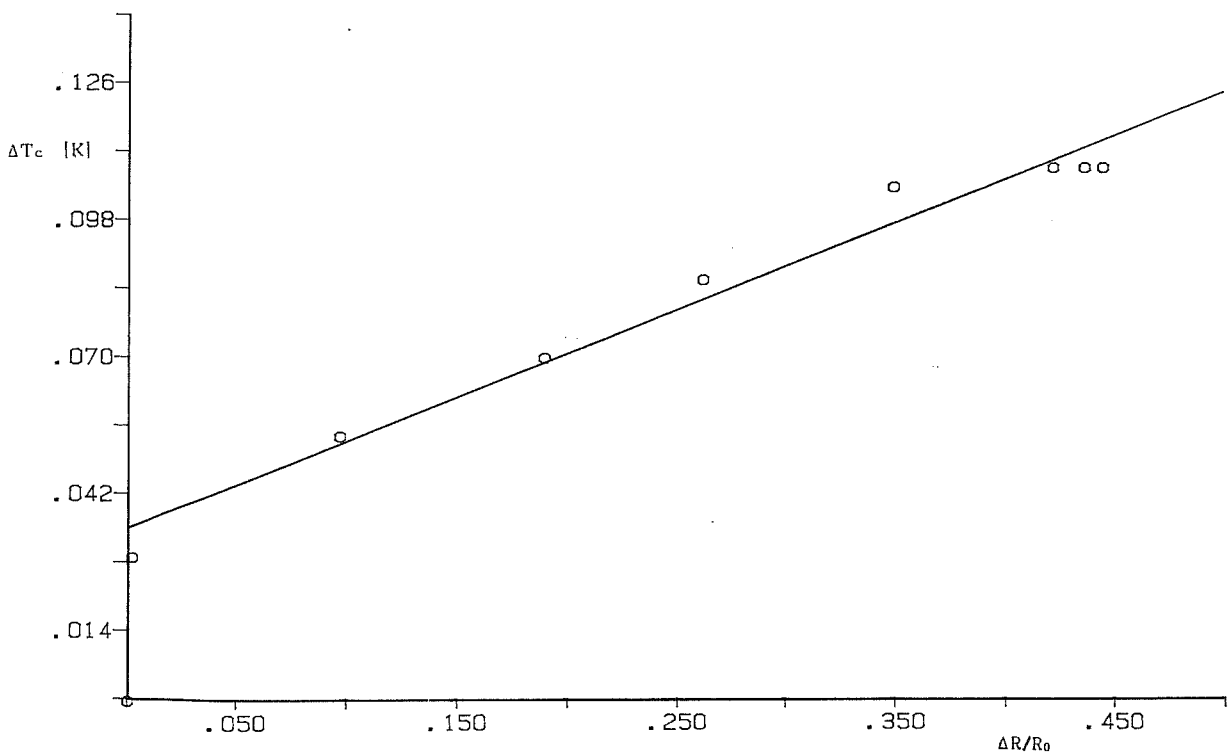


Abb. 19 Durch das Bestrahlen des  $\beta$ -Galliums mit Argon wächst  $\Delta T_c$  linear mit der relativen Widerstandsänderung  $\Delta R/R_0$  an. An die Meßpunkte wurde eine Gerade angepaßt, wobei hier der erste Meßpunkt unberücksichtigt blieb

### 3. MANGAN-IMPLANTATIONSEXPERIMENT

In den ca. 80 nm dicken  $\beta$ -Galliumfilm wurde nun eine Gesamt-Mn-Konzentration von 1000 ppm in einzelnen Schritten implantiert. Um eine möglichst homogene Verteilung der Mn-Atome über die Schichttiefe zu erreichen, wurde Mn nacheinander mit zwei verschiedenen Energien (40 keV und 120 keV) implantiert. Dies war aufgrund des relativ dicken Films notwendig, um durch die Überlagerung der beiden Mn-Gaußprofile ein gleichmäßiges Gesamtprofil zu erreichen. Für die Einschußenergie von 40 keV beträgt die mittlere projizierte Reichweite  $R_p = 22$  nm mit einer Varianz von  $\Delta R_p = 13$  nm; für die Einschußenergie von 120 keV beträgt die mittlere projizierte Reichweite  $R_p = 60$  nm mit einer Varianz von  $\Delta R_p = 30$  nm [Tri87]. Um ein gleichmäßiges Implantationsprofil zu erhalten, mußten diese Fluenzen im Verhältnis von  $\Phi_{40\text{keV}} : \Phi_{120\text{keV}} = 1 : 5$  zueinander stehen. Somit resultiert für eine Konzentration (im Maximum) von 1000 ppm eine Gesamtfluenz von  $4,9 \cdot 10^{14}$  Teilchen/cm<sup>2</sup>. In Abb. 20 ist das Implantationsprofil und das Strahlenschädigungsprofil für die Summe dieser beiden, zu den Einschußenergien gehörenden, Fluenzen gezeichnet.

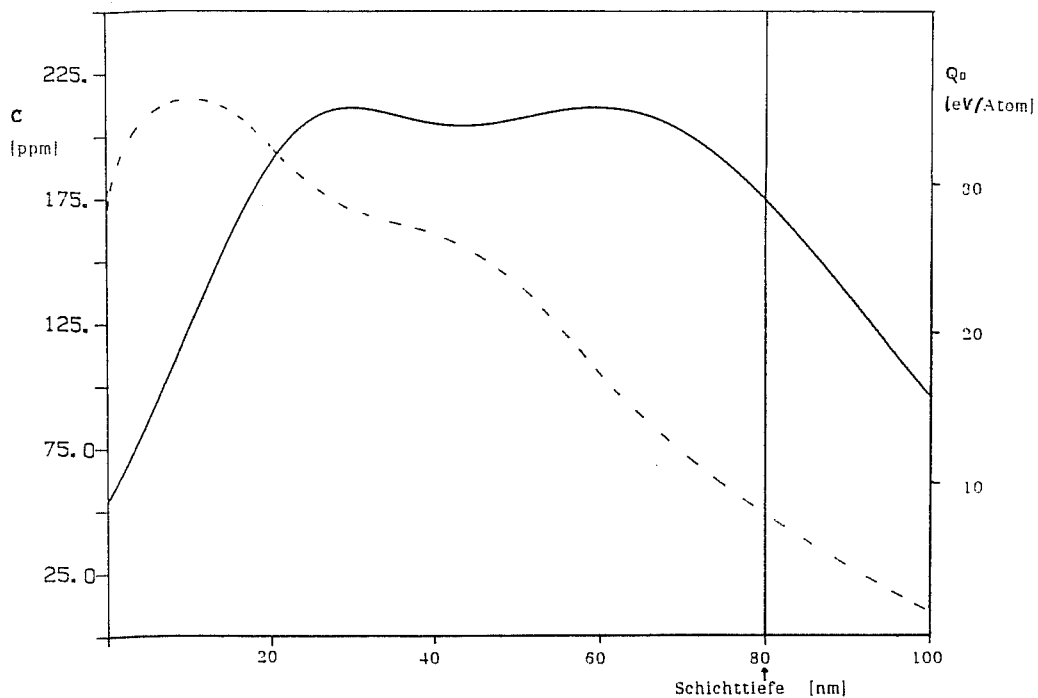


Abb. 20 Das Strahlenschädigungsprofil (gestrichelte Linie, rechte Skala) und das Implantationsprofil (durchgezogene Linie, linke Skala) für einen 40 keV und einen 120 keV  $\text{Mn}^+$ -Strahl in Gallium (nach [Tri87]) – für eine Gesamtfluenz von  $\Phi = 1 \cdot 10^{14}$  Teilchen/cm<sup>2</sup>. ( $\Phi_{40\text{keV}} : \Phi_{120\text{keV}} = 1 : 5$ )

### Widerstandsanstieg durch Mangan-Implantation

Dieser ca. 80 nm dicke  $\beta$ -Galliumfilm, welcher durch  $\text{Ar}^+$ -Beschuß (350 keV) mit einer Gesamtfluenz von  $\Phi = 5,4 \cdot 10^{14}$  Teilchen/cm<sup>2</sup> vorbestrahlt wurde, zeigt bei der eben beschriebenen Manganimplantation einen linearen Widerstandsanstieg. Abb. 21 zeigt die relative Widerstandszunahme in Abhängigkeit von der implantierten Mn-Konzentration.  $R_0$  ist der Widerstand des frisch auskristallisierten noch unbestrahlten Films bei  $T = 6,3$  K. Der Strahlenschaden, der durch die Mn-Implantation verursacht wird, hat keinen Einfluß mehr, da sich der Film durch die  $\text{Ar}^+$ -Vorbestrahlung bereits in der Widerstandssättigung befindet. Aus der Steigung der relativen Widerstandszunahme ergibt sich ein Wert von  $d\varrho/dC = 20 \mu\Omega\text{cm/at\%}$ . Dieser Wert ist ein wenig geringer, als der durch Mn-Implantation im vorherigen Experiment gewonnene Wert von  $d\varrho/dC = 24 \mu\Omega\text{cm/at\%}$ .

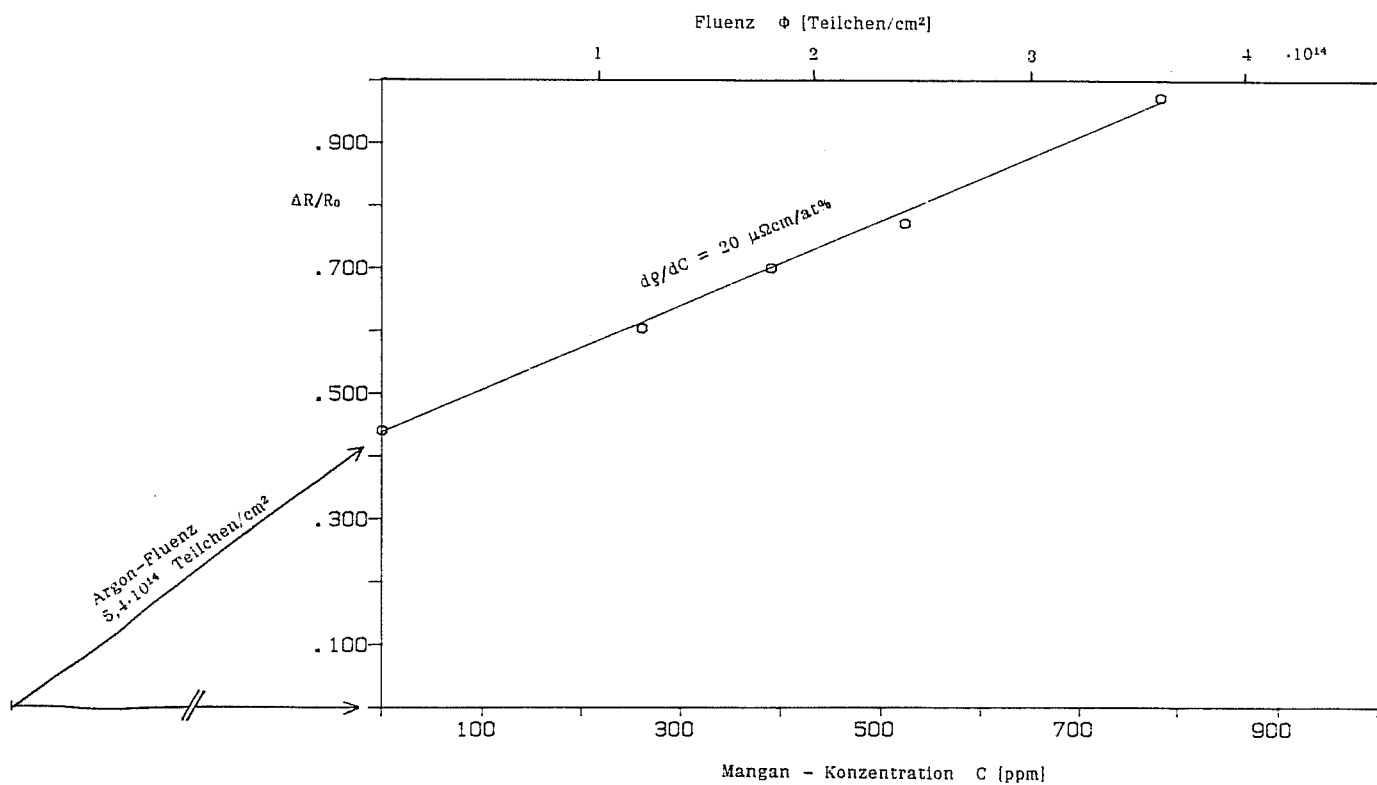


Abb. 21 Der relative Widerstandsanstieg eines 80 nm dicken  $\beta$ -Gallium-Films, in Abhängigkeit der  $\text{Mn}^+$ -Konzentration. Dieser Film wurde zuvor mit  $\text{Ar}^+$  vorbestrahlt ( $\Phi = 5,4 \cdot 10^{14}$  Teilchen/cm<sup>2</sup>  $E = 350$  keV)

# $T_c$ -Absenkung durch Mangan-Implantation

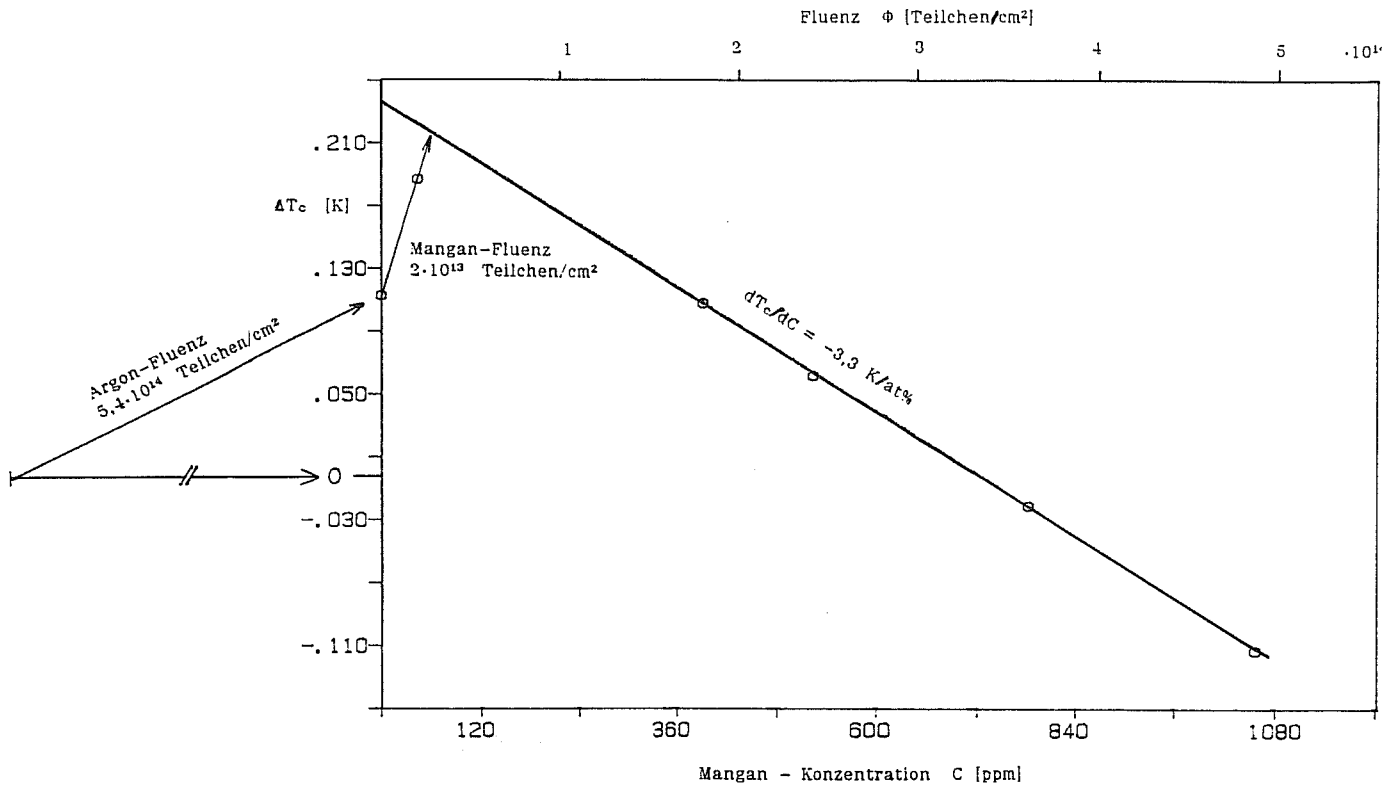


Abb. 22 Der durch  $\text{Ar}^+$  vorbestrahlte ( $\Phi = 5,4 \cdot 10^{14}$  Teilchen/cm²  $E = 350 \text{ keV}$ )  $\beta$ -Galliumfilm (80 nm) zeigt bei  $\text{Mn}^+$ -Implantation eine  $T_c$ -Absenkung von  $dT_c/dC = -3,3 \text{ K/at\%}$

Abb. 22 zeigt die  $T_c$ -Absenkung in Abhängigkeit von der implantierten Mn-Konzentration aufgrund der paarschwächenden Wirkung des Mangans. Der  $T_c$ -Anstieg durch den Strahlenschaden wurde bereits durch die homogene Vorbestrahlung durch  $\Phi = 5 \cdot 10^{14}$  Teilchen/cm²  $\text{Ar}^+$  (350 keV) und einer kleinen Fluenz von  $\Phi = 2 \cdot 10^{13}$  Teilchen/cm²  $\text{Mn}^+$  (40 keV) abgesättigt. Aus diesem Grunde macht ein weiterer Beschuß des Filmes mit Mangan keinen weiteren Strahlenschaden. Durch die paarschwächende Wirkung des Mn's auf die Übergangstemperatur des  $\beta$ -Galliums zur Supraleitung nimmt  $T_c$  hier linear mit der implantierten Mn-Konzentration ab. Größere Mn-Konzentrationen können kaum implantiert werden, ohne daß die Wechselwirkung zwischen den Mn-Atomen weiterhin vernachlässigt werden kann. Die  $T_c$ -Absenkung durch die Implantation der magnetischen Mangan-Fremdatome bewirkt hier bei  $\beta$ -Gallium eine Absenkung von  $dT_c/dC = -3,3 \text{ K/at\%}$ .



Dieser Wert liegt ein wenig niedriger als derjenige, der in einem nicht vorbestrahlten Film gefunden wurde ( $dT_c/dC = -4,1 \text{ K/at\%}$ ). Hier kann, im Gegensatz zum nicht vorbestrahlten Film, davon ausgegangen werden, daß die  $T_c$ -Absenkung nicht von einem durch Strahlenschaden verursachten  $T_c$ -Anstieg verfälscht wird.

Durch die Implantation von Mangan in Gallium zeigt dieses, aufgrund der paarschwächenden Wirkung des Mangans, eine Absenkung der Übergangstemperatur zur Supraleitung. Es wurde hier eine  $T_c$ -Absenkung von  $dT_c/dC = -4,1 \text{ K/at\%}$  für einen nicht vorbestrahlten Film und eine  $T_c$ -Absenkung von  $dT_c/dC = -3,3 \text{ K/at\%}$  für einen mit Argon vorbestrahlten Film gefunden. Nach der AG-Theorie ergibt sich für die Absenkung von  $dT_c/dC = -3,3 \text{ K/at\%}$  eine kritische Konzentration  $c_{cr} = 1,3 \text{ at\%}$ , bei der die Supraleitung vollständig verschwindet. Für die Absenkung von  $dT_c/dC = -4,1 \text{ K/at\%}$  berechnet man eine kritische Konzentration von  $c_{cr} = 1,1 \text{ at\%}$ . Setzt man diese gefundenen  $T_c$ -Absenkungen in die AG-Theorie ein, so ergeben sich für verschiedene angenommenen Spins  $S$  folgende Werte für das Produkt  $N(E_F) \cdot J^2$  (Zustandsdichte an der Fermigrenze für eine Spinrichtung  $N(E_F)$  und Austauschwechselwirkungsparameter  $J$ ):

S	1/2	3/2	5/2
für $-3,3 \text{ K/at\%}$ : $N(E_F) \cdot J^2 \text{ (eV)}$	$7,7 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$0,66 \cdot 10^{-3}$
für $-4,1 \text{ K/at\%}$ : $N(E_F) \cdot J^2 \text{ (eV)}$	$9,6 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$0,82 \cdot 10^{-3}$

Die Werte für das Produkt  $N(E_F) \cdot J^2$  müssen zum Vergleich aus anderen Experimenten gezogen werden. Setzt man hier  $N(E_F) = 0,14 \text{ eV}^{-1}$  [Rie88b] (für  $\alpha$ -Gallium) und für  $J = 0,5 \text{ eV}$  so erhält man als Abschätzung für dieses Produkt:  $N(E_F) \cdot J^2 = 3,5 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$ . Dieser grob abgeschätzte Wert ist für einen Spin  $S = 1/2$  am verträglichsten.

## VII. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden zwei Fragestellungen, die miteinander verknüpft sind, untersucht.

- 1.) Der Einfluß des Strahlenschadens auf die Übergangstemperatur zur Supraleitung  $T_c$  und den elektrischen Widerstand von  $\beta$ -Gallium.
- 2.) Der Einfluß von implantierten Manganatomen auf die Übergangstemperatur zur Supraleitung  $T_c$  und den elektrischen Widerstand von  $\beta$ -Gallium.

zu 1.):

In die  $\beta$ -Phase auskristallisierte Galliumfilme wurden mit  $\text{Ar}^+$ -Ionen bei  $T < 10 \text{ K}$  mit einer maximalen Fluenz von  $\Phi = 5 \cdot 10^{14}$  Teilchen/ $\text{cm}^2$  bestrahlt, dabei stieg die Übergangstemperatur und der Filmwiderstand bis zu einem Sättigungswert an. Dies wurde bereits von Görlach [Gör81,Gör83] gefunden und auf die Entstehung von Einzeldefekten zurückgeführt. Die maximale Erhöhung der Übergangstemperatur beträgt  $\Delta T_c = 0,11 \text{ K}$ . Der spezifische Widerstand stieg dabei von  $\varrho_0 = 3 \mu\Omega\text{cm}$  auf  $\varrho = 4,3 \mu\Omega\text{cm}$  an. Ferner konnte die starke Korrelation zwischen dem Anstieg der Übergangstemperatur und dem Filmwiderstand gezeigt werden.

Der Einfluß des Strahlenschadens des  $\beta$ -Galliums durch Mn-Implantation auf die Übergangstemperatur  $T_c$  und den Filmwiderstand war größer, als der entsprechende durch die Ar-Bestrahlung. Die Übergangstemperatur  $T_c$  stieg um  $\Delta T_c = 0,18 \text{ K}$  an. Der spezifische Widerstand stieg von  $\varrho_0 = 3 \mu\Omega\text{cm}$  auf  $\varrho = 4,7 \mu\Omega\text{cm}$  an. Daß sowohl  $T_c$  als auch  $\varrho$  durch die Mn-Implantation stärker ansteigt als bei der entsprechenden Ar-Bestrahlung, legt die Vermutung nahe, daß die Manganatome durch ihren Einbau in die Schicht zusätzliche Defekte in der Galliummatrix erzeugen oder stabilisieren können.

zu 2.):

Bei der Implantation von Manganatomen in  $\beta$ -Gallium bei  $T < 10$  K zeigt das Gallium, außer dem oben beschriebenen Strahlenschadeneffekt, zusätzlich eine lineare Widerstandszunahme und eine lineare  $T_c$ -Absenkung durch den Einbau der Mn-Fremdatome in die Galliummatrix. Es wurde für die Absenkung der Übergangstemperatur  $T_c$  ein Wert von  $dT_c/dC = -4,1$  K/at% Mn an einem nicht vorbestrahlten Film gefunden. Dieser Absenkung entspricht nach der AG-Theorie eine kritische Konzentration von  $C_{cr} = 1,1$  at% die zum Verschwinden der Supraleitung führt. An einem vorbestrahlten, für den Strahlenschadeneffekt abgesättigten Film, betrug die Absenkung der Übergangstemperatur  $dT_c/dC = -3,3$  K/at%. Diese Absenkung ist eine Bestätigung für das magnetische Moment des Mangans im Wirtsmetall Gallium.

Der lineare Anstieg des elektrischen Widerstands des  $\beta$ -Galliumfilms ist eine Bestätigung dafür, daß die implantierten Manganatome als unabhängigen Streuzentren wirken. Bei dem nicht vorbestrahlten Film lag die spezifische Widerstandserhöhung bei  $d\rho/dC = 24$   $\mu\Omega\text{cm/at\%}$ . Bei dem vorbestrahlten Film lag diese Erhöhung des spezifischen Widerstandes bei  $d\rho/dC = 20$   $\mu\Omega\text{cm/at\%}$ . Diese Werte erscheinen recht hoch es wird daher in einem Eichexperiment die Fluenzbestimmung nochmal überprüft werden.

#### **Ausblick:**

Eine weitere interessante, noch offene Frage ist es, ob in der amorphen Phase des Galliums ebenfalls eine  $T_c$ -Absenkung durch die Implantation von magnetischen Momenten auftritt, oder ob aufgrund einer völlig anderen Struktur der Wirtsmatrix dieser Effekt ausbleibt.

Das Element Eisen zeigt in der Regel ein geringeres magnetisches Moment als Mangan und sollte somit zu einer geringeren  $T_c$ -Absenkung führen. Daher soll in weiteren Experimenten dieser Aspekt untersucht werden, ob Eisen eine sehr schwache oder eventuell gar keine  $T_c$ -Absenkung verursacht.

## VIII. Anhang

## SCHALTBILDER

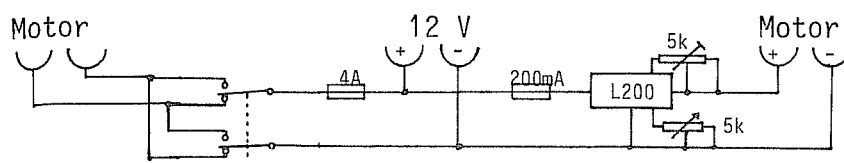


Abb. A1 Der Spannungsregler für den Aufdampf-Motor  
und Polaritätsschalter für den Hebebühnen-Motor

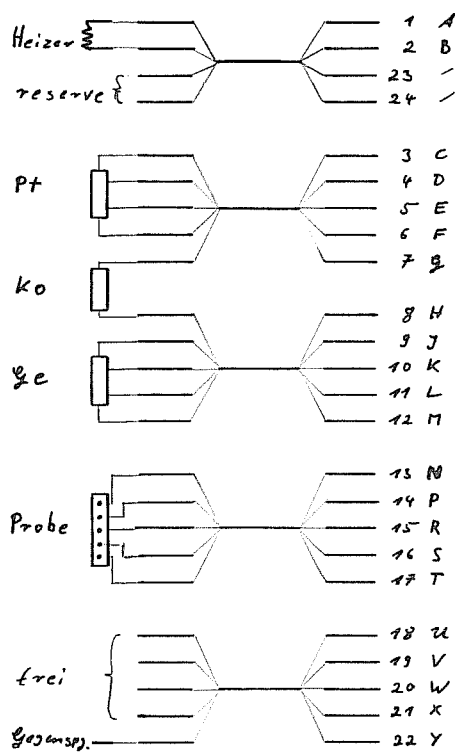


Abb. A2 Die Meßleitungen im Kryostaten

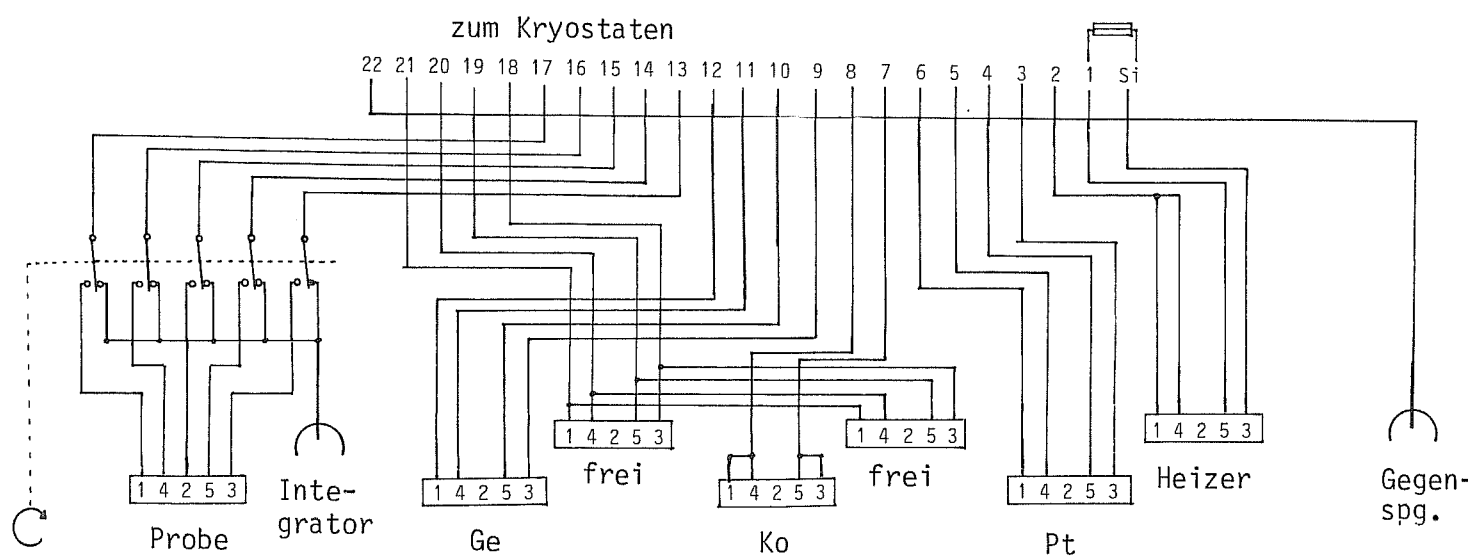


Abb. A3 Der Verteilerkasten

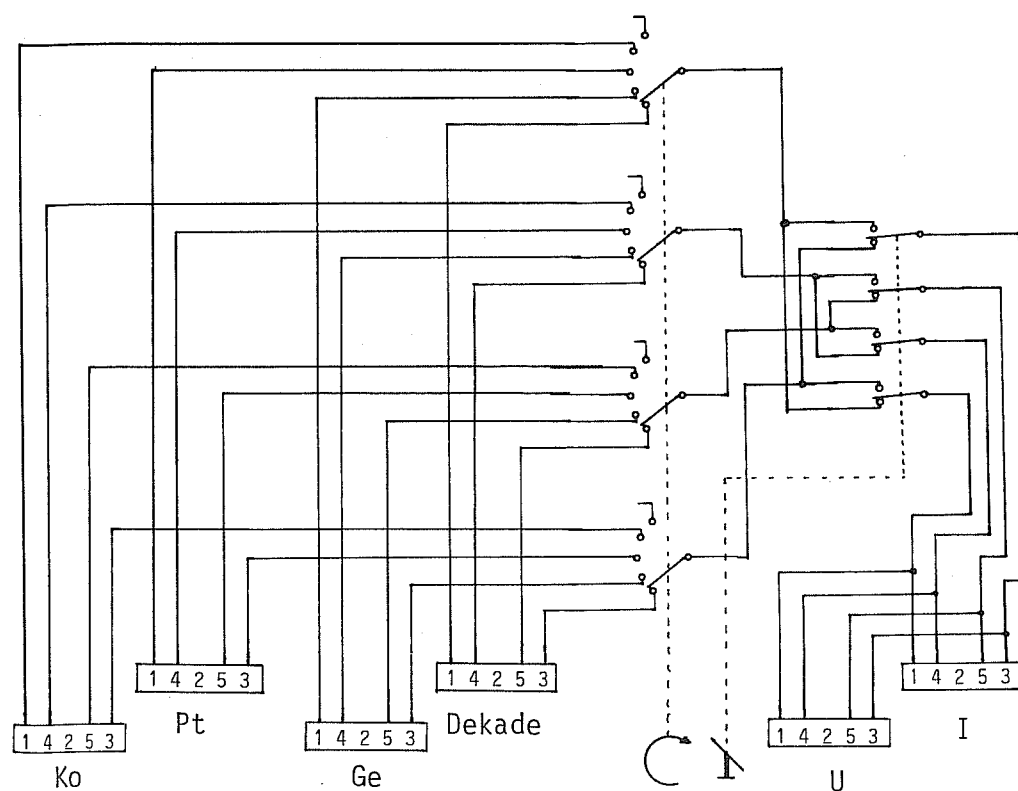


Abb. A4 Der Temperaturschaltkasten

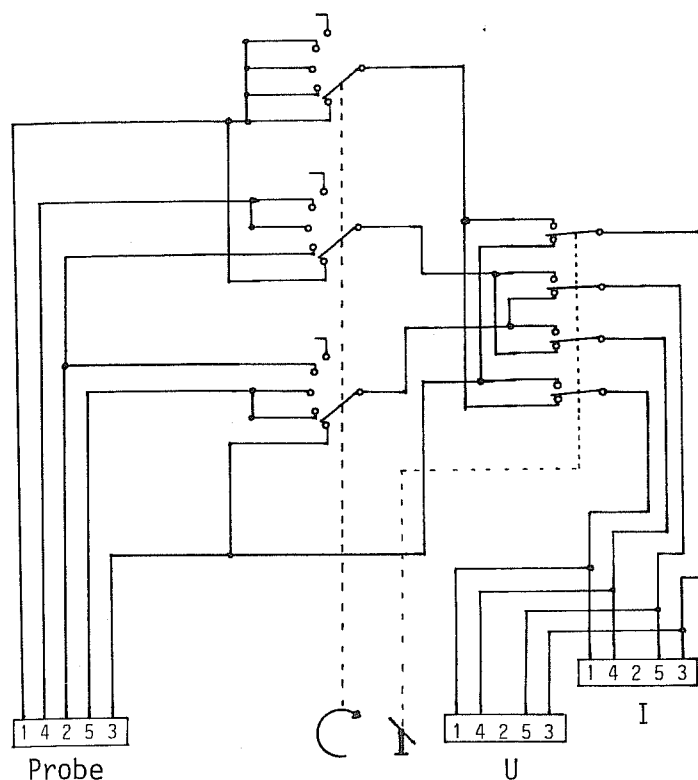


Abb. A5 Der Probenschaltkasten

Polynomial Type: Chebyshev

Useful range of fit: 1.40 to 8.84 K

Lower and upper limits of Log(Resistance (Ohms)) used in computing Chebyshev coefficients:

$$ZL = 2.06144478611 \quad ZU = 4.5128029314$$

Order	Coefficient	Std. Dev. of Coeff.	Ratio (Coeff./Std.Dev.)
0	4.591500	2.4802E-4	18512.54
1	-4.594886	4.1439E-4	-11088.34
2	1.443711	3.5036E-4	4120.64
3	-.225413	3.5992E-4	-626.28
4	-.036914	3.3870E-4	-108.99
5	.020764	3.2549E-4	63.79
6	.008479	3.0117E-4	28.15
7	-.009832	3.0926E-4	-31.74
8	.002294	3.1453E-4	7.29
9	.001627	3.2787E-4	5.11

$Z = \text{Log}(\text{Resistance (Ohms)})$

$X = ((Z-ZL)-(ZU-Z))/(ZU-ZL)$

$\text{Temp. (K)} = \sum A_i \cdot \cos(i \cdot \arccos(X))$ ,

where  $0 \leq i \leq 9$  and the  $A_i$ 's are the coefficients in the table above.

Tab. A6 Die Chebyshevfunktion für den Germaniumwiderstand.

## LITERATURVERZEICHNIS

- [AG60] A. Abrikosov, L. Gor'kov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **39**, 1781 (1960)
- [And61] P. W. Anderson, Phys. Rev. **124**, 41 (1961)
- [Ash76] N. Ashcroft, N. Mermin; Solid State Physics (1976)
- [Bal86] Balzers; Aufdampf- und Zerstäubungsmaterialien, **19** (1986)
- [Bau81] W. Bauriedl, P. Ziemann, W. Buckel;  
Physica B **108**, 1249 (1981);  
Phys. Rev. Lett. **47**, 1163 (1981)
- [Cha72] A.N. Chaba, A.D.S. Nagi;  
Cand. J. Phys. **50**, 1736 (1972)
- [Fri56] J. Friedel; Cand. J. Phys. **34**, 1190 (1956)
- [Fri58] J. Friedel; Nuovo Cimento Suppl. **12**, 1861 (1958)
- [Fri62] J. Friedel, Metallic Solid Solutions. Symposium on  
Their Electronic and Atomic Structure, Paris (1962)
- [Gib79] B.C. Gibson, D.M. Ginsberg, P.C.L. Tai;  
Phys. Rev. B **19**, 1409 (1972)
- [Gör81] U. Görlach; Diplomarbeit  
Universität Karlsruhe (1981)
- [Gör83] U. Görlach, P. Ziemann, W. Buckel;  
Nuclear Instruments and Methods **209/210**, 235 (1983)
- [Hig82] High Voltage; Heavy Ion Accelerators
- [Hof80] A. Hofmann; Diplomarbeit  
Universität Karlsruhe (1980)
- [Hof82] A. Hofmann, W. Bauriedl, P. Ziemann;  
Z. Phys. B-Condensed Matter **46**, 117 (1982)
- [Kai70] A. Kaiser; J. Phys. C **3**, 409 (1970)
- [Kir80] Kirk, Othmer;  
Encyclopedia of Chemical Technologie **11**, 604 (1980)
- [Lo73] S.C. Lo, A.D.S. Nagi; Phys. Lett. A **42**, 387 (1973);  
Phys. Rev. B **9**, 2090 (1974)
- [MHZ72] J. Zittarz, A. Bringer, E. Müller-Hartmann;  
Solid State Commun. **10**, 513 (1972)
- [Myr75] S Myrha, R. Gardiner; Radiat. Eff. **27**, 35 (1975)
- [Rad73] G. Rado, H. Suhl; Magnetism, **10** (1973)

- [Rat67] C. Ratto, A. Blandin,; Phys. Rev. **156**, 513 (1967)
- [Rie88] D. Riegel and K. D. Gross, in Nuclear Physics Application on Materials Science, Vol. 144 of NATO Advanced Study Institute, edited by E. Recknagel and J. C. Soares (Klumer, Norwell, MA, 1988), p.327
- [Rie88b] D. Riegel, L. Büermann, K. D. Gross, M. Luszik-Bhadra, and S.N. Mishra; Phys. Rev. Lett., **61**, 2129 (1988)
- [Rus69] A. Rusinov; Zh. Eksp. Teor. Fiz. **56**, 2047 (1969)
- [Rys86] H. Ryssel, I. Ruge; Ion Implantation 1986
- [Sch84] R. Schleif; Diplomarbeit  
Universität Karlsruhe (1984)
- [Shi68] H. Shiba; Prog. Theor. Phys. **40**, 435 (1968)
- [Tho69] M. Thomson; Defects and Radiation Damage in Metals, Cambridge University Press (1969)
- [Tri87] J. Ziegler, J. Biersack, G. Cuomo; Computerprogram Trim-87 (1987)
- [Zuc65] M. Zuckermann; Phys. Rev. A **140**, 899 (1965)



*Eine wertvolle Unterstützung während meiner gesamten Studienzeit waren meine Eltern und meine Schwester, denen ich an dieser Stelle recht herzlich danken möchte.*

*Besonderen Dank gebührt Herrn Prof. Dr. Paul Ziemann für seine kritische Durchsicht des Manuskriptes und seinen hilfreichen Tips, die er mir während meiner Studien zukommen ließ.*

*Herzlich bedanken möchte ich mich bei Werner Miehle für die intensive Betreuung und sein reges Interesse an dem Gelingen meiner Arbeit.*

*Schließlich sei an dieser Stelle auch meinen Kollegen der AG Ziemann, von denen ich namentlich Thomas Siebold erwähnen möchte, gedankt.*

*Danken möchte ich auch der Werkstatt, auf deren "Schulter" etliche meiner Aufträge lasteten.*

*Ferner sei dem Architekten des Physikgebäudes gedankt, daß er dieses direkt neben der Biologie platzierte, und damit eine wesentliche Voraussetzung für interdisziplinäre Kontakte schuf.*

