



Institut für Schichten und Grenzflächen

Entwicklung eines dreikanaligen SQUID-Sensorarrays für die Flugzeuginspektion nach dem Wirbelstromverfahren

Stefan Gärtner

Entwicklung eines dreikanaligen SQUID-Sensorarrays für die Flugzeuginspektion nach dem Wirbelstromverfahren

Stefan Gärtner

Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3979

ISSN 0944-2952

Institut für Schichten und Grenzflächen Jül-3979

D 5 (Diss., Bonn, Univ., 2002)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

☎ 02461/61-5220 · Telefax: 02461/61-6103 · e-mail: zb-publication@fz-juelich.de

Abstract

Conventional eddy current (EC) systems employed for non-destructive detection of fatigue cracks hidden deeply in aircraft fuselage are at their sensitivity limit. Due to their wide dynamic range, Superconducting Quantum Interference Devices (SQUIDs) are well suited for EC testing of layered aircraft structure. Offering high sensitivity at low excitation frequencies and high linearity, they allow localization of deep flaws and quantitative evaluation of magnetic field maps from the investigated components. However, the requirement to take maps of the magnetic field, usually by meander-shaped scans, leads to unacceptably long measurement times. Due to their inductive coupling to a tank circuit, several rf-SQUID sensors may be read out sequentially by selectively coupling to their tank circuits reducing the measurement time considerably.

Generally, many parameters of multichannel SQUID systems scale approximately linearly with the number of channels: cost, size, power consumption, adjustment effort, number of cables from the warm to the cold end, and coolant evaporation rate, due to thermal conduction into the cryostat. With growing number of SQUID channels, it becomes increasingly important to introduce multiplexing, i.e. sharing some parts of the system among several channels.

Using three standard HTS rf washer SQUID magnetometers, a multiplexed SQUID array was implemented and operated with one read-out electronics. The SQUIDs are positioned in line with 7 mm spacing. Air gaps of ~ 1 mm between neighboring magnetometers and tank circuits have improved the coupling of the system considerably, thus enhancing return losses and ameliorating operation stability of the system. In order to couple the magnetometers inductively to the electronics, three tank circuits and three coupling coils were fabricated. The coupling coils are connected in series. For joining them to the read-out electronics, one coaxial cable was used.

Cross-talk between SQUID channels was determined to be negligible. To show the performance of the SQUID array, EC measurements of aluminium aircraft samples were carried out. A holder with magnetometers, tank circuits, and coupling coils was installed in a bath cryostat. At the lower end of the cryostat, a double-D excitation coil of diameter 30 mm was fixed. The SQUIDs were arranged exactly along the centerline of the excitation coil where the compensation of the primary field is optimum.

Newly developed software controls the continuous switching of the SQUIDs during the scan and allocates the recorded signal of each magnetometer to the proper signal trace. Thus three EC signal traces of the sample are obtained simultaneously. These traces are lock-in demodulated to yield in-phase and quadrature component, respectively. To suppress the eddy current frequency f_{EC} in the outgoing signal, the time constant of the lock-in has to be selected sufficiently large.

As the result of an optimization procedure, an eddy current frequency $f_{EC} = 135$ Hz was chosen for the measurements. An artificial crack of 20 mm length in an aluminium sheet of 0.6 mm thickness could still be detected lying up to 10 mm below the surface of the sample. By rotating the sheet in steps of 30 degrees, the angle between crack and scanning direction was varied. Thus it was shown that the orientation of cracks can be determined from the flaw signature. The quality of the recorded signal clearly depends on the number of active SQUIDs, i.e. the density of data per signal trace.

Inhaltsverzeichnis

1. EINLEITUNG.....	11
2. GRUNDLAGEN DER SQUID-SENSORIK	15
2.1. JOSEPHSON-KONTAKTE	15
2.1.1. <i>Eigenschaften und Theorie der Supraleiter.....</i>	15
2.1.2. <i>Der ideale Josephson-Kontakt.....</i>	16
2.1.3. <i>Der reale Josephson-Kontakt.....</i>	18
2.1.4. <i>Realisierung von Josephson-Kontakten.....</i>	20
2.2. FUNKTIONSWEISE DES SQUID	23
2.2.1. <i>Die Flußquantisierung.....</i>	23
2.2.2. <i>Aufbau des rf-SQUID</i>	25
2.2.3. <i>Signal des rf-SQUID.....</i>	28
2.2.4. <i>rf-SQUID Gradiometer.....</i>	30
3. RAUSCHEN DER SYSTEMKOMPONENTEN.....	33
3.1. BEDEUTUNG DES RAUSCHENS	33
3.2. UMGEBUNGSRÄUSCHEN	34
3.2.1. <i>Zusammensetzung.....</i>	34
3.2.2. <i>Aufnahme von Rauschspektren.....</i>	34
3.3. INSTRUMENTENRAUSCHEN	36
3.3.1. <i>Theorie von Nyquist.....</i>	36
3.3.2. <i>Rauschen eines RC-Kreises.....</i>	38
3.3.3. <i>Rauschen eines RLC-Kreises.....</i>	39
3.3.4. <i>Quantenphysikalische Modifizierung</i>	41
3.4. INTRINSISCHES RAUSCHEN DER SQUIDS	42
3.4.1. <i>1/f-Rauschen.....</i>	42
3.4.2. <i>Weißes Rauschen.....</i>	43
3.4.3. <i>Rauschen am SQUID-Array.....</i>	43
3.5. PROBANDENRAUSCHEN	46
3.5.1. <i>Theorie von Varpula und Poutanan</i>	46
3.5.2. <i>Rauschspektren von Metallplatten.....</i>	47
4. DREIKANALSYSTEM FÜR EINEN BADKRYOSTAT	51
4.1. PRINZIPIELLER AUFBAU DER SENSOREINHEIT	51
4.2. ENTWICKLUNG DES PROTOTYPEN.....	52
4.2.1. <i>Aufbau des ersten Dreikanalsystems</i>	52

4.2.2. Untersuchung der Kopplung mit mehreren Kabeln.....	55
4.2.3. Untersuchung der Kopplung mit einem Kabel.....	57
4.3. OPTIMIERTES DREIKANALSYSTEM FÜR GRADIOMETER.....	62
4.3.1. Bedeutende physikalische Erkenntnisse.....	62
4.3.2. Bestandteile des optimierten Gradiometersystems	64
4.3.3. Übersprechen am optimierten Gradiometersystem	65
4.4. OPTIMIERTES DREIKANALSYSTEM FÜR MAGNETOMETER	69
4.4.1. Bestandteile des optimierten Magnetometersystems.....	69
4.4.2. Übersprechen am optimierten Magnetometersystem.....	70
5. DREIKANALSYSTEM IN LAGEUNABHÄNGIGER FORM	73
5.1. BESTANDTEILE DES MOBILEN SYSTEMS	73
5.2. PRINZIP DER LAGEUNABHÄNGIGKEIT.....	73
6. DIE MULTIPLEX-WIRBELSTROMPRÜFUNG	75
6.1. DAS WIRBELSTROMVERFAHREN	75
6.1.1. Wirbelstrom-Anregungsspulen.....	76
6.1.2. Der Skinneffekt.....	78
6.2. DIE MULTIPLEX-AUSLESE	82
6.3. MULTIPLEXMESSUNGEN MIT ZWEI SQUIDS.....	84
6.3.1. Original SQUID-Signal	84
6.3.2. Demoduliertes SQUID-Signal.....	84
6.4. MULTIPLEXMESSUNGEN MIT DREI SQUIDS	86
6.4.1. Wirbelstromperiode und Zeitkonstante	86
6.4.2. Zeitkonstante und Einschwingzeit.....	87
6.4.3. Einschwingzeit und Scangeschwindigkeit.....	88
6.5. DIE MULTIPLEX-SCANSOFTWARE	91
7. MESSUNGEN MIT DEM MAGNETOMETER-SYSTEM	95
7.1. SCANVORRICHTUNG FÜR DEN BADKRYOSTAT.....	95
7.2. UNTERSUCHUNG VON ALUMINIUM-FLUGZEUGPROBEN	96
7.2.1. Optimale Ausrichtung der Anregungsspule	96
7.2.2. Bestimmung der optimalen Wirbelstromfrequenz.....	97
7.2.3. Scans mit einem, zwei und drei Magnetometern.....	98
7.2.4. Risse in unterschiedlicher Tiefe	99
7.2.5. Risse in unterschiedlichem Winkel zur Scanrichtung	101
7.2.6. Überlagerung von Materialfehlern.....	101
7.2.7. Nietbohrungen mit Rissen.....	103
7.2.8. Metallplatte mit Stufen.....	105

8. ANHANG: KALIBRIERUNG DER SQUID-ELEKTRONIKEN	107
9. ZUSAMMENFASSUNG	109
10. PUBLIKATIONEN UND PRÄSENTATIONEN	113
10.1. PUBLIKATIONEN IN REFERIERTEN FACHZEITSCHRIFTEN	113
10.2. PUBLIKATIONEN IN ANDEREN FACHZEITSCHRIFTEN	113
10.3. VORTRÄGE	114
10.4. POSTERBEITRÄGE	114
10.5. MESSEBETEILIGUNGEN	115
11. LITERATURVERZEICHNIS	117
DANKSAGUNG	119

1. Einleitung

Flugzeuge sind extremen mechanischen und thermischen Belastungen ausgesetzt, regelmäßige Flugzeuginspektionen daher zwingend erforderlich. Zur Inspektion der Flugzeuge wird seit Jahren das Wirbelstromverfahren eingesetzt. Die Prüfung mit Wirbelströmen basiert darauf, daß mittels eines von außen angelegten primären Magnetfeldes im zu prüfenden Material eine Spannung induziert und Wirbelströme hervorgerufen werden. Diese Induktionsströme erzeugen ihrerseits ein Magnetfeld, welches mit einem Magnetfeldsensor gemessen wird. Materialschäden wie Korrosion oder Risse besitzen gegenüber dem umgebenden Material eine veränderte elektrische Leitfähigkeit. Treffen die Induktionsströme auf solche Schäden, kommt es zu einer Änderung des von ihnen erzeugten Magnetfeldes. Diese Änderung gilt es mit dem Magnetfeldsensor zu erkennen. In Verbindung mit der Wirbelstromprüfung wird bei der Flugzeuginspektion gewöhnlich auf Induktionsspulen als Sensoren zurückgegriffen. Sie können allerdings nur in einem begrenzten Frequenzbereich die Magnetfelder der Induktionsströme mit ausreichender Empfindlichkeit detektieren. Mit sinkender Frequenz nimmt die Empfindlichkeit der Spulen stark ab. Wegen des Skinneffektes werden zur Lokalisierung tiefliegender Materialschäden aber gerade niedrige Prüffrequenzen benötigt. Da mit den Abmessungen der Flugzeuge auch die Materialstärken anwachsen, wird es immer wichtiger, bei der Flugzeuginspektion tiefliegende Schäden auffinden zu können. Supraleitende Quanteninterferenz Detektoren (SQUIDS) sind im Gegensatz zu Induktionsspulen in allen Frequenzbereichen hoch empfindlich und stellen daher eine interessante Alternative zu herkömmlichen Magnetfeldsensoren dar.

Die Nietreihen im Flugzeugmantel bilden natürliche Schwachstellen. Ausgehend von den Nietlöchern können Risse entstehen und sich entlang der Vernietungen fortpflanzen. Dies führt im schlimmsten Fall zum Aufreißen der gesamten Nietreihe. Infolge einer derartigen Materialermüdung verlor eine Boeing 737-200 der Aloha Airlines am 28. April 1988 während des Fluges über Hawaii einen Teil ihres Kabinendachs (*Abbildung 1.1*). Der Nietreihenprüfung gilt seither bei der Flugzeuginspektion besondere Aufmerksamkeit.

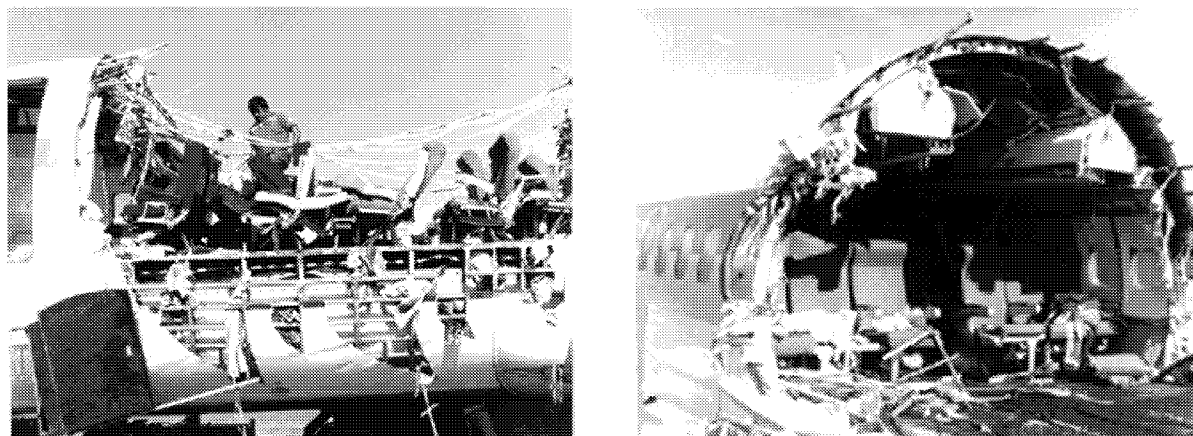


Abbildung 1.1: Boeing 737-200, Aloha Airlines Flug 243, 28. April 1988

Bei Verwendung von nur einem SQUID muß zur Wirbelstromprüfung einer Nietreihe im Flugzeugmantel das Magnetfeld der Induktionsströme durch mäanderförmige Scans aufgezeichnet werden. Hieraus resultieren lange Meßzeiten. Wie *Abbildung 1.2* zeigt, ist man mit einem Zeilen-Array dreier SQUIDs – Magnetometer oder Gradiometer – in der Lage, die Nietreihe in einem einzigen Durchgang abzuscannen.

In der deutlich kürzeren Meßzeit ist ein wesentlicher Vorteil mehrkanaliger SQUID-Systeme zu sehen. Günstig ist es, die SQUIDs durch möglichst wenige Kabel auszulesen. Auf diese Weise werden die Anzahl der erforderlichen SQUID-Elektroniken und die Systemgröße verringert, was Kosten spart und für den Einsatz der SQUID-Technologie zur Flugzeuginspektion förderlich ist. Darüber hinaus führt der Verzicht auf Kabel zu einer besseren thermischen Entkopplung des Systems von der Umgebung, wodurch die Kühlung vereinfacht, der Verbrauch von flüssigem Stickstoff auf ein Minimum reduziert und die Betriebsdauer erhöht werden.

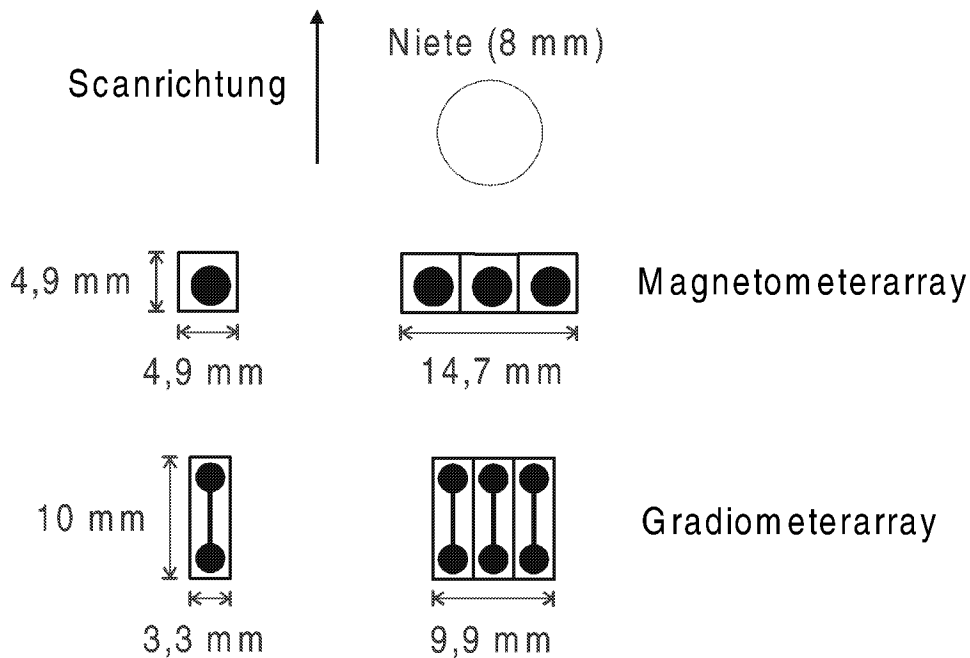


Abbildung 1.2: Zeilen-Arrays dreier SQUIDs und Niete maßstabsgetreu dargestellt. Mit dem dreikanaligen SQUID-System kann die Nietreihe in einem einzigen Durchgang abgescannt werden.

Die Serienschaltung dreier SQUIDs, ausgelesen über ein Kabel und eine SQUID-Elektronik, stellt ein Multiplex-Drei-SQUID-Array dar und wird im weiteren auch als „Dreikanalsystem“ bezeichnet. Seine Entwicklung und die Untersuchung von Aluminium-Flugzeugproben mit dem Dreikanalsystem bildete den Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit.

Im Anschluß an die Kapitel 2 und 3, die sich den Grundlagen der SQUID-Sensorik und dem Rauschen der Systemkomponenten zuwenden, werden in Kapitel 4 die einzelnen Entwick-

lungsschritte des lageabhängigen Dreikanalsystems ausführlich beschrieben. Zur Herstellung eines Prototypen für einen Badkryostat war eine intensive Untersuchung der Kopplungseigenschaften des Systems erforderlich. Die dabei gewonnen physikalischen Erkenntnisse bildeten die Basis für die Systemoptimierung.

SQUID-Arrays zur Flugzeuginspektion sind nur dann praxistauglich, wenn sie in handlicher Form vorliegen und lageunabhängig eingesetzt werden können. Dazu wurde ein mobiler Minikryostat, der zum Abscannen der Nietreihe im Flugzeugmantel geeignet ist, mit einem SQUID-System ausgerüstet. Kapitel 5 präsentiert diese Systementwicklung.

Während in den ersten Kapiteln die Entwicklung und Optimierung der mehrkanaligen SQUID-Systeme erläutert und deren physikalische Eigenschaften in den Vordergrund gestellt werden, wird im weiteren auf Messungen mit SQUID-Arrays eingegangen. Kapitel 6 widmet sich der Wirbelstromprüfung mit dem Multiplex-System. Die Grundlagen des Wirbelstromverfahrens werden ebenso ausführlich behandelt wie das Funktionsprinzip des Multiplexens. Durch Multiplexmessungen mit zwei und drei SQUIDs konnte der Zusammenhang zwischen der Wirbelstromfrequenz, der Zeitkonstanten des Lock-in und der zu wählenden Scangeschwindigkeit bei Materialuntersuchungen studiert werden.

Messungen am Scantisch ermöglichten es, das lageabhängige Dreikanalsystem unter Einsatz eines Badkryostat zu testen und die Wirbelstrom-Anregung schrittweise zu verbessern. Auch der Test der eigens für das SQUID-Array entwickelten Multiplex-Scansoftware erfolgte im Rahmen dieser Messungen, die in Kapitel 7 beschrieben werden. Besonderes Interesse galt dabei der Analyse des Signals des Arrays, der Untersuchung der Tiefenempfindlichkeit des Systems und der Ermittlung des Zusammenhangs zwischen der Signalform und dem Winkel des Risses zur Scanrichtung. Darüber hinaus wurden die Signale von sich überlagernden Materialschäden aufgenommen. Im Hinblick auf die Nietreihenprüfung am Flugzeugmantel erfolgte eine Analyse der Signalform von fehlerfreien und fehlerbehafteten Nietlöchern.

Die Kalibrierung der verwendeten SQUID-Elektroniken ist Kapitel 8 zu entnehmen. Es folgt die Zusammenfassung, eine Übersicht sämtlicher Publikationen sowie das Literaturverzeichnis in den Kapiteln 9, 10 und 11.

2. Grundlagen der SQUID-Sensorik

2.1. Josephson-Kontakte

2.1.1. Eigenschaften und Theorie der Supraleiter

Unterhalb einer kritischen Temperatur T_C weisen zahlreiche metallische und keramische Materialien einen Übergang in die supraleitende Phase auf. *Abbildung 2.1* veranschaulicht die drei charakteristischen Eigenschaften des supraleitenden Zustands.

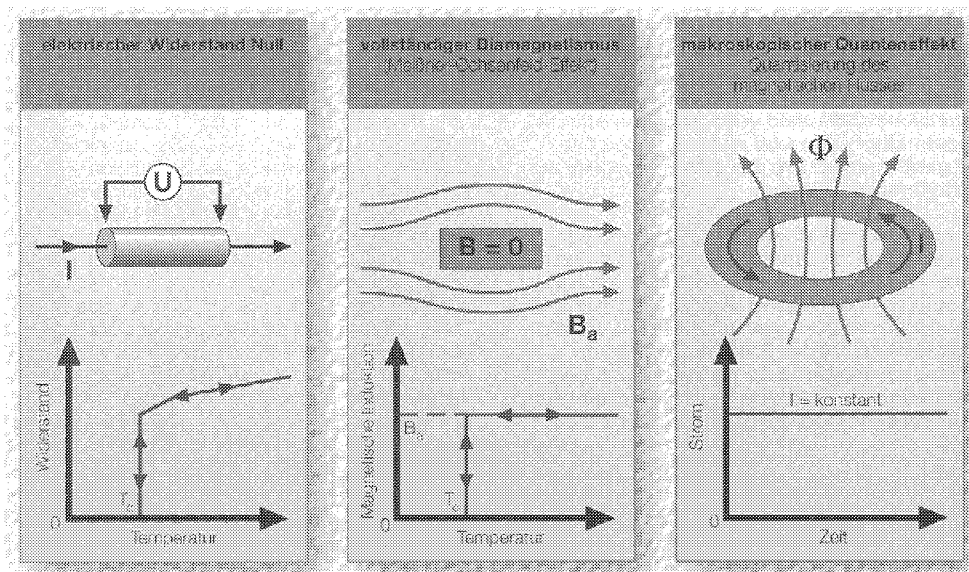


Abbildung 2.1: Charakteristische Eigenschaften des supraleitenden Materials nach [2.1]: Verschwindender elektrischer Widerstand (links), perfekter Diamagnetismus (Mitte) und Flußquantisierung (rechts).

Den Übergang in die supraleitende Phase beschreiben Barden, Cooper und Schrieffer in der nach ihnen benannten BCS-Theorie durch eine Kondensation von Ladungsträgern zu Cooper-Paaren. Diese bestehen aus jeweils zwei Elektronen mit antiparallelem Spin und Drehimpuls. Der Gesamtimpuls der Cooper-Paare ist demnach Null. Folglich gehorchen sie einer Bose-Einstein-Statistik. Sämtliche Cooper-Paare befinden sich im selben quantenmechanischen Zustand, welcher durch eine einzige quantenmechanische Wellenfunktion Ψ beschrieben werden kann.

Die Wellenfunktion der Cooper-Paare

$$\Psi(\vec{r}, t) = \sqrt{n_s(t)} \cdot \exp(i \cdot \theta(\vec{r}, t))$$

ist selbst keine beobachtbare physikalische Größe. Das Quadrat ihres Betrages $|\Psi|$ gibt die Dichte n_s der Cooper-Paare an, während die Phase θ den Impuls $\bar{p}$ der Paare liefert:

$$n_s = |\Psi|^2$$

$$\bar{p} = 2 \cdot m_e \cdot \bar{v} + 2 \cdot e \cdot \bar{A} = \hbar \cdot \bar{\nabla} \theta$$

Die Dichte der Cooper-Paare wird als ortsunabhängig angenommen. Für $T = 0$ ist n_s gleich der Hälfte der Elektronendichte im Leitungsband, da alle Elektronen zu Paaren kondensiert sind. Zur Deutung der Wechselwirkung zwischen den Ladungsträgern wurden in den vergangenen Jahrzehnten unterschiedliche Mechanismen diskutiert. Erst die Untersuchung der Abhängigkeit der kritischen Temperatur von der Isotopenmasse des Supraleiters lieferte den Hinweis auf eine Wechselwirkung der Elektronen über Gitterschwingungen. Diese Erkenntnis bildete die Grundlage der BCS-Theorie, welche in [2.2] sowie in zahlreichen Lehrbüchern zur Supraleitung [2.3, 2.4, 2.5, 2.6] detailliert dargestellt wird.

Zur Veranschaulichung der anziehenden Elektron-Gitter-Elektron-Wechselwirkung sei ein Elektron betrachtet, welches sich im Kristallgitter bewegt. Dieses Elektron zieht positiv geladene Rumpfatome in seiner näheren Umgebung zu sich hin. Es kommt zu einer lokalen Deformation des Gitters, die nicht momentan relaxieren kann und auf ein zweites Elektron eine anziehende Kraft ausübt. Die Wechselwirkung zwischen beiden Elektronen, die antiparallelen Spin und Drehimpuls haben, wird offensichtlich durch Gitterschwingungen (Phononen) vermittelt. Die mittleren Abstände, über welche die Paarkorrelation wirksam ist, liegt für reine Supraleiter typischerweise zwischen 100 und 1000 nm. Man nennt diese Länge Kohärenzlänge ξ der Cooper-Paare.

2.1.2. Der ideale Josephson-Kontakt

Eine dünne normalleitende oder isolierende Barriere zwischen zwei Supraleitern S1 und S2 kann von Cooper-Paaren durchtunnelt werden. Dieser Vorgang wird physikalisch durch einen Überlapp der Wellenfunktionen im Bereich der Barriere gedeutet. Man spricht von einem Josephson-Kontakt und wählt für die Wellenfunktionen in S1 bzw. S2:

$$\Psi_1(\vec{r}, t) = \sqrt{n_{s,1}(t)} \cdot \exp(i \cdot \theta_1(\vec{r}, t)) \quad \Psi_2(\vec{r}, t) = \sqrt{n_{s,2}(t)} \cdot \exp(i \cdot \theta_2(\vec{r}, t))$$

Ψ_1 und Ψ_2 müssen die Schrödinger-Gleichungen

$$i \cdot \hbar \cdot \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} = E_1 \cdot \Psi_1 + K \cdot \Psi_2 \quad i \cdot \hbar \cdot \frac{\partial \Psi_2}{\partial t} = E_2 \cdot \Psi_2 + K \cdot \Psi_1$$

erfüllen. E_1 und E_2 entsprechen den zugehörigen Energien der Elektronen. Die Konstante K charakterisiert die Kopplung der beiden Supraleiter S1 und S2.

Setzt man in diese Ausgangsgleichungen für gekoppelte Systeme die komplexen Wellenfunktionen ein, so erhält man für einen symmetrischen Kontakt mit

$$\langle n_{s,1} \rangle = \langle n_{s,2} \rangle =: n_s$$

aus dem Real- bzw. Imaginärteil die Resultate:

$$\dot{n}_s = -\dot{n}_{s,2} = \frac{2 \cdot K \cdot n_s}{\hbar} \cdot \sin(\theta_2 - \theta_1)$$

$$\hbar \cdot \left(\dot{\theta}_2 - \dot{\theta}_1 \right) = E_2 - E_1$$

Diese Relationen werden als erste und zweite Josephson-Gleichung bezeichnet. Wichtig bei der Realisierung von Josephson-Kontakten ist, daß die Barrierendicke d klein gegen die Kohärenzlänge ξ der Cooper-Paare ist. Neben normalleitenden und isolierenden Barrieren dienen auch supraleitende Mikrobrücken (weak-links) der Trennung zweier Supraleiter zur Herstellung eines Josephson-Kontaktes.

A. Gleichstrom-Josephson-Effekt

Der Josephson-Gleichstrom

$$I_s = \dot{Q}_s = 2 \cdot e \cdot V \cdot \dot{n}_s$$

läßt sich aus der ersten Josephson-Gleichung zu

$$I_s = I_{s,\max} \cdot \sin \delta$$

$$I_{s,\max} = \frac{4 \cdot e \cdot V \cdot K \cdot n_s}{\hbar}$$

abschätzen. Dabei bezeichnet V das Volumen des Supraleiters. Größe und Richtung von I_s hängen von der Phasendifferenz $\delta = \theta_2 - \theta_1$ ab. $I_{s,\max}$ ist der größte Strom, der durch die Barriere fließen kann, ohne daß dabei eine Spannung über den Kontakt abfällt. Häufig bezeichnet man $I_{s,\max}$ als kritischen Strom I_C , welcher durch das Material und die Dicke der Barriere bzw. durch den Querschnitt des weak-link bestimmt wird.

Die ersten experimentellen Nachweise eines Josephson-Gleichstroms gelangen 1963 an einem Pb-PbO_x-Pb-Kontakt [2.7].

B. Wechselstrom-Josephson-Effekt

Wird $I_{S,\max}$ überschritten, so liegt am Kontakt eine von Null verschiedene Spannung U_S an. Es fließt ein hochfrequenter Wechselstrom durch die Barriere. Dies wird aus den Josephson-Gleichungen verständlich. U_S bewirkt eine Verschiebung der Energieniveaus um $2 \cdot e \cdot U_S$, so daß nun $E_2 - E_1 = 2 \cdot e \cdot U_S$ gesetzt werden muß. Es folgt:

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} = \dot{\theta}_2 - \dot{\theta}_1 = \frac{1}{\hbar} \cdot (E_2 - E_1) = \frac{2 \cdot e \cdot U_S}{\hbar} \quad \Leftrightarrow \quad U_S = \frac{\hbar}{2 \cdot e} \cdot \frac{\partial \delta}{\partial t}$$

$$\Rightarrow \quad \delta = \frac{2 \cdot e \cdot U_S}{\hbar} \cdot t$$

Für I_S erhält man damit:

$$I_S = I_{S,\max} \cdot \sin\left(\frac{2 \cdot e \cdot U_S}{\hbar} \cdot t\right)$$

Die Beziehung $2 \cdot e \cdot U_S = \hbar \cdot \omega$ besagt, daß ein Photon der Energie $2 \cdot e \cdot U_S$ emittiert oder absorbiert wird, wenn ein Cooper-Paar die Barriere durchquert. Erste direkte Nachweise dieses Phänomens gelangen 1962 durch Messung der aus dem Josephson-Kontakt austretenden hochfrequenten Strahlung [2.8].

Die Josephson-Gleichungen beschreiben den Cooper-Paar-Strom durch einen idealen Kontakt. In realen Kontakten treten weitere Strombeiträge auf [2.9, 2.10], welche das Resistively and Capacitively Shunted Junction-Model (RCSJ-Modell) berücksichtigt.

2.1.3. Der reale Josephson-Kontakt

Im RCSJ-Modell werden ein Widerstand R_N und eine Kapazität C parallel zum idealen Josephson-Kontakt geschaltet (Abbildung 2.2). R_N stellt den normalleitenden Widerstand der Barriere dar.

Ungepaarte Elektronen, welche den realen Josephson-Kontakt durchqueren, liefern einen resistiven Strombeitrag I_N . Er entspricht dem normalleitenden Strom durch die Barriere im normalleitenden Zustand und ist folglich durch

$$I_N = \frac{U_S}{R_N}$$

gegeben.

Die Kapazität des Kontaktes verursacht einen Verschiebungsstrom, der für den kapazitiven Strombeitrag

$$I_C = C \cdot \frac{dU_s}{dt}$$

im RCSJ-Modell verantwortlich ist. Für den Gesamtstrom ergibt sich:

$$I = I_{S,\max} \cdot \sin \delta + \frac{U_s}{R_N} + C \cdot \frac{dU_s}{dt}$$

Unter Verwendung von

$$U_s = \frac{\hbar}{2 \cdot e} \cdot \frac{\partial \delta}{\partial t}$$

und nach Division durch $I_{S,\max}$ erhält man

$$i = \sin \delta + \frac{d\delta}{d\tau} + \beta_C \cdot \frac{d^2 \delta}{d\tau^2}$$

für den Cooper-Paar-Strom durch den realen Josephson-Kontakt. Dabei sind:

$$i = \frac{I}{I_{S,\max}}$$

$$\tau = \omega_C \cdot t$$

$$\omega_C = \frac{2 \cdot e \cdot I_{S,\max} \cdot R_N}{\hbar}$$

$$\beta_C = \frac{2 \cdot e \cdot I_{S,\max} \cdot R_N^2 \cdot C}{\hbar}$$

Das Verhalten der Kapazität wird durch den Steward-McCumber-Parameter β_C gekennzeichnet. Für $\beta_C \ll 1$ kann der kapazitive Anteil vernachlässigt werden. Oberhalb der kritischen Stromstärke fällt eine Spannung ab, die sich mit weiter anwachsender Stromstärke der Geraden $U = R_N \cdot I$ annähert. Es resultiert also eine Dämpfung des Kontaktes durch den normalleitenden Widerstand.

Für $\beta_C \gg 1$ dominiert der kapazitive Anteil, was zu einem hysteretischen Verhalten der I-U-Kennlinie führt. Erhöht man den Strom von $I = 0$ aus, so kommt es bei der kritischen Stromstärke zu einem Sprung auf eine endliche Spannung. Reduziert man den Strom anschließend wieder, so wird der spannungslose Zustand erst für einen Strom unterhalb der kritischen Stromstärke erreicht (*Abbildung 2.3*).

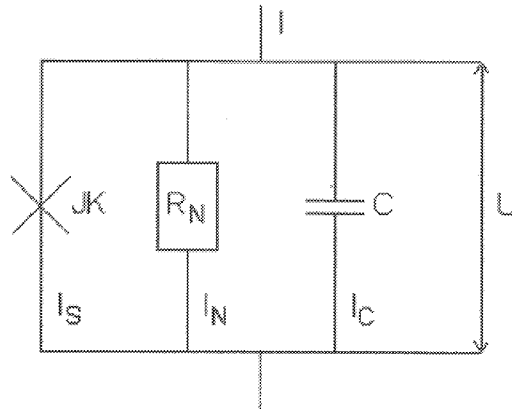


Abbildung 2.2: Ersatzschaltbild des realen Josephson-Kontaktes im RSCJ-Modell nach [2.11]. I_C stellt hier den kapazitiven Strombeitrag dar und ist nicht mit dem kritischen Strom des Supraleiters zu verwechseln.

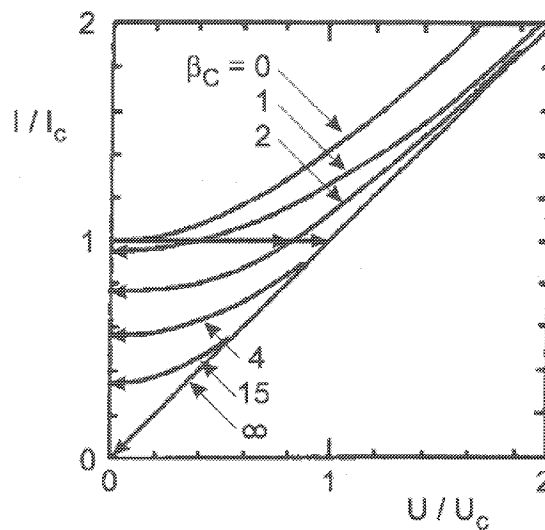


Abbildung 2.3: I-U-Kennlinie eines realen Josephson-Kontaktes bei Variation des SteuermcCumber-Parameters β_C in Einheiten des kritischen Stroms I_C bzw. der Spannung $U_C = R_N \cdot I_C$ nach [2.12].

2.1.4. Realisierung von Josephson-Kontakten

Eine Übersicht der Kontakttypen findet man in [2.13]. Prinzipiell sind Korngrenzen-Kontakte und Kontakte mit künstlichen Barrierenschichten voneinander zu unterscheiden.

A. Korngrenzen-Kontakte

Korngrenzen stellen strukturelle Fehler im Supraleiter dar, in deren Umgebung die Dichte der Cooper-Paare stark reduziert ist. Man spricht auch vom Abfall des Ordnungsparameters im Bereich der Korngrenzen, wobei sich an den Korngrenzen Josephson-Kontakte ausbilden.

Zur Herstellung von Korngrenzen auf einem Substrat kommen drei Verfahren zum Einsatz (*Abbildung 2.4*). Bei Bikristall-Kontakten setzt man zwei einkristalline Substratteile unter einem definierten Winkel zusammen [2.14]. Deponiert man darauf einen supraleitenden Film, so entsteht eine Korngrenze mit festem Winkel zwischen den a-Achsen. Der Nachteil dieser Methode besteht darin, daß alle Kontakte entlang nur einer Linie liegen.

Biepitaxie-Kontakte beheben diesen Nachteil. Teile des einkristallinen Substrats werden mit Isolatoren wie MgO oder CeO_2 beschichtet. Auf den Isolatorschichten wächst der supraleitende Film gegenüber dem unbeschichteten Substrat um 45 Grad gedreht auf.

Einen weitere Art der Korngrenzen-Kontakte bilden die Stufenkontakte [2.15]. In ein einkristallines Substrat wird eine Stufe geätzt. Deponiert man dann auf dem Substrat einen supraleitenden Film, bilden sich an der Stufe zwei Korngrenzen aus, deren Eigenschaften in den meisten Fällen sehr unterschiedlich sind. Die schlechte Reproduzierbarkeit der Kontakteigenschaften stellt ein erhebliches Problem dieser Methode dar.

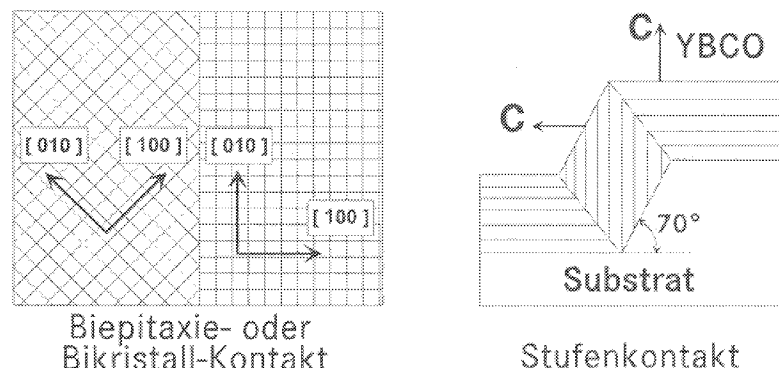


Abbildung 2.4: Korngrenzen-Kontakte nach [2.13].

B. Kontakte mit künstlichen Barrierschichten

Abbildung 2.5 zeigt drei Typen von Kontakten mit künstlichen Barrierschichten. Zur Realisierung des Supraleiter-Normalleiter-Supraleiter-Stufenkontaktes wird ein supraleitender Film über einer Stufe im Substrat so abgeschieden, daß die Stufe eine Schattenwirkung entfaltet und dadurch den Film unterbricht. Im Zwischenraum wird dann in-situ ein Edelmetall deponiert. Eine reproduzierbare Präparation des Filmabrisses mit Hilfe der Schattenwirkung der Substratstufe ist jedoch kaum möglich.

Die Sandwich-Struktur besitzt den Vorteil, daß man die Schichten ohne größeren Aufwand in-situ aufeinander abscheiden kann. Während der Josephson-Kontakt bei dieser Struktur in c-Richtung liegt, befindet er sich beim Rampenkontakt in ab-Richtung. Die Herstellung eines Rampe ist nicht unproblematisch und kann durch einen naßchemischen [2.16] oder physikalischen Ätzprozeß [2.17] erfolgen.

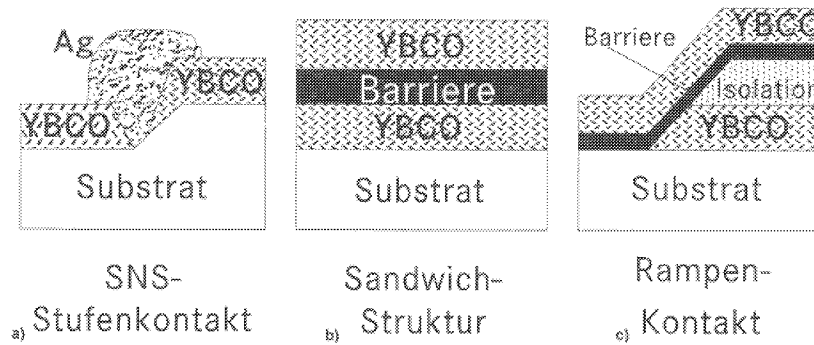


Abbildung 2.5: Kontakte mit künstlichen Barrierschichten nach [2.13].

2.2. Funktionsweise des SQUID

2.2.1. Die Flußquantisierung

Der magnetische Fluß Φ durch einen supraleitenden Ring kann nur ganzzahlige Vielfache des elementaren Flußquants Φ_0 annehmen. Dieses Phänomen wird als Flußquantisierung bezeichnet. Zur ihrer Herleitung sei ein supraleitender Ring gemäß *Abbildung 2.6* betrachtet.

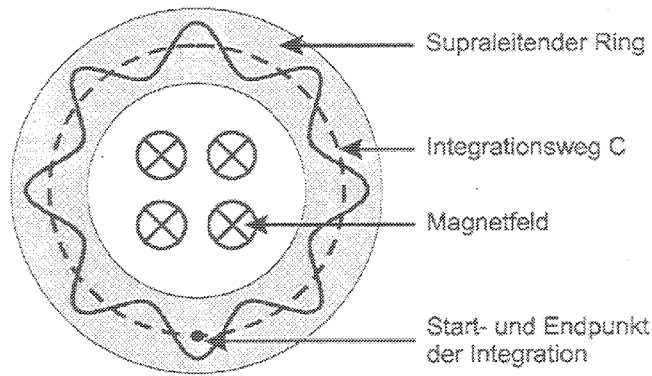


Abbildung 2.6: Supraleitender Ring nach [2.11]. Er umschließt einen normalleitenden Bereich, der von magnetischem Fluß durchströmt wird.

Wählt man einen geschlossenen Integrationsweg C entlang des Rings, darf sich die Phase der Wellenfunktion zwischen Start- und Endpunkt der Integration nur um $2 \cdot \pi \cdot n$ ($n = 1, 2, 3, \dots$) unterscheiden. Nur dann kommt die Wellenfunktion nach einem Umlauf wieder mit sich selbst zur Deckung und ist eindeutig. Die Quantisierungsbedingung lautet:

$$\oint_C \vec{\nabla} \theta \cdot d\vec{l} = 2 \cdot \pi \cdot n \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Es wird nun entlang des Integrationsweges C über den Impuls eines Cooper-Paares integriert. Unter Verwendung der Quantisierungsbedingung ergibt sich:

$$2 \cdot \pi \cdot n \cdot \hbar = \hbar \cdot \oint_C \vec{\nabla} \theta \cdot d\vec{l} = \oint_C \vec{p} \cdot d\vec{l} = \oint_C (2 \cdot m_e \cdot \vec{v} + 2 \cdot e \cdot \vec{A}) \cdot d\vec{l}$$

Da ein supraleitender Abschirmstrom nur in einer dünnen Oberflächenschicht des Rings fließt, der Integrationsweg aber beliebig weit innerhalb des Rings gewählt werden kann, darf der erste Summand im Integranden vernachlässigt werden.

Es ergibt sich:

$$2 \cdot \pi \cdot \hbar \cdot n = 2 \cdot e \cdot \oint_C \vec{A} \cdot d\vec{l}$$

Mit dem Satz von Stokes und den Definitionen

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$$

$$\Phi = \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$$

folgt:

$$n \cdot \frac{h}{2 \cdot e} = \oint_C \vec{A} \cdot d\vec{l} = \iint_S (\vec{\nabla} \times \vec{A}) \cdot d\vec{S} = \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = \Phi$$

$$\Phi = n \cdot \Phi_0 \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad \Phi_0 = \frac{h}{2 \cdot e} = 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Tm}^2$$

S stellt die vom Integrationsweg C umschlossene Fläche dar. Die Anzahl der Flußquanten im Ring wird durch den externen magnetischen Fluß Φ_{ext} bestimmt, der zum Zeitpunkt des Übergangs des Rings vom normal- in den supraleitenden Zustand anliegt.

Eine Änderung des externen Magnetfeldes führt unterhalb der kritischen Temperatur nicht mehr zu einer Änderung von Φ . Wäre dies möglich, würde eine Flußänderung $d\Phi/dt$ im Ring nach dem Induktionsgesetz

$$U_{\text{ind}} = \oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \frac{d}{dt} \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = - \frac{d\Phi}{dt}$$

eine Induktionsspannung im Supraleiter erzeugen. Wegen des verschwindenden Widerstands können im supraleitenden Material jedoch weder ein elektrisches Feld noch eine Induktionsspannung existieren.

Um den magnetischen Fluß Φ_i durch den supraleitenden Ring konstant zu halten, führt eine Änderung des externen Flusses Φ_{ext} zu einem Abschirmstrom in einer dünnen oberflächennahen Schicht. Dieser erzeugt seinerseits einen magnetischen Fluß $\Phi_S = L \cdot I_S$, welcher dem Fluß innerhalb des Rings entgegen gerichtet ist und die Änderung des externen Magnetfeldes kompensiert:

$$\Phi_i = \Phi_{\text{ext}} - \Phi_S = \Phi_{\text{ext}} - L \cdot I_S$$

Ändert sich das externe Feldes allerdings so beträchtlich, daß die Stärke des Abschirmstromes die kritische Stromstärke des Supraleiters übersteigt, bricht die Supraleitung kurzzeitig zusammen und magnetischer Fluß dringt in den Ring ein. Auf diesem Effekt basiert die Funktionsweise des SQUID.

2.2.2. Aufbau des rf-SQUID

Hinsichtlich ihrer Funktionsweise sind rf- und dc-SQUIDs zu unterscheiden. Ein rf-SQUID (rf = radio frequency) ist induktiv an einen Schwingkreis gekoppelt, dessen Resonanzfrequenz gewöhnlich in der Größenordnung mehrerer 100 MHz liegt. Über den Schwingkreis wird ein hochfrequenter Wechselstrom im supraleitenden Ring induziert. Eine schematische Darstellung des rf-SQUID zeigt *Abbildung 2.7*.

Dem dc-SQUID (dc = direct current) wird über galvanische Elemente ein Gleichstrom von außen zugeführt. Da dc-SQUIDs im Rahmen dieser Arbeit nicht zum Einsatz kamen, wird auf eine nähere Erklärung ihres Aufbaus und ihrer Funktionsweise verzichtet und auf entsprechende Fachliteratur verwiesen [2.18, 2.19].

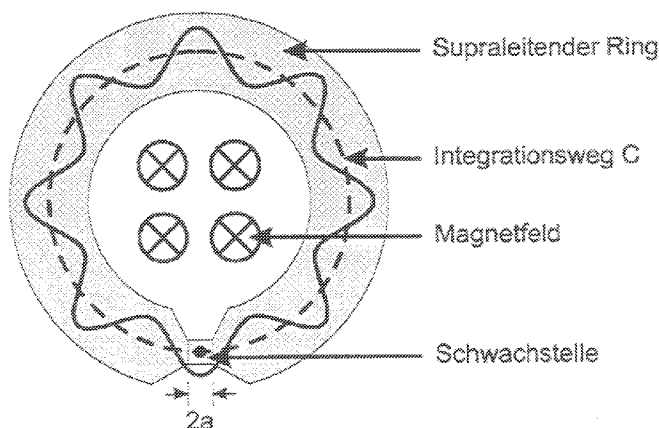


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung des rf-SQUID nach [2.11].

Wie im vorigen Abschnitt beschrieben, fließt in einem supraleitenden Ring in einer dünnen Oberflächenschicht ein Abschirmstrom, welcher das Magnetfeld aus dem Inneren des Rings verdrängt. Weist der Ring eine Schwachstelle (weak-link) auf, so wird diese vom Abschirmstrom durchflossen.

Da der Integrationsweg ebenfalls durch die Schwachstelle führt, darf bei der Integration über den Impuls der erste Summand des Integranden im Bereich der Schwachstelle nicht mehr vernachlässigt werden:

$$2 \cdot \pi \cdot n \cdot \hbar = \hbar \cdot \oint_C \vec{\nabla} \theta \cdot d\vec{l} = \oint_C \vec{p} \cdot d\vec{l} = \oint_C (2 \cdot m_e \cdot \vec{v} + 2 \cdot e \cdot \vec{A}) \cdot d\vec{l} = 2 \cdot m_e \cdot \oint_C (\vec{A} + \Lambda \cdot \vec{j}) \cdot d\vec{l}$$

$$n \cdot \Phi_0 = \Phi_i + \Lambda \cdot \oint_C \vec{j} \cdot d\vec{l} \quad \Lambda = \frac{2 \cdot m_e}{(2 \cdot e)^2 \cdot n_s}$$

Besitzt die Schwachstelle die Länge $2a$, so folgt nach Multiplikation beider Seiten mit $2 \cdot \pi$:

$$2 \cdot \pi \cdot n = 2 \cdot \pi \cdot \frac{\Phi_i}{\Phi_0} + 2 \cdot \pi \cdot \frac{\Lambda}{\Phi_0} \cdot \int_{-a}^{+a} \vec{j} \cdot d\vec{l}$$

Die linke Seite entspricht der Phasendifferenz der Wellenfunktion für einen Umlauf entlang des Rings. Sie setzt sich zusammen aus einem Anteil, der durch den magnetischen Fluß im Inneren des Rings hervorgerufen wird sowie der Phasendifferenz

$$\delta = 2 \cdot \pi \cdot \frac{\Lambda}{\Phi_0} \cdot \int_{-a}^{+a} \vec{j} \cdot d\vec{l} = 2 \cdot \pi \cdot n - 2 \cdot \pi \cdot \frac{\Phi_i}{\Phi_0}$$

über die Schwachstelle.

Wie auch im Falle eines supraleitenden Rings ohne Schwachstelle wird der magnetische Fluß Φ_i durch den Ring durch den äußeren magnetischen Fluß Φ_{ext} und den Gegenfluß Φ_s bestimmt:

$$\Phi_i = \Phi_{\text{ext}} - \Phi_s = \Phi_{\text{ext}} - L \cdot I_s$$

Mit Hilfe der ersten Josephson-Gleichung und durch Einsetzen der Phasendifferenz δ erhält man:

$$\Phi_i = \Phi_{\text{ext}} + L \cdot I_{s,\text{max}} \cdot \sin\left(2 \cdot \pi \cdot \frac{\Phi_i}{\Phi_0}\right) = \Phi_{\text{ext}} + \frac{\beta_L}{2 \cdot \pi} \cdot \sin\left(2 \cdot \pi \cdot \frac{\Phi_i}{\Phi_0}\right)$$

$$\beta_L = 2 \cdot \pi \cdot \frac{L \cdot I_{s,\text{max}}}{\Phi_0}$$

β_L bezeichnet man als Modulationsparameter. Die Beziehung zwischen Φ_i und Φ_{ext} veranschaulicht *Abbildung 2.8* für drei verschiedene Werte von β_L .

Zu unterscheiden sind zwei gegensätzliche Fälle:

A. Dispersiver Modus ($\beta_L < 1$)

Im dispersiven Modus ist die Kennlinie eindeutig, d.h. jedem externen Fluß ist ein bestimmter innerer Fluß zuzuordnen. Der Grenzwert $\beta_L = 0$ entspricht dem normalleitenden Zustand mit $\Phi_i = \Phi_{\text{ext}}$.

B. Hysteretischer Modus ($\beta_L > 1$)

Im hysteretischen Modus bedarf die Funktion $\Phi_i(\Phi_{\text{ext}})$ einer genaueren Erklärung. Wird der äußere Fluß von Null an erhöht, so steigt der Fluß durch den Ring nicht so rasch an wie im dispersiven Modus. Der Grund hierfür ist im Gegenfluß des Abschirmstroms zu sehen, welcher Φ_i entgegenwirkt. Übersteigt die Stärke des Abschirmstroms die kritische Stromstärke, so wird die Schwachstelle kurzzeitig normalleitend und ein elementares Flußquant kann in das Innere des Rings eindringen. Es erfolgt ein Flußquantensprung. In *Abbildung 2.8* ist er durch Pfeile dargestellt. Der gleiche Vorgang findet bei abnehmendem äußeren Fluß statt. Allerdings treten die Flußquantensprünge bei abnehmendem Φ_{ext} bei anderen Werten des Flusses auf als bei ansteigendem Φ_{ext} . Hieraus resultiert ein hysteretisches Verhalten beim Durchlaufen eines bestimmten Bereichs des äußeren Flusses. Der Grenzwert $\beta_L \rightarrow \infty$ beschreibt einen supraleitenden Ring ohne Schwachstelle. Solange der kritische Strom des Supraleiters nicht überschritten wird, kann kein Fluß in den Ring eintreten und Φ_i bleibt konstant.

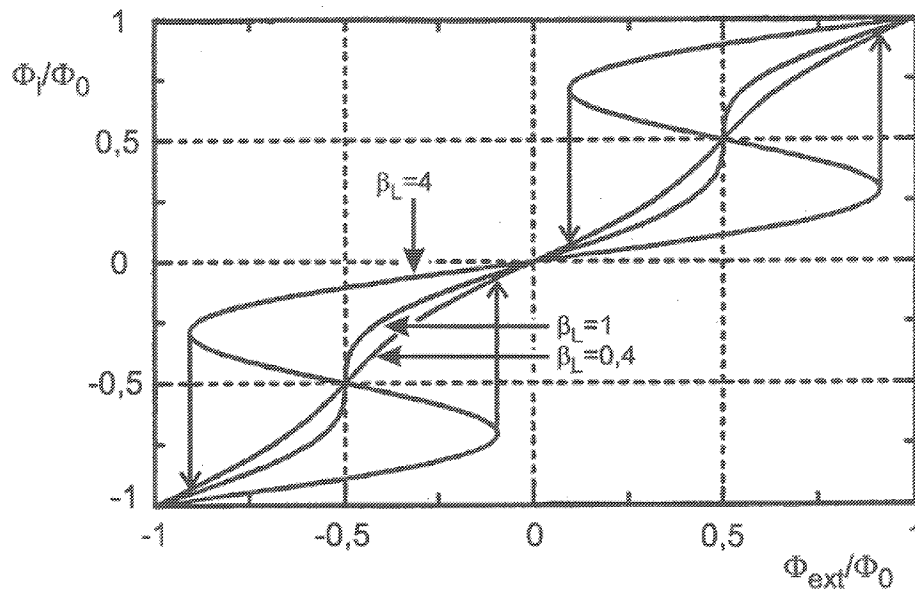


Abbildung 2.8: Magnetischer Fluß durch einen supraleitenden Ring mit Schwachstelle in Abhängigkeit vom äußeren magnetischen Fluß jeweils in Einheiten des elementaren Flußquants nach [2.19].

2.2.3. Signal des rf-SQUID

Die induktive Ankopplung des SQUID an den Schwingkreis veranschaulicht *Abbildung 2.9*. Der Schwingkreis erzeugt über seine Induktivität L_T einen magnetischen Fluß Φ_T :

$$\Phi_T = M \cdot Q \cdot I$$

Dabei ist M die Gegeninduktivität von SQUID und Schwingkreis und Q der Gütefaktor des Schwingkreises. Der Schwingkreis wird bei seiner Resonanzfrequenz ω_{rf} vom rf-Pumpstrom $I = I_{rf} \sin(\omega_{rf} t)$ angeregt. Am SQUID überlagert sich der magnetische Fluß des Schwingkreises Φ_T mit dem äußeren Fluß Φ_{ext} . Man spricht auch von der Modulation des äußeren Flusses und schreibt für den gesamten am SQUID anliegenden magnetischen Fluß Φ_a :

$$\Phi_a = \Phi_{ext} + \Phi_T$$

Das Verhalten des SQUID unterscheidet sich bei steigender Amplitude I_{rf} des Pumpstroms für verschiedene Werte von Φ_{ext} .

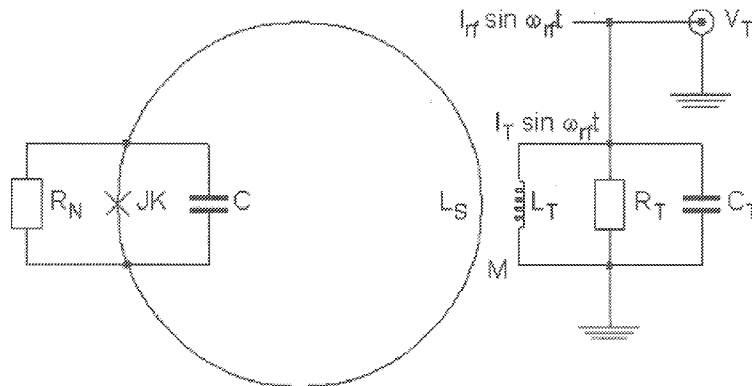


Abbildung 2.9: Induktive Ankopplung des rf-SQUID an einen Schwingkreis und Ersatzschaltbild nach [2.11].

A. $\Phi_{ext} = n \cdot \Phi_0$

Für $\Phi_{ext} = n \cdot \Phi_0$ dringen n Flußquanten in den Ring ein. Es ist $\Phi_i = \Phi_{ext}$. Ein Abschirmstrom fließt nicht. Regt man nun den Schwingkreis mit Hilfe eines Pumpstroms an, so steigt die Spannung V_T über dem Schwingkreis zunächst linear an (*Abbildung 2.10*). Gleichzeitig tritt im SQUID ein Abschirmstrom auf, welcher einen Gegenfluß erzeugt, so daß Φ_i konstant bleibt. Erreicht der äußere Fluß einen kritischen Wert (Punkt A), findet ein Übergang vom Zustand n in den Zustand $n + 1$ oder $n - 1$ statt. Innerhalb der gleichen Periode kommt es zum Rücksprung in den Zustand n , woraus ein hysteretischer Umlauf (*Abbildung 2.8*) resultiert. Die für den Umlauf erforderliche Energie wird dem Schwingkreis entzogen. Aufgrund dieses

Energieverlustes fällt die Amplitude von Φ_T während der folgenden Zyklen ab und es finden keine Flußquantensprünge statt. Bis der Fluß wieder ausreicht, um einen Quantensprung herbeizuführen, sind mehrere Zyklen erforderlich.

Wird I_{rf} weiter erhöht, steht dem Schwingkreis mehr Energie zu einer schnelleren Wiederherstellung der vollen Schwingungsamplitude zur Verfügung. Es sind dann weniger Zyklen notwendig bis zum nächsten Flußquantensprung. Die mittlere Spannung über dem Schwingkreis ändert sich dabei nicht, so daß in *Abbildung 2.10* ein Plateau zwischen den Punkten A und B entsteht. Am Punkt B erfolgt bei jedem Zyklus des Schwingkreises ein Quantensprung.

Steigt I_{rf} über den Punkt B hinaus an, ist die dem Schwingkreis zur Verfügung gestellte Energie nicht mehr zur Wiederherstellung der Schwingungsamplitude notwendig. I_{rf} erhöht V_T linear. Letztere steigt bis zum Punkt C an, wo bei jedem Zyklus zwei Flußquantensprünge möglich sind und ein weiteres Plateau beginnt. Die Serie aus linearen Anstiegen und Plateaus setzt sich mit zunehmendem I_{rf} fort.

B. $\Phi_{ext} = (n + 1/2) \cdot \Phi_0$

Gegenüber $\Phi_{ext} = n \cdot \Phi_0$ ist im Falle $\Phi_{ext} = (n + 1/2) \cdot \Phi_0$ ein geringerer Pumpstrom notwendig, damit es zu einem Flußquantensprung kommt. Im SQUID fließt der Abschirmstrom, welcher erforderlich ist, um die Differenz $\Phi_0/2$ zwischen dem externen Fluß Φ_{ext} und dem Fluß Φ_i im Innern des Ringes auszugleichen. Ein von außen angelegter Modulationsfluß Φ_T erzeugt einen weiteren Abschirmstrom. Der kritische Fluß, der zu einem Quantensprung führt, wird früher erreicht. Das erste Plateau DE setzt daher schon bei einer niedrigeren Spannung V_T ein.

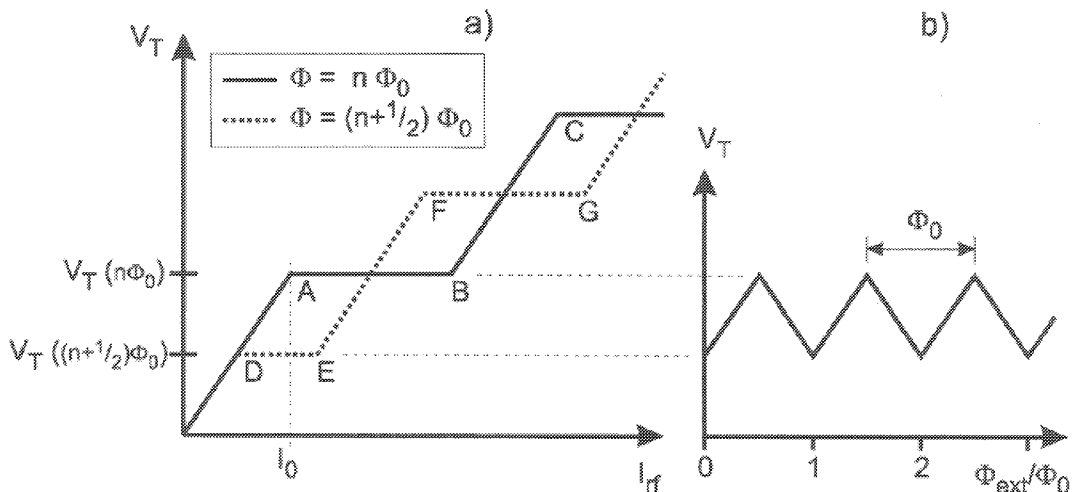


Abbildung 2.10: Spannung über dem Schwingkreis in Abhängigkeit der Amplitude des Pumpstroms (a) und V- Φ -Kennlinie des SQUID für maximalen Spannungshub (b) nach [2.11].

Die weitere Ausbildung der linearen Anstiege und Plateaus ist bei $\Phi_{\text{ext}} = (n + \frac{1}{2}) \cdot \Phi_0$ bis auf die Verschiebung identisch mit dem Fall $\Phi_{\text{ext}} = n \cdot \Phi_0$.

Trägt man V_T über Φ_{ext} auf, so ergibt sich ein dreieckförmiges Signal. V_T variiert periodisch zwischen dem Maximalwert (für $\Phi_{\text{ext}} = n \cdot \Phi_0$) und dem Minimalwert (für $\Phi_{\text{ext}} = (n + \frac{1}{2}) \cdot \Phi_0$). Innerhalb einer halben Periode ist die Kennlinie linear.

2.2.4. *rf-SQUID Gradiometer*

Schwache magnetische Signale in der Größenordnung weniger nT können häufig nur dann detektiert werden, wenn gleichzeitig fern erzeugte magnetische Störsignale unterdrückt werden. Diese werden beispielsweise durch Stromleitungen, Netzgeräte oder die Bewegung des Sensors im Erdmagnetfeld verursacht. Die magnetischen Störfelder können am Ort des Sensors als homogen angenommen werden und sind gewöhnlich mehrere Größenordnungen stärker als das eigentliche Meßsignal.

A. Prinzip der Gradiometrie

Die Funktionsweise eines rf-SQUID Gradiometers beruht auf einer Magnetfeldmessung an zwei benachbarten Orten A und B durch zwei nebeneinander liegende Gradiometerrohren in definiertem Abstand (Basislänge des Gradiometers). Die aufgenommenen Werte werden anschließend voneinander subtrahiert. Entscheidend dabei ist, daß Ort A sehr nahe an der zu untersuchenden Quelle liegt, während Ort B um die Basislänge davon entfernt ist.

Das magnetische Feld einer lokalisierten Quelle kann in erster Näherung als Dipolfeld beschrieben werden, welches mit r^3 abfällt. Während man an Ort A das Magnetfeld der Quelle sowie magnetische Störfelder detektiert, werden an Ort B nur die Störfelder gemessen. Die Bildung der Differenz der Meßwerte führt daher zur Elimination der Störsignale.

B. Bestimmung der Balance

Die Balance B ist ein Maß für die Unterdrückung magnetischer Störsignale durch das Gradiometer. Im Idealfall beträgt sie bis zu 1000. Ungenauigkeiten bei der Fertigung des SQUIDS führen jedoch häufig dazu, daß die Flächen der beiden Gradiometerrohren nicht exakt gleich groß sind. Hieraus resultieren Abweichungen von der optimalen Feldunterdrückung des Gradiometers. Nach [2.11] ist die Balance über die Relation

$$B = \frac{\min_{i=x,y,z} \left(\frac{\partial B_i}{\partial \Phi} \right)}{\frac{\partial^2 B_z}{\partial \Phi \cdot \partial x}} \cdot \frac{1}{b}$$

zu ermitteln. Der Term im Zähler stellt den Feldgradient-zu-Fluß-Koeffizienten dar. Im Nenner steht der Feld-zu-Fluß-Gradient. b bezeichnet die Basislänge des Gradiometers, welche bei den eingesetzten SQUIDS 3,6 mm betrug. Den Feldgradient-zu-Fluß-Koeffizienten kann man als das Verhältnis zwischen dem äußeren Feldgradienten und dem magnetischen Fluß durch den SQUID interpretieren. Je kleiner sein Wert ist, desto höher ist die Empfindlichkeit des Gradiometers. Zur Ermittlung des Koeffizienten wurde in einem kalibrierten Helmholtz-Spulenpaar der definierte Feldgradient

$$\frac{\partial B_z}{\partial x} = 0,225 \frac{nT}{cm \cdot mA}$$

erzeugt. Das Experiment lieferte folgende Resultate:

$$\frac{\partial B_z}{\partial \Phi} = 468 \frac{nT}{\Phi_0} \quad \text{und :} \quad \frac{\partial^2 B_z}{\partial \Phi \cdot \partial x} = 9,9 \frac{nT}{cm \cdot \Phi_0} \quad \Rightarrow \quad B = 131$$

3. Rauschen der Systemkomponenten

3.1. Bedeutung des Rauschens

Schwankungserscheinungen analog der Brownschen Bewegung können sich beispielsweise im Rundfunk oder beim Plattenspieler als Rauschen bemerkbar machen. Die Frequenzanalyse zeigt, daß an einem solchen Rauschen sämtliche Frequenzen des hörbaren Bereichs beteiligt sind. Es handelt sich um ein kontinuierliches Spektrum.

Das vom Ohr wahrgenommene Rauschen wird bei elektroakustischen Geräten durch elektrische Spannungen oder elektrische Ströme erzeugt. Man spricht daher im übertragenen Sinn von einer Rauschspannung oder einem Rauschstrom, wobei es sich eingebürgert hat, ganz allgemein den Begriff „Rauschen“ zu verwenden. Dies gilt auch dann, wenn es sich um ein beliebiges Frequenzgebiet außerhalb des Tonfrequenzbereichs handelt.

Das Rauschen ist in Nachrichten- und Meßtechnik deshalb von entscheidender Bedeutung, weil es die von der Natur gesetzte Grenze für die Übertragung schwacher Signale oder die erreichbare Genauigkeit einer Messung liefert.

Ein grundlegendes Meßproblem besteht bei der zerstörungsfreien Materialprüfung darin, die aufgezeichneten magnetischen Signale der Größenordnung 50 nT von Störfeldern zu diskriminieren. Störfelder werden sowohl durch die Meßinstrumente als auch durch die Probe selbst verursacht. Darüber hinaus treten Störfelder der Umgebung auf.

Winzige magnetische Felder können mit SQUIDs gemessen werden. Von besonderer Bedeutung sind hierbei Gradiometer, da sich mit ihnen homogene Störfelder wirksam unterdrücken lassen (Kapitel 2.2.4).

Damit die SQUIDs bei der zerstörungsfreien Materialprüfung eingesetzt werden können, müssen sie im Frequenzbereich der Wirbelströme, also im Bereich einiger 100 Hz, über ein möglichst niedriges intrinsisches Rauschen verfügen.

Neben dem intrinsischen Rauschen der SQUIDs werden in diesem Kapitel Umgebungs- und Probandenrauschen diskutiert. Bei der Darstellung des Instrumentenrauschens liegt der Schwerpunkt auf der Beschreibung des Rauschens von Stromkreisen und einfachen Netzwerken. Eine gute magnetische Abschirmung des SQUIDs dient insbesondere der Unterdrückung des Umgebungsrauschens und verbessert die Qualität des SQUID-Signals mitunter deutlich.

3.2. Umgebungsrauschen

3.2.1. Zusammensetzung

Das Umgebungsrauschen ist auf magnetische Felder zurückzuführen, deren Quellen außerhalb von Meßinstrumenten, Probe und SQUIDs liegen.

Der Hauptbeitrag zum Umgebungsrauschen ist fern bewohnter Gegenden durch das Erdmagnetfeld gegeben. Es wird von Strömen innerhalb des Erdkerns generiert und hat eine Stärke von durchschnittlich $50 \mu\text{T}$. Dieses homogene Störfeld kann mit gradiometrischen SQUIDs wirksam unterdrückt werden, wobei der Unterdrückungsfaktor im Idealfall bis zu 1000 beträgt. Die in Abschnitt 2.2.4 geschilderte Balance-Messung diente der Ermittlung des Unterdrückungsfaktors, der Balance B, eines typischen Gradiometers, welches im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz kam.

In bewohnten Gegenden tragen weitere Quellen maßgeblich zum Umgebungsrauschen bei. Hierzu zählen Stromleitungen und Netzgeräte. In Frequenzspektren, die außerhalb elektromagnetischer Abschirmung aufgenommen werden, sind stets deutliche Störsignale bei der Netzfrequenz 50 Hz und ihren Vielfachen zu erkennen. Darüber hinaus machen sich Störungen bei den Mobilfunkfrequenzen um 900 MHz bemerkbar.

3.2.2. Aufnahme von Rauschspektren

Der schematische Versuchsaufbau zur Aufnahme des Rauschens ist *Abbildung 3.1* zu entnehmen. Zur Durchführung der Messung wurde ein Probenstab in einen mit flüssigem Stickstoff gefüllten Badkryostat getaucht. Am unteren Ende des Probenstabes saßen Koppelspule, Schwingkreis und SQUID. Beim SQUID handelte es sich um ein Magnetometer, das über ein Kabel und eine SQUID-Elektronik ausgelesen wurde. Der Frequenzgenerator, welcher mit Elektronik und Oszilloskop verbunden war, erzeugte die Modulationsfrequenz.

Nach Einstellung des Magnetometer-Signals an der SQUID-Elektronik und dem Schließen der Flußregelschleife konnte mit Hilfe des Spektrumanalysators das Umgebungsrauschen aufgezeichnet werden. *Abbildung 3.2* stellt das Rauschspektrum des Magnetometers innerhalb (links) und außerhalb (rechts) elektromagnetischer Abschirmung dar.

Innerhalb der Abschirmung nimmt das Rauschen im niederfrequenten Bereich proportional zu $1/f$ ab. Im höherfrequenten Bereich liegt ein Plateau. Diese beiden Phänomene werden im Kapitel über das intrinsische Rauschen von SQUIDs diskutiert (Kapitel 3.4).

Außerhalb der Abschirmung sind die Störungen der Netzfrequenz deutlich erkennbar. Sie machen sich bei 50 Hz und ihren Vielfachen als Peaks im Rauschspektrum bemerkbar. Nicht zu sehen sind die Peaks der Mobilfunkfrequenzen. Sie liegen um 900 MHz und damit nicht im hier dargestellten Ausschnitt des Spektrums.

Der Abfall des Rauschens mit $1/f$ für kleine Frequenzen tritt auch im unabgeschirmten Fall auf, allerdings ist das Plateau gegenüber dem abgeschirmten Fall angehoben.

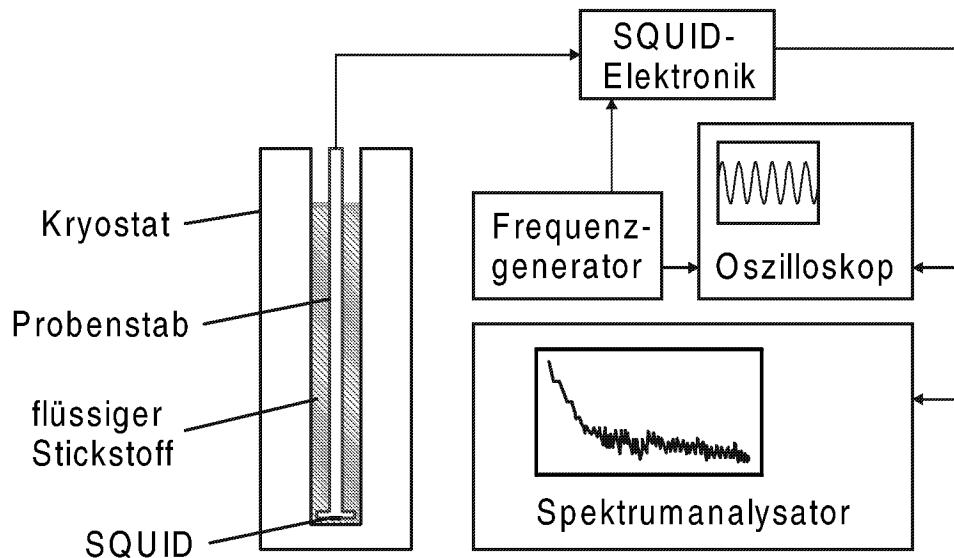


Abbildung 3.1: Schematischer Versuchsaufbau zur Aufnahme des Umgebungsrauschens.

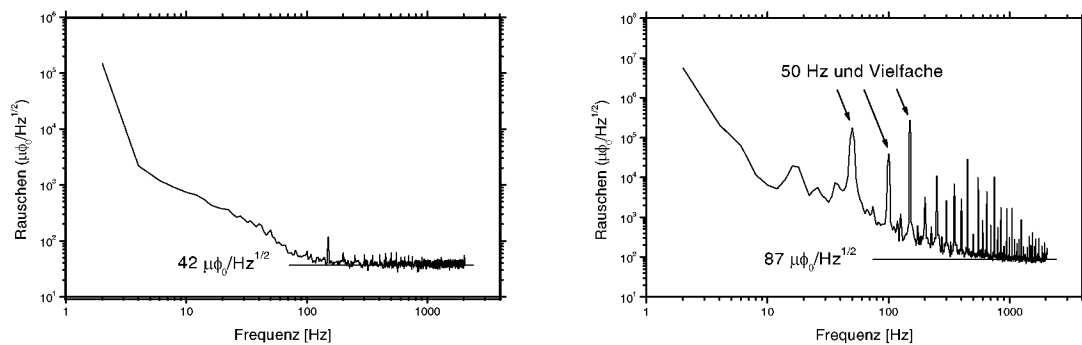


Abbildung 3.2: Rauschspektren eines Magnetometers aufgenommen im Labor innerhalb (links) und außerhalb (rechts) elektromagnetischer Abschirmung.

3.3. Instrumentenrauschen

3.3.1. Theorie von Nyquist

Die Theorie von Nyquist ermöglicht es, das Rauschen von leitenden Gegenständen im höherfrequenten Bereich zu deuten. Die Diskussion des Rauschens von Stromkreisen und einfachen Netzwerken, des intrinsischen Rauschens der SQUIDs und des Probandenrauschens erfolgt auf Grundlage der Nyquist-Theorie.

Das thermische Widerstandsrauschen, auch „Johnson noise“ genannt, ist in der Nyquist-Theorie von zentraler Bedeutung. Es wird durch die ungeordnete Wärmebewegung der Ladungsträger eines elektrischen Leiters hervorgerufen. Findet etwa in einem Metalldraht zufällig eine momentane Verschiebung der frei beweglichen Elektronen in der Weise statt, daß sich ihr gemeinsamer Ladungsschwerpunkt in Richtung des einen Drahtendes bewegt, so wird dieses Ende gegenüber dem entgegengesetzten ein negatives Potential aufweisen. Insgesamt entsteht durch solche Verschiebungen eine ungeordnete, in ihrem Vorzeichen rasch wechselnde Spannung zwischen beiden Drahtenden. Zur Veranschaulichung sei ein leitender Ring betrachtet (*Abbildung 3.3*).

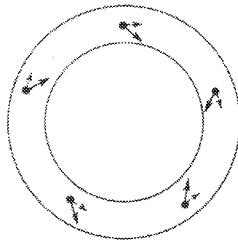


Abbildung 3.3: Thermische Bewegung der Elektronen in einem ringförmiger Leiter nach [3.1]. Momentbild der Geschwindigkeitsvektoren der Leitungselektronen mit ihren Zirkular-komponenten. Es tritt ein zirkularer Rauschstrom auf.

Das Experiment liefert für den zeitlichen Mittelwert des Spannungs- bzw. Stromstärkequadrates, welches im Frequenzband der Breite Δf auftritt:

$$\overline{U^2(t)} = 4 \cdot k \cdot T \cdot R \cdot \Delta f \qquad \overline{I^2(t)} = \frac{4 \cdot k \cdot T}{R} \cdot \Delta f$$

Der Widerstand R ist dabei der Umfangswiderstand des Ringes, also der Wert, der sich ergibt, wenn der Ring an einer Stelle aufgeschnitten und der Widerstand zwischen den sich bildenden Enden gemessen wird. k ist die Boltzmannkonstante.

Offensichtlich ist das Rauschen unabhängig von der Lage im Rauschspektrum. Es wird vielmehr durch Δf bestimmt. Die Rauschspannung ist beispielsweise im Bereich von 0,1 bis 10,1 kHz ebenso groß wie im Bereich von 160 bis 170 kHz. Ein solches Rauschen nennt man „weißes Rauschen“.

Weißes Rauschen dominiert im höherfrequenten Teil des Rauschspektrums, wo man regelmäßig ein Plateau findet. Dieses Plateau wird das „Plateau des weißen Rauschens“ genannt. Der zeitliche Mittelwert des Spannungs- bzw. Stromstärkequadrates hängt auch vom Widerstand R und der Temperatur T ab. Der spezielle Leitungsmechanismus spielt hingegen keine Rolle. So läßt sich die Theorie von Nyquist auf feste wie flüssige Metalle, Halbleiter und Supraleiter anwenden.

Häufig verwendet wird die spektrale Dichtefunktion $W(f)$, die das Rauschen je Hertz Bandbreite angibt und sowohl bezüglich der Spannung als auch bezüglich der Stromstärke definiert ist. Es gilt:

$$W_U(f) = 4 \cdot k \cdot T \cdot R \quad \leftrightarrow \quad \overline{U^2(t)} = \int_{f_1}^{f_2} W_U(f) \cdot df$$

$$W_I(f) = \frac{4 \cdot k \cdot T}{R} \quad \leftrightarrow \quad \overline{I^2(t)} = \int_{f_1}^{f_2} W_I(f) \cdot df$$

$W_U(f) \cdot df$ kann man als differentiellen Beitrag zum mittleren Spannungsquadrat $\overline{U^2(t)}$ und $W_I(f) \cdot df$ als differentiellen Beitrag zum mittleren Stromstärkequadrat $\overline{I^2(t)}$ auffassen.

Mit diesen Beziehungen läßt sich das Rauschen eines Widerstands beschreiben (Abbildung 3.4). Der Widerstand selbst wird dabei als rauschfrei angenommen und das Rauschen der Spannungs- bzw. Stromquelle zugesprochen.

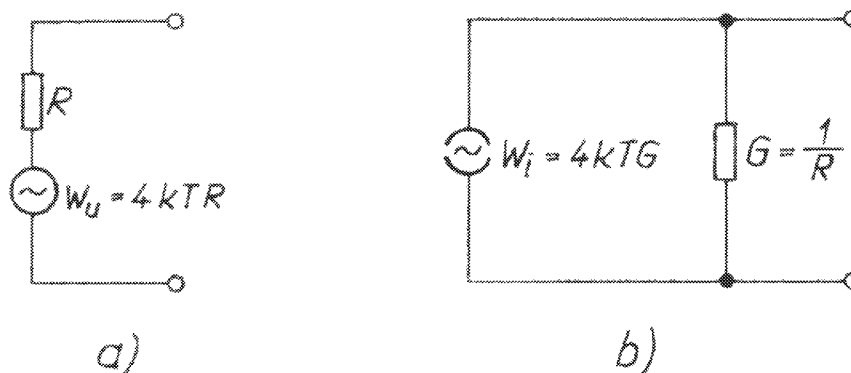


Abbildung 3.4: Rauschen eines Widerstands R beschrieben durch eine Spannungs- (a) bzw. Stromquelle (b) nach [3.14]. Die Darstellungen (a) und (b) sind gleichwertig.

Die vom Widerstand gelieferte Rauschspannung bzw. der gelieferte Rauschstrom einfacher Netzwerke wie RC- und RLC-Kreise lässt sich mit den üblichen Regeln der Netzwerktheorie berechnen. Hierzu zählen das Ohmsche Gesetz und die Kirchhoffschen Regeln. Aus Gründen der Zweckmäßigkeit wird man bei Serienschaltungen mehrerer Elemente die Darstellung des Rauschens durch eine eingeprägte Spannung, bei Parallelschaltungen durch einen eingepprägten Strom bevorzugen.

Im weiteren wird das Rauschen von Kondensatoren und Spulen detailliert dargestellt. Dem RLC-Kreis kommt dabei besondere Bedeutung zu, da es sich bei ihm um einen Schwingkreis handelt wie er unmittelbar unterhalb des SQUIDS liegt.

3.3.2. Rauschen eines RC-Kreises

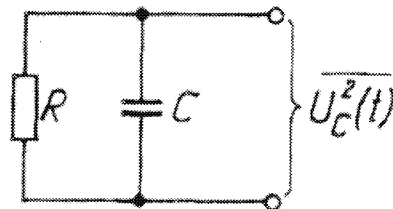


Abbildung 3.5: RC-Kreis nach [3.1].

Bei der Schaltung in *Abbildung 3.5* tritt am Kondensator die Rauschspannung $U_C(t)$ auf. Das Rauschspektrum des Kondensators $W_{uc}(f)$ lässt sich unter Verwendung der dem Widerstand zugeordneten Rauschquelle berechnen. Gemäß *Abbildung 3.6* handelt es sich bei der Rauschquelle um eine Stromquelle.

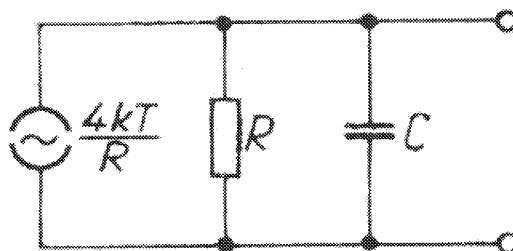


Abbildung 3.6: Berechnung des Rauschspektrums des Kondensators unter Verwendung einer Stromquelle als Rauschquelle nach [3.1]. Der Widerstand selbst wird als rauschfrei angenommen.

$W_{UC}(f)$ hängt, wie man *Abbildung 3.7* entnehmen kann, stark von der Frequenz ab. Das frequenzunabhängige Rauschen des Widerstands wird durch den RC-Kreis so gefiltert, daß hohe Frequenzen im Rauschen der gesamten Schaltung praktisch nicht mehr vorhanden sind. Das weiße Rauschen des Widerstands zeigt sich nur noch für $f \ll (2 \cdot \pi \cdot R \cdot C)^{-1}$, wo der Kondensator praktisch keinen Einfluß hat.

Die schraffierte Fläche in *Abbildung 3.7* stellt das totale mittlere Schwankungsquadrat $\overline{U_C^2(t)}$ dar, wobei gilt:

$$\overline{U_C^2(t)} = \int_0^{\infty} W_{UC}(f) \cdot df = \frac{k \cdot T}{C}$$

Bemerkenswert ist, daß eine kleinere Kapazität das größere Rauschen liefert.

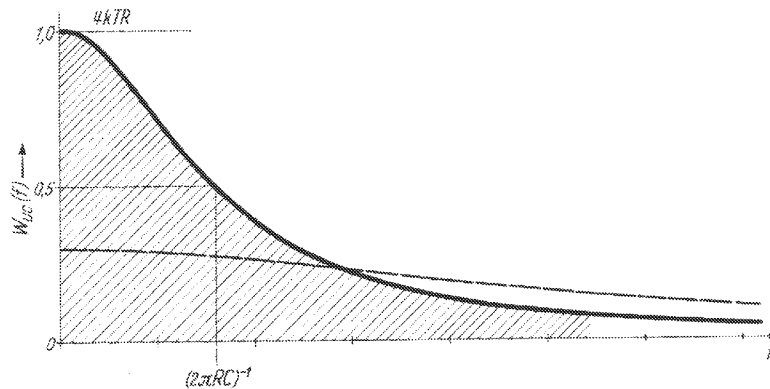


Abbildung 3.7: Rauschspektrum eines RC-Kreises nach [3.1]. Die gestrichelte Kurve gilt für dasselbe C aber kleineres R.

3.3.3. Rauschen eines RLC-Kreises

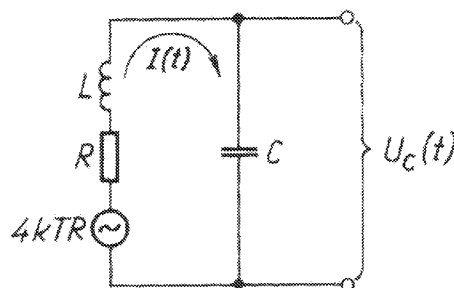


Abbildung 3.8: RLC-Kreis nach [3.1]. Zur Berechnung des Rauschspektrums des Kondensators dient eine Stromquelle als Rauschquelle. Der Widerstand selbst wird als rauschfrei angenommen.

Für $W_{uc}(f)$ erhält man nun:

$$W_{uc}(f) = 4 \cdot k \cdot T \cdot R \cdot \frac{Q}{x^2 \cdot \left[1 + Q^2 \cdot \left(x - \frac{1}{x} \right)^2 \right]} \quad \text{wobei: } x = \frac{f}{f_0}$$

Dieses Spektrum ist in *Abbildung 3.9* dargestellt. Für $f \ll f_0$ tritt am Kondensator das Rauschen $4 \cdot k \cdot T \cdot R$ des Widerstands auf. In der Umgebung von f_0 wird der RLC-Kreis durch die Rauschquelle zu starker Schwingung angeregt. Für $f = f_0$ ist der Wert des Rauschens am Kondensator Q^2 mal so groß wie für kleine Frequenzen.

Analog zum RC-Kreis wird das frequenzunabhängige Rauschen des Widerstands durch die Schaltung gefiltert. Während bei der Schaltung aus Widerstand und Kondensator lediglich im Bereich hoher Frequenzen eine Abschwächung bewirkt wird, erfolgt beim RLC-Kreis eine starke Anhebung des Rauschens im Bereich der Resonanz.

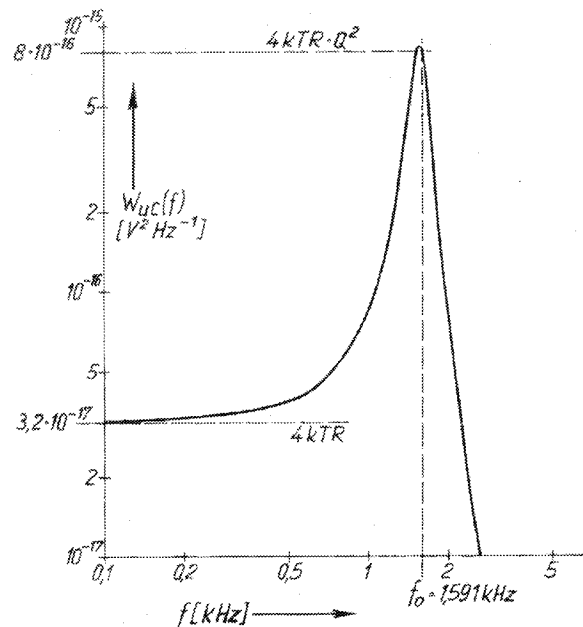


Abbildung 3.9: Rauschspektrum eines RLC-Kreises nach [3.1] ($R = 2 \text{ k}\Omega$, $L = 1 \text{ H}$, $C = 10 \text{ nF}$, $T = 290 \text{ K}$).

Für das totale mittlere Spannungsquadrat $U_c^2(t)$ gilt abermals:

$$\overline{U_c^2(t)} = \int_0^\infty W_{uc}(f) \cdot df = \frac{k \cdot T}{C}$$

3.3.4. Quantenphysikalische Modifizierung

Während das totale mittlere Spannungsquadrat eines Kondensators einen endlichen Wert annimmt, wird es nach der klassischen Nyquist-Theorie bei einem Widerstand unendlich groß:

$$\overline{U^2(t)} = \int_0^{\infty} 4 \cdot \pi \cdot T \cdot R \cdot df \rightarrow \infty$$

$$\overline{I^2(t)} = \int_0^{\infty} \frac{4 \cdot \pi \cdot T}{R} \cdot df \rightarrow \infty$$

Dieses Problem kann gelöst werden, indem man die spektrale Dichtefunktion durch den Faktor $p(f, T)$ ergänzt, wobei gilt:

$$p(f, T) = \frac{\frac{h \cdot f}{k \cdot T}}{e^{\frac{h \cdot f}{k \cdot T}} - 1}$$

$$\int_0^{\infty} p(f, T) \cdot df = \frac{\pi^2}{6} \cdot \frac{k \cdot T}{h}$$

Die quantenphysikalische Modifizierung bewirkt, daß weißes Rauschen nur im Bereich $h \cdot f / k \cdot T \ll 1$ auftritt (Abbildung 3.10).

Bei Zimmertemperatur fällt das Rauschen erst oberhalb von 10^{13} Hz, d.h. im Ultrarot, ab. Die Abweichungen von der klassischen Nyquist-Theorie machen sich im relevanten Frequenzbereich zwischen 0 Hz und mehreren MHz folglich nicht bemerkbar.

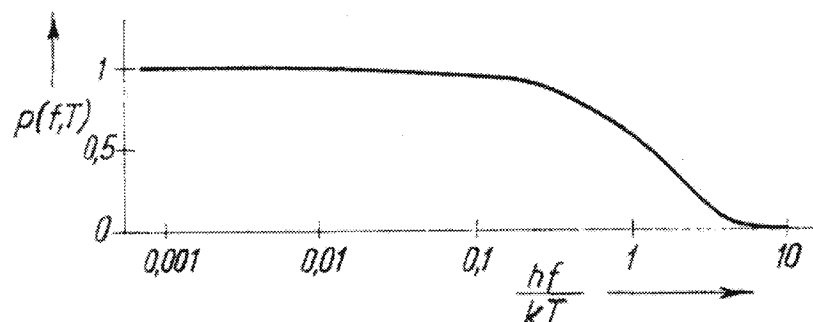


Abbildung 3.10: $p(f, T)$ bestimmt den Verlauf des Rauschens eines Widerstands nach [3.1]. Unterschiede zur klassischen Nyquist-Theorie treten erst im Ultrarot ($h \cdot f / k \cdot T \gg 1$) auf.

3.4. Intrinsisches Rauschen der SQUIDs

3.4.1. $1/f$ -Rauschen

Während das weiße Rauschen eines SQUID mit Hilfe der Nyquist-Theorie und auf Basis des RCSJ-Modells erklärt werden kann (Abschnitt 3.4.2), ist der Ursprung des $1/f$ -Rauschens, welches im niederfrequenten Bereich dominiert, noch nicht geklärt.

Über die Ursachen des $1/f$ -Rauschens gibt es bis zum heutigen Zeitpunkt nur Spekulationen. Wahrscheinlich liefern thermisch bedingte Fluktuationen des Tunnelstroms [3.2] bzw. thermisch aktivierte Bewegungen der Flußschläuche im Supraleiter [3.3, 3.4] einen wesentlichen Beitrag zum $1/f$ -Rauschen.

Interessante Versuche zur Rauschunterdrückung werden in [3.5] geschildert. Regelmäßige Gitter von Löchern, auch als „Antidots“ bezeichnet, dienen als Pinning-Zentren mit definiertem Pinning-Potential und schränken die Bewegung der Flußschläuche ein. Auf diese Weise läßt sich das $1/f$ -Rauschen reduzieren, ohne daß sich die supraleitenden Eigenschaften der Probe verschlechtern.

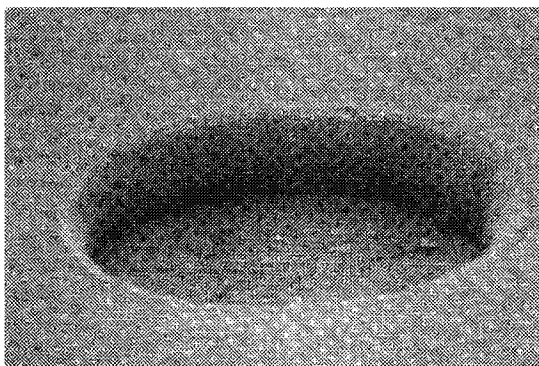
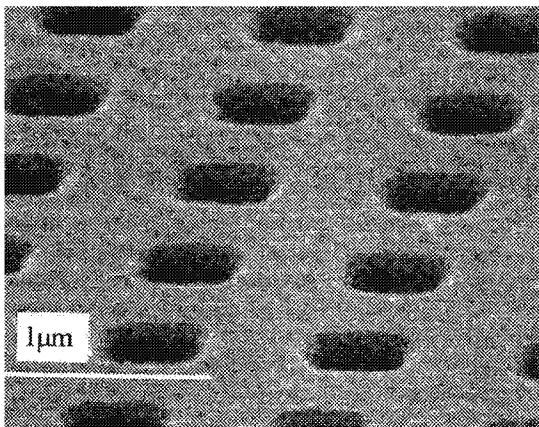


Abbildung 3.11: REM-Bild eines Antidot-Gitters in YBCO auf Saphir nach [3.5]. Der Abstand zwischen den Mittelpunkten zweier Löcher beträgt $1\ \mu\text{m}$, der Durchmesser der Löcher $0,4\ \mu\text{m}$.

3.4.2. Weißes Rauschen

Ausgehend von der Nyquist-Theorie und dem RCSJ-Modell, welches einem Josephson-Kontakt den Widerstand R zuordnet, gilt:

$$W_I(f) = \frac{4 \cdot k \cdot T}{R}$$

$W_I(f)$ ist die spektrale Dichte des zirkularen Rauschstromes im SQUID-Loop, analog *Abbildung 3.3* und den Überlegungen des Abschnitts 3.3.1.

Der Rauschstrom im Loop verursacht beim SQUID ein Flußrauschen $W_\Phi(f)$. Im allgemeinen spricht man nur vom weißen Rauschen und meint damit die Größe $\sqrt{W_\Phi(f)}$ mit der Einheit $\mu\Phi_0/\text{Hz}^{1/2}$. Wie der Ausdruck für $W_I(f)$ zeigt, läßt sich die Empfindlichkeit eines SQUID erhöhen, indem man es bei niedrigeren Temperaturen betreibt. Eine Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses mit Fortschreiten des Einkühlvorgangs konnte auch experimentell beobachtet werden. Dieses Phänomen trat insbesondere bei lageunabhängigen Minikryostaten auf, bei denen die Kälte über einen Saphirfinger an den SQUID geleitet wurde und die Temperatur des Sensors folglich nur langsam auf 77 K abfiel.

3.4.3. Rauschen am SQUID-Array

Ziel der Untersuchungen am SQUID-Array war es einerseits zu klären, ob sich das weiße Rauschen einzelner SQUIDs ändert, wenn man mehrere von ihnen in Serie schaltet und sie über ein Kabel und eine SQUID-Elektronik ausliest. Andererseits sollte überprüft werden, ob der Abstand zwischen den SQUIDs das weiße Rauschen beeinflusst. Dazu wurden zunächst die Rauschspektren von drei Magnetometern aufgenommen. Sie ließen ein weißes Rauschen von 47, 45 bzw. 77 $\mu\Phi_0/\text{Hz}^{1/2}$ erkennen. Anschließend schaltete man die drei Magnetometer in Serie und wiederholte die Messung. Nun betrug die Höhe des Plateaus 51, 48 bzw. 72 $\mu\Phi_0/\text{Hz}^{1/2}$.

Im weiteren folgte eine Meßreihe, bei der für unterschiedliche Abstände zwischen drei Gradienten Rauschspektren aufgezeichnet wurden. Zwei grundlegende physikalische Erkenntnisse konnten so gewonnen werden:

- Die Herstellung einer Serienschaltung mehrerer SQUIDs läßt das weiße Rauschen unverändert (*Abbildung 3.12*).
- Der Abstand zwischen benachbarten SQUIDs beeinflusst das weiße Rauschen nicht (*Abbildung 3.13* und *3.14*).

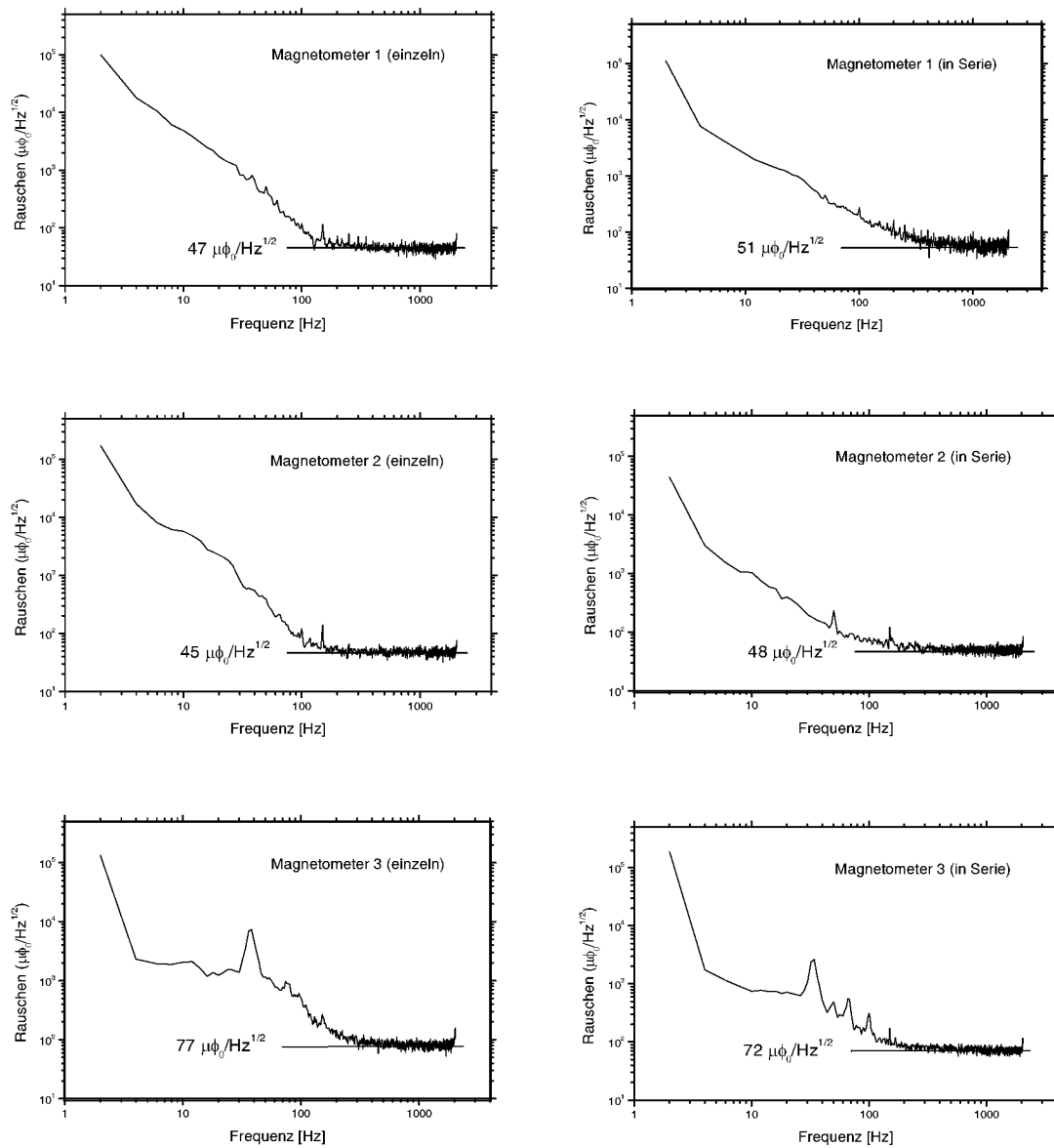


Abbildung 3.12: Weißes Rauschen dreier Magnetometer einzeln bzw. in Serie geschaltet.

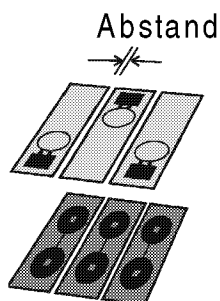


Abbildung 3.13: Da alle drei Gradiometer unter jeweils einer Schwingkreisplatine lagen, mußte zur Vergrößerung des Abstandes zwischen benachbarten SQUIDS auch der Abstand zwischen den Schwingkreisplatten erhöht werden.

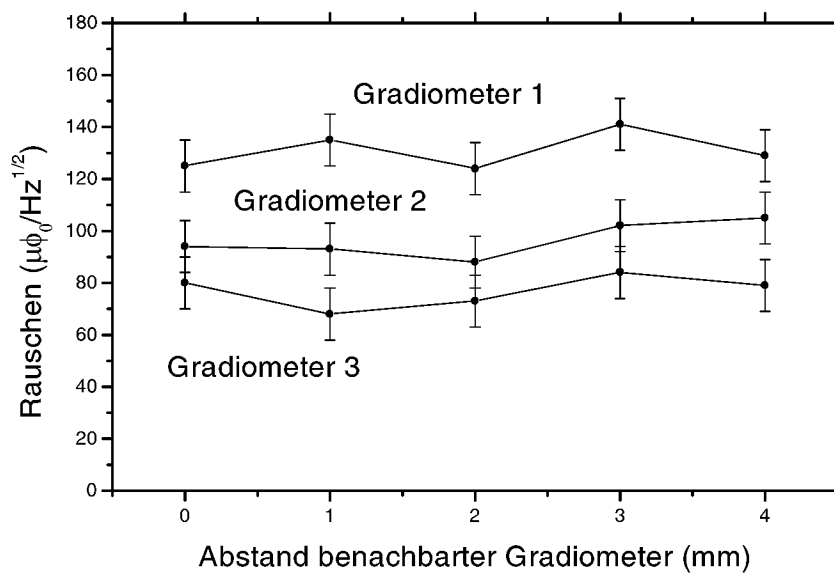


Abbildung 3.14: Weißes Rauschen dreier Gradiometer in Abhängigkeit ihres Abstandes. Der Fehler resultiert aus geringfügigen Schwankungen des weißen Rauschens sowie aus der grafischen Ermittlung der Höhe des Plateaus.

3.5. Probandenrauschen

3.5.1. Theorie von Varpula und Poutanen

Ausgangspunkt ist erneut die thermische Bewegung der Ladungsträger in elektrischen Leitern. Durch sie entstehen magnetische Feldfluktuationen, welche für das Probandenrauschen verantwortlich sind. Das Modell von Varpula und Poutanen [3.6] macht eine Aussage über die Größe dieser magnetischen Fluktuationen. Darüber hinaus liefert es einen Ausdruck, der es ermöglicht, den Einfluß metallischer Platten in der Nähe von SQUIDs quantitativ zu erfassen. Die Lage des zugrundeliegenden Koordinatensystems sowie die verwendeten Abstandsbezeichnungen können *Abbildung 3.15* entnommen werden. Während t die Dicke der Metallplatte bezeichnet, gibt z den Abstand zwischen Platte und SQUID in z -Richtung an.

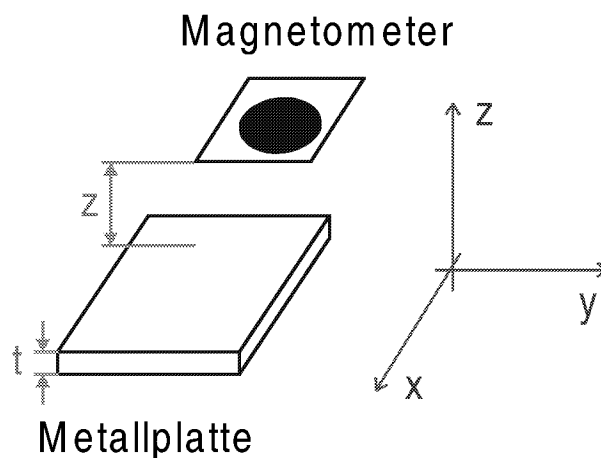


Abbildung 3.15: Ausschnitt aus dem Versuchsaufbau mit Abstandsbezeichnungen.

Die thermische Bewegung der Ladungsträger in einem metallischen Leiter der Leitfähigkeit σ hängt von der Temperatur T ab. Der Beitrag der Ladungsträgerbewegung zum Stromrauschen folgt aus der Nyquist-Theorie. Die Stromkomponente in einer bestimmten Raumrichtung betrachtet über ein infinitesimales Wegelement derselben Richtung, definiert einen gerichteten Stromdipol. Ausgehend von der spektralen Intensität der Stromdipole in einem Einheitsselement des Leiters erhält man das Probandenrauschen durch Integration über das Gesamtvolumen des Leiters.

Für die in *Abbildung 3.15* gewählte Geometrie liegt der Stromdipol in der xy -Richtung. Die Ausdehnung der Metallplatte wird als unendlich angenommen. Im Grenzfall $z \gg t$ liefert das Modell von Varpula und Poutanen für das Probandenrauschen $B_{n,z}$ der Stromdipole in z -Richtung folgende Proportionalität:

$$B_{n,z} \propto \frac{1}{z} \cdot \sqrt{t \cdot \sigma \cdot T}$$

Das Rauschen ist proportional zu $1/z$ und nimmt mit der Wurzel aus Plattendicke, elektrischer Leitfähigkeit und Temperatur zu. Auf Basis dieser Näherungsformel erfolgt in den nächsten Abschnitten der Vergleich des gemessenen Probandenrauschens mit den theoretischen Voraussagen.

3.5.2. Rauschspektren von Metallplatten

Der prinzipielle Versuchsaufbau ist in *Abbildung 3.1* schematisch dargestellt. Zur Aufnahme des Probandenrauschens mußten die Metallplatten unter dem Magnetometer positioniert werden. Bei der experimentellen Ermittlung des Probandenrauschens kamen unterschiedliche Geometrien sowie Metallplatten verschiedener elektrischer Leitfähigkeiten zum Einsatz.

A. Unterschiedlicher Abstand der Platten vom SQUID

Den größten Rauschbeitrag erwartet man von einer Metallplatte, die sich relativ nahe unter dem Magnetometer befindet. z betrug in diesem Fall 18 mm. Wie sich das Probandenrauschen mit zunehmendem Abstand der Probe vom SQUID ändert zeigt *Abbildung 3.16*.

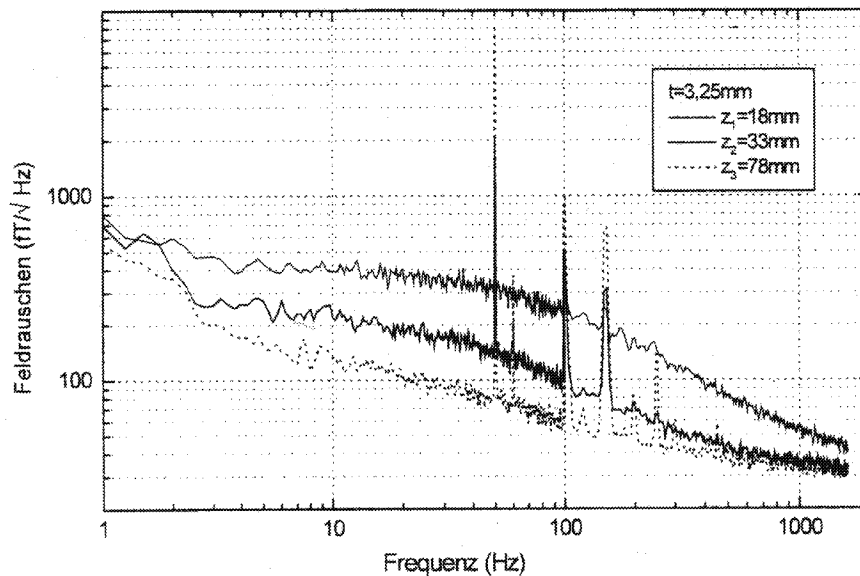


Abbildung 3.16: Gemessenes Rauschen einer 3,25 mm dicken Kupferplatte bei unterschiedlicher Entfernung vom Magnetometer nach [3.7].

Charakteristisches Merkmal der drei Rauschspektren ist das Plateau, dessen Höhe und Länge mit wachsender Entfernung der Metallplatte vom Magnetometer abnimmt. *Abbildung 3.17* und *3.18* zeigen, daß das experimentell ermittelte Probandenrauschen für kleinere Abstände zwischen Probe und SQUID gut mit den theoretischen Vorhersagen übereinstimmt. Bei größeren Abständen ist die Übereinstimmung jedoch schlechter, insbesondere im Bereich von 1000 Hz.

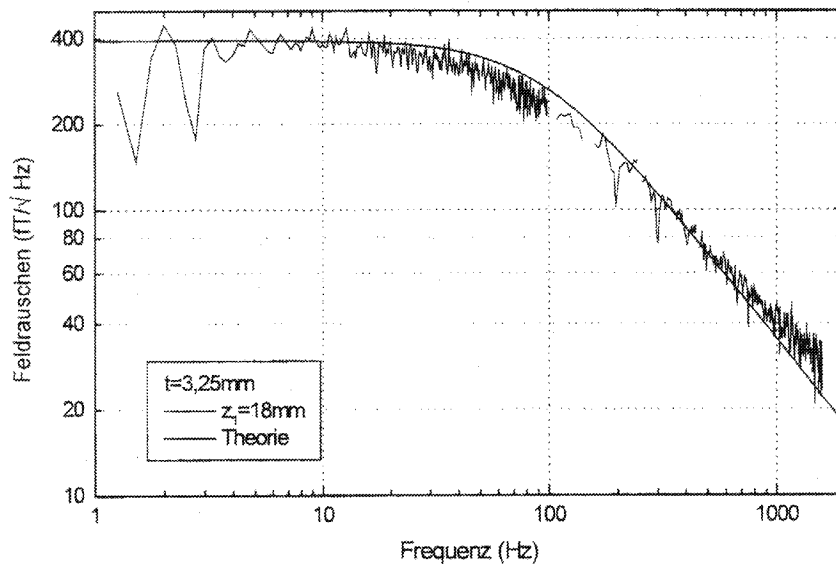


Abbildung 3.17: Gemessenes Rauschen einer 3,25 mm dicken Kupferplatte im Abstand 18 mm vom Magnetometer im Vergleich zur Theorie nach [3.7].

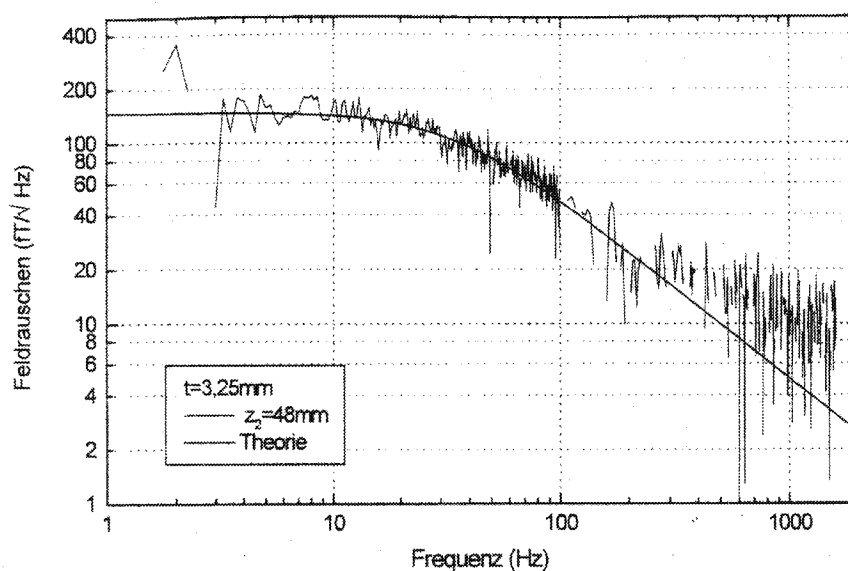


Abbildung 3.18: Gemessenes Rauschen einer 3,25 mm dicken Kupferplatte im Abstand 48 mm vom Magnetometer im Vergleich zur Theorie nach [3.7].

B. Unterschiedliche Dicken der Platten

Wie man *Abbildung 3.19* entnehmen kann, entspricht der Verlauf des Rauschens oberhalb von 10 Hz den theoretischen Vorhersagen. Die Dicke der Metallplatte wirkt sich jedoch auf Höhe und Länge des Plateaus im Spektrum aus. So reduziert sich die Höhe mit abnehmender Plattendicke, während sich die Länge vergrößert.

Bemerkenswert ist, daß ab einer bestimmten Frequenz die dickere Metallplatte den kleineren Beitrag zum Rauschen liefert.

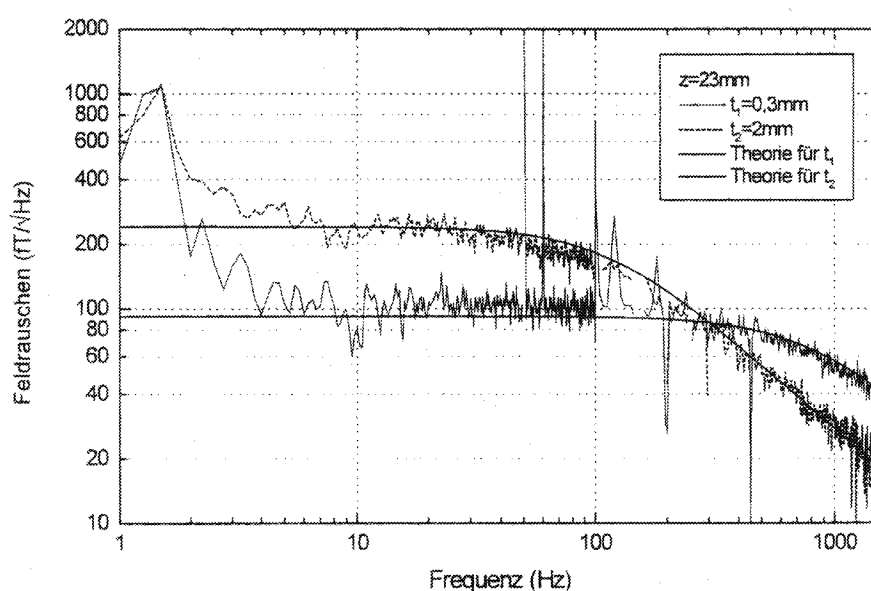


Abbildung 3.19: Gemessenes und theoretisch vorhergesagtes Rauschen unterschiedlich dicker Kupferplatten im Abstand 23 mm vom Magnetometer nach [3.7].

C. Unterschiedliche Leitfähigkeiten der Platten

Zur Variation der elektrischen Leitfähigkeit bei Aufnahme der Probandenrauschens dienten Platten aus Kupfer und Aluminium. Ihre Leitfähigkeiten bestimmte man mit Hilfe einer Wirbelstromsonde zu $\sigma_{Cu} = 5,916 \cdot 10^7 (\Omega m)^{-1}$ und $\sigma_{Al} = 1,973 \cdot 10^7 (\Omega m)^{-1}$.

Abbildung 3.20 verdeutlicht, daß die Meßwerte nur näherungsweise mit den Vorhersagen der Theorie von Varpula und Poutanen übereinstimmen. Insbesondere wird das Plateau im Rauschspektrum schlecht wiedergegeben.

Die Ursache für die Abweichungen ist nach [3.7] in Ungenauigkeiten bei der experimentellen Ermittlung der Leitfähigkeit mit der Wirbelstromsonde zu sehen.

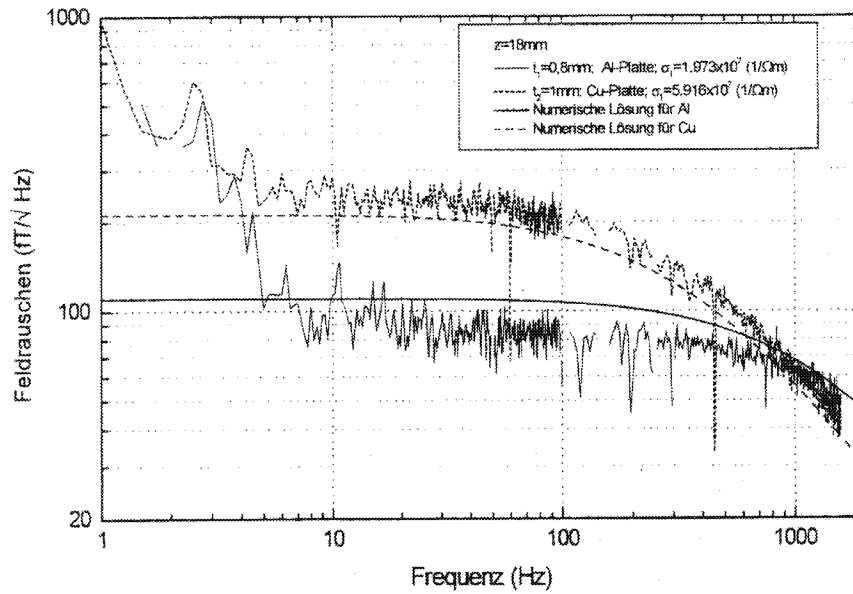


Abbildung 3.20: Gemessenes und theoretisch vorhergesagtes Rauschen einer Kupfer- und Aluminiumplatte der Dicke $t_{\text{Cu}} = 1 \text{ mm}$ bzw. $t_{\text{Al}} = 0,8 \text{ mm}$ im Abstand 18 mm vom Gradiometer nach [3.7].

4. Dreikanalsystem für einen Badkryostat

4.1. Prinzipieller Aufbau der Sensoreinheit

Den prinzipiellen Aufbau der Sensoreinheit stellt *Abbildung 4.1* dar. Unter einer Platine mit drei Koppelspulen befindet sich die Schwingkreisplatine. Bei den Koppelspulen handelt es sich um gedruckte hufeisenförmige Kupferspulen gleichen Durchmessers. Die Schwingkreise bestehen jeweils aus einer handgewickelten Kupferspule, welche mit einem Kondensator der Kapazität $1\ \mu\text{F}$ verlötet ist.

Das SQUID-Substrat wird so unter der Schwingkreisplatine positioniert, daß jede der drei handgewickelten Kupferspulen eines der beiden Gradiometerrohre bedeckt. Statt eines $10 \times 10\text{ mm}$ -Substrats können auch drei einzelne $3,3 \times 10\text{ mm}$ -Substrate verwendet werden.

Die Stärke der induktiven Kopplung zwischen Koppelspule und Schwingkreis bzw. zwischen Schwingkreis und SQUID muß möglichst gut sein. Die Dämpfung ist ein Maß für die Kopplung der Systems und sollte im supraleitenden Zustand des SQUID in der Größenordnung von -20 dB liegen. Nur dann ist ein SQUID-Signal optimaler Qualität zu erwarten.

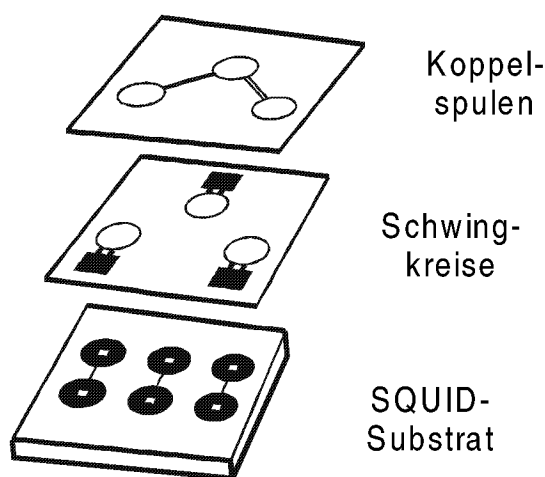


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau der Sensoreinheit. Im Rahmen der Optimierung des Dreikanalsystems wurde er modifiziert. So konnte erst bei Verwendung von drei einzelnen Schwingkreisplatten die für eine optimale Qualität des SQUID-Signals erforderliche Dämpfung in der Größenordnung von -20 dB erzielt werden.

Anstelle der Gradiometer können Magnetometer verwendet werden. Der prinzipielle Aufbau der Sensoreinheit bleibt dabei unverändert.

4.2. Entwicklung des Prototypen

4.2.1. Aufbau des ersten Dreikanalsystems

Zur Herstellung eines Prototypen des Dreikanalsystems wurden verschiedene Sorten von Platinen mit jeweils drei gedruckten hufeisenförmigen Koppelspulen getestet. Ziel war es, den Platinentyp zu finden, der eine möglichst gute Dämpfung lieferte. Gemeinsam war allen Platinen, daß sich auf ihrer Oberseite insgesamt sechs Kupferlötstellen zur Kontaktierung der Spulen befanden. Die Lötstellen werden von nun an mit den Buchstaben A bis F bezeichnet. Von unten gesehen gehören (A, B) zur rechten und (E, F) zur linken Koppelspule (*Abbildung 4.2*), die mittlere Spule konnte durch (C, D) angeschlossen werden. Manche der Platinen besaßen auf ihrer Unterfläche eine Kupferbeschichtung und eine zugehörige siebte Lötstelle (G) auf der Oberseite zur Kontaktierung. Bei anderen fehlte diese Beschichtung. Ein weiterer Unterschied zwischen den Platinen bestand im verschieden großen Durchmesser der Koppelspulen.

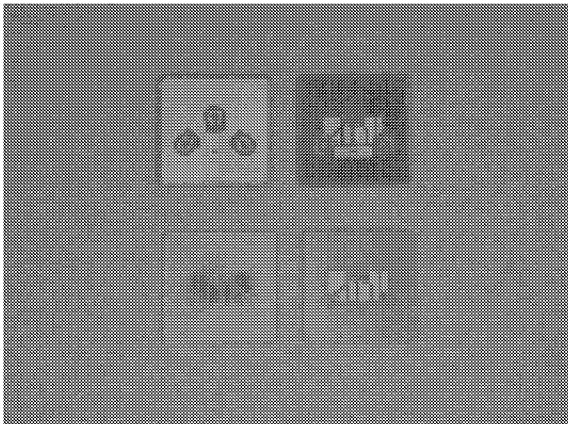


Abbildung 4.2: Zwei Typen von Platinen mit jeweils drei Koppelspulen von unten (links) und von oben (rechts). Die Platinen mit Kupferbeschichtung auf der Unterfläche tragen ein G in ihrem Namen, beispielsweise G994 oder G995.

Nach Anlöten eines Koaxialkabels an (C, D) von Platine G994 positionierte man unter der Koppelspulenplatine eine weitere Platine mit drei Schwingkreisen. Der zur aktiven Koppelspule (C, D) gehörige Schwingkreis wurde nacheinander von verschiedenen Gradiometern bedeckt. Mit einem Frequenzanalysator ermittelte man Resonanzfrequenz und Dämpfung im supraleitenden Zustand des SQUID. Für alle Gradiometer lag die Resonanz bei (700 ± 5) MHz, wobei die Dämpfung (-28 ± 3) dB betrug. Folgende grundlegenden physikalischen Erkenntnisse konnten gewonnen werden:

- Die Lage der Resonanz im Frequenzspektrum wird vom Schwingkreis bestimmt und hängt von Windungszahl und Durchmesser der handgewickelten Kupferspule ab. Generell kamen Spulen mit 2 oder 3 Windungen und einem Durchmesser von 0,8 bis 1,2 mm bei einer Drahtstärke von 0,1 mm zum Einsatz.

- Die relative Position zwischen Koppelspule und Schwingkreis bzw. zwischen Schwingkreis und SQUID beeinflusst die Kopplung des Systems stark. Je exakter die Positionierung der Bauteile erfolgt, desto besser wird die Kopplung, und die Stärke der Dämpfung nimmt zu.
- Weder Resonanzfrequenz noch Dämpfung hängen davon ab, von welchem speziellen Gradiometer der Schwingkreis bedeckt wird.

Unter Berücksichtigung dieser Resultate teste man zur Optimierung der Kopplung mehrere der zur Verfügung stehenden Koppelspulenplatinen mit demselben Gradiometer. Die Platine mit den Schwingkreisen wechselte bei den Versuchen nicht. Auf eine exakte Positionierung der Bauteile wurde stets geachtet. Die Ergebnisse sind in *Tabelle 4.1* zusammengefaßt.

Koppelspulenplatine	Spulendurchmesser (mm)	Dämpfung (dB)
G992	0,9	-1,7
G993	1,0	-4,9
G991	1,2	-7,5
995	1,7	-10,5
G995	1,7	-22,3
994	2,2	-11,1
G994	2,2	-32,5

Tabelle 4.1: Werte der Dämpfung bei Einsatz unterschiedlicher Koppelspulenplatinen im supraleitenden Zustand des Gradiometers. Die Ziffern im Namen der Platinen sind kein Maß für den Spulendurchmesser.

Der Vergleich zwischen Koppelspulendurchmesser und Dämpfung macht deutlich, daß die Erhöhung des Durchmessers von 0,9 auf 2,2 mm die Kopplung des Systems verbessert. Trotz der geringeren Dämpfung im Vergleich zu G995 und G994 lieferten Messungen mit den beiden Platinen ohne Kupferbeschichtung auf der Unterfläche (995 und 994) bessere SQUID-Signale. Daher wurden ausschließlich sie im weiteren eingesetzt.

Der obere Teil von *Abbildung 4.3* zeigt eine Schwingkreisplatine mit drei einzelnen Gradiometern und die Abdeckscheibe des Probenstabes. Das untere Ende des Probenstabes mit angelöteter Koppelspulenplatine 994 ist im unteren Teil dargestellt.

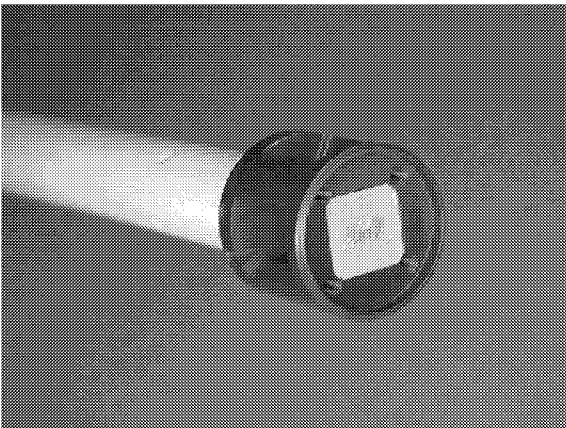
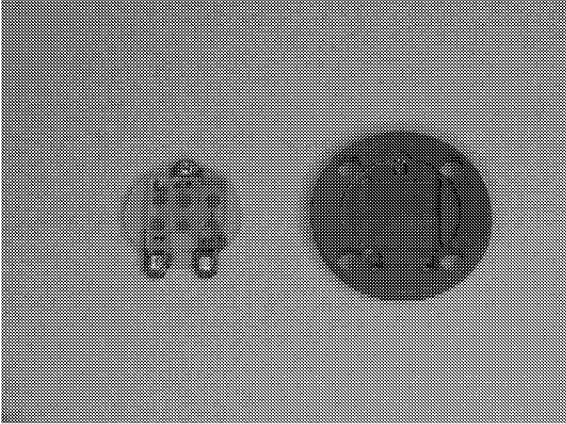


Abbildung 4.3: Schwingkreisplatine mit drei einzelnen Gradiometern und Abdeckscheibe des Probenstabes (oben). Unteres Ende des geöffneten Probenstabes mit angelöteter Koppelspulenplatine 994 (unten).

Bei *Abbildung 4.5* handelt es sich um eine Aufnahme des geschlossenen Stabes. Auf der Abdeckscheibe befindet sich eine weitere Scheibe aus Plexiglas. In sie sind drei Kupferspulen eingelassen. Jede dieser Kupferspulen besteht aus drei Windungen und besitzt einen Durchmesser von 1 mm bei 0,1 mm Drahtstärke. Die Kupferspulen bedeckten bei der Untersuchung des Übersprechens zwischen den SQUIDs die freien Gradiometerrohren und dienten dazu, die Gradiometer separat anzusprechen. Dargestellt werden diese Messungen in Abschnitt 4.3.3.

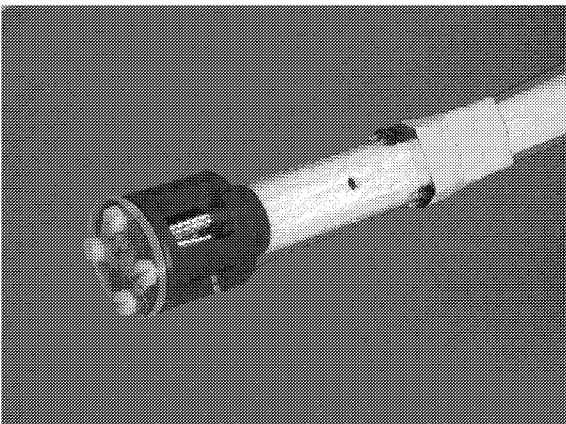


Abbildung 4.4: Geschlossener Probenstab. Auf der Abdeckscheibe sitzt eine weitere Scheibe aus Plexiglas, in der sich drei Kupferspulen zum separaten Anregen der einzelnen Gradiometer befinden.

4.2.2. Untersuchung der Kopplung mit mehreren Kabeln

A. Zwei-SQUID-System

Nach dem Anlöten eines zweiten Koaxialkabels an (A, B) positionierte man unter der Koppelspulenplatine wieder dieselbe Platine mit den drei Schwingkreisen. Die zu den aktiven Koppelspulen (A, B) und (C, D) gehörigen Schwingkreise wurden nacheinander von einem bzw. zwei SQUIDs bedeckt. Gemessen wurden abermals Resonanzfrequenz und Dämpfung im supraleitenden Zustand des Gradiometers. Ziel war es herauszufinden, ob sich die Kopplungseigenschaften des Systems beim Übergang vom Ein- auf das Zwei-SQUID-System ändern.

Kombination	Resonanzfrequenz (MHz)	Dämpfung (dB)
SQUID auf (A, B)	845	-8,1
SQUID auf (C, D)	705	-11,4
SQUID auf (A, B) (C, D) frei	840 644	-8,5 -20,4
(A, B) frei SQUID auf (C, D)	760 708	-19,8 -11,1

Tabelle 4.2: Kopplungseigenschaften des Zwei-SQUID-Systems mit zwei Kabeln.

Die Untersuchungen führten zu weiteren grundlegenden physikalischen Erkenntnissen:

- Ein Schwingkreis, der von einem Gradiometer bedeckt wird, besitzt im kalten Zustand eine Resonanzfrequenz, die im Vergleich zum unbedeckten Schwingkreis zu höheren Werten verschoben ist. Dies ist auf eine Verringerung der Induktivität zurückzuführen:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}} \quad \Leftrightarrow \quad f_0 = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{L \cdot C}}$$

- Bedeckt man einen Schwingkreis mit einem Gradiometer und kühlt man das System ab, so mißt man eine Dämpfung, die im Vergleich zum System mit unbedecktem Schwingkreis schwächer ist.
- Die Resultate, dargestellt in den *Tabellen 4.1* und *4.2*, machen deutlich, daß sich die Dämpfung beim Übergang vom Ein- auf das Zwei-SQUID-System nicht ändert. Sie lag bei Verwendung von Koppelspulenplatine 994 bislang immer in der Größenordnung von -10 dB, unabhängig davon, ob ein oder zwei Gradiometer zum Einsatz kamen.

B. Drei-SQUID-System

Die zuvor geschilderte Messung zur Ermittlung von Resonanzfrequenz und Dämpfung wurde nach Anlöten eines dritten Koaxialkabels an (E, F) mit derselben Schwingkreisplatine und insgesamt drei Gradiometern wiederholt.

Tabelle 4.3 kann man erneut entnehmen, daß ein Schwingkreis, der mit einem supraleitenden SQUID bedeckt ist, eine höhere Resonanzfrequenz und eine schwächere Dämpfung aufweist als ein unbedeckter Schwingkreis.

Beim Übergang vom Zwei- auf das Drei-SQUID-System ändern sich Resonanzfrequenz und Dämpfung nur unwesentlich. Letztere bleibt in der Größenordnung von -10 dB.

Kombination	Resonanzfrequenz (MHz)	Dämpfung (dB)
SQUID auf (A, B)	842	-9,5
SQUID auf (C, D)	702	-11,7
SQUID auf (E, F)	812	-16,7
(A, B) frei	764	-19,7
SQUID auf (C, D)	708	-12,0
SQUID auf (E, F)	814	-17,0
SQUID auf (A, B)	832	-9,1
(C, D) frei	644	-18,0
SQUID auf (E, F)	812	-16,9
SQUID auf (A, B)	814	-8,7
SQUID auf (C, D)	698	-11,4
(E, F) frei	738	-27,0
SQUID auf (A, B)	835	-9,2
(C, D) frei	644	-22,5
(E, F) frei	738	-25,0
(A, B) frei	764	-18,9
SQUID auf (C, D)	708	-12,1
(E, F) frei	736	-24,7
(A, B) frei	764	-20,0
(C, D) frei	644	-19,7
SQUID auf (E, F)	816	-15,7

Tabelle 4.3: Kopplungseigenschaften des Drei-SQUID-Systems mit drei Kabeln.

4.2.3. Untersuchung der Kopplung mit einem Kabel

A. Zwei-SQUID-System

Zu Beginn der Messungen mit einem Kabel mußte eine Serienschaltung zweier Gradiometer hergestellt werden. Dazu schloß man die Kupferlötstellen B und C auf der Oberseite der Kopplerspulenplatte kurz und lötete das Koaxiakabel an A und D an (*Abbildung 4.2*). Ziel der Untersuchungen war es herauszufinden, ob sich die Kopplungseigenschaften des Systems durch die Herstellung der Serienschaltung ändern. Darüber hinaus sollte der Zusammenhang zwischen den Kopplungseigenschaften und der Qualität der SQUID-Signale besser verstanden werden. Die Sensoreinheit wurde aus diesem Grunde über eine SQUID-Elektronik 3.0 ausgelesen und die Signale der Gradiometer auf einem Oszilloskop dargestellt. *Abbildung 4.6* gibt Sensoreinheit und SQUID-Elektronik schematisch wieder.

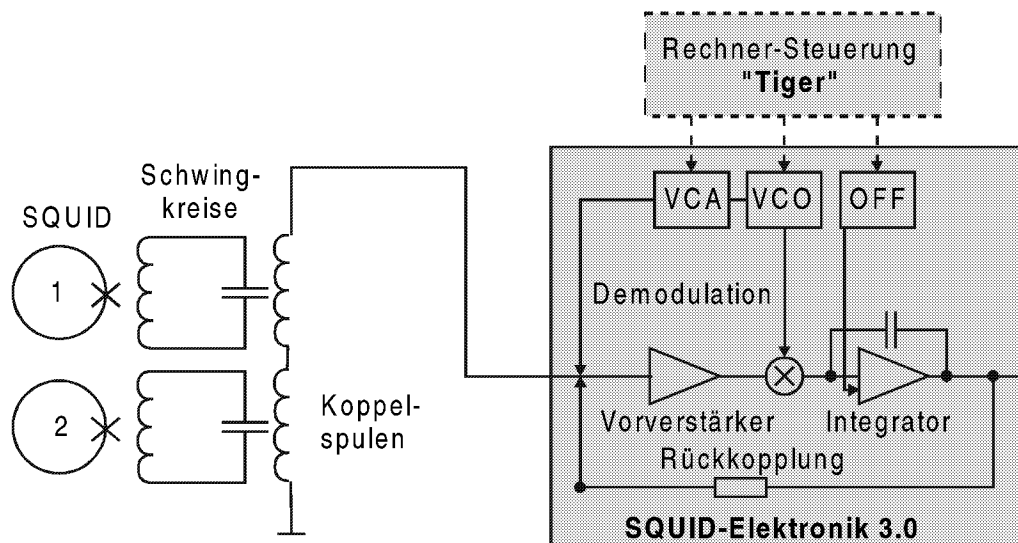


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung des Zwei-SQUID-Systems ausgelesen über ein Kabel und eine SQUID-Elektronik.

Das Umschalten zwischen den beiden Gradiometern erfolgte durch Anwahl der Resonanzfrequenz der Schwingkreise. Im weiteren wird sie auch als „Arbeitsfrequenz“ der Schwingkreise bezeichnet. Zur Einstellung der Arbeitsfrequenz variierte man VCO. Der Zusammenhang zwischen VCO und Frequenz ist für jede SQUID-Elektronik unterschiedlich und im Anhang für die beiden Elektroniken 3.0 und 3.5 grafisch dargestellt. VCA und OFF dienen der Abstimmung von Amplitude und Offset. VCO, VCA und OFF wurden über eine „Tiger“-Steuerung eingestellt.

Tabelle 4.4. kann man die Werte von VCO, VCA und OFF entnehmen, bei denen man SQUID-Signale auf dem Oszilloskop erkannte.

SQUID	VCO	VCA	OFF
auf (A, B)	2510	0920	2777
auf (C, D)	0660	0920	2457

Tabelle 4.4: Erforderliche Einstellungen von VCO, VCA und OFF bei der Serienschaltung zweier Gradiometer unter Verwendung der SQUID-Elektronik 3.0.

Bei *Abbildung 4.7* handelt es sich um ein Frequenzspektrum des Zwei-SQUID-Systems. Deutlich erkennbar sind die beiden Resonanzen bei 679 und 816 MHz. Die Werte der Dämpfung betrugen -5,7 und -9,5 dB.

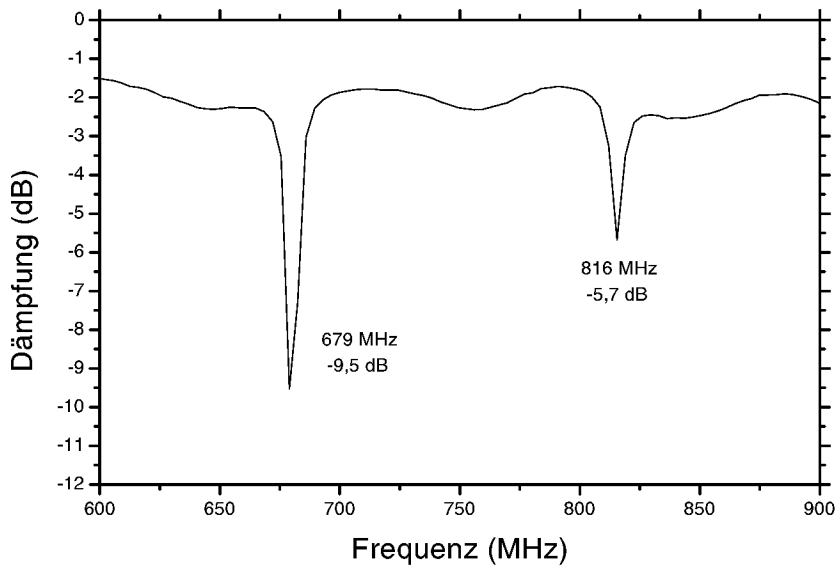


Abbildung 4.7: Frequenzspektrum der Serienschaltung zweier Gradiometer.

Neue physikalische Erkenntnisse resultierten aus den Untersuchungen, welche am Zwei-SQUID-System, ausgelesen über ein Kabel und eine SQUID-Elektronik, durchgeführt wurden:

- Die Herstellung einer Serienschaltung von Gradiometern führt dazu, daß sich die Kopplung des Systems verschlechtert. Dämpfungen in der Größenordnung von -10 dB konnten nicht mehr erzielt werden.
- Zwar konnte man die SQUID-Signale auf den Oszilloskop erkennen, doch waren sie wegen der unzureichenden Dämpfung ziemlich schwach. Außerdem kam es zu Überlagerungen der Signale, was auf eine gegenseitige Beeinflussung der Gradiometer hindeutete.

B. Drei-SQUID-System

Im weiteren wurde versucht, drei Gradiometer über ein Kabel und eine SQUID-Elektronik auszulesen. Dazu schloß man die Kupferlötstellen B und C sowie D und E auf der Oberseite der Koppelspulenplatine kurz und lötete das Koaxialkabel an A und F an (Abbildung 4.2). Abbildung 4.8 kann man den schematischen Aufbau von Sensoreinheit und SQUID-Elektronik 3.0 entnehmen. Die Werte von VCO, VCA und OFF, bei denen man die SQUID-Signale auf dem Oszilloskop erkannte, sind in Tabelle 4.5 zusammengefaßt.

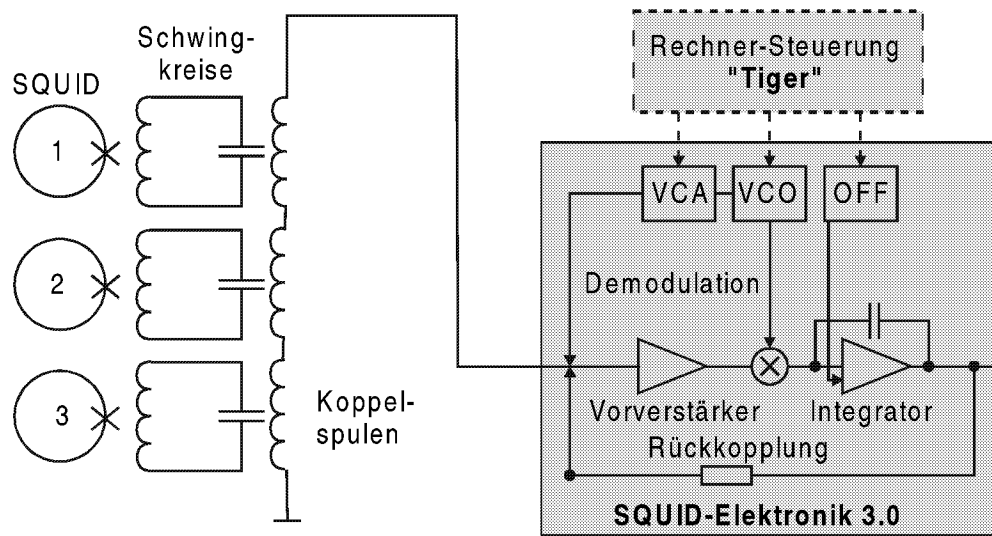


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung des Drei-SQUID-Systems ausgelesen über ein Kabel und eine SQUID-Elektronik.

SQUID	VCO	VCA	OFF
auf (A, B)	2200	1020	0767
auf (C, D)	0450	0950	2477
auf (E, F)	1525	1000	2731

Tabelle 4.5: Erforderliche Einstellungen von VCO, VCA und OFF bei der Serienschaltung dreier Gradiometer unter Verwendung der SQUID-Elektronik 3.0.

Am Frequenzspektrum in Abbildung 4.9 ist deutlich erkennbar, daß sich beim Übergang vom Zwei- auf das Drei-SQUID-System die Kopplung weiter verschlechtert. Die geringfügige Verschiebung der Resonanzfrequenz zwischen den einzelnen Meßreihen ist auf minimale Verformungen der Schwingkreis-Kupferspulen durch häufiges Einkühlen, Erwärmen und Hantieren mit dem Probenstab zurückzuführen.

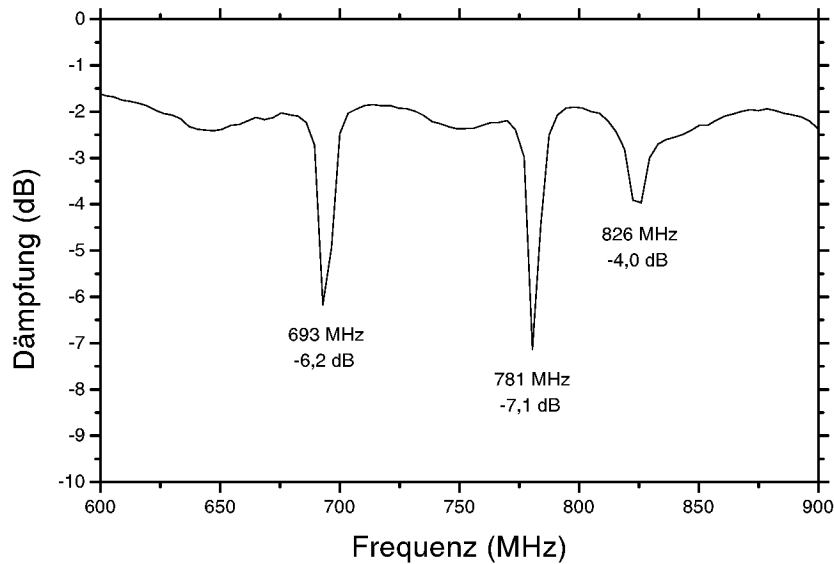


Abbildung 4.9: Frequenzspektrum der Serienschaltung dreier Gradiometer vor der Optimierung mittels Vespelfolien. Die Werte der Dämpfung sind im Vergleich zu *Abbildung 4.8* um ca. 30 % vermindert.

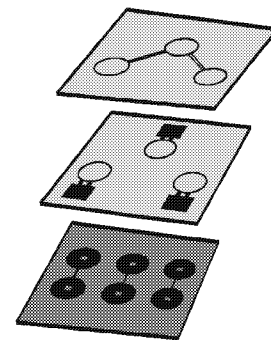
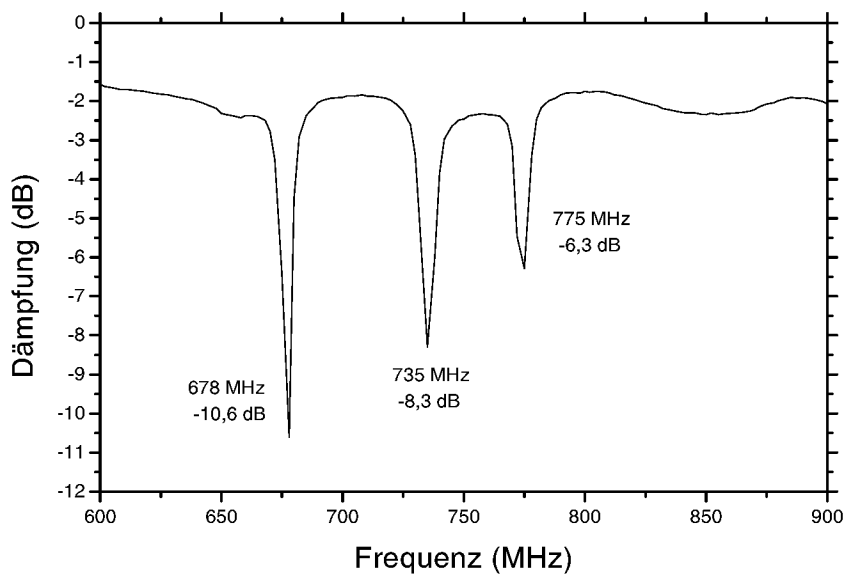


Abbildung 4.10: Frequenzspektrum der Serienschaltung dreier Gradiometer nach der Optimierung mittels Vespelfolien. Unter dem SQUID auf (A, B) befand sich eine, unter dem auf (C, D) keine Vespelfolie. Zwischen dem Gradiometer auf (E, F) und dem zugehörigen Schwingkreis lagen drei Folien.

Versuche, bei denen unter alle drei SQUIDs bis zu vier Vespelfolien der Dicke 0,1 mm gelegt wurden, lieferten interessante Ergebnisse:

- Mit wachsender Distanz des Gradiometers zum Schwingkreis verschiebt sich die Lage der Resonanz im Frequenzspektrum zu niedrigeren Werten. Dies ist auf eine Erhöhung der Induktivität zurückzuführen.
- Die Kopplung des Systems erreichte bei einer bestimmten Entfernung des SQUID vom Schwingkreis ihr Optimum. Legte man jedoch vier oder mehr Vespelfolien unter ein Gradiometer, verschwand der Resonanzpeak vollständig.
- Erst nach der Optimierung des Drei-SQUID-Systems mit Vespelfolien fand man regelmäßig alle drei SQUID-Signale durch Variation von VCO. Wegen der immer noch unzureichenden Dämpfung waren sie allerdings ziemlich schwach. Die Überlagerungen der SQUID-Signale war erheblich, die gegenseitige Beeinflussung der Gradiometer offensichtlich sehr stark.

Erst die Umgestaltung der Sensoreinheit führte zu deutlich besseren Kopplungseigenschaften des Systems und zur Beseitigung störender Überlagerungen der SQUID-Signale. Daraufhin war es problemlos möglich, die Signale der drei Gradiometer einzustellen und den verschiedenen SQUIDs eindeutig zuzuordnen. Die experimentellen Arbeiten, die dazu erforderlich waren, werden im nächsten Abschnitt detailliert beschrieben.

4.3. Optimierte Dreikanalsystem für Gradiometer

4.3.1. Bedeutende physikalische Erkenntnisse

A. Umgestaltung der Sensoreinheit

Zu Beginn der Versuche zerschnitt man eine 10×10 mm-Platine mit drei Koppelspulen so, daß man drei Einzelteile der Größe $3,3 \times 10$ mm erhielt, auf denen sich jeweils eine der ursprünglichen Spulen befand. Die Einzelteile positionierte man im Abstand $d = 2$ mm parallel zueinander. Der Luftspalt zwischen ihnen wurde zur Herstellung einer Serienschaltung der Spulen mit schmalen Streifen aus Kupferblech überbrückt. Analog dazu zerschnitt man auch eine Schwingkreisplatine in drei längliche Einzelteile, die jeweils einen Schwingkreis mit Kondensator trugen. Sie werden von nun an als „Einzelschwingkreisplatinen“ bezeichnet.

Die Schwingkreise saßen wie üblich unter den Koppelspulen, und jeder Schwingkreis wurde von einem Gradiometer bedeckt. Der Abstand $d = 2$ mm führte dazu, daß auch zwischen den drei einzelnen $3,5 \times 10$ mm-SQUID-Substraten ein 2 mm breiter Luftspalt existierte. Diese provisorische Anordnung lieferte nach Abkühlen in flüssigem Stickstoff drei deutliche SQUID-Signale, wobei sämtliche Überlagerungen verschwanden.

Ziel der weiteren Untersuchungen war es abzuklären, ob die Verwendung von Einzelschwingkreisplatinen oder lediglich der vergrößerte Abstand zwischen den Gradiometer-Substraten zur verbesserten Qualität der Signale führte. Dazu wurden Resonanzfrequenz und Dämpfung für alle drei Gradiometer in Abhängigkeit des Abstandes zwischen den Einzelschwingkreisplatinen bzw. den Gradiometer-Substraten aufgezeichnet und verglichen.

B. Systematische Untersuchungen

Für die Messungen kamen neue Koppelspulenplatinen zum Einsatz, bei denen die Spulen jeweils unterschiedlich weit auseinander lagen. Die Platinen mußten daher nicht mehr zerschnitten und mit Kupferblechstreifen überbrückt werden. Der Spulendurchmesser betrug einheitlich 2,0 mm.

Der Abstand d zwischen den Einzelschwingkreisplatinen bzw. den Gradiometer-Substraten betrug in der Versuchsreihe 4, 3, 2, 1 und 0 mm. Auch im 0 mm-Fall, bei dem die SQUIDs unmittelbar nebeneinander lagen, wurden Einzelschwingkreisplatinen verwendet. Die Ergebnisse sind in *Tabelle 4.6* dargestellt. Da im weiteren unter allen drei Koppelspulen stets ein Schwingkreis mit Gradiometer lag, werden die SQUIDs von nun an mit „1“, „2“ und „3“ bezeichnet und nicht mehr mit den Buchstaben der einzelnen Koppelspulen.

d (mm)	SQUID	Resonanzfrequenz (MHz)	Dämpfung (dB)
4	1	708	-15,8
4	2	836	-13,0
4	3	918	-16,1
3	1	708	-16,2
3	2	834	-10,9
3	3	914	-14,7
2	1	710	-15,1
2	2	834	-11,1
2	3	921	-16,5
1	1	710	-15,3
1	2	835	-12,5
1	3	918	-15,9
0	1	710	-14,7
0	2	834	12,1
0	3	918	-14,0

Tabelle 4.6: Eigenschaften des Drei-SQUID-Systems. Der Abstand zwischen den Einzelschwingkreisplatten bzw. den Gradiometer-Substraten betrug 4, 3, 2, 1 und 0 mm.

Offensichtlich hat der Abstand zwischen den Einzelschwingkreisplatten bzw. den Gradiometer-Substraten keinen Einfluß auf Resonanzfrequenz und Dämpfung. Die drei SQUID-Signale waren darüber hinaus immer deutlich erkennbar, und in keinem der Fälle traten störende Überlagerungen auf.

Zur besseren Abgrenzung des 0 mm-Falles von den Messungen des Abschnitts 4.2.3 positionierte man dieselben SQUIDs auf einer der ursprünglichen zusammenhängenden Platinen mit drei Schwingkreisen. Daraufhin kam es erneut zu den gewohnten Überlagerungen der Signale. Bedeutende physikalische Erkenntnisse waren damit gewonnen:

- Die insgesamt besseren Kopplungseigenschaften des Systems sind darauf zurückzuführen, daß bei Verwendung von Einzelschwingkreisplatten eine wesentlich exaktere Positionierung der Einzelteile möglich ist.
- Die Qualität der Gradiometer-Signale, die nicht vom Abstand der SQUIDs abhängt, läßt sich durch den Einsatz von Einzelschwingkreisplatten entscheidend erhöhen. Der Luftspalt zwischen den Einzelschwingkreisplatten, der für einen dielektrischen Übergang von $\varepsilon \sim 5$ auf $\varepsilon = 1$ sorgt, unterbindet die Hochfrequenz-Kopplung der Gradiometer über das Platinenmaterial.

4.3.2. Bestandteile des optimierten Gradiometersystems

Auf Basis der neu gewonnenen Erkenntnisse erfolgte die Optimierung des Dreikanalsystems, die aus einer Umgestaltung der Sensoreinheit bestand. Das Resultat zeigt *Abbildung 4.11*.

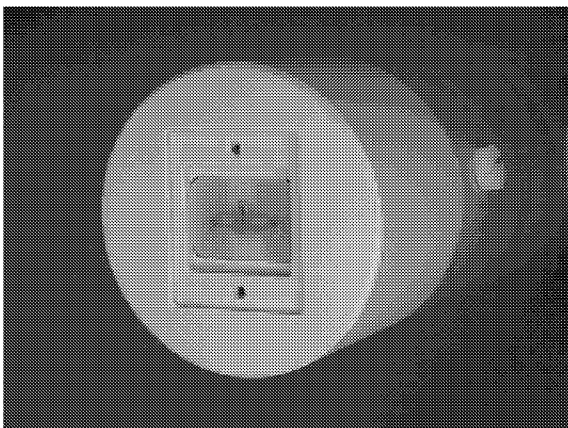
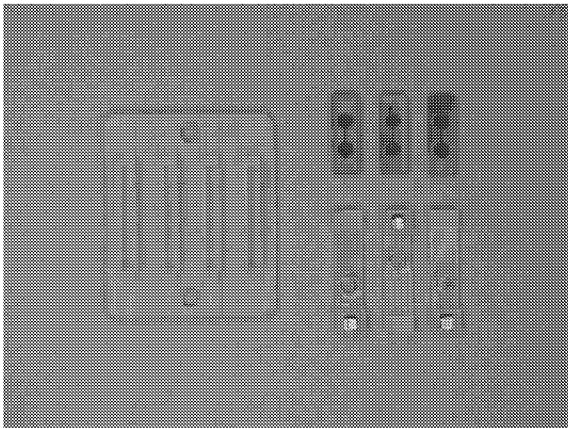


Abbildung 4.11: Einzelschwingkreisplatinen, Gradiometer und Abdeckung des Probenstabes für das optimierte Dreikanalsystem (oben). In der Abdeckung befinden sich vier Abstandshalter der Breite 1,7 mm, die eine sehr exakte und stabile Positionierung der Einzelteile ermöglichen. Unteres Ende des geöffneten Probenstabes für das optimierte Dreikanalsystem mit Koppelspulenplatine (unten).

Das optimierte Dreikanalsystem ermöglichte es, eine Multiplexmessung mit drei Gradiometern durchzuführen. Kapitel 6 widmet sich dem Funktionsprinzip und der Durchführung des Multiplexens.

Darüber hinaus wurde der Probenstab so konstruiert, daß er in einen Badkryostat paßte, der Messungen am Scantisch erlaubte. Diese Messungen werden in Kapitel 7 beschrieben.

Abbildung 4.12 stellt das Frequenzspektrum des optimierten Dreikanalsystems dar. Der Vergleich mit *Abbildung 4.10* verdeutlicht, daß sich die Kopplung des Systems um mehr als einen Faktor 2 verbessert hat. Windungszahl und Durchmesser der Schwingkreise wurden so gewählt, daß zwei benachbarte Resonanzen jeweils 100 MHz auseinander lagen.

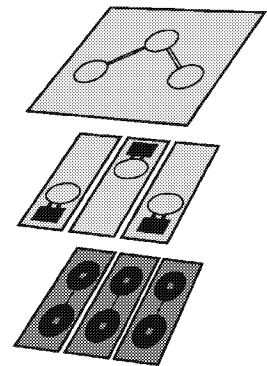
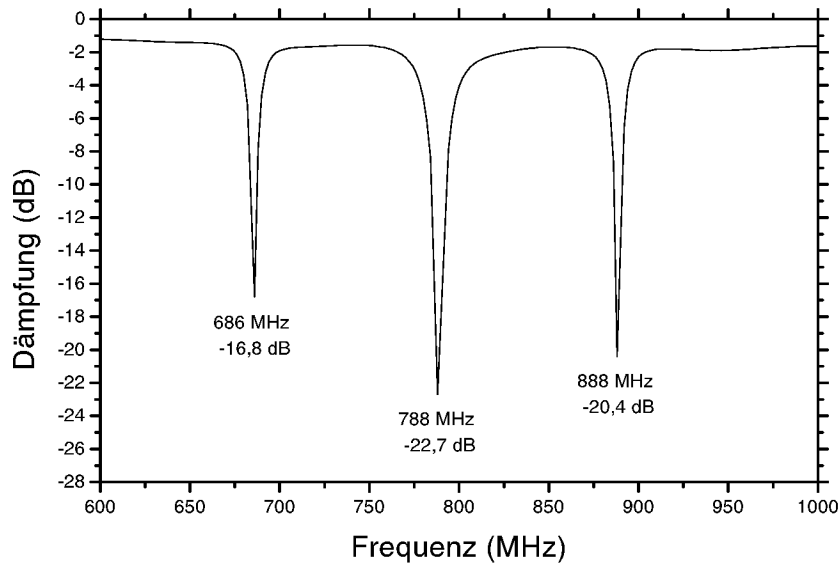


Abbildung 4.12: Frequenzspektrum der Serienschaltung dreier Gradiometer nach der Umgestaltung der Sensoreinheit. Die sehr exakte und stabile Positionierung der Einzelteile verbesserte die Kopplung des Systems um mehr als einen Faktor 2. Durch den Luftspalt zwischen den Einzelschwingkreisplatinen steigerte sich die Qualität der SQUID-Signale erheblich.

4.3.3. Übersprechen am optimierten Gradiometersystem

A. Experiment

Das Gradiometersystem ist nur dann praxistauglich, wenn alle SQUIDs unabhängig voneinander betrieben werden können. Aus diesem Grunde wurde das Übersprechen zwischen den drei Gradiometern untersucht. Bei *Abbildung 4.13* handelt es sich um einen Ausschnitt aus dem Versuchsaufbau.

Zum Ansprechen eines bestimmten Gradiometers gab man über einen Frequenzgenerator ein Signal ($U_G = 100 \text{ mV}$, $I_G = 2 \text{ mA}$, $f_G = 175 \text{ Hz}$) auf die darüber liegende Kupferspule in der Plexiglasscheibe. Gleichzeitig wurde die Amplitude des Ausgangssignals für alle drei SQUIDs gemessen. Die ermittelten Werte sind *Tabelle 4.7* zu entnehmen.

Wie zu erwarten, reagierte das angeregte Gradiometer wesentlich stärker als die beiden anderen. Während der benachbarte SQUID noch eine meßbare Ausgangsamplitude lieferte, zeigte der übernächste gar keine Reaktion mehr.

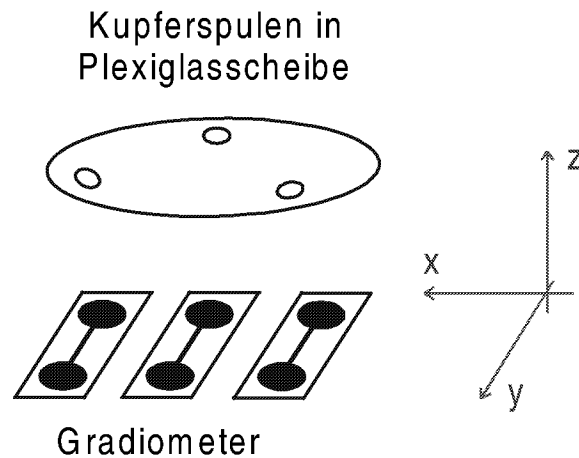


Abbildung 4.13: Anordnung von Gradiometern und Anregungsspulen zur Messung des Übersprechens zwischen den Kanälen.

angeregter SQUID	Ausgangsamplitude der SQUIDs (mV)		
	1	2	3
1	350	75	0
2	75	500	95
3	0	65	850

Tabelle 4.7: Amplituden der Ausgangssignale der drei Gradiometer bei Anregung von jeweils nur einem SQUID.

B. Theorie

In diesem Abschnitt wird die theoretisch zu erwartende Reaktion der drei SQUIDs auf das Magnetfeld der Kupferspule dargestellt und mit den experimentell ermittelten Werten verglichen.

Ausgangspunkt der theoretischen Überlegung bildet die Berechnung des Betrages der z-Komponente des Fernfeldes der Kupferspule am Ort der drei Gradiometer. Für sie gilt:

$$B_F^z = \mu_0 \cdot I \cdot \frac{3 \cdot m_z \cdot z^2 - (x^2 + y^2 + z^2) \cdot m_z}{(x^2 + y^2 + z^2)^{5/2}}$$

Dabei ist R der Spulendurchmesser von 1 mm. Die relative Lage zwischen dem Mittelpunkt der Kupferspule und dem jeweiligen SQUID bestimmt x, y und z. Während y und z am Ort der drei Gradiometer gleich groß sind, unterscheidet sich die Position zweier benachbarter SQUIDs in x-Richtung um jeweils 5 mm. Der Abstand vom 1,7 mm zwischen den beiden

Substraten geht in diesem Wert mit ein. Die z-Komponente des Nahfeldes der Kupferspule ist gegeben durch:

$$B_N^z = \frac{3}{2} \cdot \mu_0 \cdot I \cdot \frac{R^2}{(R^2 + z^2)^{3/2}}$$

Aus der Bedingung

$$B_F^z = B_N^z \quad \text{für } z \rightarrow \infty$$

kann das magnetische Moment m_z ermittelt werden. Mit dem Wert von m_z erhält man nun den Betrag der z-Komponente des Fernfeldes in Abhängigkeit von x. Das Resultat veranschaulicht *Abbildung 4.14*.

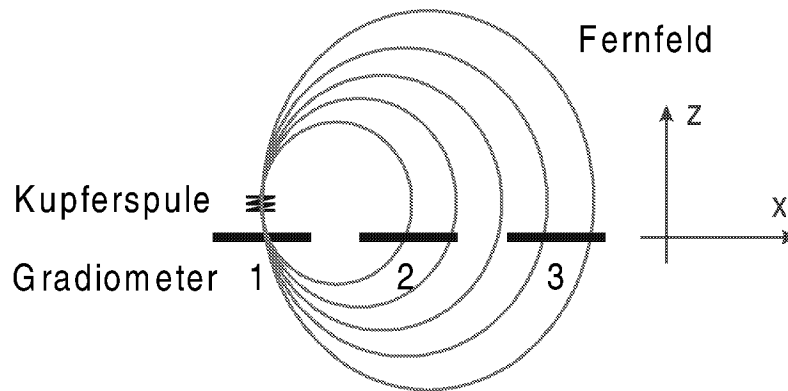


Abbildung 4.14: Darstellung der Fernfeldes der Kupferspule. Die Gradiometer registrieren jeweils die z-Komponente B_F^z .

Die Theorie bestätigt, daß das direkt angesprochene SQUID 1 vom Feld der Kupferspule am meisten spürt. Zwischen den Gradiometern 1 und 2 nimmt der Betrag der z-Komponente des Fernfeldes bei $x = 2,8$ mm ein Minimum an und steigt dann bis zu $x = 4$ mm wieder an. Für noch größer werdenden x-Abstand von SQUID 1, d.h. $x > 4$ mm, nimmt der Betrag der z-Komponente kontinuierlich ab (*Abbildung 4.15*). SQUID 2 müßte folglich auf das Feld der Kupferspule stärker reagieren als SQUID 3.

Die experimentellen Beobachtungen stimmen mit dem Resultat der Berechnung weitgehend überein. Daß die Ausgangsamplitude des zweiten SQUID 21 % der Ausgangsamplitude des angesprochenen SQUID 1 beträgt, steht im Widerspruch zur Theorie. Nach ihr sollte das Verhältnis der Ausgangsamplituden lediglich 1,5 % betragen.

Ungenauigkeiten bei der Fertigung der Gradiometer führen dazu, daß die beiden Gradiometertoren nicht gleich groß sind. Die Differenz zwischen Theorie und Experiment dürfte auf

diesen Effekt und insbesondere auf eine leichte Verkipfung der Kupferspulen in der Plexiglasscheibe zurückzuführen sein. Der unabhängige Betrieb der drei Gradiometer des Dreikanalsystems konnte dennoch zweifelsfrei nachgewiesen werden.

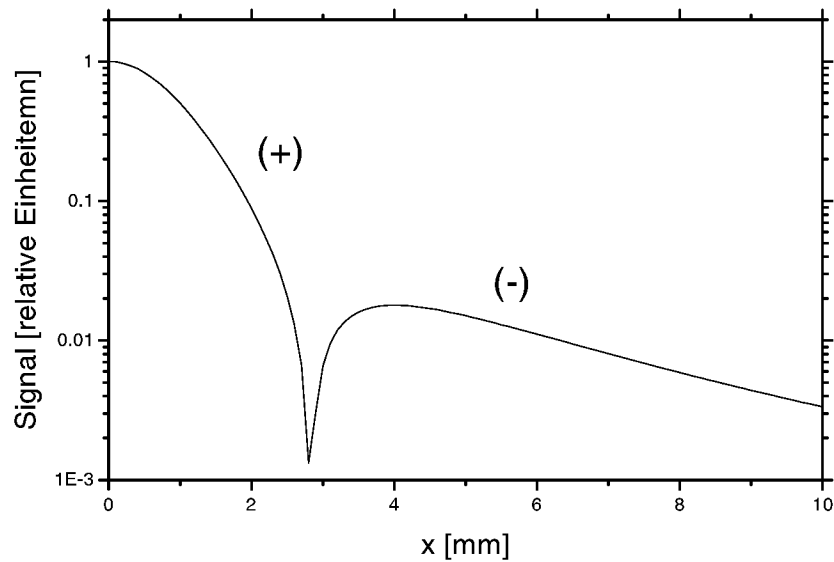


Abbildung 4.15: Berechnetes Signal eines Gradiometers in Abhängigkeit seines x -Abstandes zur anregenden Kupferspule gemäß *Abbildung 4.14*.

4.4. Optimiertes Dreikanalsystem für Magnetometer

4.4.1. Bestandteile des optimierten Magnetometersystems

Das dreikanaliges System für Magnetometer wurde in Analogie zum optimierten Gradiometersystem entwickelt. Somit erfolgte die Systementwicklung auf Basis der am Gradiometersystem gewonnenen physikalischen Erkenntnisse.

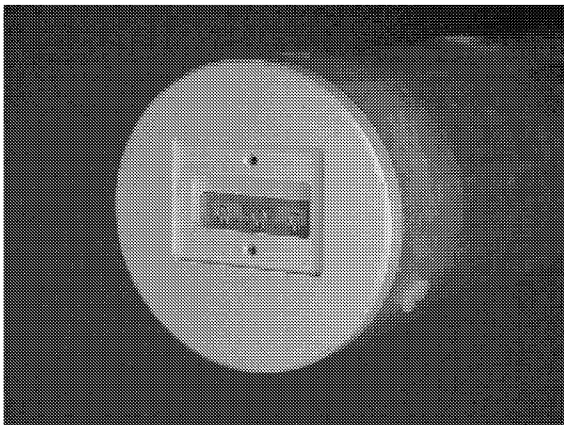
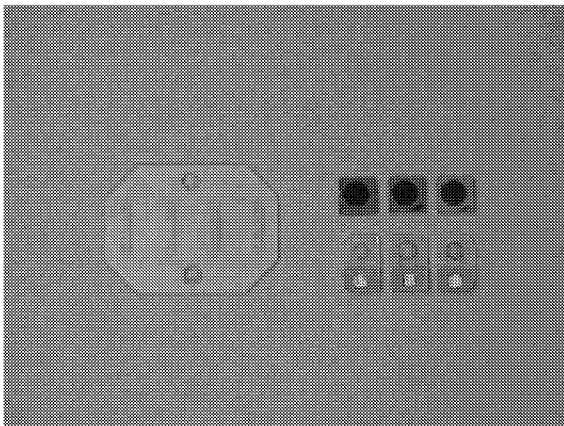


Abbildung 4.16: Einzelschwingkreisplatten, Magnetometer und Abdeckung des Probenstabes für das optimierte Dreikanalsystem (oben). In der Abdeckung befinden sich vier Abstandshalter der Breite 0,8 mm, die eine sehr exakte und stabile Positionierung der Einzelteile ermöglichen. Unteres Ende des geöffneten Probenstabes für das optimierte Dreikanalsystem mit Koppelspulenplatine (unten).

Abbildung 4.17. zeigt das Frequenzspektrum des dreikanaligen Magnetometersystems. Der Vergleich mit dem Frequenzspektrum des optimierten Gradiometersystems verdeutlicht, daß beide Systems ähnliche Kopplungseigenschaften aufweisen.

Die Stärke der Kopplung hängt nicht davon ab, ob Gradiometer oder Magnetometer zum Einsatz kommen, sie wird vielmehr vom speziellen Systemaufbau bestimmt.

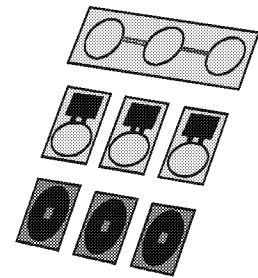
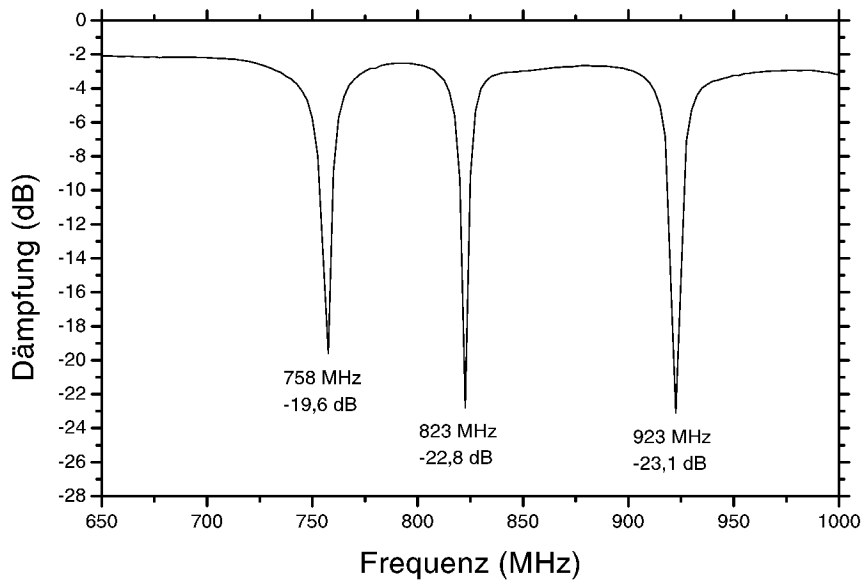


Abbildung 4.17: Frequenzspektrum der Serienschaltung dreier Magnetometer. Das dreikanalige Magnetometersystem wurde in Analogie zum optimierten Gradiometersystem entwickelt.

4.4.2. Übersprechen am optimierten Magnetometersystem

Die Untersuchung des Übersprechens am Magnetometersystem erfolgte in Analogie zu den entsprechenden Versuchen mit drei Gradiometern (Abschnitt 4.3.3).

Abbildung 4.18 gibt den wesentlichen Teil des Versuchsaufbaus wieder. Die Magnetometer wurden drei Kupferspulen des Durchmessers 1 mm in einer Plexiglasscheibe verwendet, auf die man ein Signal ($U_G = 100$ mV, $I_G = 2$ mA, $f_G = 175$ Hz) gab. Gleichzeitig wurde die Amplitude des Ausgangssignals für alle drei SQUIDs gemessen. Die ermittelten Werte sind in Tabelle 4.8 zusammengefaßt.

Der unabhängige Betrieb der SQUIDs konnte am Magnetometersystem noch deutlicher nachgewiesen werden als am Gradiometersystem. Wie man erkennt, lieferte nur das direkt angesprochene SQUID eine Ausgangsamplitude, während die beiden anderen Magnetometer keine meßbare Reaktion mehr zeigten.

Die experimentellen Beobachtungen stimmen mit dem Resultat der Berechnung (Abschnitt 4.3.3) ausgezeichnet überein. Offenbar konnten die Kupferspulen für die Messung des Übersprechens am Magnetometersystem ohne spürbare Verkipfung in die Plexiglasscheibe eingebracht werden.

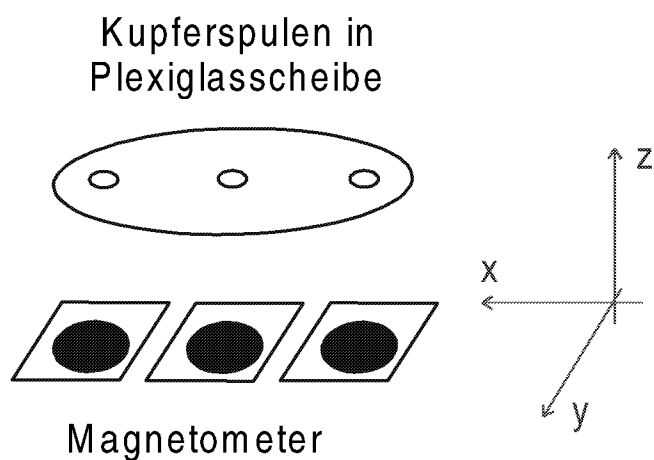


Abbildung 4.18: Anordnung von Magnetometern und Anregungsspulen zur Messung des Übersprechens zwischen den Kanälen.

angeregter SQUID	Ausgangsamplitude der SQUIDs (mV)		
	1	2	3
1	720	0	0
2	0	1300	0
3	0	0	880

Tabelle 4.8: Amplituden der Ausgangssignale der drei Magnetometer bei Anregung von jeweils nur einem SQUID.

5. Dreikanalsystem in lageunabhängiger Form

5.1. Bestandteile des mobilen Systems

Abbildung 5.1 zeigt den mobilen Minikryostat von oben (links) und unten (rechts). Durch die Öffnung in der Mitte seiner Oberseite wird der Kryostat mit flüssigem Stickstoff befüllt. Die Kabel zum Abgreifen des SQUID-Signals und der Temperatur werden ebenfalls an der Oberseite kontaktiert. Über das Ventil kann das Innere des Kryostat evakuiert werden. Zur Anregung der Wirbelströme im Metall dient eine Anregungsspule, die auf der Unterseite des Kryostat befestigt werden kann.

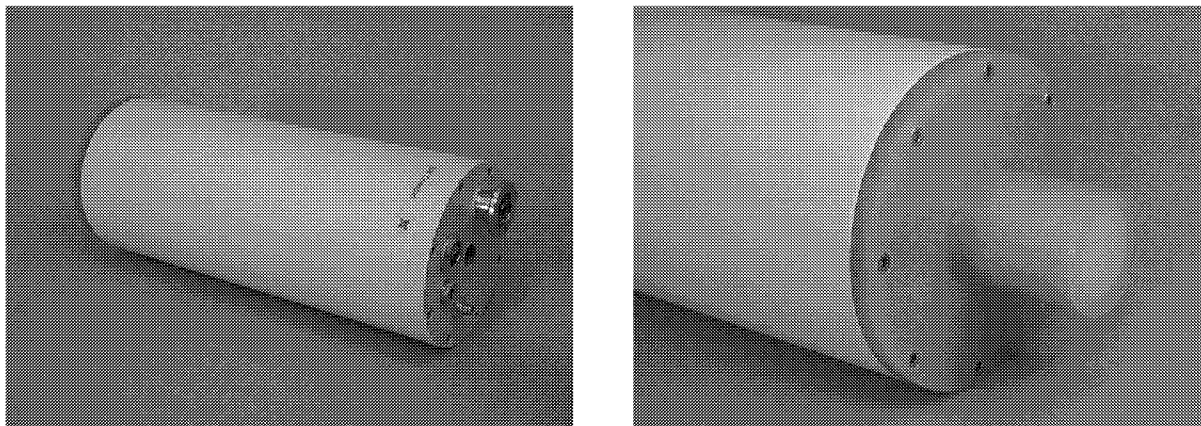


Abbildung 5.1: Mobiler Minikryostat für die Flugzeugwand von oben (links) und unten (rechts).

5.2. Prinzip der Lageunabhängigkeit

Das Prinzip der Lageunabhängigkeit demonstriert die vereinfachte schematische Darstellung in *Abbildung 5.2* für ein einkanaliges SQUID-System. Koppelspule und Schwingkreis sitzen über dem SQUID, wurden allerdings nicht eingezeichnet. Vernachlässigt wurden darüber hinaus das Kabel zur Koppelspule, der Thermowiderstand und das Isolationsmaterial, welches sich direkt unterhalb der äußeren Hülle befindet. Da das Einfüllrohr bis in die Mitte des Kupfertanks reicht, bleibt auch bei einer Drehung des Kryostat um 180 Grad Stickstoff im Tank zurück. Mit dem Kupfertank wird der Kupferblock kalt, der auf der Unterseite des Tanks befestigt ist. Der Kupferblock leitet die Kälte über einen Saphirfinger an Koppelspule, Schwingkreis und SQUID weiter. Die Titanhülle, welche über den Saphirfinger geschoben und auf den Kupferblock geschraubt wird, dient der elektromagnetischen Abschirmung des Sensors.

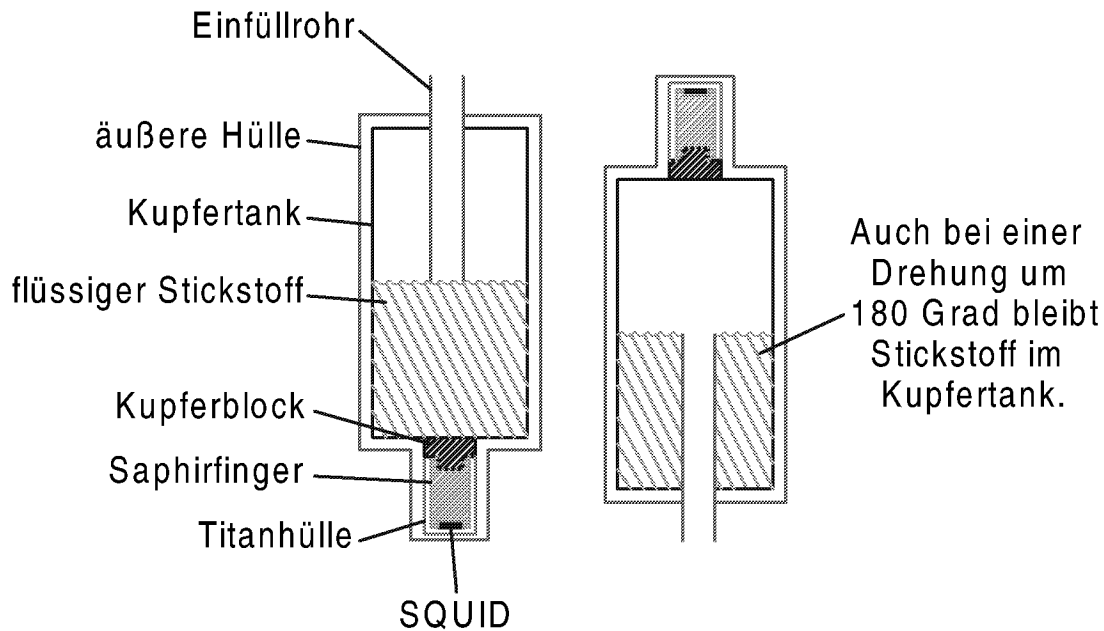


Abbildung 5.2: Vereinfachte schematische Darstellung des Querschnitts durch den Minikryostat wie er im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut wurde.

Abbildung 5.3 gibt das Frequenzspektrum des SQUID im Minikryostat wieder. Wie die optimale Kopplung vermuten ließ, lieferte der SQUID ein Signal sehr guter Qualität.

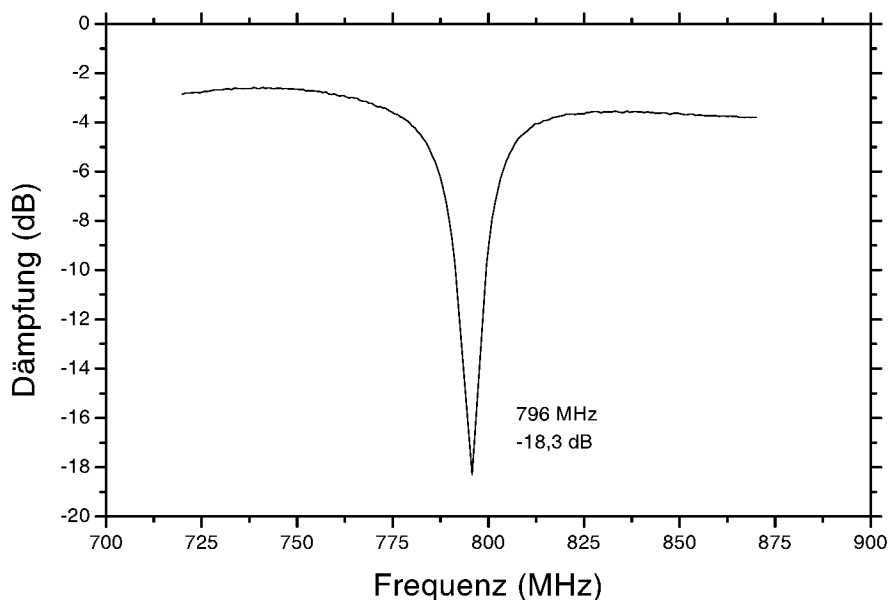


Abbildung 5.3: Frequenzspektrum des SQUID im mobilen Minikryostat. Beim SQUID handelte es sich in diesem Fall um ein Magnetometer.

6. Die Multiplex-Wirbelstromprüfung

6.1. Das Wirbelstromverfahren

Materialschäden wie Korrosion oder Risse können in tiefen Lagen des Flugzeugmantels auftreten, die von außen nicht frei zugänglich sind. Zur Erkennung solcher Schäden muß auf ein Verfahren zurückgegriffen werden, welches die zerstörungsfreie Untersuchung des Volumens eines Prüfteils von seiner Oberfläche aus ermöglicht. Während sich zur Flugzeuginspektion das Wirbelstromverfahren [6.1] seit Jahren etabliert hat, können Materialschäden im Inneren von nicht leitfähigen Prüfteilen durch die Ultraschalluntersuchung [6.2, 6.3] bzw. das Röntgenverfahren [6.4] detektiert werden.

Die Ultraschalluntersuchung basiert auf der Reflexion von Schallwellen an einer Grenzfläche, beispielsweise an einem Riß. Die Schallwellen werden durch einen Sender in einem bestimmten Winkel in das Prüfteil eingespeist. Ein Empfänger registriert die reflektierten Wellen an einer anderen Position. Zur Minimierung der Reflexion an der Oberfläche des Prüfteils bedient man sich eines Einkoppelmediums wie Wasser, wodurch die Mobilität der Ultraschalluntersuchung stark eingeschränkt wird. Im Falle mehrlagiger Prüfteile treten zudem sehr komplizierte Signalstrukturen auf, deren Interpretation oft nicht mehr möglich ist.

Das Röntgenverfahren ermöglicht die Detektion von Materialschäden mit guter Ortsauflösung. Die aufwendige Handhabung stellt jedoch einen schwerwiegenden Nachteil dieser Methode dar. So ist die Datenanalyse erst nach Entwicklung des Belichtungsfilmes möglich. Parallel zum Strahlengang verlaufende Risse sind darüber hinaus schlecht erkennbar.

Eine sehr praktikable Handhabung bietet das Wirbelstromverfahren, welches zur Inspektion des aus leitfähigen Aluminiumlegierungen bestehenden Flugzeugmantels bestens geeignet ist. Die Materialuntersuchung kann sowohl durch Transmission als auch durch Reflexion erfolgen.

Grundlage des Wirbelstromverfahrens ist das Induktionsprinzip. Ein externes, sich zeitlich veränderndes primäres Magnetfeld induziert im Prüfteil eine Spannung, die elektrische Wirbelströme hervorruft. Diese Induktionsströme erzeugen ihrerseits ein sekundäres Magnetfeld, welches mit einem Magnetfeldsensor über dem Prüfteil gemessen wird. Variationen der elektrischen Leitfähigkeit des Prüfteils, hervorgerufen durch Korrosion oder Risse, verursachen eine Änderung der örtlichen Wirbelstromverteilung. Aus ihr resultiert eine Änderung des sekundären Magnetfeldes, welche es mit dem Sensor zu erkennen gilt.

Bei der Durchführung des Wirbelstromverfahrens ist darauf zu achten, daß Störsignale weitgehend unterdrückt werden. Zu unterscheiden sind sondenbedingte und prüfteilbedingte Störungen.

Zu den sondenbedingten Störungen zählen insbesondere Abheb- und Verkippeffekt. Mit wachsendem Abstand zwischen Wirbelstrom-Anregungsspule und Probe verringert sich die Stärke des primären Magnetfeldes im Prüfteil. Mit ihr nimmt auch die Amplitude der Induktionsströme sowie die Stärke des sekundären Magnetfeldes ab. Durch eine Verkipfung der Wirbelstrom-Anregungsspule gegenüber der Probenoberfläche ändert sich die Ebene, in der die Induktionsströme fließen. Dies hat Auswirkungen auf die Stärke der einzelnen Komponenten des sekundären Magnetfeldes.

Werkstoff- und Kanteneffekt stellen die wichtigsten prüfteilbedingten Störungen dar. Besteht die Probe aus unterschiedlichen Materialien mit verschiedenen Leitfähigkeiten, kommt es zu Änderungen der Wirbelstromverteilung und des sekundären Magnetfeldes. Vergleichbare Auswirkungen haben Materialverunreinigungen wie Einschlüsse. Extreme Leitfähigkeitsänderungen treten im Bereich von Kanten auf.

6.1.1. Wirbelstrom-Anregungsspulen

Die Wirbelstromdichte sollte am Ort der Materialschäden möglichst groß und die Ablenkung der Induktionsströme an den Schäden möglichst stark sein. Nur dann ist die Änderung des sekundären Magnetfeldes aufgrund von Korrosion oder Rissen gut detektierbar. Dieses Kriterium ist bei der Auswahl der Wirbelstrom-Anregungsspulen zu beachten. Häufig zum Einsatz kommen Absolut- und Doppel-D-Spulen, die in den nächsten beiden Abschnitten vorgestellt werden. Der SQUID muß jeweils so über der Anregungsspule positioniert werden, daß er im Minimum des primären Magnetfeldes sitzt.

A. Die Absolutspule

Bei der Absolutspule, handelt es sich um eine Ringspule und damit die einfachste Anordnung zur Erzeugung eines starken lokalen Feldes. Die Verteilung der Induktionsströme im Metall ist ein Abbild der Spule. Während die Stromdichte unter dem ringförmigen Leiter maximal wird, verschwindet sie unter dem Mittelpunkt des Ringes, über dem der SQUID sitzt. Bei Verwendung einer Absolutspule verursachen Anfang und Ende eines Risses je ein einzelnes Maximum. Die Auswertung der Meßdaten ist daher unproblematisch.

B. Die Doppel-D-Spule

Die Doppel-D-Spule besteht aus zwei D-förmigen Spulen, die gegenläufig vom Anregungsstrom durchflossen werden. In den beiden parallelen Teilstücken der Spule, über denen der SQUID sitzt, fließt der Strom somit in dieselbe Richtung. Dadurch bilden sich im Metall unter

dem SQUID gleichgerichtete, vergleichsweise starke Induktionsströme (*Abbildung 6.1*). Sie werden durch einen senkrecht zu ihnen liegenden Riß maximal ausgelenkt.

Bei Verwendung mehrerer Magnetometer müssen die SQUIDs entlang der beiden parallelen Teilstücken der Doppel-D-Spule positioniert werden. Eine sehr exakte und mitunter zeitaufwendige Ausrichtung der Magnetometer hat sich im Experiment als erforderlich erwiesen.

Abbildung 6.2 zeigt eine gedruckte Spiral-Doppel-D-Spule wie sie für Messungen am Scantisch anfangs verwendet wurde.

Später kam eine handgewickelte Doppel-D-Spule mit festem Durchmesser zum Einsatz (*Abbildung 6.3*). Sie lieferte generell bessere Ergebnisse.

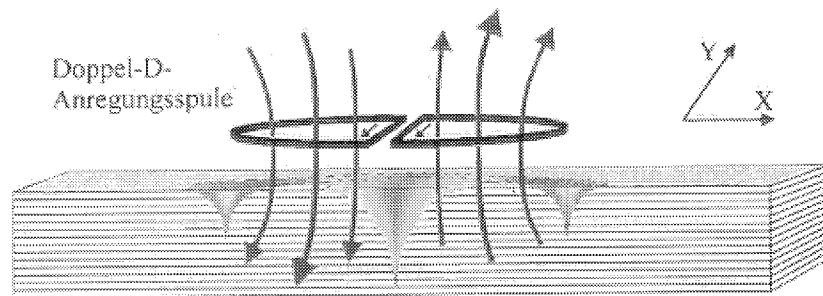


Abbildung 6.1: Stromdurchflossene Doppel-D-Spule mit primärem Magnetfeld. Die Induktionsströme laufen in der leitfähigen Probe gemäß der Lenzschen Regel unter der Spulenmitte in positive y-Richtung, unter dem Spulenueren in negative y-Richtung.

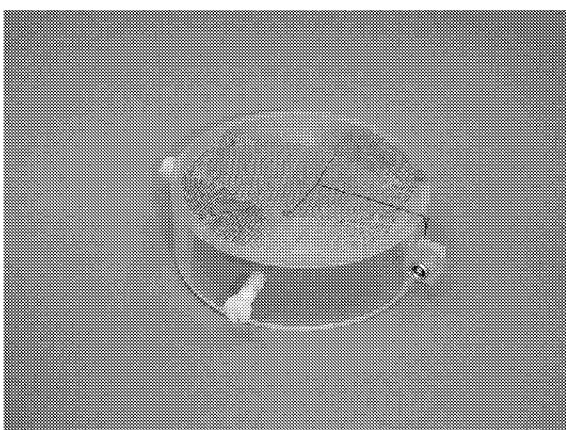


Abbildung 6.2: Gedruckte Spiral-Doppel-D-Spule für Messungen am Scantisch. Sie wurde über das untere Ende des Badkryostat geschoben und mit den seitlichen Feststellschrauben fixiert (*Abbildung 7.2*).

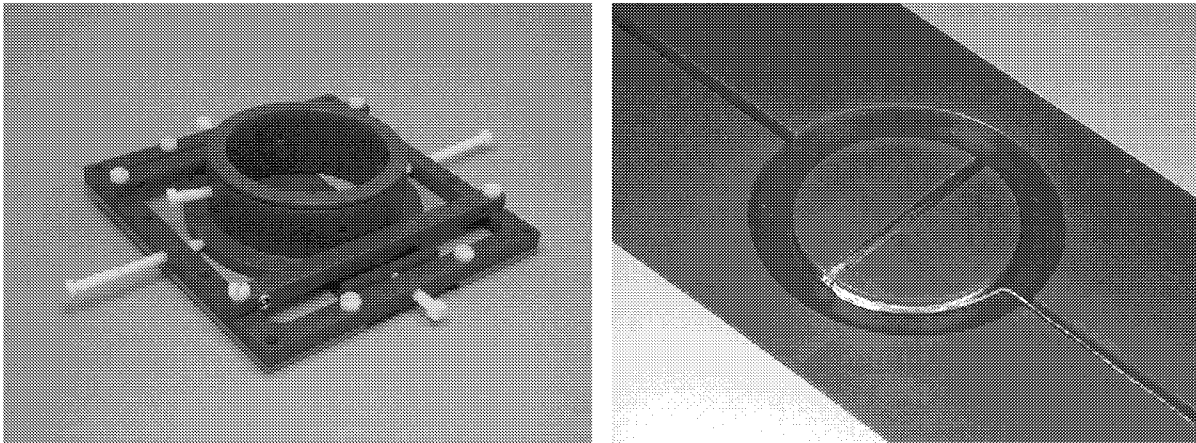


Abbildung 6.3: Handgewickelte Doppel-D-Spule mit festem Durchmesser $d = 30$ mm für Messungen am Scantisch (rechts) und Justiervorrichtung (links). Letztere ermöglicht es, die Spule unterhalb des Badkryostat zu drehen und in x- sowie y-Richtung zu verschieben.

6.1.2. Der Skineffekt

In diesem Abschnitt wird der Skineffekt für den Idealfall eines unendlich langen stromdurchflossenen Leiters (*Abbildung 6.4*) erklärt und durch Simulationen veranschaulicht (*Abbildungen 6.5 bis 6.7*).

Gibt man Gleichstrom auf den Leiter, so besitzt die Stromdichte j an allen Stellen seines Querschnitts denselben Wert. Legt man Wechselstrom an, kommt es zu einer Verdrängung des Stroms zur Leiteroberfläche hin. Die Stärke dieser Verdrängung nimmt mit steigender Frequenz zu. Im Bereich von mehreren kHz wird nur noch eine dünne Haut an der Leiteroberfläche von Strom durchflossen, während das Innere des Leiters stromlos ist. Aus dieser Erscheinung resultiert der Name „Skineffekt“.

Aufgrund des Skineffektes dringt hochfrequente elektromagnetische Strahlung in leitfähige Materialien nicht beliebig tief ein. Die Dichte der durch ein primäres Magnetfeld induzierten Ströme nimmt exponentiell ab. Berechnet man die Wellenausbreitung in einem Metall mit Hilfe der Maxwellgleichungen, so erhält man für die tiefenabhängige Dichte der Induktionsströme:

$$j(z) = j_0 \cdot e^{-\frac{z}{\delta}}$$

mit: $j(z)$ = Stromdichte in der Tiefe z
 j_0 = Oberflächenstromdichte
 δ = Standard-Eindringtiefe

Die Standard-Eindringtiefe ist die Tiefe, in der die Dichte der Induktionsströme auf $1/e$ der Oberflächenstromdichte abgefallen ist. Sie wird von der Frequenz der Strahlung, also der Wirbelstromfrequenz, und den Eigenschaften des Materials bestimmt:

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi \cdot \sigma \cdot \mu_0 \cdot \mu_r \cdot f_w}}$$

mit: σ = Leitfähigkeit des Metalls
 μ_0 = magnetische Feldkonstante
 μ_r = relative Permeabilität
 f_w = Wirbelstromfrequenz

Für die Wirbelstromprüfung mit SQUIDs ist der Skineneffekt in zweifacher Hinsicht von Bedeutung:

- Wegen $\delta \propto f_w^{-1/2}$ müssen zur Lokalisierung von Materialschäden in der Tiefe einiger Millimeter Wirbelstromfrequenzen in der Größenordnung weniger 100 Hz eingesetzt werden (*Abbildung 6.8*).
- $\delta \propto \sigma^{-1/2}$ deutet darauf hin, daß zur elektromagnetischen Abschirmung der SQUIDs eine gut leitende metallische Folie verwendet werden sollte. Aus diesem Grunde wurde der Badkryostat vor Durchführung der Messungen mit mehreren Lagen Aluminiumfolie eingewickelt (*Abbildung 7.2*).

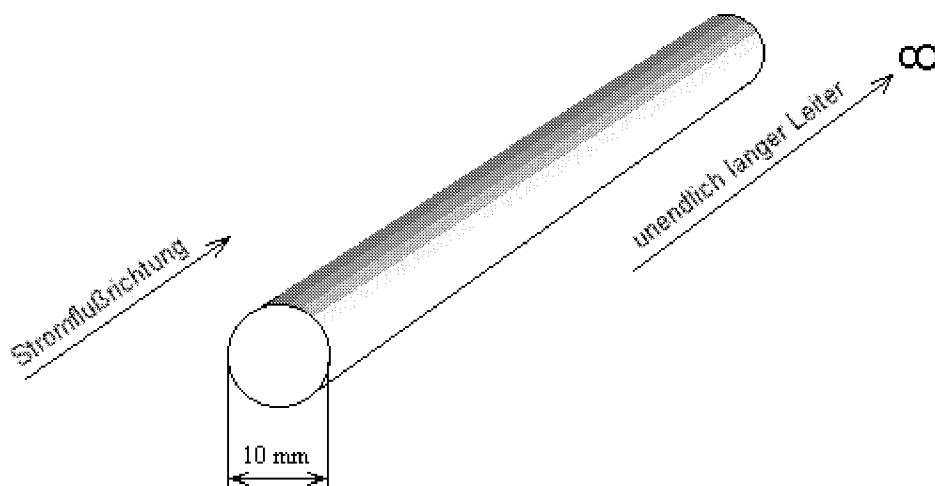


Abbildung 6.4: Unendlich langer stromdurchflossener Leiter des Durchmessers 10 mm.

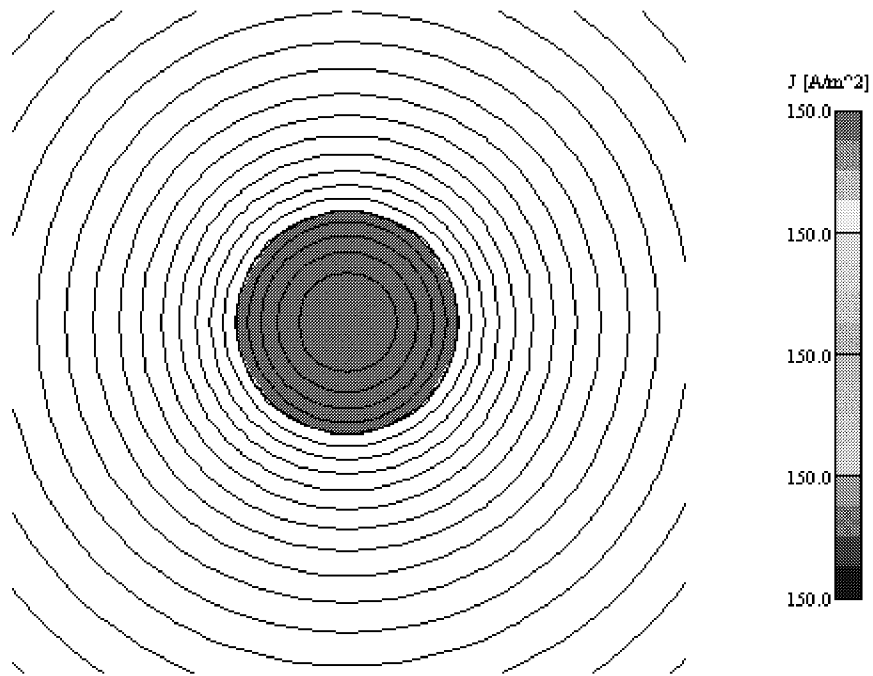


Abbildung 6.5: Stromdichte und Magnetfeld eines idealen Leiters bei einer Frequenz von $f = 0 \text{ Hz}$ (Gleichstrom). Die Stromdichte besitzt an jeder Stelle des Querschnitts denselben Wert. Erhöht man die Frequenz, setzt die Stromverdrängung zur Leiteroberfläche hin ein.

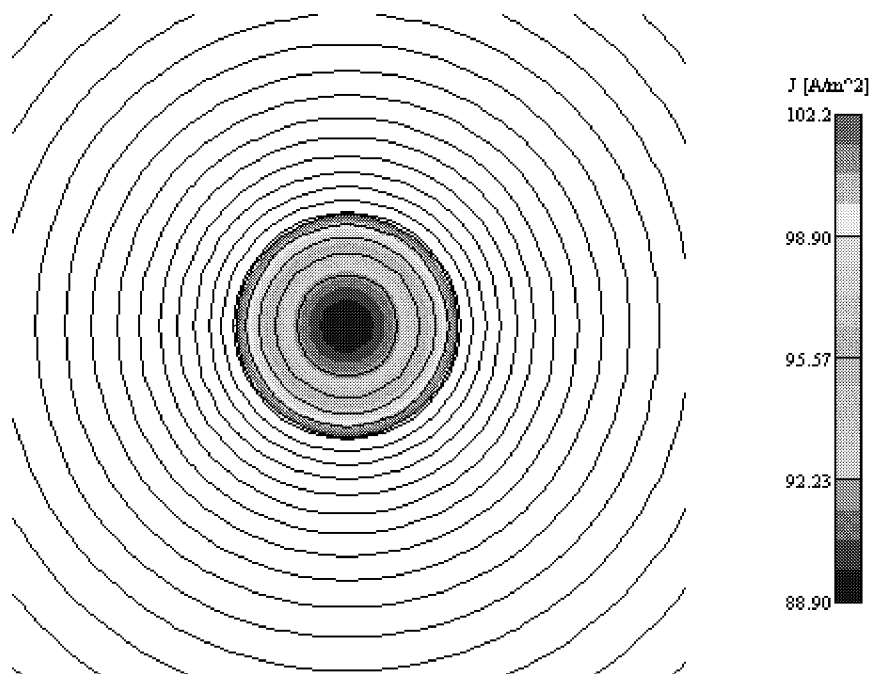


Abbildung 6.6: Stromdichte und Magnetfeld eines idealen Leiters für $f = 100 \text{ Hz}$.

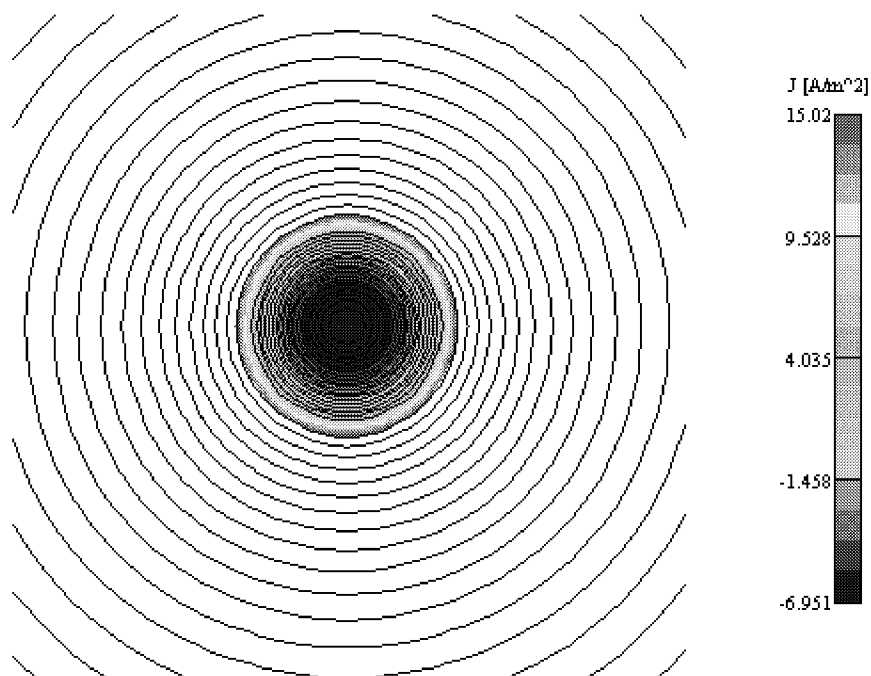


Abbildung 6.7: Stromdichte und Magnetfeld eines idealen Leiters für $f = 2$ kHz.

Die optimale Wirbelstromfrequenz $f_{W, \text{optimal}}$ für einen Riß in der Tiefe d einer Aluminiumplatte veranschaulicht *Abbildung 6.8*.

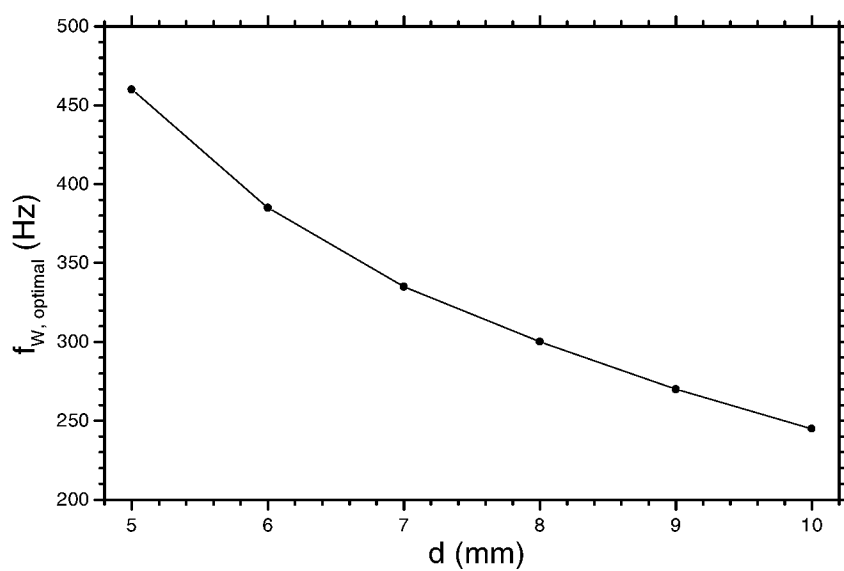


Abbildung 6.8: Zusammenhang zwischen $f_{W, \text{optimal}}$ und d nach [6.5].

6.2. Die Multiplex-Auslese

Idee und erste Realisierung eines mehrkanaligen SQUID-Systems mit Multiplex-Auslese stammen von M. Mück [6.6]. *Abbildung 6.9* (links) zeigt das seinerzeit verwendete Multiplex-Schema. Die SQUIDs wurden zyklisch nacheinander einzeln ausgelesen. Die Umschaltfrequenz lag in [6.6] bei 13 kHz und damit deutlich über den typischen Frequenzen der zu messenden Signale. Letztere betrugen im Falle biomagnetischer Untersuchungen maximal einige 100 Hz.

Zwar arbeiten die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Gradiometer- und Magnetometer-Arrays nach demselben Prinzip, doch existieren gegenüber dem ersten Multiplex-System wesentliche Unterschiede. So werden heute HTS rf-SQUIDs anstelle von LTS rf-SQUIDs verwendet. Da die Meßzeiten gegenüber der Signalfrequenz kurz waren, besaß in Mücks System jeder SQUID einen eigenen Integrator. Wie *Abbildung 6.9* (rechts) verdeutlicht, wird bei der heutigen Version nur ein Integrator für alle SQUIDs verwendet, da die Meßzeiten auf den einzelnen Kanälen gegenüber der Signalfrequenz lang sind.

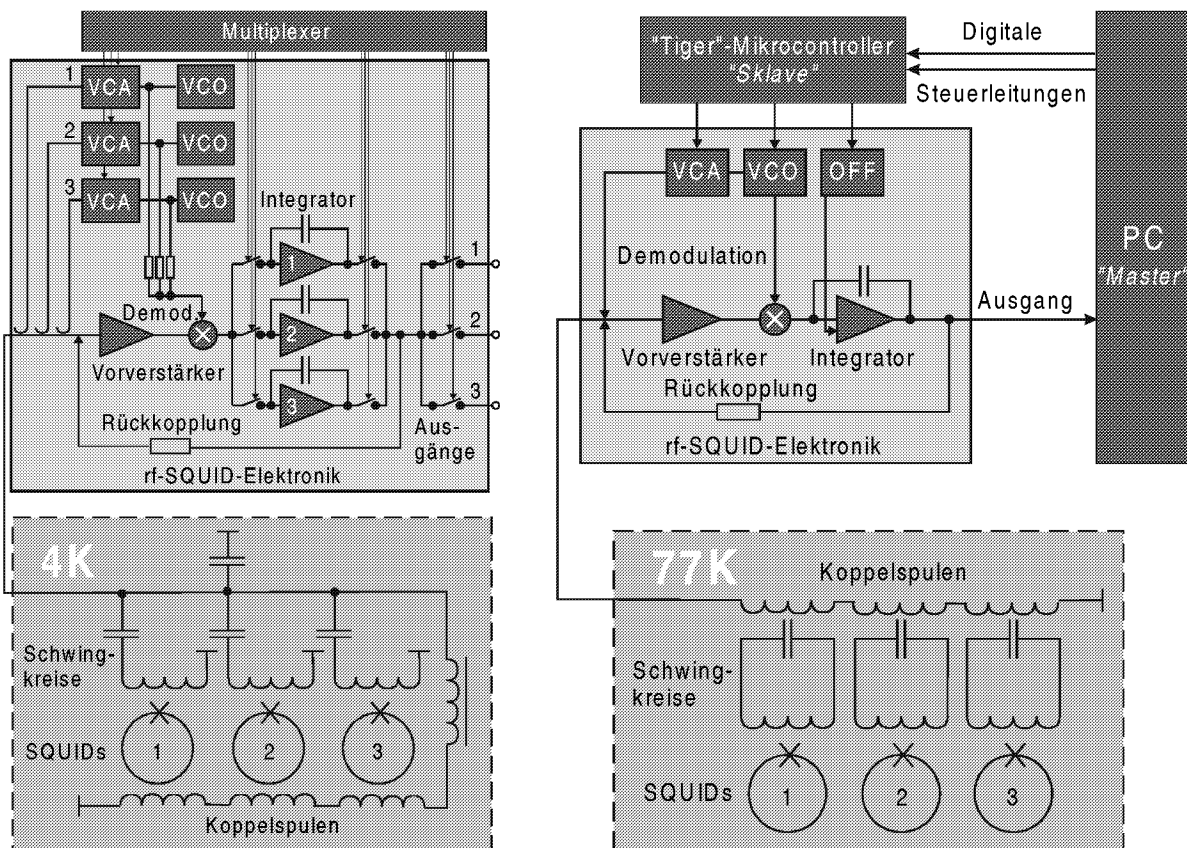


Abbildung 6.9: Schema des ersten mehrkanaligen SQUID-Systems mit Multiplex-Auslese nach [6.6] (links) und heutiges Multiplex-Schema mit SQUID-Elektronik 3.5 (rechts).

Die Anwahl der Arbeitsfrequenz der Schwingkreise zur Umschaltung zwischen den SQUIDs erfolgt durch Einstellung der zuvor für jeden SQUID abgespeicherten Werte von VCO, VCA und OFF durch den „Tiger“-Mikrocontroller. VCO, VCA und OFF wurden stets so gewählt, daß das SQUID-Signal in optimaler Qualität vorlag.

Wie man *Abbildung 6.9* entnehmen kann, führen zwei digitale Steuerleitungen vom PC, dem „Master“, zum Mikrocontroller, der als „Sklave“ arbeitet. Diese Leitungen entsprechen den binären Einheiten 0 bzw. 1. Sowohl die binäre Einheit 0 als auch die binäre Einheit 1 kann entweder auf den Wert 0 oder auf den Wert 1 gesetzt werden. Dies geschieht mittels der eigens für das SQUID-Array entwickelten Multiplex-Scansoftware. Sie wird in Abschnitt 6.5 vorgestellt. Die vier möglichen Kombinationen der Werte der binären Einheiten und ihre Bedeutung für den Mikrocontroller faßt *Tabelle 6.1* zusammen. *Abbildung 6.10* veranschaulicht den Umschaltprozeß.

Werte der binären Einheit 0	Werte der binären Einheit 1	Bedeutung der Kombination für das Multiplexen
1	0	Anwahl von SQUID 1
0	1	Anwahl von SQUID 2
1	1	Anwahl von SQUID 3
0	0	Messen mit dem zuvor angewählten SQUID

Tabelle 6.1: Bedeutung der binären Einheiten für den Mikrocontroller.

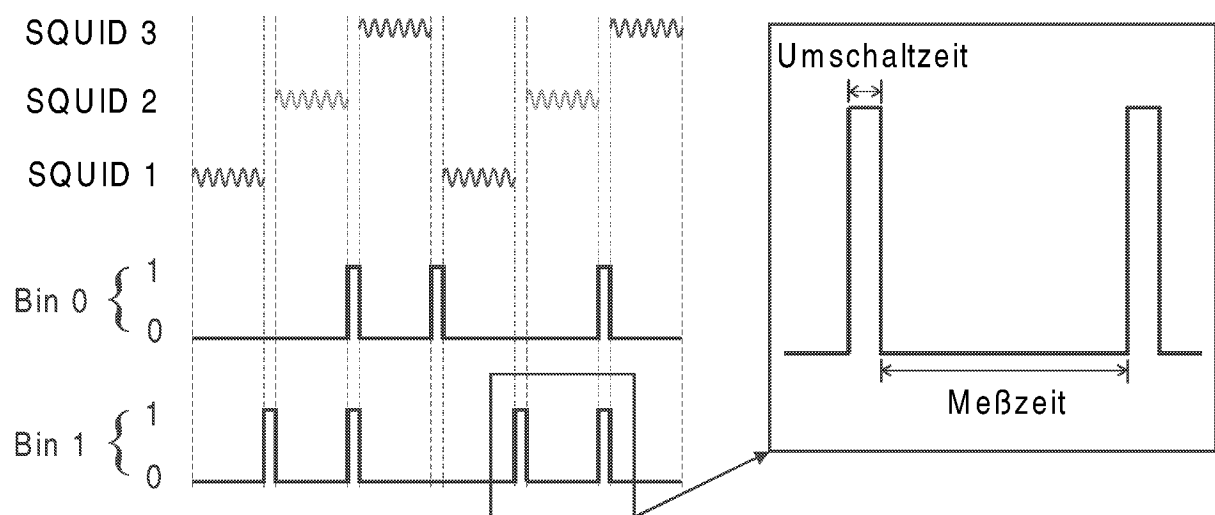


Abbildung 6.10: Anwahl der SQUIDs beim Multiplexen über die binären Einheiten. Die Datenaufnahme findet innerhalb der Meßzeit statt (*Abbildung 6.17*).

6.3. Multiplexmessungen mit zwei SQUIDs

6.3.1. Original SQUID-Signal

Die Multiplex-Auslese zweier SQUIDs wurde mit dem optimierten Gradiometersystem unter Verwendung eines Badkryostat an einer Aluminiumplatte durchgeführt. Zur Anregung der Wirbelströme in der Platte diente eine Absolutspule (Abschnitt 6.1.1) aus Kupfer des Durchmessers 90 mm. Die Wirbelstromfrequenz f_W , im weiteren auch als „Trägerfrequenz“ bezeichnet, betrug 468 Hz, die Wirbelstromperiode f_M folglich 2 ms. Im ersten Teil der Messung wurde das Ausgangssignal der SQUID-Elektronik 3.5 aufgenommen (*Abbildung 6.11*).

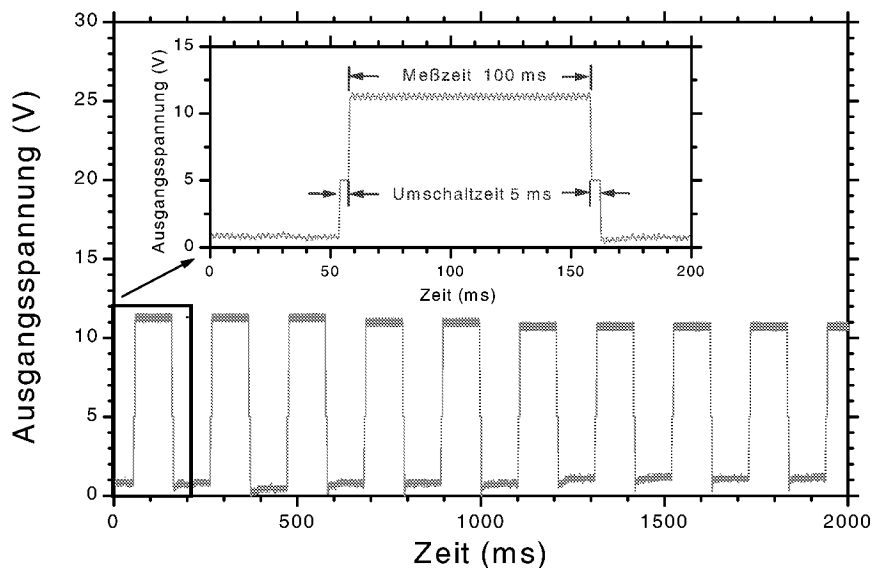


Abbildung 6.11: Ausgangssignal der SQUID-Elektronik 3.5: Original-SQUID-Signal

6.3.2. Demoduliertes SQUID-Signal

Zur Demodulation, d.h. zur Unterdrückung der Trägerfrequenz im Ausgangssignal, wurde hinter die SQUID-Elektronik 3.5 ein Lock-in des Typs Stanford Research SR 830 geschaltet (*Abbildung 6.13*). Die Form des Ausgangssignals des Lock-in hängt stark vom Verhältnis zwischen seiner Zeitkonstanten t_C und der Wirbelstromperiode t_W bzw. vom Verhältnis zwischen t_C und der Meßzeit t_M ab (*Abbildung 6.12*). Durch Beobachtung des Ausgangssignals bei Variation von t_C konnten Erkenntnisse gewonnen werden, die für alle weiteren Multiplexmessungen mit Lock-in von grundlegender Bedeutung waren:

- Die Trägerfrequenz wird im Ausgangssignal des Lock-in nur dann unterdrückt, wenn die Zeitkonstante mindestens so lang ist wie die Wirbelstromperiode.
- Damit das System vor dem Umschalten auf den nächsten SQUID vollständig eingeschwungen ist, muß die Zeitkonstante gegenüber der Meßzeit hinreichend kurz sein.

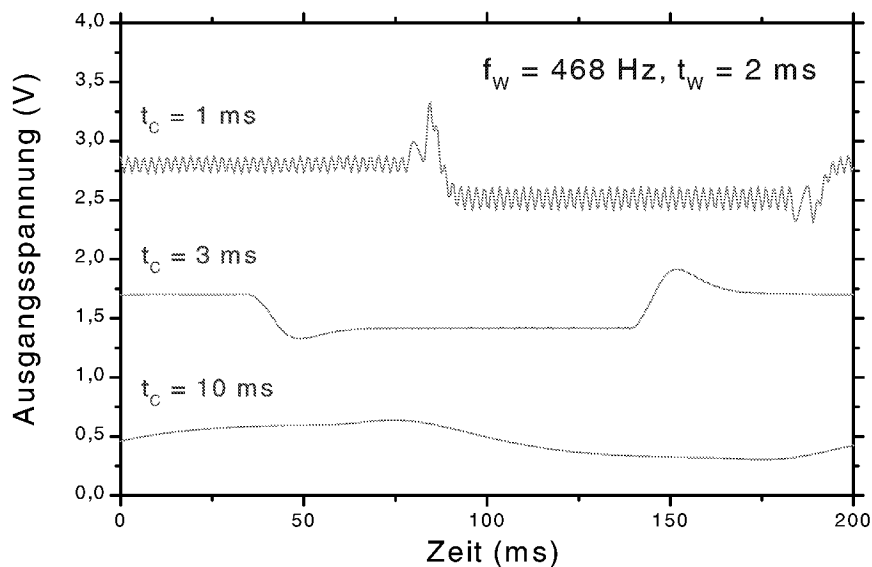


Abbildung 6.12: Ausgangssignal des Lock-in: Demoduliertes SQUID-Signal

Bei der Wirbelstromperiode $t_W = 2 \text{ ms}$ und der Meßzeit $t_M = 100 \text{ ms}$ erweist sich die Zeitkonstante $t_C = 3 \text{ ms}$ als optimal. In diesem Fall wird die Trägerfrequenz im Ausgangssignal unterdrückt, während der Einschwingvorgang vollständig stattfindet. Die Datenaufnahme sollte bei Verwendung eines Lock-in generell erst gegen Ende der Meßzeit, also kurz vor dem Umschalten auf den nächsten SQUID, erfolgen.

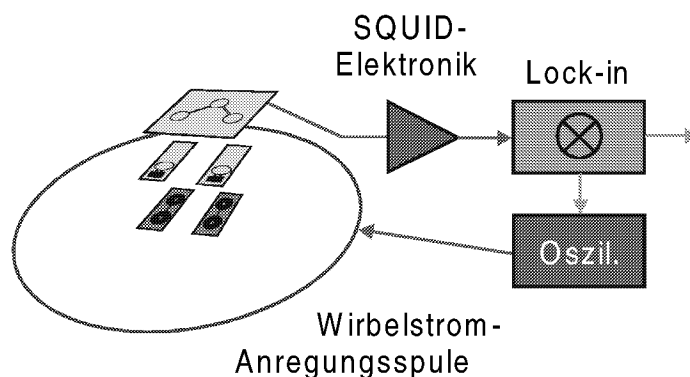


Abbildung 6.13: Aufbau der Multiplex-Auslese mit dem optimierten Gradiometersystem.

6.4. Multiplexmessungen mit drei SQUIDs

Zur Multiplex-Auslese dreier SQUIDs kam das optimierte Magnetometersystem in einem Badkryostat zum Einsatz. Mit Hilfe einer gedruckten Spiral-Doppel-D-Spule des Durchmessers 90 mm (Abschnitt 6.1.1) wurden Wirbelströme in einer Aluminiumplatte angeregt. Die Wirbelstromfrequenz lag in der Größenordnung weniger 100 Hz. Alle Messungen wurden am Scantisch (Kapitel 7) durchgeführt, wobei die Scangeschwindigkeit zwischen 4 und 8 mm s⁻¹ variierte. Ziel der Untersuchungen war es, die gegenseitigen Abhängigkeiten von Wirbelstromperiode, Zeitkonstante, Einschwingzeit und Meßzeit bzw. Scangeschwindigkeit zu analysieren. Auf dieser Grundlage konnte eine Vorgehensweise abgeleitet werden, welche für verschiedene Wirbelstromfrequenzen automatisch die passende Zeitkonstante und die im Untermenü „Scan Setup“ der Multiplex-Scansoftware einzustellende Scangeschwindigkeit lieferte, so daß die Demodulation des SQUID-Signals stets optimal war.

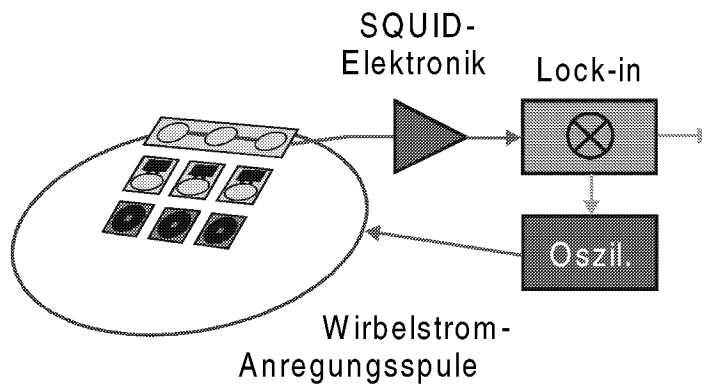


Abbildung 6.14: Aufbau der Multiplex-Auslese mit dem optimierten Magnetometersystem.

6.4.1. Wirbelstromperiode und Zeitkonstante

Der Flugzeugmantel weist im allgemeinen eine mehrlagige Struktur auf, deren Dicke bei Großraumflugzeugen bis zu 8 mm beträgt. Um Materialschäden in den tiefsten Lagen lokalisieren zu können, sind aufgrund des Skineffektes Wirbelstromfrequenzen um 300 Hz erforderlich (Abbildung 6.8). *Abbildung 6.15* zeigt das Ausgangssignal des Lock-in für die Zeitkonstanten $t_c = 1, 3$ und 10 ms. Die Wirbelstromfrequenz f_w betrug 300 Hz, die Wirbelstromperiode t_w folglich 3,3 ms. Analog zu den Multiplexmessungen mit zwei SQUIDs (Abschnitt 6.3.2) erkennt man, daß die Trägerfrequenz im Ausgangssignal unterdrückt wird, wenn gilt:

$$t_c \geq t_w$$

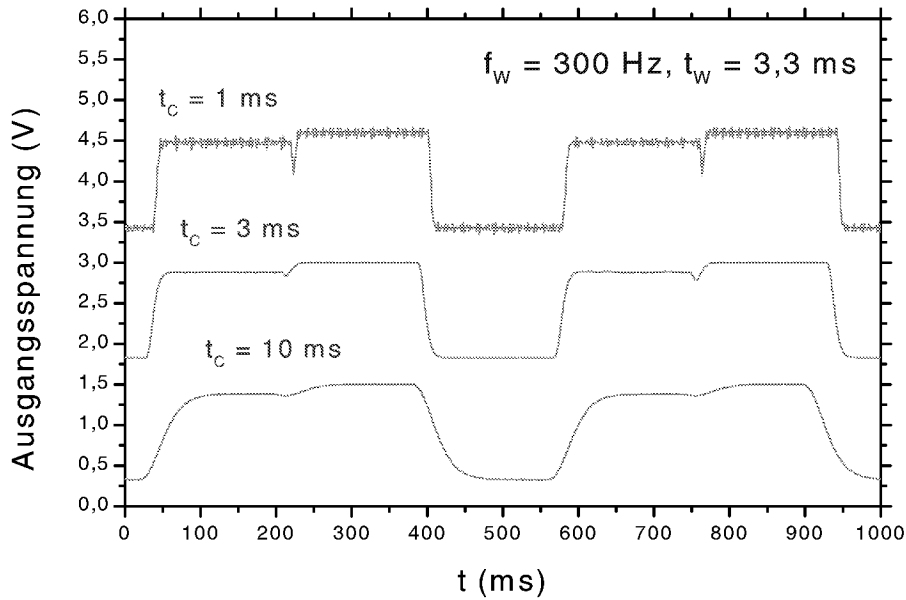


Abbildung 6.15: Ausgangssignal des Lock-in für verschiedene Zeitkonstanten. Ist t_c mindestens so lang wie die Wirbelstromperiode, wird die Trägerfrequenz im Ausgangssignal unterdrückt. Zu beachten ist, daß sich für die Zeitkonstante nicht beliebige Werte am Lock-in wählen lassen, sondern nur die bereits voreingestellten von 1, 3 und 10 ms.

6.4.2. Zeitkonstante und Einschwingzeit

Wie bereits die Multiplexmessungen mit zwei SQUIDs verdeutlichten, schwingt das System vor dem Umschalten auf den nächsten SQUID nur dann vollständig ein, wenn die Zeitkonstante gegenüber der Meßzeit hinreichend kurz ist (Abschnitt 6.3.2).

Als Maß für die Dauer des Einschwingvorgangs wird die Einschwingzeit t_E definiert. Sie hängt von der Zeitkonstanten des Lock-in ab. Mit zunehmender Zeitkonstanten wächst die Dauer des Einschwingvorgangs an, wobei zwischen f_w und f_c folgende Beziehung besteht (Abbildung 6.16):

$$t_E \approx 7 \cdot t_c$$

Da sich Wirbelstromfrequenz und Wirbelstromperiode aus dem Meßproblem ergeben und Zeitkonstante und Einschwingzeit aus der Wirbelstromperiode resultieren, muß die Forderung

$$t_c \ll t_M \quad \Leftrightarrow \quad t_E < t_M$$

durch eine geeignet gewählte Meßzeit erfüllt werden.

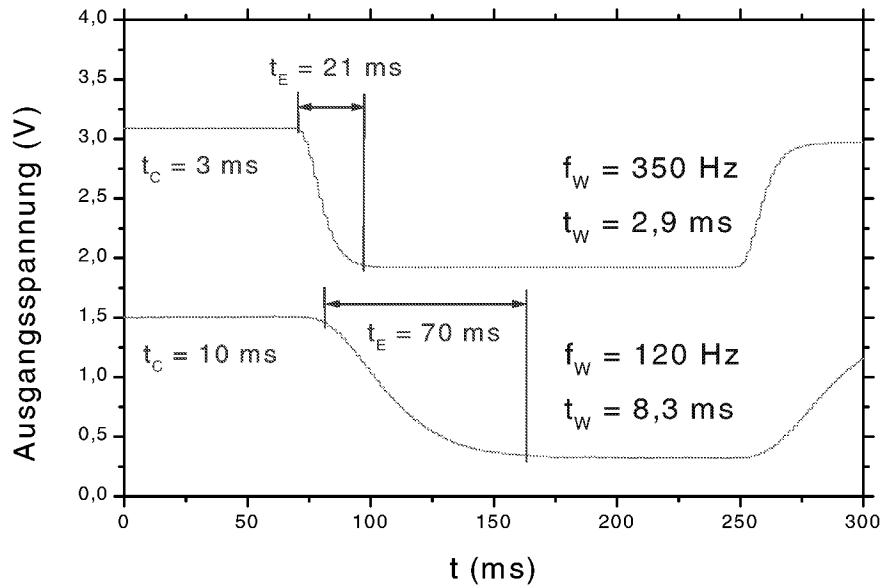


Abbildung 6.16: Die t_C folgt aus der Wirbelstromperiode und bestimmt die Einschwingzeit.

6.4.3. Einschwingzeit und Scangeschwindigkeit

Die Aufzeichnung der Meßdaten wird durch die Multiplex-Scansoftware gesteuert. Der Zeitpunkt der Datenaufnahme liegt innerhalb der Meßzeit und kurz vor dem Umschalten auf den nächsten SQUID. Da die Aufzeichnung der Meßdaten durch einen Wegpuls ausgelöst wird, besteht ein direkter und sehr exakter Zusammenhang zwischen dem gemessenen Wert des sekundären Magnetfeldes und dem Ort der Datenaufnahme (*Abbildung 6.17*).

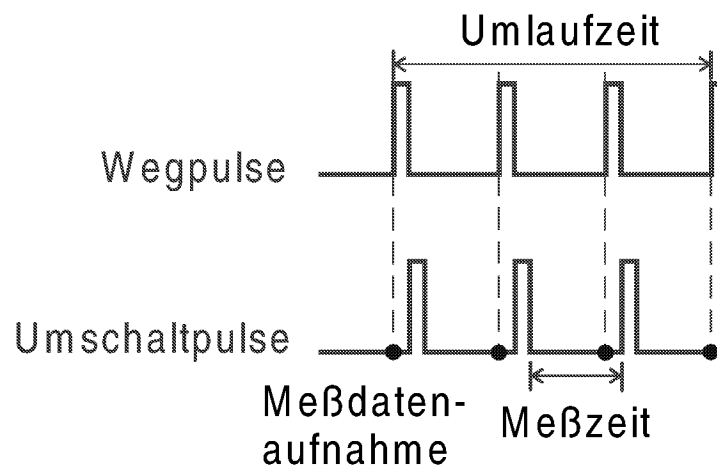


Abbildung 6.17: Wegpuls bestimmen den Zeitpunkt der Meßdatenaufnahme. Er liegt innerhalb der Meßzeit und kurz vor dem nächsten Umschaltpulse, d.h. kurz vor dem Umschalten auf den nächsten SQUID. Die Umschaltpulse entsprechen den binären Einheiten Bin 0 und Bin 1 (*Abbildung 6.10*).

Die Umlaufzeit t_U ist die Zeit, welche für das zyklische Auslesen aller drei SQUIDs benötigt wird. Bezeichnet man die Distanz in Scanrichtung, die zwischen zwei aufeinanderfolgenden Meßpunkten eines bestimmten SQUIDs liegt, als Punktabstand d_s , ergibt sich für die Scangeschwindigkeit v_s :

$$v_s = \frac{d_s}{t_U}$$

Da die Umschaltzeit gegen die Meßzeit vernachlässigbar klein ist, gilt:

$$t_U \approx 3 \cdot t_M \quad \Rightarrow \quad v_s \approx \frac{d_s}{3 \cdot t_M}$$

Wegen

$$t_E < t_M \quad \text{und} \quad t_E \approx 7 \cdot t_C$$

muß die Scangeschwindigkeit folgende Bedingung erfüllen:

$$v_s < \frac{d_s}{3 \cdot t_E} \approx \frac{d_s}{21 \cdot t_C}$$

Mit dieser Relation läßt sich die geeignete Scangeschwindigkeit für eine Wirbelstromfrequenz von beispielsweise 300 Hz ermitteln. Das Resultat wird im Anschluß experimentell aufgezeichneten Ausgangssignalen des Lock-in für unterschiedliche Scangeschwindigkeiten gegenüber gestellt. Aus $f_W = 300$ Hz folgt $t_W = 3,3$ ms.

Zwischen zwei aufeinanderfolgenden Meßpunkten eines SQUIDs in Scanrichtung liegen $d_s = 1,67$ mm. Dieser Wert wurde im Untermenü „Scan Setup“ der Multiplex-Scansoftware (*Abbildung 6.20*) eingegeben. Für die Zeitkonstante des Lock-in und die Scangeschwindigkeit folgen:

$$t_C \geq t_W \quad \Rightarrow \quad t_C \approx 10 \text{ ms}$$

$$v_s < \frac{d_s}{21 \cdot t_C} \quad \Rightarrow \quad v_s < 8 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$$

Für das Experiment wurden Scangeschwindigkeiten von 4, 6 und 8 mms^{-1} gewählt. *Abbildung 6.18* verdeutlicht, daß das System bei einer Scangeschwindigkeit von 4 mms^{-1} vollständig einschwingt, während bei höheren Scangeschwindigkeiten die Umschaltung auf den nächsten SQUID bereits vor Ende des Einschwingvorgangs stattfindet.

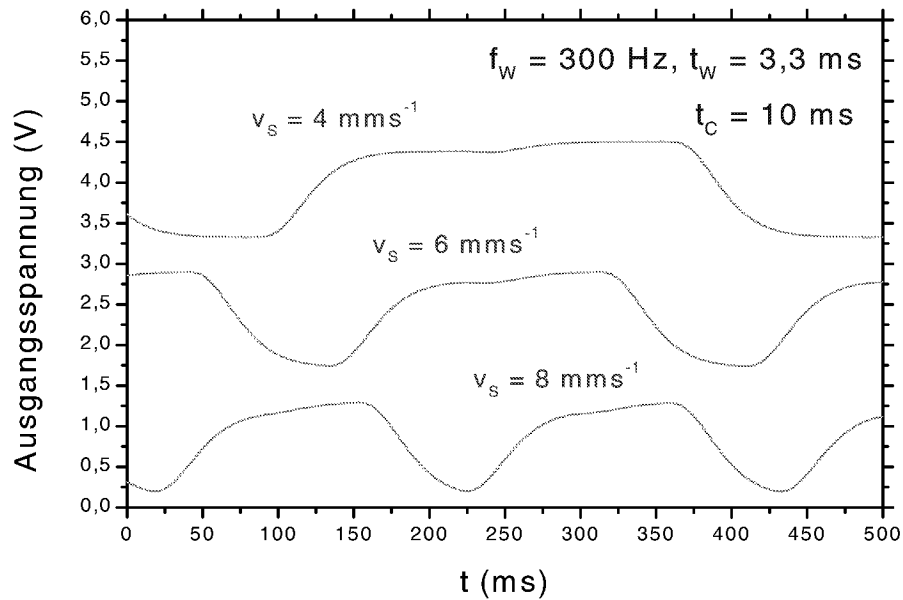


Abbildung 6.18: Ausgangssignal des Lock-in für verschiedene Scangeschwindigkeiten. Die Scangeschwindigkeit ist der Zeitkonstanten bzw. der Wirbelstromperiode stets so anzupassen, daß der Einschwingvorgang vor dem Umschalten auf den nächsten SQUID vollständig stattfindet.

Tabelle 6.2 faßt die einzustellenden Zeitkonstanten sowie die geeigneten Scangeschwindigkeiten wieder, welche bei den angegebenen Wirbelstromfrequenzen zu wählen sind. Die Scangeschwindigkeiten wurden experimentell verifiziert.

f_w (Hz)	t_w (ms)	t_c (ms)	v_s (mm/s)
500	2	3	10 (9)
450	2,2	3	10 (9)
400	2,5	3	10 (9)
350	2,9	3	10 (9)
300	3,3	10	4 (3)
250	4	10	4 (3)
200	5	10	4 (3)
150	6,7	10	4 (3)
100	10	10	4 (3)

Tabelle 6.2: Für Multiplexmessungen zu wählende Größen in Abhängigkeit von der Wirbelstromfrequenz. Sie garantieren eine optimale Demodulation des Ausgangssignals. Die Scangeschwindigkeit läßt sich in der Multiplex-Scansoftware lediglich in Schritten von 1 mm/s variieren. Für den ersten Geschwindigkeitswert beträgt die Einschwingzeit ca. 50 % der Meßzeit, für den Geschwindigkeitswert in Klammern beträgt die Einschwingzeit ca. 30 % der Meßzeit.

6.5. Die Multiplex-Scansoftware

Die Multiplex-Scansoftware wurde eigens für das SQUID-Array entwickelt und in LabView implementiert. Über zwei digitale Steuerleitungen, entsprechend den binären Einheiten 0 und 1, gibt sie die Pulse zur Umschaltung zwischen den SQUIDs an den „Tiger“-Mikrocontroller. In Abschnitt 6.2 wird der Umschaltvorgang im Detail beschrieben. *Abbildung 6.10* stellt die Anwahl der drei SQUIDs beim Multiplexen grafisch dar. Die Software steuert darüber hinaus die Scanbewegung über Wegpulse und ermöglicht eine positionsgenaue Aufzeichnung der Meßdaten während des Scans wie in Abschnitt 6.4.3 erläutert (*Abbildung 6.17*).

Abbildung 6.19 zeigt das Hauptmenü der Scansoftware. Durch Anklicken der Taste „Home“ bewegt sich das System zu Nullpunkt. Diese „Home-Fahrt“ ist bei jeder Inbetriebnahme der Apparatur erforderlich und dient dazu, immer gleiche Ausgangsbedingungen herzustellen.

Im „Scan Setup“ kann man den Bereich, der abgescannt werden soll, millimetergenau definieren (*Abbildung 6.20*). Dazu müssen die x- und y-Koordinaten seines Anfangs- und Endpunktes eingegeben werden. Die Auflösung in x-Richtung (in Scanrichtung) ist über die Anzahl der Meßpunkte pro Spur gegeben, die Auflösung in y-Richtung (senkrecht zur Scanrichtung) über den Spurabstand. Mißt man mit drei Magnetometern, so bietet sich ein Spurabstand von 15 mm an, da zwischen den Mittelpunkten zweier benachbarter Magnetometer näherungsweise 5 mm liegen. Eine Überschneidung von Meßspuren wird so vermieden.

Als Sensitivity wählt man den vom Lock-in vorgegebenen Wert. Im Scan Setup lassen sich die SQUIDs, mit denen gemessen werden soll, unabhängig voneinander aktivieren und deaktivieren. Diese Funktion ermöglichte es, die Abhängigkeit der Signalform des Magnetometer-Arrays von der Anzahl der aktiven SQUIDs ohne hohen meßtechnischen Aufwand zu untersuchen.

Über das Untermenü „Motor Setup“ (*Abbildung 6.21*) können die Scangeschwindigkeiten und -beschleunigungen in x- und y-Richtung eingestellt werden. Von besonderer Bedeutung ist die Scangeschwindigkeit in x-Richtung während des Messens. Sie muß der Zeitkonstanten des Lock-in bzw. der Wirbelstromperiode stets angepaßt werden und liegt im allgemeinen in der Größenordnung weniger mms^{-1} .

Hinter „Scope“ verbirgt sich eine Oszilloskop-Anzeige zur Überprüfung der Signaleingänge. Durch Anklicken der Taste „Messen“ startet man die Messung. Die Meßdaten werden während des Scans den Meßspuren der SQUIDs zugeordnet und in den zwei Feldern grafisch dargestellt, oben der Realteil, unten der Imaginärteil (*Abbildung 6.19*). Es entstehen zwei Diagramme, bei denen die lokale Stärke der aufgezeichneten Signale durch unterschiedliche Farben veranschaulicht werden. Jedes der beiden Felder im Hauptmenü entspricht dem abgescannten Bereich der Metallplatte. Über „Löschen“ werden die beiden Diagramme aus den Feldern des Hauptmenüs gelöscht.

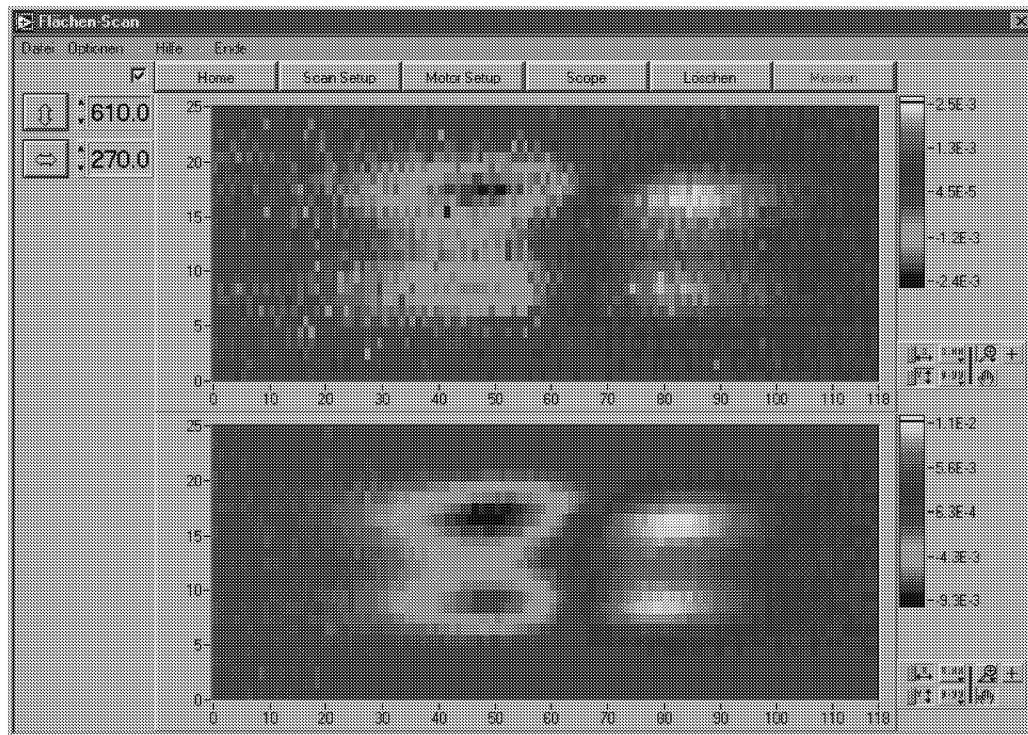


Abbildung 6.19: Hauptmenü der Multiplex-Scansoftware.

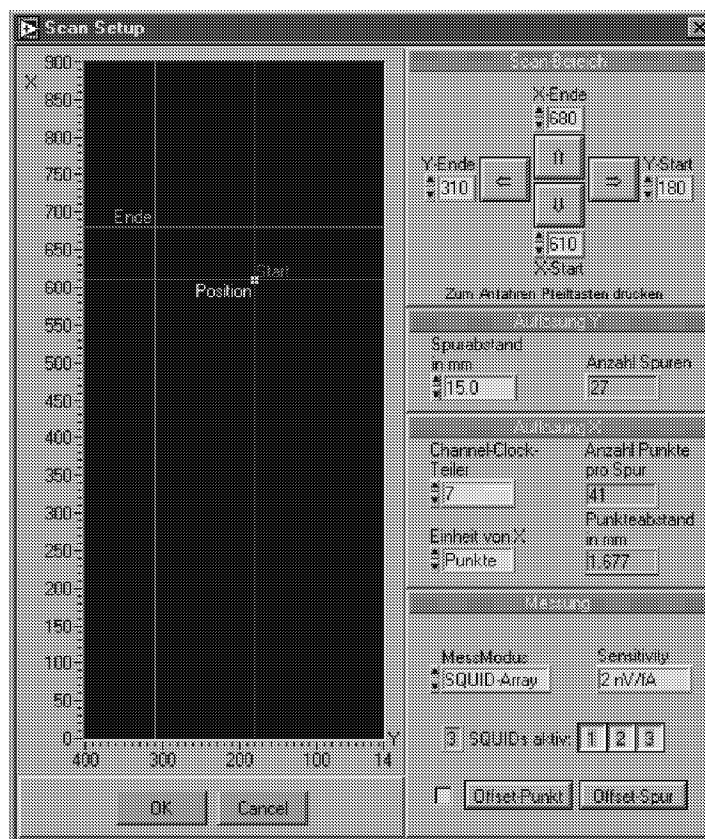


Abbildung 6.20: Untermenü „Scan Setup“.

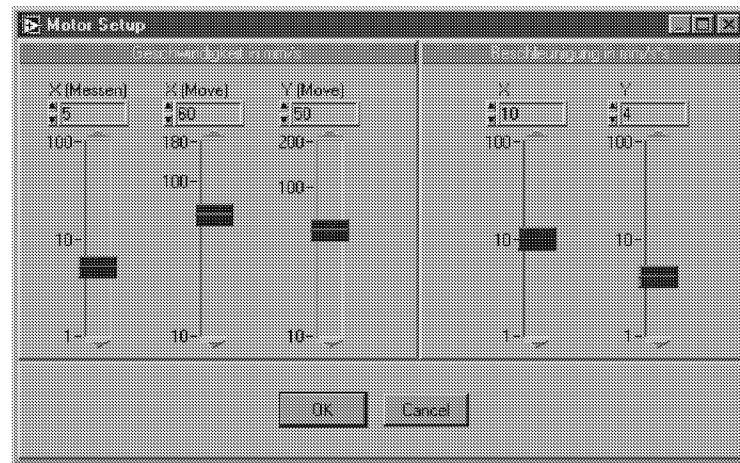


Abbildung 6.21: Untermenü „Motor Setup“.

7. Messungen mit dem Magnetometer-System

7.1. Scanvorrichtung für den Badkryostat

Die Untersuchung von Aluminium-Flugzeugproben mit dem SQUID-System erfolgte an einem unmagnetischen xy-Scantisch (*Abbildung 7.1*). Im oberen Teil der beiden Bilder erkennt man einen Kunststoffbehälter. In ihm stand der mit flüssigem Stickstoff gefüllte Badkryostat. Das untere Ende des Kryostat ragte durch eine Öffnung im Boden des Behälters heraus, so daß es möglich war, eine Wirbelstrom-Anregungsspule über den Kryostat zu schieben und sie zu fixieren. Eine spezielle Justiervorrichtung der Anregungsspule ermöglichte die optimale Kompensation des primären Magnetfeldes am Ort der drei SQUIDs. Während die hier dargestellten Messungen ausschließlich mit Magnetometern durchgeführt wurden, widmet sich [7.1] der Wirbelstromprüfung von Aluminium-Flugzeugproben mit Gradiometern.

Zur elektromagnetischen Abschirmung des Systems wurde der Kryostat mit mehreren Lagen Aluminiumfolie eingewickelt und geerdet. Unter dem fest installierten Kunststoffbehälter lagen die zu untersuchenden Aluminiumplatten. Die Scanvorrichtung erlaubte es, die Platten in x- und y-Richtung mit konstanter Geschwindigkeit zu bewegen. Den Scanvorgang steuerte die eigens für das SQUID-Array entwickelte Scansoftware (Kapitel 6.5). Der Abstand zwischen der Anregungsspule und den Metallplatten betrug weniger als 5 mm.

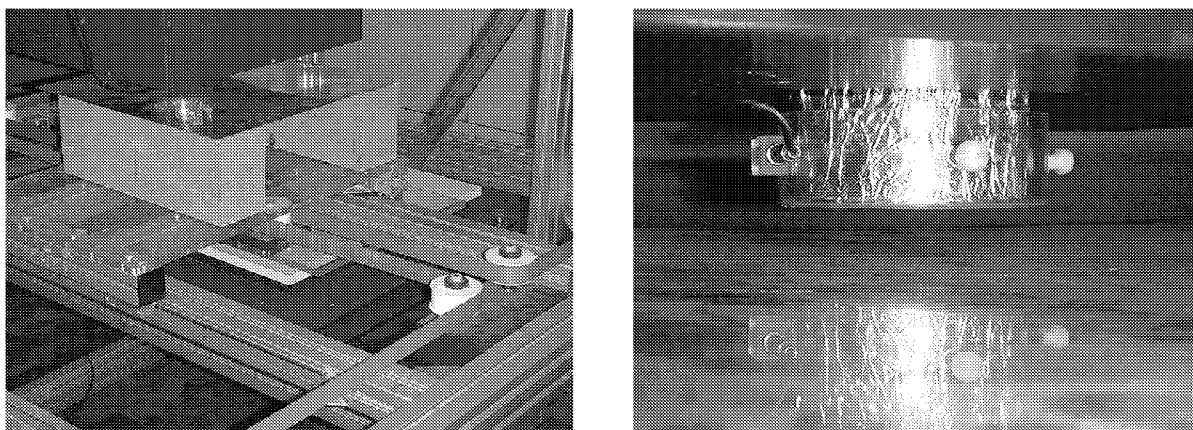


Abbildung 7.1: Scantisch zur Untersuchung von Metallplatten (links) und Wirbelstrom-Anregungsspule am unteren Ende des Kryostat (rechts). Die hier gezeigte Anregungsspule wurde vor Durchführung der Messungen durch eine Doppel-D-Spule des festen Durchmessers 30 mm mit spezieller Justiervorrichtung (*Abbildung 6.3*) ersetzt.

7.2. Untersuchung von Aluminium-Flugzeugproben

7.2.1. Optimale Ausrichtung der Anregungsspule

Damit sich die drei Magnetometer am Ort optimaler Kompensation des primären Magnetfeldes befanden, mußten sie sehr exakt entlang der beiden parallelen Teilstücke der Doppel-D-Spule positioniert werden (*Abbildung 7.2*). Die Justierung erfolgte durch Verdrehen und Verschieben der Anregungsspule in kleinstmöglichen Schritten. Dabei beobachtete man die Amplitude der SQUID-Signale. Wurde die Amplitude minimal, konnte von einer exakten Orientierung der Magnetometer entlang der Mittelachse der Spule ausgegangen werden.

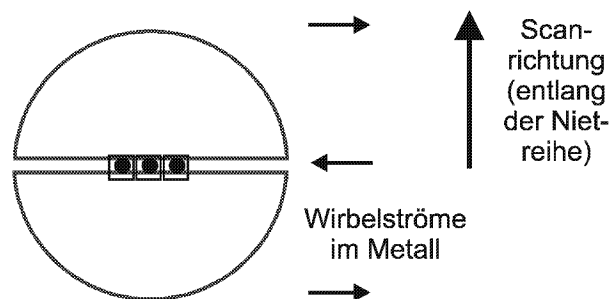


Abbildung 7.2: Bei dieser Ausrichtung der Doppel-D-Spule befinden sich alle drei SQUIDs am Ort optimaler Feldkompensation. Risse entlang der Nietreihen liefern Signale maximaler Intensität, da die Wirbelströme im Metall senkrecht auf sie treffen.

Für sämtliche Messungen mit dem SQUID-System wurde der folgende Versuchsaufbau (*Abbildung 7.3*) gewählt. Infolge einer Optimierung kam eine Wirbelstromfrequenz von 135 Hz zum Einsatz (Abschnitt 7.2.2). An der Doppel-D-Spule lagen 5 V an, was einem Strom von 100 mA entsprach, denn der Ausgangswiderstand des Lock-in betrug 50 Ω .

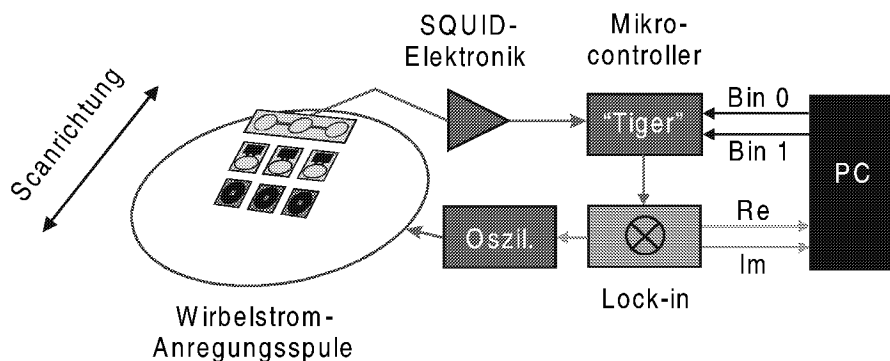


Abbildung 7.3: Versuchsaufbau für die Messungen am Scantisch mit dem SQUID-System.

7.2.2. Bestimmung der optimalen Wirbelstromfrequenz

Die experimentelle Bestimmung der optimalen Wirbelstromfrequenz erfolgte durch Abscannen eines 20 mm langen Risses in einer 0,6 mm dicken unverdeckten Aluminiumplatte mit unterschiedlichen Frequenzen. Da Materialschäden auch in tieferen Lagen des Flugzeugmantels auftreten können, wurden die Aluminiumplatte anschließend durch weitere unbeschädigte Platten der Gesamtdicke 9 mm bedeckt und die Meßreihe wiederholt.

Die Wirbelstromfrequenzen lagen bei beiden Meßreihen zwischen 100 Hz und 300 Hz. Dieser Bereich erschien aufgrund des Skineffektes zur Lokalisierung eines Risses in einer Tiefe bis zu mehreren Millimetern als besonders günstig (Abbildung 6.8). Frequenzen unterhalb von 100 Hz würden Scangeschwindigkeiten erfordern, die kleiner sind als 3 mm s^{-1} (Tabelle 6.2). Bei derart geringen Scangeschwindigkeiten kommt es zu Vibrationen des Scantisches, welche einen störungsfreien Meßbetrieb verhindern.

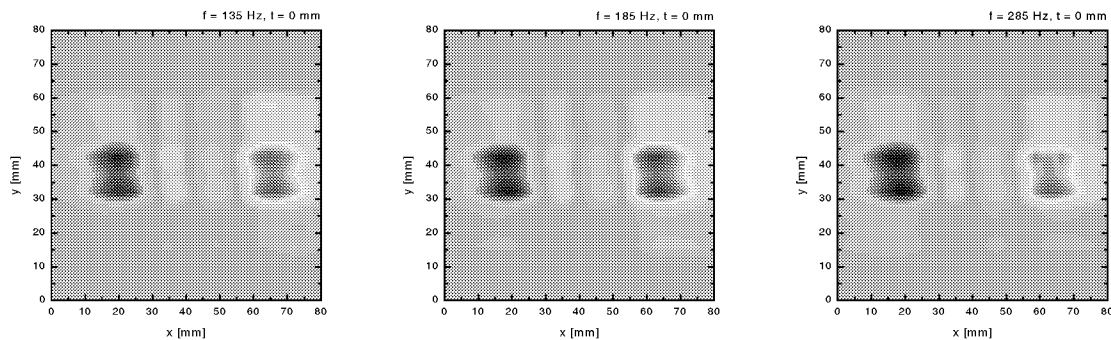


Abbildung 7.4: Messung eines 20 mm langen unverdeckten ($t = 0 \text{ mm}$) Risses mit drei Magnetometern und variabler Wirbelstromfrequenz.

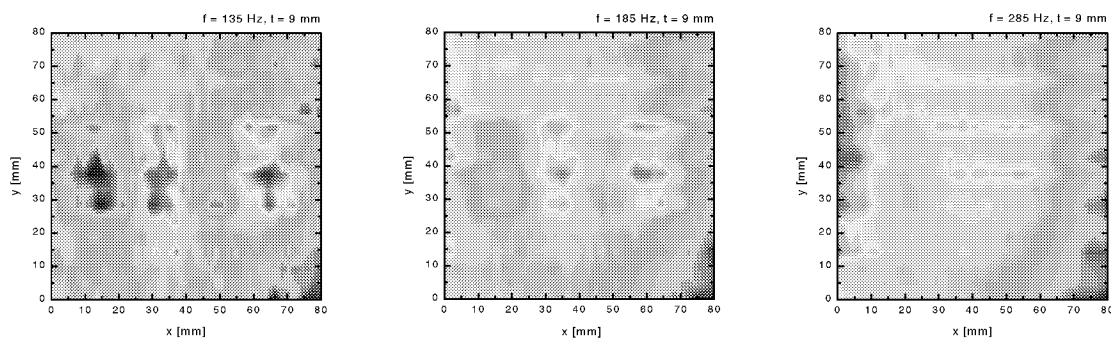


Abbildung 7.5: Messung eines 20 mm langen verdeckten Risses ($t = 9 \text{ mm}$) mit drei Magnetometern und variabler Wirbelstromfrequenz.

Wie Abbildungen 7.4 und 7.5 veranschaulichen, ist eine Wirbelstromfrequenz von 135 Hz am besten zur Lokalisierung von Materialschäden geeignet. Während Intensität und Form des

aufgezeichneten Signals im Falle des unverdeckten Risses nicht signifikant von der gewählten Frequenz abhängen, läßt sich ein Riß in einer Tiefe von 9 mm nur noch mit $f_W = 135$ Hz sicher detektieren. Gemäß den Ausführungen in Abschnitt 6.4.3 erfordert eine Wirbelstromfrequenz von 135 Hz eine Zeitkonstante am Lock-in von 10 ms und eine Scangeschwindigkeit von 4 mm s^{-1} . Diese Voreinstellungen wurden für alle weiteren Untersuchungen an Flugzeugblechen gewählt.

7.2.3. Scans mit einem, zwei und drei Magnetometern

Zur Untersuchung der Abhängigkeit der Signalform von der Anzahl aktiver SQUIDs wurde ein 20 mm langen Riß in einer 0,6 mm dicken Aluminiumplatte nacheinander mit einem, zwei und drei Magnetometern abgescannt. Das Aktivieren bzw. Deaktivieren der einzelnen SQUIDs des Arrays erfolgte im Untermenü „Scan Setup“ der Scansoftware (Kapitel 6.5). Die Metallplatte wurde zwischen den Messungen um 90 Grad gedreht, so daß der Riß sowohl in Scanrichtung ($\varphi = 0$ Grad) als auch senkrecht zur Scanrichtung ($\varphi = 90$ Grad) lag.

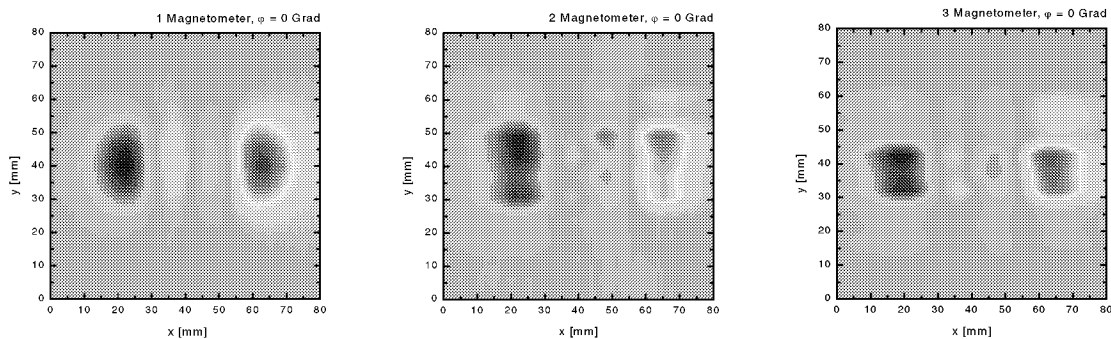


Abbildung 7.6: Messung eines 20 mm langen unverdeckten Risses in Scanrichtung mit einem, zwei und drei Magnetometern.

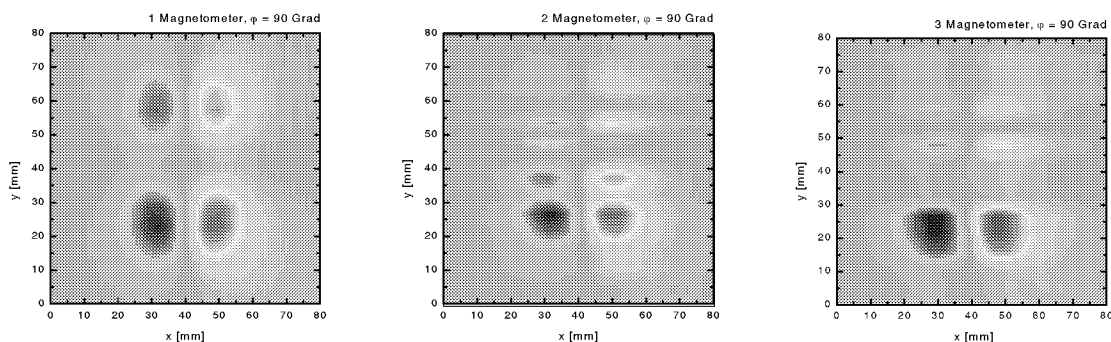


Abbildung 7.7: Messung eines 20 mm langen unverdeckten Risses senkrecht zur Scanrichtung mit einem, zwei und drei Magnetometern.

Abbildungen 7.6 und 7.7 verdeutlichen, daß das Signal des Arrays durch eine Überlagerung der Signale der einzelnen Magnetometer zustande kommt. Insbesondere ist zu erkennen, daß sich die Ortsauflösung mit zunehmender Anzahl von SQUIDs verschlechtert. Bei einer Messung mit nur einem aktiven Magnetometer verteilen sich alle Meßpunkte auf eine Spur der Breite 5 mm. Aktiviert man alle drei Magnetometer, so verteilen sich die Meßpunkte auf drei Spuren der Gesamtbreite 15 mm, da zwischen den SQUIDs periodisch umgeschaltet und die Zeitspanne zwischen jeweils zwei Umschaltimpulsen konstant gehalten wird (Abbildung 6.17).

Die Anzahl der Meßpunkte pro Flächeneinheit ist bei einem Scan mit allen drei SQUIDs gegenüber einem Scan mit nur einem SQUID folglich um einen Faktor drei reduziert. Dies ist der Preis für die dreifache Scangeschwindigkeit.

7.2.4. Risse in unterschiedlicher Tiefe

Durch Abscannen von Rissen der Längen 10 mm und 20 mm in einer 0,6 mm dicken Aluminiumplatte ließ sich die Tiefenempfindlichkeit des Arrays analysieren. Für jede Rißlänge wurde die Platte durch eine zunehmende Anzahl weiterer unbeschädigter Aluminiumplatten der Dicke 1 mm abgedeckt. Die Tiefe, in welcher die Risse lagen, wuchs auf diese Weise in Schritten von 1 mm kontinuierlich an.

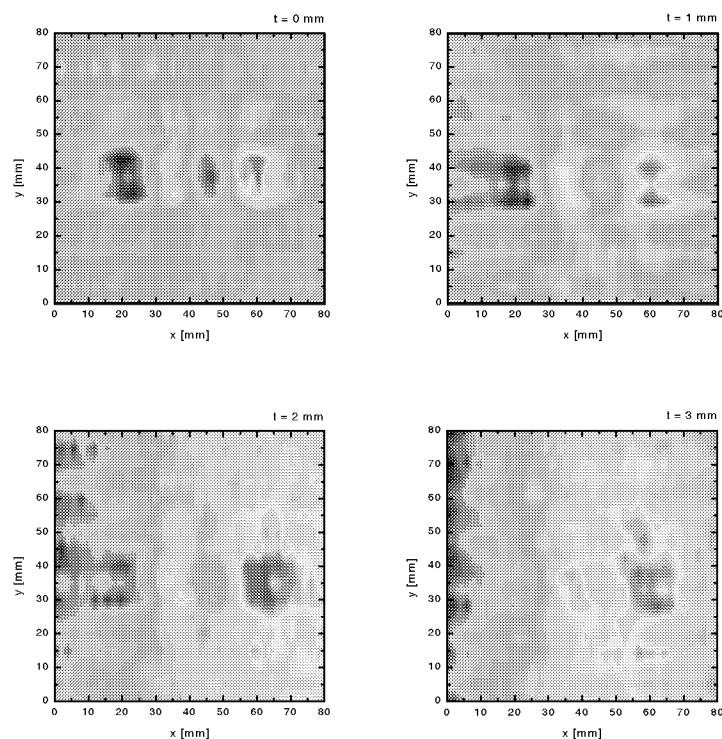


Abbildung 7.8: Messung eines 10 mm langen Risses in zunehmender Tiefe t .

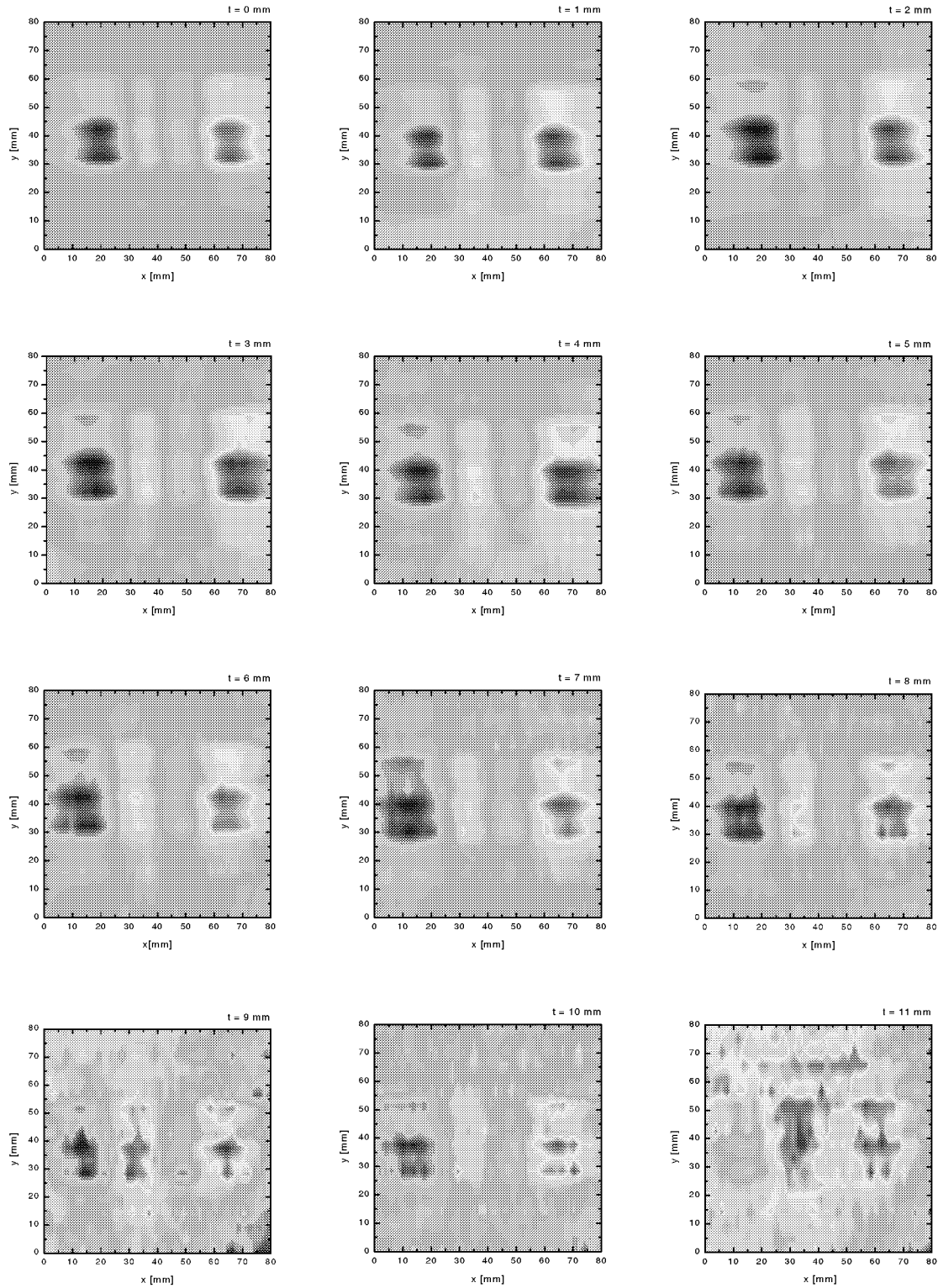


Abbildung 7.9: Messung eines 20 mm langen Risses in zunehmender Tiefe t .

Wie *Abbildungen 7.8* und *7.9* zeigen, erzeugt der 20 mm lange Riß noch 10 mm unter der Oberfläche ein erkennbares Signal, während man den Riß der Länge 10 mm nur in einer Tiefe von bis zu 2 mm sicher detektieren kann.

7.2.5. Risse in unterschiedlichem Winkel zur Scanrichtung

Die Untersuchung der Signalform vom Winkel φ zwischen Riß und Scanrichtung erfolgte durch Drehen der 0,6 mm dicken Aluminiumplatte in Schritten von 30 Grad relativ zur Scanrichtung. In der Platte befand sich ein Riß der Länge 20 mm.

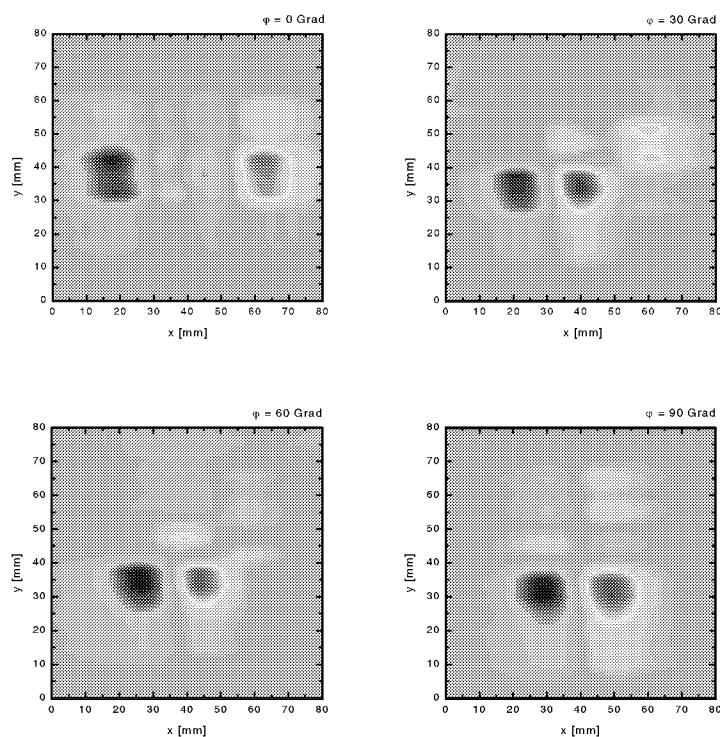


Abbildung 7.10: Messung eines 20 mm langen unverdeckten Risses in unterschiedlichem Winkel φ zur Scanrichtung.

Abbildung 7.10 läßt erkennen, daß sich das aufgezeichnete Signal bei Drehung des Risses relativ zur Scanrichtung analog verdreht. Die differentiellen Signaturen der Rißenden hängen eindeutig vom Winkel zwischen Riß und Scanrichtung ab.

7.2.6. Überlagerung von Materialfehlern

Die Analyse sich überlagernder Materialfehler wurde mit mehreren 0,6 mm dicken Aluminiumplatten realisiert, in denen sich Risse der Länge 20 mm bzw. Bohrungen der Durchmesser 4 und 8 mm befanden.

Abbildung 7.11 zeigt, daß sich das Signal der sich im Winkel von 90 Grad kreuzenden Risse durch eine Überlagerung der beiden Einzelsignale zusammensetzt.

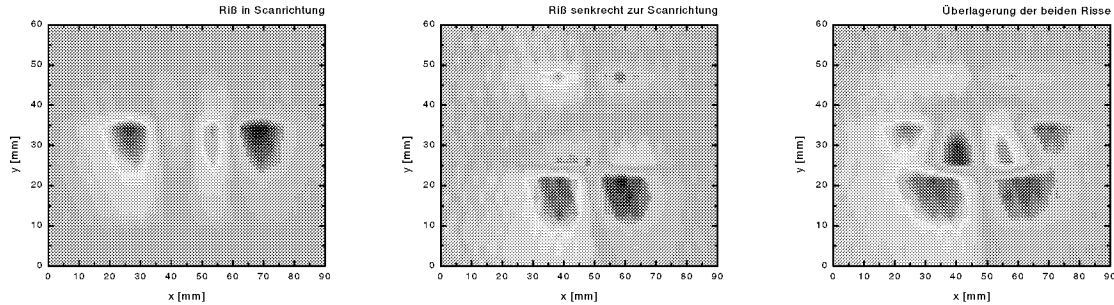


Abbildung 7.11: Messung eines 20 mm langen unverdeckten Risses in Scanrichtung, senkrecht zur Scanrichtung und zweier sich im Winkel von 90 Grad kreuzenden Risse.

Während eine Bohrung des Durchmessers 4 mm kein eindeutiges Signal liefert, läßt sich eine Bohrung des Durchmessers 8 mm sicher detektieren. Legt man zentrisch unter die Bohrungen einen 20 mm langen Riß entlang der Scanrichtung, so dominiert dessen Signal gegenüber dem Signal der Bohrungen. Diese Ergebnisse können *Abbildung 7.12* entnommen werden.

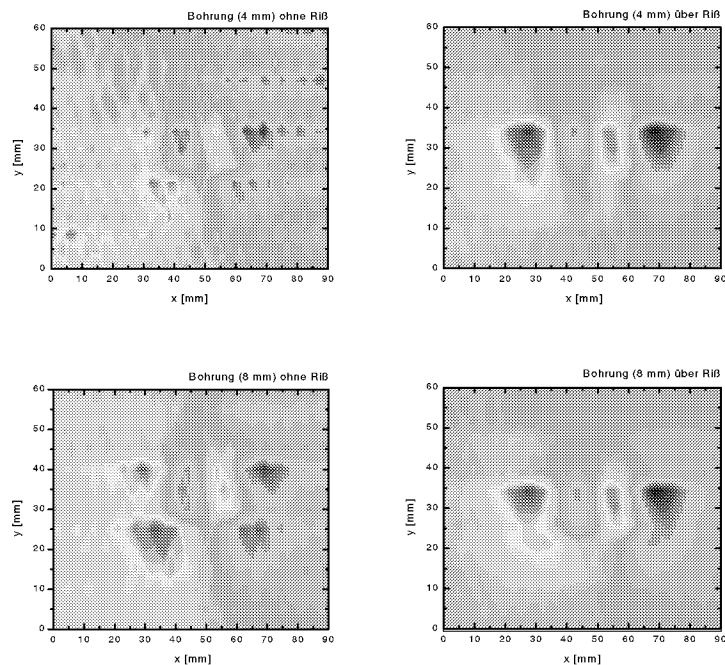


Abbildung 7.12: Messung von Bohrungen des Durchmessers 4 mm (oben links) und 8 mm (unten links). Ein 20 mm langer Riß in Scanrichtung wurde zentrisch unter den Bohrungen positioniert (oben rechts und unten rechts).

7.2.7. Nietbohrungen mit Rissen

Der Untersuchung von fehlerbehafteten Nietbohrungen galt besonderes Interesse, da die Nietreihenprüfung am Flugzeug unter sicherheitstechnischen Aspekten von größter Bedeutung ist. Die untersuchten Flugzeugproben sind in *Abbildung 7.13* dargestellt. Hierbei handelte es sich um Aluminiumplatten der Dicken 5 mm und 10 mm mit jeweils zwei Nietbohrungen des Durchmessers 8 mm (links). Die 10 mm dicke Platte wies an einer ihrer Bohrungen einen Riß der Länge 10 mm auf. Dieser Riß ging durch die gesamte Platte hindurch. Seine Tiefe betrug folglich 10 mm. Anfangs lag die Platte mit dem Riß oben, später in tiefere Lagen des Plattenstapels. Darüber hinaus wurde eine Aluminiumplatte der Dicke 30 mm abgescannt (rechts). Sie besaß drei Nietbohrungen des Durchmessers 25 mm, deren mittlere fehlerfrei war. Die beiden äußeren Bohrungen wiesen Risse der Länge 10 mm bzw. 20 mm auf, deren Tiefe 5 mm bzw. 10 mm betrug. Auch die 30 mm dicke Platte lag bei den ersten Meßreihen oben und für weitere Meßreihen in tiefere Lagen des Plattenstapels eingebaut.

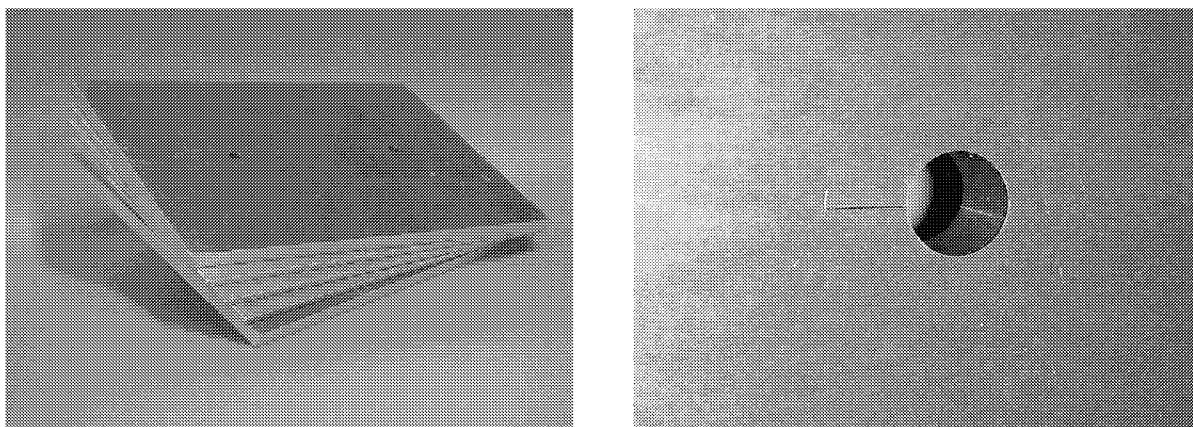


Abbildung 7.13: Aluminiumplatten der Dicken 5 mm und 10 mm mit zwei Nietbohrungen des Durchmessers 8 mm (links) und Aluminiumplatte der Dicke 30 mm mit drei Nietbohrungen des Durchmessers 25 mm (rechts).

Abbildung 7.14 verdeutlicht, daß die Nietbohrung mit dem Riß gegenüber der Nietbohrung ohne Riß ein wesentlich intensiveres Signal liefert. Dies ist eindeutig auf die stärkere Ablenkung der Wirbelströme im Metall zurückzuführen. Je weiter sich der Riß unterhalb der Oberfläche des Plattenstapels befindet, desto geringer wird dieser Effekt. Die Intensität der Signale der beiden Bohrungen gleicht sich immer weiter an. Befindet sich der Riß in einer Tiefe von 10 m, so läßt er sich nicht mehr eindeutig detektieren. Dieses Resultat überrascht nach der Analyse der Tiefenempfindlichkeit des Arrays (Kapitel 7.2.4) nicht.

Wie *Abbildung 7.15* veranschaulicht, können die Risse den Bohrungen im Fall eines Bohrdurchmessers von 25 mm nicht mehr zugeordnet werden. Das Signal solcher dicker Bohrlöcher dominiert gegenüber dem Rißsignal. Die effektive Fläche, die der Riß den Wirbelströmen entgegenstellt, ist im Vergleich zur effektiven Fläche der Bohrlöcher zu klein.

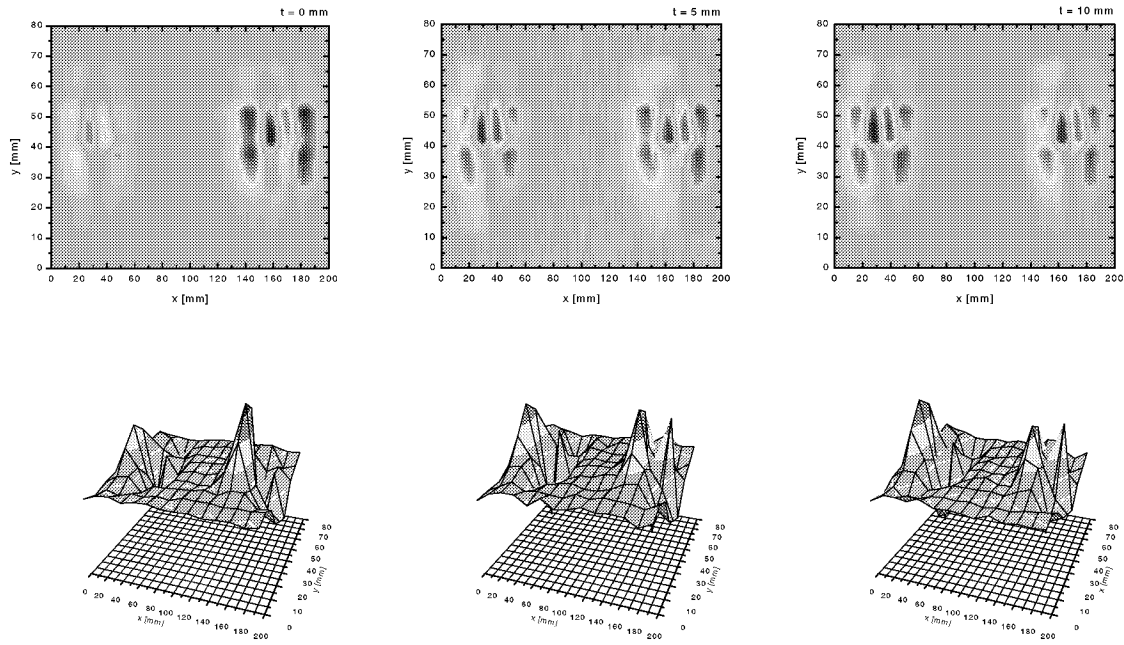


Abbildung 7.14: Messung zweier Nietbohrungen des Durchmessers 8 mm in einer Aluminiumplatte der Dicke 10 mm. Die rechte Bohrung war mit einem 10 mm langen Riß behaftet. Die Platte mit dem Riß lag in zunehmender Tiefe ($t = 0, 5$ und 10 mm).

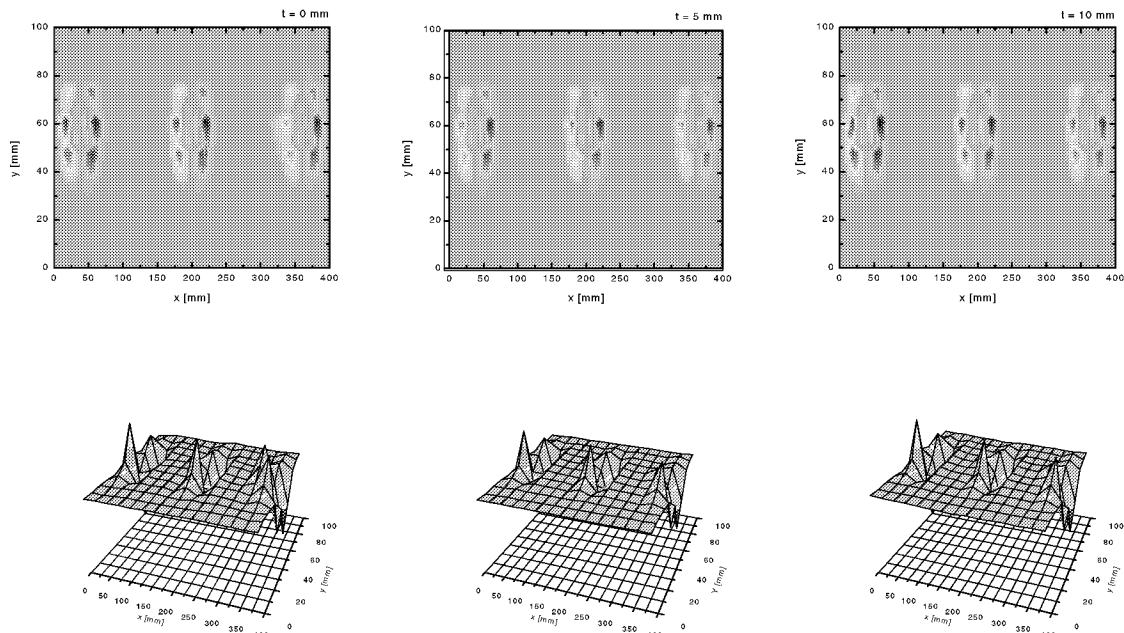


Abbildung 7.15: Messung dreier Nietbohrungen des Durchmessers 25 mm in einer Aluminiumplatte der Dicke 30 mm. Die mittlere Bohrung war fehlerfrei, die rechte mit einem Riß der Länge 10 mm, die linke mit einem Riß der Länge 20 mm behaftet. Die Platte mit dem Riß lag in zunehmender Tiefe ($t = 0, 5$ und 10 mm).

7.2.8. Metallplatte mit Stufen

Da die Materialstärke im Flugzeugmantel nicht konstant ist, wurde eine Aluminiumplatte mit Stufen der Höhe 0,7 mm abgescantet. Die Dicke der Platte betrug an einem Ende 1,3 mm und am anderen Ende folglich 3,4 mm (*Abbildung 7.16*).

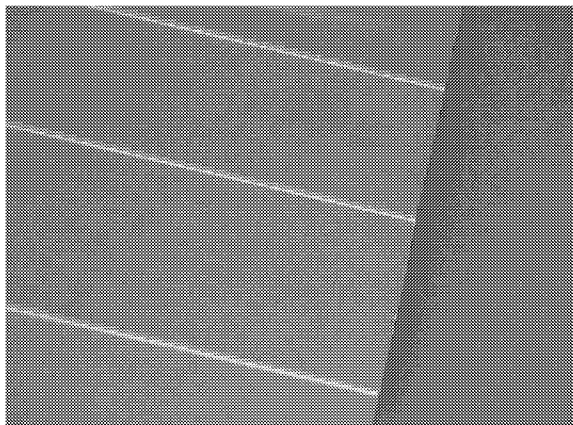


Abbildung 7.16: Aluminiumplatte mit drei Stufen der Höhe 0,7 mm.

Die Auswirkung dieser Stufen auf die Signalform gibt *Abbildung 7.17* wieder. Jede der drei Stufen liefert ein Intensitätsmaximum. Dies bedeutet, daß Wirbelströme im Metall durch die Stufen eine starke Ablenkung erfahren.

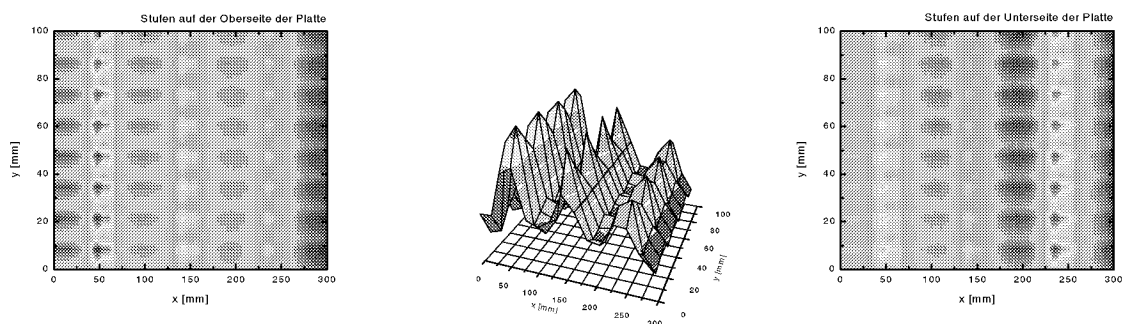


Abbildung 7.17: Messung von Stufen der Höhe 0,7 mm auf der Oberseite (links und Mitte) bzw. auf der Unterseite (rechts) einer Aluminiumplatte.

8. Anhang: Kalibrierung der SQUID-Elektroniken

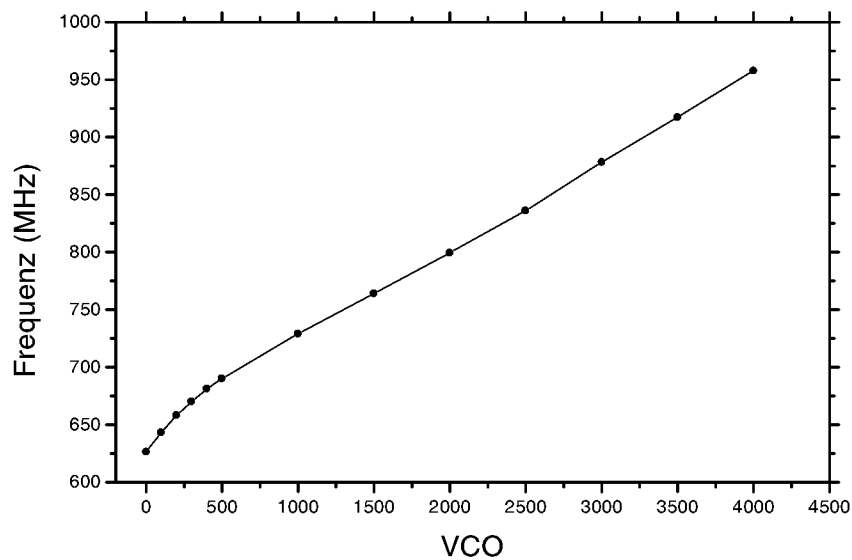


Abbildung 8.1: Kalibrierung der SQUID-Elektronik 3.0.

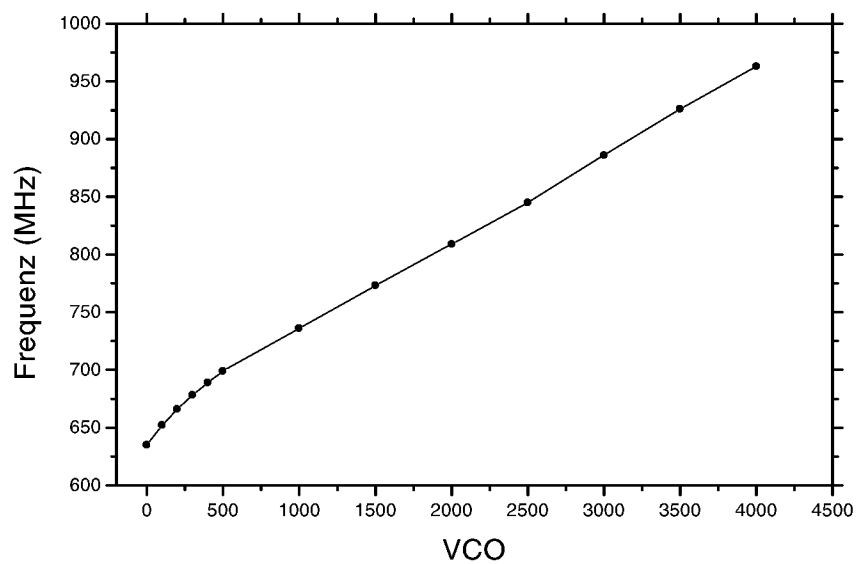


Abbildung 8.2: Kalibrierung der SQUID-Elektronik 3.5 (Multiplexelektronik).

9. Zusammenfassung

Für den zuverlässigen und wirtschaftlichen Betrieb von Verkehrsflugzeugen ist eine regelmäßige zerstörungsfreie Prüfung der Nietreihen-Strukturen zwingend erforderlich. Zur Detektion von Materialschäden an Nietverbindungen in mehrlagigen dickwandigen Aluminium-Strukturen eignet sich das Niederfrequenz-Wirbelstromverfahren. Mit zunehmender Materialstärke, wie sie insbesondere bei Großraumflugzeugen zum Einsatz kommt, ist die anregende Wirbelstromfrequenz so niedrig zu wählen, daß Induktionsspulen als Magnetfeldsensoren ungeeignet sind und durch SQUIDs ersetzt werden müssen. Ziel der Arbeit war daher die Entwicklung eines Arrays höchstempfindlicher SQUID-Sensoren und die Demonstration der Wirbelstromprüfung. Im Rahmen der Arbeiten wurde ein neuartiges Multiplex-Schema für das SQUID-Array konzipiert und umgesetzt.

Der erste Entwicklungsschritt bestand im Aufbau eines Gradiometer-Arrays für einen Badkryostat. Dabei handelt es sich um ein dreikanaliges System, das über ein Koaxialkabel ausgelesen wird. Durch Anwahl der Arbeitsfrequenzen der einzelnen SQUID-Resonator-Einheiten ist eine selektive Kanalansteuerung möglich. Hierzu wurde eine Multiplex-Elektronik 3.5 erstellt, die mit digitalen Steuereingängen zur Kanalwahl und mit einer Touchpanel-Handsteuerung ausgestattet ist. Die SQUIDs wurden in einer Sensorzeile angeordnet, um den Materialbereich in der Breite einer Nietreihe vollständig erfassen zu können. Auf diese Weise lassen sich Nietreihen im Flugzeugmantel in einem einzigen Durchgang abscannen.

Die physikalischen Eigenschaften des Gradiometer-Arrays wurden eingehend untersucht. Besonderes Interesse galt dabei der induktiven Kopplung zwischen Koppelspulen, Schwingkreisen und Gradiometern, da sie die Qualität der SQUID-Signale entscheidend beeinflusst. Die Optimierung des Systems durch Variation der relativen Lage von Koppelspulen, Schwingkreisen und Gradiometern führte zunächst nicht zum erhofften Erfolg. Die Kopplung blieb unzureichend. Überlagerungen der SQUID-Signale stellten ein schwerwiegendes Problem da. Durch eine grundlegende Überarbeitung des Gradiometer-Arrays auf Basis der gewonnen physikalischen Erkenntnisse ließ sich die Qualität der SQUID-Signale deutlich erhöhen. Die entscheidende Neuerung bestand im Einsatz von Einzelschwingkreisplatinen. Der Luftspalt zwischen ihnen reduzierte die gegenseitige Beeinflussung der Gradiometer durch Hochfrequenz-Kopplung über das Platinenmaterial. Im optimierten Dreikanalsystem wurde dies Erkenntnis implementiert. Darüber hinaus ist es so konzipiert, daß eine genaue und stabile Positionierung von Koppelspulen, Schwingkreisen und SQUIDs gewährleistet ist und das System sehr exakt in den Badkryostat paßt. Auf diese Weise wird ein zuverlässiger Betrieb erreicht.

Messungen am optimierten Gradiometer-Array machten deutlich, daß sich die Kopplung des Systems durch die Überarbeitung um mehr als einen Faktor 2 verbesserte hatte. Störende Überlagerungen der Gradiometer-Signale traten nicht mehr auf. Das Übersprechen zwischen den Kanälen wurde experimentell untersucht. Der unabhängige Betrieb der drei SQUIDs konnte zweifelsfrei nachgewiesen werden. Die systematische Untersuchung des Rauschens

am Array zeigte, daß das weiße Rauschen weder von der Anzahl der in Serie geschalteten SQUIDs, noch vom Abstand benachbarter SQUIDs abhängt.

In Analogie zum optimierten Dreikanalsystem für Gradiometer erfolgte die Herstellung des Magnetometer-Arrays für den Badkryostat. Auch für dieses System konnte der unabhängige Betrieb der SQUIDs eindeutig nachgewiesen werden.

Der zweite Entwicklungsschritt bestand im Einbau eines SQUID-Systems in einen lageunabhängigen Minikryostat. Die Inbetriebnahme dieses Kryostat gestaltete sich als extrem schwierig und zeitaufwendig. Das Zusammenbrechen des Vakuums in seinem Inneren, das Vereisen seiner Außenseite und die Tatsache, daß der SQUID häufig nicht kalt genug wurde, um ein Signal zu erzeugen, machten es notwendig, den Minikryostat mehrmals umzubauen. Nach der Optimierung zeigte das Magnetometer im mobilen Kryostat eine ausreichende Dämpfung und lieferte ein Signal sehr guter Qualität.

Mit dem optimierten lageabhängigen Magnetometer-Array wurden Wirbelstrom- Multiplexmessungen an einem unmagnetischen xy-Scantisch durchgeführt. Dabei kamen unterschiedlich dicke Flugzeugbleche aus Aluminium zum Einsatz, in denen sich künstliche Materialschäden befanden. Im Rahmen dieser Wirbelstrom- Multiplexmessungen wurden zunächst die Scanparameter ermittelt, welche zu einer optimalen Lock-in-Demodulation führten, d.h. zur Unterdrückung der Trägerfrequenz im Ausgangssignal und zum Einschwingen des Systems vor dem Umschalten auf den nächsten SQUID.

Zur Erfüllung der ersten Bedingung muß bei der Demodulation des Wirbelstromsignals eine Zeitkonstante gewählt werden, die mindestens so lang ist wie die Wirbelstromperiode. Die Wahl der Wirbelstromfrequenz leitet sich aus der Tiefe des Risses sowie der Skintiefe des Basismaterials ab. Die zweite Bedingung kann durch geeignete Wahl der Scangeschwindigkeit erfüllt werden, da die Scangeschwindigkeit die Zeitspanne zwischen aufeinanderfolgenden Meßpunkten bestimmt.

Die Umschaltpulse für die Multiplexmessungen werden von der Multiplex-Scansoftware geliefert, die eigens für das SQUID-Array in LabView erstellt worden ist. Die Datenaufnahme erfolgt mittels Drehgebersteuerung ortsgenau. Durch Anwahl der zuvor abgespeicherten Werte der Arbeitsfrequenzen der SQUID-Resonatereinheiten über die Multiplex-Elektronik wird zwischen den SQUIDs umgeschaltet.

Zur Untersuchung der Flugzeugbleche auf Materialschäden nach dem Wirbelstromprinzip kamen differentielle Anregungsspulen zum Einsatz. Die Messungen verdeutlichten, daß das Signal des Arrays durch Überlagerung der Signale der einzelnen Magnetometer zustande kommt. Es wurden Wirbelstrom-Multiplexuntersuchungen an Rissen in unterschiedlicher Tiefe und in verschiedener Orientierung zur Scanrichtung durchgeführt. Ein 20 mm langer Riß in einem 0,6 mm dicken Aluminiumblech konnte auch unter einer 10 mm starken Aluminiumüberdeckung noch eindeutig detektiert werden. Die Abhängigkeit der Signalform vom Winkel zwischen Riß und Scanrichtung ließ sich eindeutig nachweisen.

Die Signale von sich überlagernden Materialschäden wurden untersucht. Positionierte man einen Riß zentrisch unter eine Bohrung, so dominierte das Risignal. Die Dicke der eingesetzten Bleche betrug stets 0,6 mm.

Einen weiteren Schwerpunkt der Messungen stelle die Analyse der Signale von fehlerfreien und fehlerbehafteten Nietlöchern (10 mm Blechdicke) dar. Bei einem Lochdurchmesser von 8 mm war es möglich, einen 10 mm langen Riß, der von der Bohrung weg zeigte, zu erkennen. Das Signal dieser fehlerbehafteten Nietbohrung wies gegenüber einem dem Signal einer fehlerfreien Nietbohrung eine stärkere Intensität auf. Dieser Effekt verschwand jedoch, wenn sich der Materialschaden mehr als 10 mm unterhalb der Oberfläche befand.

Bei einem Lochdurchmesser von 25 mm (30 mm Blechdicke) war das Signal der Bohrung so stark, daß ein Riß nicht mehr zu identifizieren war. Die effektive Fläche, welche die Bohrung den Wirbelströmen im Metall entgegenstellt, ist in diesem Fall um einen Faktor 3 größer gewesen als die effektive Fläche des Risses.

10. Publikationen und Präsentationen

10.1. Publikationen in referierten Fachzeitschriften

- S. Gärtner, H.-J. Krause et al., *Non-Destructive Evaluation of Aircraft Structures with a Multiplexed HTS rf-SQUID Magnetometer Array*, Physica C, Elsevier Science, Amsterdam, Niederlande, Frühjahr 2002
- M. v. Kreutzbruck, H.-J. Krause, S. Gärtner et al., *Defect Detection in thick Aircraft Samples Using HTS SQUID Magnetometers*, Physica C, Elsevier Science, Amsterdam, Niederlande, Frühjahr 2002
- S. Gärtner, H.-J. Krause et al., *Multiplexed SQUID Array for Non-Destructive Evaluation of Aircraft Structures*, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 11, No. 1, 1168-1171, The Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc., New York, USA, März 2001

10.2. Publikationen in anderen Fachzeitschriften

- S. Gärtner, H.-J. Krause et al., *Multiplexed HTS rf-SQUID Magnetometer Array for Eddy Current Testing of Aircraft Rivet Joints*, Review of Progress in Quantitative Non-Destructive Evaluation, Plenum Press, New York, USA, Frühjahr 2002
- S. Gärtner, H.-J. Krause et al., *Stickstoffgekühlte SQUID Sensorarrays für die Flugzeuginspektion nach dem Wirbelstromverfahren*, Tagungsband Ulm 2001, Deutscher Kälte- und Klimatechnischer Verein, Stuttgart, Februar 2002
- H.-J. Krause, S. Gärtner et al., *Mobile SQUID-Meßsysteme für die Flugzeuginspektion*, Tagungsband Garmisch-Partenkirchen 2000, VDI-Technologiezentrum, Düsseldorf, März 2001
- Halbjährliche Zwischenberichte für die externen Projektpartner und den Verein Deutscher Ingenieure e.V.

10.3. Vorträge

- S. Gärtner, H.-J. Krause et al., *Stickstoffgekühlte SQUID Sensorarrays für die Flugzeuginspektion nach dem Wirbelstromverfahren*, Deutsche Kälte-Klima-Tagung, Ulm, November 2001
- H.-J. Krause, S. Gärtner et al., *Non-Destructive Evaluation of Aircraft Structures with a Multiplexed HTS rf-SQUID Magnetometer Array*, European Conference on Applied Superconductivity, Kopenhagen, Dänemark, August 2001
- S. Gärtner, H.-J. Krause et al., *SQUID Arrays zur zerstörungsfreien Prüfung von Flugzeugteilen*, Kryoelektronische Bauelemente-Tagung, Erlangen, Oktober 2000
- H.-J. Krause, S. Gärtner et al., *Multiplexed SQUID Array for Non-Destructive Evaluation of Aircraft Structures*, Applied Superconductivity Conference, Virginia Beach, USA, September 2000
- Zahlreiche Vorträge zum Thema SQUID-Sensorsysteme für die Flugzeuginspektion auf Projekttagungen

10.4. Posterbeiträge

- S. Gärtner, H.-J. Krause et al., *Multiplex-Wirbelstromprüfung von Flugzeugteilen mit einem rf-SQUID Magnetometer Array*, Kryoelektronische Bauelemente-Tagung, Kerkrade, Niederlande, Oktober 2001
- K. Allweins, H.-J. Krause, S. Gärtner et al., *HTS SQUID Magnetometer zur Untersuchung von Bauteilen des Airbus A380*, Kryoelektronische Bauelemente-Tagung, Kerkrade, Niederlande, Oktober 2001
- M. v. Kreutzbruck, H.-J. Krause, S. Gärtner et al., *Defect Detection in thick Aircraft Samples Using HTS SQUID Magnetometers*, SQUID-Tagung, Göteborg, Schweden, September 2001
- S. Gärtner, H.-J. Krause et al., *Multiplexed HTS rf-SQUID Magnetometer Array for Eddy Current Testing of Aircraft Rivet Joints*, QNDE Conference, Brunswick, USA, Juli 2001

10.5. Messebeteiligungen

- Statusseminar „Supraleitung und Tieftemperaturtechnik“ mit Ausstellung, Garmisch-Partenkirchen, Dezember 2000
- MEDICA, Düsseldorf, November 2000
- World Conference on Non-Destructive Testing, Rom, Italien, Oktober 2000
- INTERKAMA, Düsseldorf, Oktober 2000

11. Literaturverzeichnis

- [2.1] H. Bousack, K.-D. Husemann, H.-J. Krause, Y. Zhang, E. Zimmermann, SQUIDs im Einsatz, Jahresbericht des Forschungszentrums Jülich, 1996
- [2.2] J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, Phys. Rev. 108, 1175, 1957
- [2.3] M. Tinkham, Introduction to Superconductivity, New York, McGraw-Hill, 1975
- [2.4] W. Buckel, Supraleitung, Weinheim, Physik-Verlag, 1977
- [2.5] T. Van Duzer, C. W. Turner, Principles of Superconductive Devices and Circuits, New York, Elsevier North-Holland, 1981
- [2.6] A. Barone, G. Paterno, Physics and Applications of Josephson Effect, New York, Wiley, 1982
- [2.7] J. M. Rowell, Phys. Rev. Lett. 11, 200, 1963
- [2.8] D. N. Langenberg, D. J. Scalapino, B. N. Taylor, R. E. Eck, Phys. Rev. Lett. 15, 294, 1965
- [2.9] W. C. Steward, Appl. Phys. Lett. 12, 277, 1968
- [2.10] D. E. McCumber, Appl. Phys. Lett. 12, 3113, 1968
- [2.11] M. Maus, Dissertation, Jülich, 1999
- [2.12] K. K. Likharev, V. K. Semenov, A. B. Zorin, IEEE Trans. Mag. 25, 1290, 1988
- [2.13] C. Stölzel, Dissertation, Mainz, 1995
- [2.14] R. Gross, P. Chaudhari, D. Dimos, A. Gupta, G. Koren, Phys. Rev. Lett. 64, 228, 1990
- [2.15] J. Z. Sun, W. J. Gallagher, A. C. Callegari, V. Foglietti, R. H. Koch, Appl. Phys. Lett. 63, 1561, 1993
- [2.16] M. I. Faley, U. Poppe, H. Soltner, C. L. Jia, M. Siegel, K. Urban, Appl. Phys. Lett. 63, 2138, 1993
- [2.17] J. Gao, W. A. M. Aarnink, G. J. Gerritsma, H. Rogalla, Physica C 171, 126, 1990
- [2.18] H. Weinstock, SQUID Sensors: Fundamentals, Fabrication and Applications, NATO ASI Series E, Vol. 329, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1996
- [2.19] R. Boll, K. J. Overshott, Sensors: A Comprehensive Survey, Vol. 5, VCH, Weinheim, 1989
- [3.1] H. Bittel, L. Storm, Rauschen, Springer, Berlin, 1971
- [3.2] M. Mück, Practical aspects for SQUID applications, Superlattices and Microstructures, 21, 415 - 421, 1997

- [3.3] A. H. Miklich, J. Clarke, M. S. Colclough, K. Char, Appl. Phys. Lett. 60, 1899, 1992
- [3.4] M. J. Ferrari, M. Johnson, F. C. Wellstood, J. J. Kingston, T. J. Shaw, J. Clarke, J. Low Temp. Phys. 94, 15, 1994
- [3.5] R. Wördenweber, A. M. Castellanos, P. Selgers, Vortex lattice matching effects and 1/f-noise reduction in HTS films, VORTEX-Konferenz, Kreta, 18. - 24.09.1999
- [3.6] T. Varpula, T. Poutanen, Magnetic field fluctuations arising from thermal motion of electric charge in conductors, J. Appl. Phys. 55 (11), 4015 - 4021, 1984
- [3.7] A. Montsch, Diplomarbeit, Jülich, 1998
- [6.1] McMaster, Nondestructive Testing Handbook, Vol. 4, ASNT, 1986
- [6.2] J. Krautkrämer, Ultrasonic Testing, 3rd edition, Springer, Berlin, 1983
- [6.3] J. Blitz, Electrical and Magnetic Methods of Nondestructive Testing, Adam Hilger, Bristol, 1991
- [6.4] A. C. Kak, M. Slaney, Principles of Computerized tomographic Imaging, IEEE Press, New York, 1988
- [6.5] M. v. Kreutzbruck, Dissertation, Gießen, 1998
- [6.6] M. Mück, A three channel SQUID-system with multiplexed read-out, IEEE Trans. Mag. 27, 2986-9, 1991
- [7.1] A. Haller, Dissertation, Jülich, 1997

Danksagung

Für die erfolgreiche und angenehme Zusammenarbeit bedanke ich mich herzlich.

Herrn Prof. Dr. P. David gilt mein besonderer Dank für die Betreuung als Doktorvater, sein Interesse am Fortschreiten der Arbeiten und seine ständige Bereitschaft zur Diskussion.

Für die Übernahme des Koreferats danke ich Herrn Prof. Dr. K. Maier.

Herrn Dr. H.-J. Krause bin ich für die kompetente Betreuung der Arbeiten am Institut für Schichten und Grenzflächen sehr dankbar. Seine Unterstützung in fachlicher und persönlicher Hinsicht hat viel Freude bereitet und beste Voraussetzungen für das Gelingen der Arbeiten geschaffen.

Für die hervorragende und freundschaftliche Zusammenarbeit gilt mein spezieller Dank Herrn Dipl.-Ing. W. Wolf. Mit seinen umfangreichen praktischen Erfahrungen und wertvollen Ratschlägen trug er zur Entwicklung des SQUID-Arrays maßgeblich bei.

Herr Dipl.-Ing. D. Lomparski hat den technischen Systemaufbau tatkräftig begleitet. Hierfür danke ihm sehr. Die Erstellung einer zuverlässigen Scansoftware für das Array wäre ohne seine fundierten Programmierkenntnisse nicht möglich gewesen.

Die Anfertigung der Multiplex-Elektronik mit zugehöriger Touchpanel-Handsteuerung ist Herrn N. Wolters zu verdanken.

Für die zuverlässige Versorgung mit SQUID-Sensoren gilt mein Dank den Herren M. Banzet, Dr. J. Schubert und W. Zander.

Bei Herrn Prof. Dr. Y. Zhang und Herrn Dr. G. Panaitov bedanke ich mich für zahlreiche Diskussionen, in denen sie mir ihr herausragendes theoretisches und praktisches Wissen im Bereich der SQUID-Technologie vermitteln konnten.

Den externen Projektpartnern danke ich für die interessante und fruchtbare Kooperation im Rahmen des Verbundprojektes 13 N 7429/0 „Mobile SQUID-Meßsysteme für die Flugzeuginspektion“.

Für die Unterstützung meiner beiden Studiengänge und der Promotion gilt mein besonderer Dank meinen Eltern.

Forschungszentrum Jülich
in der Helmholtz-Gemeinschaft



Jül-3979
April 2002
ISSN 0944-2952