

Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Kerr-Effekt-Messungen an flüssigem $\text{Co}_{80}\text{Pd}_{20}$

von

Lucian Marius Isfan

Diplomarbeit in Physik

angefertigt im

Institut für Strahlen- und Kernphysik

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität

Bonn



Dezember 2001

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Referent: Prof. Dr. K. Maier

Korreferent: Prof. Dr. P. David

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung.....	1
2	Physikalische Grundlagen.....	3
2.1	Magnetismus.....	3
2.1.1	Induzierte Magnetisierung.....	6
2.1.2	Spontane magnetische Ordnung.....	8
2.1.3	Magnetischer Phasenübergang und Temperaturabhängigkeit.....	9
2.2	Domänenstruktur.....	11
2.2.1	Entstehung von Domänen und Bloch-Wänden.....	11
2.2.2	Erwartete Vortexstruktur.....	13
2.3	Unterkühlte Metallschmelzen.....	14
2.3.1	Phasenübergang flüssig ↔ fest.....	14
2.3.2	Keimbildung.....	15
2.3.3	Das System Co ₈₀ Pd.....	16
2.4	Elektromagnetische Levitation.....	17
2.5	Kink-Point.....	18
2.6	Magnetooptischer Kerr-Effekt.....	19
3	Experimenteller Aufbau.....	21
3.1	Probenpräparation.....	21
3.2	Levitationsanlage.....	21
3.3	Temperaturmessung und Temperaturkalibrierung.....	26
3.4	Probenstabilisierung.....	28
3.5	Anlage zur Kerr-Effektmessung.....	29
3.5.1	Strahlengang.....	29
3.5.2	Laser.....	32
3.5.3	Einstellung der Polarisationsrichtung.....	32
3.6	Experimenteller Ablauf.....	33
4	Ergebnisse.....	35
4.1	Signalform.....	35
4.2	Messmethode.....	35
4.3	Kalibrierung.....	37
4.3.1	Winkelkalibrierung.....	37
4.3.2	Prüfung der Messmethode.....	40

4.4	Abhängigkeit des Kerr-Winkels von der Magnetisierung.....	42
4.5	Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung.....	42
5	Diskussion.....	44
6	Ausblick.....	45
6.1	Messungen bei tieferen Temperaturen.....	45
6.2	Ortsaufgelöste Messung der magnetischen Struktur.....	45
6.3	Probenmodifikation.....	46
	Anhang.....	47
	Literaturverzeichnis.....	50
	Danksagung.....	53

Kapitel 1

Einleitung

Magnetismus zählt zu den ältesten dokumentierten Naturphänomenen.

Die ersten Überlieferungen über Beobachtungen magnetischer Phänomene erhalten wir aus der Antike. In der Nähe der Stadt Magnesia waren Eisensteine entdeckt worden, die „seltsame“ Eigenschaften aufwiesen, denn sie waren in der Lage, Eisenstücke anzuziehen. Es handelte sich dabei um das Mineral Fe_3O_4 – Magnethit – das nach seinem Fundort benannt wurde.

Auch die Chinesen wussten schon 121 v. Chr., dass ein Eisenstab, der in die Nähe eines Magnetsteins gebracht wurde, dessen magnetische Eigenschaften erhält und dass er bei uneingeschränkter Beweglichkeit eine Nord-Süd-Orientierung bekommt.

Diese Eigenschaft machten sich die Europäer im 12. Jh. für die Schifffahrt zu Nutze. Mit dem Kompass begann die Ära der Entdeckungen und Eroberungen.

Um 1600 führte dann W. Gilbert in seinem Buch „De magnete“ den Begriff „Magnetfeld“ ein als einen Zustand der Materie, mit dessen Hilfe die Magneten interagieren. Gilbert zeigte auch, dass Eisenfeilspäne in der Nähe eines Magneten eine bestimmte Anordnung einnehmen, und zwar Linien, die er „Feldlinien“ nannte. Einen Verlust der magnetischen Eigenschaften von Magneten im heißen Ofen wurde auch von ihm erstmals erwähnt.

Bis 1819 gab es keinen Nachweis für einen Zusammenhang zwischen elektrischen und magnetischen Phänomenen. Diesen erkannte der dänische Wissenschaftler H. C. Oersted durch die Ablenkung einer Magnetnadel mit Hilfe eines stromdurchflossenen Leiters.

Zwölf Jahre später entdeckte M. Faraday, dass kurzzeitig ein Strom durch eine Kreisleitung floss, als in einem benachbarten Kreis der Strom ein- und ausgeschaltet wurde. Kurz darauf folgte die Entdeckung, dass die Bewegung hin und weg vom Kreis denselben Effekt hervorruft. J. Henry antizipierte dies schon ein Jahr zuvor, aber da Faraday als erster publizierte, wurde die Entdeckung ihm zugewiesen.

Die Arbeiten von Oersted bewiesen also, dass die Bewegungen elektrischer Ladungen magnetische Effekte produzieren, während die von Faraday und Henry zeigten, dass die Bewegungen von Magneten elektrische Ströme auslösen.

J.C. Maxwell gelang es 1873, eine einheitliche Theorie für den Elektromagnetismus in seinem Werk „Treatise on Electricity and Magnetism“ zu präsentieren.

1895 konnte P. Curie eine genauere funktionelle Abhängigkeit paramagnetischer Eigenschaften von der Temperatur feststellen. Die kritische Temperatur des magnetischen Phasenübergangs wurde nach ihm benannt (Curie-Temperatur).

Verstanden wurden die Phänomene des Magnetismus noch lange nicht. Erst nachdem W. Heisenberg und J. I. Frenkel die Quantenphysik zur Erklärung des Ferromagnetismus heranzogen, kam man dem Problem näher.

Noch bis Mitte des letzten Jahrhunderts glaubte man, basierend auf den Arbeiten von P. Curie u. a., dass Ferromagnetismus an den kristallinen Zustand gebunden sei. Erst im Zusammenhang mit der Methode der Unterkühlung von Metallschmelzen fing man an, an dieser Annahme zu zweifeln.

So startete Y. Nakagawa in den 50er Jahren eine Serie von Untersuchungen mit Fe und Co in ihrer unterkühlten, flüssigen Phase, mit denen die ferromagnetische Ordnung in einer metastabilen Phase erforscht werden sollte [Nak56, 59].

Im Jahr 1960 zeigte dann A. I. Gubanov mit einer Reihe von theoretischen Überlegungen, dass die Existenz von Ferromagnetismus in amorphen, also ungeordneten Substanzen möglich sei [Gub60].

Schließlich gelang 1994 einer Arbeitsgruppe von Prof. Dr. K. Maier an der Universität Bonn die Unterkühlung einer $\text{Co}_{80}\text{Pd}_{20}$ -Legierung unter die Curie-Temperatur der festen Phase $T_C = 1271$ K. Dies wurde mit Hilfe einer elektromagnetischen Levitationsanlage erreicht [PNH+94]. Darüber hinaus wurden Suszeptibilitätsmessungen, Untersuchungen mit einer modifizierten Faraday-Waage und einer Förstersonde, sowie Untersuchungen in der Nähe des magnetischen Phasenübergangs mittels Neutronendepolarisation und Modulationskalorimetrie durchgeführt.

Alle diese Untersuchungen hatten zum Ziel, für das parallele Auftreten von flüssiger und ferromagnetischer Phase Beweise zu liefern, und führten zu dem Ergebnis, dass **Ferromagnetismus nicht an den festen Zustand gebunden ist**. Offen ist die Frage nach der Domänenstruktur.

Gegenstand dieser Arbeit sind weitere Untersuchungen an der $\text{Co}_{80}\text{Pd}_{20}$ -Legierung, die auf der Suche nach einer magnetischen Domänenstruktur mit Hilfe des magnetooptischen Kerr-Effekts (MOKE) durchgeführt wurden.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

Dieses Kapitel befasst sich mit Ursprung, Verhalten und Phänomenologie des Magnetismus sowie der Beschreibung seiner verschiedenen strukturellen Erscheinungsformen. Wegen der unterschiedlichen Notationen und Bezeichnungen der magnetischen Größen in der internationalen Literatur werden hier die in dieser Arbeit verwendeten Definitionen, Größen und Einheiten zusammengestellt:

B : magnetische Induktion; $[\frac{Vs}{Am}] = [\text{Tesla}] = [10^4 \text{ Gauss}]$

H : magnetische Feldstärke; $[\frac{A}{m}]$

M : Magnetisierung; $[\frac{A}{m}]$

μ_0 : Induktionskonstante; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} [\frac{Vs}{Am}]$

μ_r : Permeabilität; [1]

χ : Suszeptibilität; $\chi = \mu_r - 1$ [1]

μ : BOHR-Magneton; $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,2740 \cdot 10^{-24} [\text{Am}^2]$

2.1 Magnetismus

Die Idee, dass die magnetischen Eigenschaften der Materie das Ergebnis mikroskopischer Kreisströme seien, hat Ampère schon 1823 theoretisch formuliert.

Diejenigen Kreisströme, die durch die Bewegung freier Ladung entstehen, werden freie Ströme genannt. Sie fließen in Drähten, man kann sie mit Ampèremetern messen. Im Gegensatz dazu nennt man die Ströme, die durch eine Bewegung von an Atome oder Moleküle gebundene Ladungen entstehen, gebundene Ströme. Während alle Ströme Quellen von B sind, sind nur die freien Ströme auch Quellen von H .

Viele Elektronenzustände haben einen Drehimpuls, und ähnlich wie bei einem elektrischen Kreisstrom sollte ein magnetisches Dipolfeld entstehen. Eine Punktladung e^- (Elektron), die auf einer Kreisbahn (im klassischen Fall) mit der Geschwindigkeit v umläuft, erzeugt einen Kreisstrom:

$$I = -\frac{e}{T} = -\frac{e v}{2\pi r} \quad (2.1)$$

der ein magnetisches Dipolmoment m zur Folge hat

$$m = \frac{I \cdot \text{Fläche}}{c} = \frac{I r^2}{c} \quad (2.2)$$

Mit $L = m r \times v$ lässt sich dies so umschreiben:

$$\vec{m} = -\frac{e}{2m_e c} \vec{L} \quad (2.3)$$

Erscheinungsformen wie Para- und Diamagnetismus haben ihren Ursprung in den verschiedenen magnetischen Eigenschaften des Spins und der Bahnmomente der Elektronen. Ein Elektron besitzt ein permanentes magnetisches Dipolmoment aufgrund der Ladung e^- , der Masse m_e und des Spins. Bei zusätzlichen Bahnbewegungen ergibt sich ein resultierendes magnetisches Moment \vec{m} mit dem Bahndrehimpuls \vec{L} .

Die Summe aller magnetischen Momente für alle Elektronenbahnen in **diamagnetischen Stoffen** ist Null. D.h., sie haben kein resultierendes permanentes magnetisches Moment.

$$\sum_{i=1}^z \vec{m}_i = 0 \quad (2.4)$$

Die Summe aller magnetischen Momente bei **paramagnetischen Stoffen** ist ungleich Null.

$$\sum_{i=1}^z \vec{m}_i \neq 0 \quad (2.5)$$

Das magnetische Moment pro Volumeneinheit wird **Magnetisierung** M genannt.

$$M = \frac{I \cdot A}{V} \quad (2.6)$$

Experiment und Theorie zeigen, dass alle Substanzen magnetisiert werden können, wenn sie einem Magnetfeld ausgesetzt werden. Der Effekt der Magnetisierung dieser Substanzen ist die Änderung des Ursprungswertes des Magnetfelds sowohl innerhalb dieser Substanz, als auch in ihrer Umgebung.

Bezeichnen wir das Magnetfeld im Vakuum durch \vec{B}_0 und das von der magnetisierten Substanz erzeugte Magnetfeld als \vec{B}_m , dann gilt in jedem Punkt dieser Substanz:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_m \quad (2.7)$$

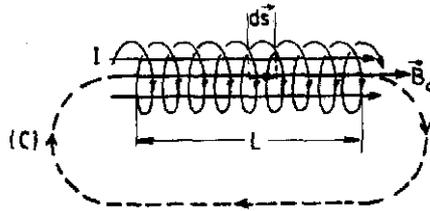


Abbildung 2.1: Solenoid der Länge L mit N Windungen. Durch die Windungen fließt ein Strom I , der ein Magnetfeld $B = \mu_0 NI/L$ erzeugt.

Betrachten wir einen Solenoid der Länge L mit N Windungen, durch die ein Strom I fließt, so existiert innerhalb des Solenoids ein Magnetfeld $B = \mu_0 NI/L$. Nach Ampère erhalten wir über einen geschlossenen Integrationsweg C :

$$\oint_C \vec{B}_0 \cdot d\vec{r} = \mu_0 (NI) \quad (2.8)$$

Befindet sich jetzt ein magnetisierter Zylinder aus paramagnetischem Material in diesem Solenoid und wählen wir den Integrationsweg C so, dass sowohl die freien Ströme, als auch die Magnetisierungsströme I_m von der lateralen Fläche des magnetisierten Zylinders fließen, dann können wir schreiben:

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{r} = \mu_0 (NI + I_m) \quad (2.9)$$

weiter

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{r} = \mu_0 (NI + \oint_C \vec{M} \cdot d\vec{r}) \quad (2.10)$$

oder

$$\oint_C \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \right) \cdot d\vec{r} = NI \quad (2.11)$$

Beschreiben wir den Integranden in (2.11) durch \vec{H} dann wird:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \quad (2.12)$$

oder

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M} \quad (2.13)$$

Vergleichen wir (2.7) mit (2.13), dann erhalten wir:

$$\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H} \quad (2.14)$$

und

$$\vec{B}_m = \mu_0 \vec{M} \quad (2.15)$$

Aus alledem ergibt sich die Überlegung, dass von allen Größen B , M und H des Magnetfeldes, B die fundamentale Größe ist, die das Magnetfeld charakterisiert.

Magnetische Suszeptibilität

Bei einer bestimmten Temperatur hängt I_m von der magnetischen Feldstärke H ab. Gleichzeitig hängt die Stärke der Magnetisierung von den Eigenschaften der magnetisierten Substanz ab. Das Magnetisierungsfeld neigt dazu, die magnetischen Momente der Atome im Material parallel zur H -Feldrichtung zu orientieren. Die thermische Bewegung zerstört die Ordnung der magnetischen Momente. D. h., dass die Orientierung magnetischer Momente in der Feldrichtung um so besser ist und die Magnetisierung um so stärker, je stärker H und je tiefer die Temperatur dieser Substanz wird. Diese Schlussfolgerung kann man mathematisch durch folgenden Term beschreiben:

$$\vec{M} = \chi(T) \cdot \vec{H} \quad (2.16)$$

wobei $\chi(T)$ eine Proportionalitätskonstante darstellt, die stoffspezifisch ist. Sie wird **magnetische Suszeptibilität** genannt. Schreiben wir (2.16) in (2.13):

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \chi \vec{H} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \quad (2.17)$$

dann erhalten wir eine andere dimensionslose physikalische Größe, die **Permeabilität**:

$$\mu_r = 1 + \chi \quad (2.18)$$

Paramagnetische Stoffe werden in ein Magnetfeld hineingezogen wie ein Dielektrikum in ein elektrisches Feld. Sie magnetisieren sich in Feldrichtung, ihr χ ist positiv, und zwar unabhängig vom Feld, aber abhängig von der Temperatur nach dem Gesetz von **Pierre Curie**:

$$\chi = \frac{C}{T} \quad \text{mit } C : \text{Curie-Konstante} \quad (2.19)$$

Bei starken H -Feldern, die entgegen der thermischen Bewegung alle magnetischen Momente parallel zum Feld orientieren, wächst die Magnetisierung nicht weiter mit der Stärke des H -Feldes. Der Maximalwert \vec{M}_s der Magnetisierung wird **Sättigungsmagnetisierung** genannt.

Man unterscheidet bei Magnetismus zwischen der **induzierten Magnetisierung** und der **spontanen magnetischen Ordnung**.

2.1.1 Induzierte Magnetisierung

Materialien mit induziertem Magnetismus sind solche, die nur unter dem Einfluss eines äußeren Magnetfeldes eine magnetische Induktion aufweisen.

Über die Suszeptibilität lässt sich eine erste Einteilung der magnetischen Erscheinungsformen vornehmen. So kann sich die erzeugte Magnetisierung \vec{M}

antiparallel zu \vec{H} ausrichten ($\chi < 0$). Man spricht dann von **Diamagnetismus**. Richtet sich \vec{M} parallel zu \vec{H} aus ($\chi > 0$), dann spricht man von **Paramagnetismus**.

Diamagnetismus

Substanzen, die von einem inhomogenen Magnetfeld abgestoßen werden, bezeichnet man als diamagnetisch.

Verursacht wird ein solches Verhalten durch die Bahnmomente der Elektronen. Die auf ihren Orbitalen umlaufenden Elektronen werden ähnlich wie bei einer Leiterschleife durch Anlegen eines äußeren Feldes beeinflusst. So werden - entsprechend der Lenzschen Regel - mikroskopische Ströme induziert, die das externe Feld schwächen. Tatsächlich entstehen diese Kreisströme so, dass das ganze Atom mit seiner Elektronenhülle um die \vec{B} -Richtung rotiert und zwar mit der Kreisfrequenz $\omega = e m^{-1} B$, der sogenannten Larmor-Frequenz.

Die Magnetisierung einer solchen Substanz ist dem äußeren Feld entgegengesetzt. Die resultierenden Suszeptibilitäten sind im allgemeinen sehr klein ($\chi \approx -10^{-1} \dots -10^{-6}$). Eine Ausnahme sind dabei die Supraleiter vom Typ I, die mit $\chi = -1$ einen idealen Diamagneten darstellen. Kühlt man unter dem Sprungpunkt T_C , so drängt das Material, wenn es supraleitend wird, das Feld aus sich heraus. Im Inneren des Supraleiters gilt immer $B = 0$ (Meißner-Ochsenfeld-Effekt).

Davon abgesehen ist die Suszeptibilität der diamagnetischen Stoffe temperaturunabhängig.

P, S, As, C, viele Metalle wie Hg, Au, Ag, Cu, die meisten anorganischen chemischen Verbindungen wie Wasser und fast alle organischen Verbindungen sind diamagnetisch.

Diamagnetismus tritt bei allen Materialien auf. Im Fall von Paramagnetika wird er von den permanenten magnetischen Momenten, die viel größer als die induzierten sind, überdeckt.

Paramagnetismus

Materialien, die von einem inhomogenen Magnetfeld angezogen werden, sind paramagnetisch. Für dieses Verhalten ist der Spin der Elektronen verantwortlich. Hier ist die Wirkung der Spinnomente größer als die der Bahnmomente. Dies ist durch ungepaarte Elektronen in der Elektronenkonfiguration des Materials begründet. Die Elektronen besitzen ein permanentes Dipolmoment, für welches eine parallele Ausrichtung zum äußeren Feld energetisch günstiger ist als die antiparallele.

Bei Raumtemperaturen treten meist Suszeptibilitäten der Größenordnung $\chi = 10^{-5}$ auf.

Die magnetische Ordnung wirkt der thermischen Unordnung entgegen, so dass die paramagnetischen Stoffe eine Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität aufweisen (Curie-Gesetz)[KL92].

Beispiele paramagnetischer Substanzen sind Gase wie O und N, Metalle wie Al, W, Ti, Pt und Alkali- und Erdalkali-Metalle.

2.1.2 Spontane magnetische Ordnung

Materialien, deren Atome ohne ein äußeres Magnetfeld ein permanentes resultierendes magnetisches Moment besitzen, weisen eine **spontane magnetische Ordnung** auf. Die Ursache des spontanen Magnetismus ist die Austauschwechselwirkung der Elektronen. Der Grund dafür ist, wie auch schon für die Anordnung der Spins innerhalb eines Atoms in paramagnetischen Stoffen, die Verminderung der elektrostatischen Coulomb-Energie der Elektronen zwischen benachbarten Atomen, die eine parallele Spinausrichtung bevorzugt. Dafür ist Energie erforderlich. Eine magnetische Ordnung ist nur dann möglich, wenn der Energiegewinn durch die Verringerung der Coulomb-Energie größer ist als der Aufwand an kinetischer Energie für die Spin-Symmetrisierung.

Um diese Parallelausrichtung zweier Spins zu erreichen, wäre die Dipol-Wechselwirkung auch im günstigsten Fall viel zu klein.

Der Versuch, die spontane Magnetisierung auf klassische Weise zu beschreiben, ist schwierig, da eine genaue quantenmechanische Behandlung erforderlich ist. Eine geeignete Beschreibung liefert das Heisenbergmodell [Hei26].

So wird der Hamilton-Operator um den Heisenbergschen Operator der Austauschenergie erweitert:

$$\hat{H}_{\text{Heis}} = -2 \sum J_{ij} \hat{s}_i \hat{s}_j \quad (2.20)$$

Dabei ist J_{ij} das Austauschintegral der Elektronen und i, j und \hat{s}_i, \hat{s}_j sind dessen Spinmomente. Über das Austauschintegral J_{ij} können wir die verschiedenen magnetischen Ordnungen klassifizieren¹.

Ferromagnetismus

Die Bildung einer ferromagnetischen Ordnung mit der Parallelausrichtung der magnetischen Momente wird durch ein positives, möglichst großes Austauschintegral zwischen benachbarten Atomen beschrieben. Bei der Überschreitung der Curie-Temperatur gehen die ferromagnetischen Eigenschaften verloren und das Material wird paramagnetisch. Die Suszeptibilität χ wird um Größenordnungen kleiner und hängt nach dem Curie-Weiss-Gesetz von der Temperatur ab (siehe 2.2.1).

Fe, Ni, Co, die seltenen Erden Gadolinium, Dysprosium, Erbium sowie einige Legierungen, z.B. die Heusler-Legierungen von Mn mit Sn, Al, As, Sb, Bi, B und Cu zeigen ein komplexes ferromagnetisches Verhalten.

Antiferromagnetismus

Richten sich die benachbarten Spins antiparallel zueinander aus und wird damit auch das Austauschintegral negativ, so spricht man von Antiferromagnetismus. Dabei entstehen zwei Spin-Untergitter mit gleichgroßen, aber entgegengesetzten magnetischen Momenten. Aus diesem Grund tritt bei Antiferromagnetika kein magnetisches Moment

¹ Asperomagnetische oder sonstige Spinstrukturen werden hier nicht berücksichtigt. Es werden nur die drei häufigsten Systeme betrachtet.

nach außen in Erscheinung. Eine Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität ist auch hier zu finden. Die bei tiefen Temperaturen antiparallele Ausrichtung der zur Magnetisierung beitragenden Elektronen-Spins im Kristallgitter wird mit steigender Temperatur gelockert und bricht bei der Neel-Temperatur T_N völlig zusammen. Oberhalb von T_N sind die Spins der thermischen Bewegung ausgeliefert wie bei einem Paramagnetikum.

Typische Vertreter sind MnO, MnF₂, NiO, CoF₂ und Cr.

Ferrimagnetismus

Auch hier orientieren sich die Spins antiparallel zueinander. In diesem Fall tritt unterhalb von T_C eine von außen messbare Magnetisierung auf, da die beiden Spin-Untergitter unterschiedlich große magnetische Momente besitzen. Das Austauschintegral nimmt hier sowohl positive, als auch negative Werte an. Ferrimagnetika wie Magnetit (Fe₃O₄) verhalten sich ähnlich wie Ferromagneten. Ihre Sättigungsmagnetisierung ist aber viel kleiner. Durch den Einbau von Fremdatomen wie Mg, Al u.s.w. anstelle eines Fe-Atoms entstehen Ferrite.

Anders als im Heisenbergmodell, wo man von lokalisierten Elektronen ausgeht, sind die Elektronen des 3d-Leitungsbandes für die magnetische Kopplung in Metallen wie Co, Ni oder Fe verantwortlich. Wegen des Hin- und Herwanderns zwischen den Atomen werden sie als itinerante Elektronen bezeichnet. Die Verweildauer am Atom beträgt etwa $10^{-15} - 10^{-16}$ s. Zeitlich gesehen liegen magnetische Phänomene in der Größenordnung der Spinwellenfrequenz und sind mit $10^{-12} - 10^{-13}$ s deutlich langsamer.

2.1.3 Magnetischer Phasenübergang und Temperaturabhängigkeit

Die thermisch bedingte Zustandsänderung ferromagnetischer Substanzen von einer ferro- in eine paramagnetische Phase wird **ferromagnetischer Phasenübergang** genannt.

Wie schon erwähnt, wirkt die thermische Unordnung der spontanen magnetischen Ordnung entgegen. Genauer gesagt konkurriert der durch magnetische Ordnung entstandene Energiegewinn mit dem Entropiegewinn durch die thermische Bewegung. Ein Verlust der spontanen Magnetisierung und damit der ferromagnetischen Eigenschaften des Materials entsteht beim Überschreiten einer stoffspezifischen kritischen Temperatur, der sogenannten ferromagnetischen Curie-Temperatur T_C^f . Oberhalb dieser Temperatur liegt nur noch paramagnetisches Verhalten vor mit Suszeptibilitäten, die in der Größenordnung von $\chi = 10^{-6}$ liegen [KL92].

Eine temperaturbedingte Unterteilung in drei verschiedene Bereiche lässt sich wie folgt erfassen:

$T \ll T_C^f$ – Ferromagnetischer Bereich

Mit Sinken der Temperatur sinkt auch der Entropiegewinn durch die thermische Bewegung. So steigt die spontane Magnetisierung M_S nach der Bloch-Funktion, bis sie bei $T = 0$ K die Sättigungsmagnetisierung M_0 erreicht.

$T \gg T_C^f$ – **Paramagnetischer Bereich**

Der paramagnetische Bereich wird durch die Suszeptibilität beschrieben, die dem Curie-Weiss-Gesetz folgt:

$$\chi(T) = \frac{C}{T - \theta} \quad (2.21)$$

Das Auftragen der inversen Suszeptibilität χ^{-1} gegen die Temperatur ergibt eine Gerade, aus der für $\chi^{-1} \rightarrow 0$ die paramagnetische Curie-Temperatur θ extrapoliert werden kann. Ein Beispiel wird in Abb.2.2 für Ni und eine amorphe FeNiBP-Legierung gezeigt.

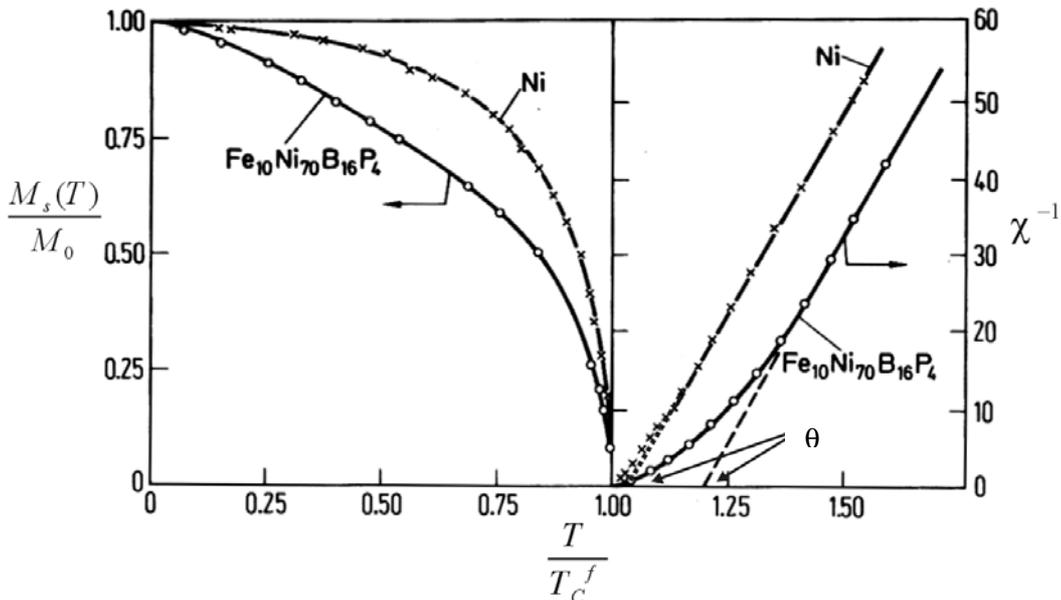


Abbildung 2.2: Temperaturabhängigkeit der charakteristischen magnetischen Größen für kristallines Nickel und eine amorphe FeNiBP-Legierung. Unterhalb von T_C^f ist die relative spontane Magnetisierung $M_s(T)/M_0$ und oberhalb von T_C^f die inverse Suszeptibilität χ^{-1} aufgetragen. Es sind qualitative Unterschiede bei T_C^f zu erkennen, trotz der weitgehend gleichen funktionalen Abhängigkeit beider Ferromagnete. Die Abweichung von der Curie-Weiss-Geraden ist oberhalb von T_C^f unterschiedlich stark ausgeprägt. Das führt zu unterschiedlich großen Differenzen zwischen ferromagnetischer T_C^f und paramagnetischer θ Curie-Temperatur[KL92].

$T \approx T_C^f$ – **Kritischer Bereich**

Spontane Magnetisierung und Suszeptibilität werden im kritischen Bereich des Phasenübergangs je nach Temperaturbereich durch unterschiedliche Potenzgesetze beschrieben.

$$\begin{aligned} M_s(T) &\propto (T - T_C^f)^\beta && \text{für } T < T_C^f \\ M_s(H) &\propto H^{1/\delta} && \text{für } T = T_C^f \\ \chi(T) &\propto 1/(T - T_C^f)^\gamma && \text{für } T > T_C^f \end{aligned}$$

Die gegenseitige Abhängigkeit dieser kritischen Exponenten γ , β und δ wird durch die folgende Relation

$$\gamma = \beta(\delta - 1) \quad (2.22)$$

dargestellt.

Für die meisten Materialien stimmen die experimentell erhaltenen mit den nach dem Heisenbergschen Modell berechneten Werten gut überein [HK80, KL92, GZJ77].

$$\gamma = 1,387 \quad \beta = 0,365 \quad \delta = 4,803$$

Diese Werte sind nur in unmittelbarer Nähe von T_C^f gültig.

2.2 Domänenstruktur

Die Magnetisierung besitzt einen Maximalwert M_S (Sättigungsmagnetisierung), wenn die Spinnomente aller in Frage kommenden Elektronen parallel ausgerichtet sind.

2.2.1 Entstehung von Domänen und Bloch-Wänden

Lokale Domänen in Ferromagnetika, in denen die Sättigungsmagnetisierung erreicht wird, werden Weiss-Bereiche oder -Bezirke genannt (nach Pierre Weiss). Die Magnetisierung innerhalb einer solche Domäne ist parallel zu einer durch die Kristallanisotropie bzw. die mechanische Verspannung definierten leichten Richtung. Die Sättigungsmagnetisierungen verschiedener Domänen können unterschiedliche Richtungen aufweisen. Der Übergangsbereich zwischen zwei solchen Bereichen wird Bloch-Wand genannt [Blo32].

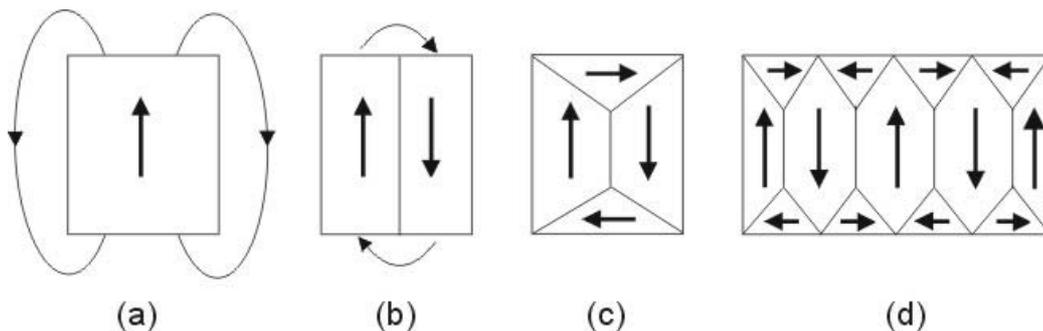


Abbildung 2.3: Entstehung von Domänen in Festkörpern. Streufeldminimierung durch die Ausbildung von Domänen. a) und b) Die Feldlinien verlaufen durch den Außenraum. c) und d) Durch die Entstehung von prismaförmigen Abschlussbereichen reduziert sich das Streufeld.

Das Anstreben einer Minimierung der Gesamtenergie ist die Ursache dieser Aufteilung der Ferromagneten in Domänen. Durch die Bestrebung, eine Streufeldminimierung im Außenraum zu erreichen, wird der Zerfall in mehrere Domänen bewirkt.

In Abb. 2.3 wird dies grafisch dargestellt. Die leicht magnetisierbare Richtung wird von den Spins bevorzugt a). Entgegengesetzt ausgerichtete Bereiche entstehen b). Prismenförmige Abschlussbereiche wie in c) und d) führen zu einer weiteren, immer stärkeren Verminderung der Streufeldenergie [KIT99].

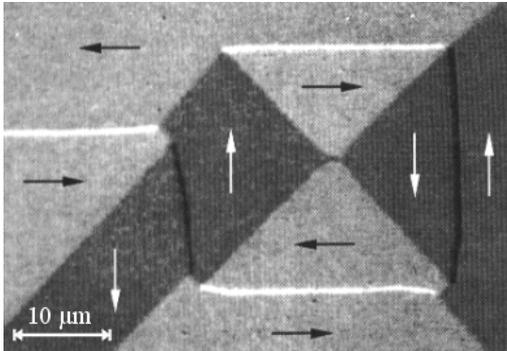


Abbildung 2.4: Domänenstruktur eines Transformatorblechs; Methode: **KERR-Mikroskop** [HS98]

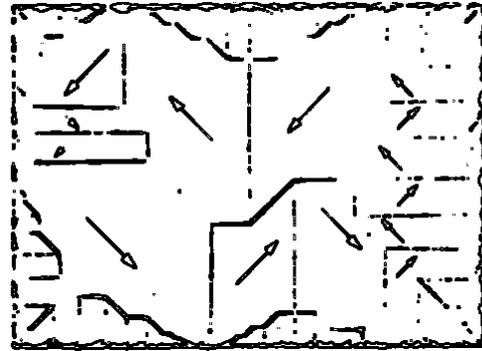


Abbildung 2.5: Domänenstruktur eines Nickelplättchens; Methode: **Bittertechnik** [KIT99]

Die Austauschenergie strebt eine möglichst breite Bloch-Wand an, indem sie einer Spinauslenkung aus der kollektiven Richtung entgegenwirkt. Dagegen wird die Verspannungsenergie um so kleiner, je schmaler die Domänenwände werden. Somit werden die Dimensionen der Domänen wie auch die Dicke der Bloch-Wände durch die Kristallanisotropie bzw. die Verspannungen und die Austauschenergie bestimmt. Das gesamte magnetische Moment eines ferromagnetischen Materials nimmt unter dem Einfluss eines äußeren Magnetfeldes zu.

Das Volumen der zum Feld günstig orientierten Domänen wächst in äußeren Feldern auf Kosten der ungünstig orientierten Domänen.

Fremdatome im Gitter behindern eine Wandverschiebung und fesseln die Wände in eine bestimmte Lage, bis ein starkes äußeres Feld so groß wird, dass die Wand ruckartig weiterschnappt. Solche irreversiblen Wandverschiebungen ändern M , also B und damit den Magnetfluss Φ in der felderzeugenden Spule so ruckartig, dass dies mit einem am Ende dieser Spule angeschlossenen Lautsprecher mit Verstärker sogar hörbar gemacht werden kann (**Barkhausen-Effekt**).

Der experimentelle Nachweis solcher Domänenstrukturen erfolgt durch die folgenden Verfahren:

Bitter-Streifen-Technik

Dort, wo eine Domänenwand an der Oberfläche liegt, treten Feldlinien aus einem Weisschen Bereich aus und in den benachbarten ein. Die Feldlinien können wegen der Nähe zwischen Quelle und Senke sehr stark sein. Beschichtet man diese Oberfläche mit einer Suspension kolloidaler ferromagnetischer Teilchen, dann setzen sich diese an der Bloch-Wand ab, erkennbar als sogenannte Bitter-Streifen.

Lorentz-Mikroskopie

Hier wird die durch die Lorentz-Kraft verursachte Ablenkung eines Elektronenstrahls beim Durchgang einer ferromagnetischen Schicht als Abbildungsverfahren benutzt.

Magnetooptischer Kerr- und Faraday-Effekt

In diesem Fall wird die Drehung der Polarisationssebene des Lichtes durch Reflexion an bzw. Transmission in ein magnetisches Material genutzt. So erscheinen Bereiche mit unterschiedlich ausgerichteter Magnetisierung unterschiedlich hell (siehe Abb. 2.4 und 2.5). Näheres zu dem Magnetooptischen Kerr-Effekt wird in Kapitel 2.6 beschrieben.

2.2.2 Erwartete Vortexstruktur

In unserem Fall für die kugelförmige flüssige ferromagnetische Probe, wird eine Vortexstruktur erwartet wie in Abb. 2.6. Die Spins erhalten einen spiralförmigen, parallel zur Oberfläche orientierten Verlauf, der durch die Streufeldminimierung bedingt ist.

Es ist schwierig eine genaue Vorhersage über die magnetische Struktur der Probe zu treffen, da in diesem Fall eine Kristallanisotropie bzw. Verspannungsenergie nicht mehr vorhanden ist.

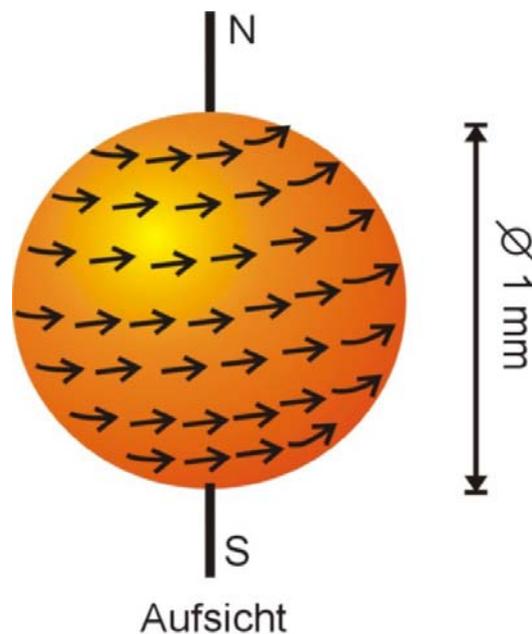


Abbildung 2.6: Theoretische Domänenstruktur im kugelförmigen, flüssigen Ferromagneten. Ein äußeres Magnetfeld richtet magnetische Momente aus. Die Strukturform ist durch die Streufeldminimierung bedingt.

Diese Strukturform ist das günstigste Modell für die Minimierung des Außenfeldes. Sie wurde von B. Groh und S. Dierich errechnet [GD97].

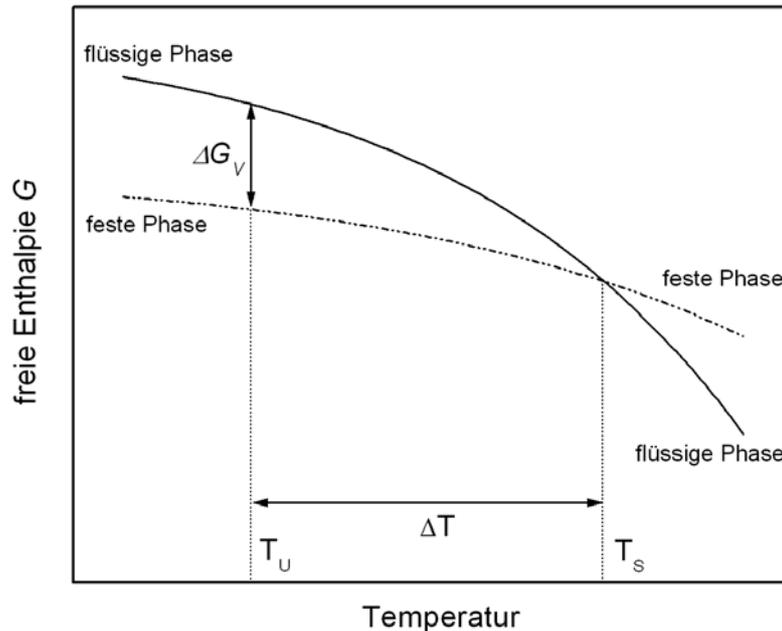


Abbildung 2.7: Temperaturabhängigkeit der Gibbs'schen freien Enthalpie G der festen und flüssigen Phase eines Metalls. Der thermodynamische Gleichgewichtszustand wird bei minimaler freier Enthalpie G_{\min} erreicht. Bei Schmelztemperatur T_S ist $G_{\text{Sol}} = G_{\text{Liq}}$. Die Koexistenz von flüssiger und fester Phase ist möglich. Die Enthalpiedifferenz $\Delta G_V(T_U) = G_{\text{Sol}}(T_U) - G_{\text{Liq}}(T_U)$ bei der um ΔT unterkühlten Schmelze tritt als treibende Kraft für die Phasenumwandlung auf.

2.3 Unterkühlte Metallschmelzen

Im Gegensatz zu einkomponentigen Systemen, die durch eine reproduzierbare charakteristische Schmelztemperatur T_S gekennzeichnet sind, haben Metall-Legierungen keinen festen Schmelzpunkt, sondern einen Schmelzbereich, der durch die Solidustemperatur T_{Sol} und die Liquidustemperatur T_{Liq} begrenzt wird. Zwischen diesen Temperaturen können feste und flüssige Phase koexistieren (Gibbs'sche Phasenregel). Unterhalb der Solidustemperatur ist die Legierung fest. Durch die Methode der Unterkühlung ist es möglich, Stoffe unterhalb von T_{Liq} flüssig zu halten.

2.3.1 Phasenübergang flüssig \leftrightarrow fest

Thermodynamische Systeme lassen sich durch ihre Zustandsvariablen wie Temperatur T , Druck p , Volumen V , Teilchenzahl N , Entropie S und innere Energie U beschreiben. Unter isotherm-isobaren Bedingungen ist das Gleichgewicht eines thermodynamischen Systems durch das Minimum der freien Enthalpie, des Gibbs-Potentials, gegeben. Ein System, das sich im thermodynamischen Gleichgewicht befindet, ist stabil.

Um den Phasenübergang flüssig-fest zu beschreiben, ist die Gibbs'sche freie Enthalpie G wegen ihrer im Experiment einfach zu beobachtenden Variablen am besten geeignet.

$$G = U + pV - TS \quad (2.23)$$

Die Temperaturabhängigkeit der freien Enthalpie der festen und flüssigen Phase wird in Abb. 2.7 dargestellt. Oberhalb von T_S liegt die flüssige Phase, unterhalb von T_S die thermodynamisch stabile feste Phase vor. Das Kühlen einer Schmelze unterhalb ihres Schmelzpunktes, ohne dass sie in die feste Phase übergeht, wird Unterkühlung genannt. Dies ist ein metastabiler Zustand. Er wird dadurch ermöglicht, dass bei der Kristallisation eine Energie, die sogenannte Aktivierungsenergie, zum Aufbau einer fest-flüssig Grenzfläche notwendig ist. Die Differenz der Gibbsschen freien Energien der festen und flüssigen Phase ist die treibende Kraft der Phasenumwandlung zur Kristallisation.

Eine Kristallisation aus dem unterkühlten Zustand findet schlagartig statt, die Energiedifferenz wird als latente Wärme frei. Dieses Ereignis wird **Rekaleszens** genannt. Bei der Erstarrung entsteht eine Kristallisationsfront, die sich bis zu 88 m/s durch die unterkühlte Schmelze ausbreiten kann [Will88]. Die dabei entstehende latente Wärme heizt die Probe für wenige Millisekunden auf. Bei starken Unterkühlungen wird dies als Rekaleszensblitz sichtbar.

Schon die kleinsten Störungen, so z.B. durch **Keimbildung**, reichen aus, um die Probe aus dem metastabilen Zustand in die feste Phase zu bringen.

2.3.2 Keimbildung

Das Überwinden der Aktivierungsenergie und die damit verbundene Kristallisation der unterkühlten Schmelze wird von zwei Prozessen ausgelöst:

Homogene Keimbildung

In diesem Fall sind nur Atome aus der Schmelze beteiligt. Innerhalb der Schmelze bilden sich zufällige Atomansammlungen, die eine dem Festkörper ähnliche Struktur aufweisen. Wird die kritische Keimgröße überschritten, so werden diese stabil und können dann unter Energiegewinn weiter wachsen. Mit zunehmender Unterkühlung nimmt der kritische Radius, dessen Wert von der zum Aufbau einer Grenzfläche benötigten Energie abhängt, ab. Erreicht der kritische Radius die Größe von Atomabständen, so wird die prinzipielle Grenze der Unterkühlung erreicht. Die Probe kristallisiert. Die kritische Größe liegt für $\text{Co}_{80}\text{Pd}_{20}$ bei einer Unterkühlung von 350 K bei etwa 1000 Atomen [Pla97].

Heterogene Keimbildung

Diese Art von Keimbildung wird durch Fremdpartikel hervorgerufen. Diese wirken als Katalysator für die Kristallisation. Es können Verunreinigungen wie Oxide auf der Oberfläche der Schmelze oder auch Tiegelwände sein. An ihnen sammeln sich die Atome der Schmelze an und bilden dort kristallähnliche Strukturen, die schlagartig eine Kristallisationsfront auslösen [Tur52].

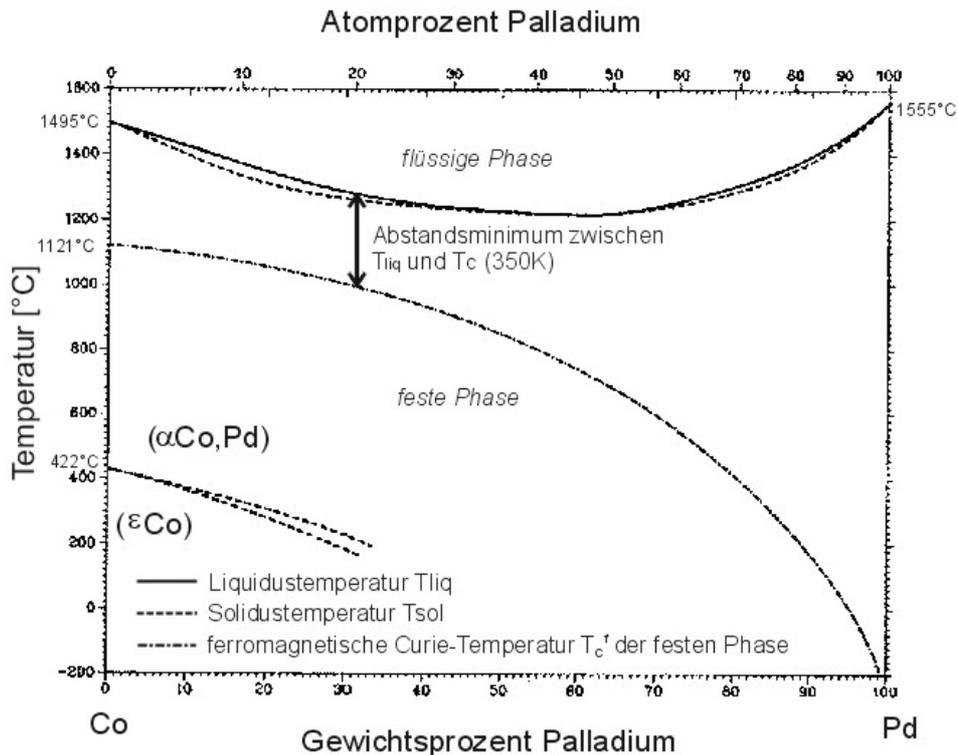


Abbildung 2.8: Phasendiagramm der Legierung Co-Pd in Abhängigkeit von Temperatur und Stoffmengengehalt. Die durchgezogene Linie im oberen Bereich zeigt den Verlauf der Liquidustemperatur T_{Liq} , die gestrichelte die Solidustemperatur T_{Sol} . Ein Minimum zwischen T_{Liq} und T_{C} wird bei etwa 20 Atomprozent Pd erreicht. Die Legierung ist über den gesamten Konzentrationsbereich vollständig mischbar und oberhalb von 422 °C kubisch flächenzentriert (αCoPd -Phase)[Bak92].

2.3.3 Das System $\text{Co}_{80}\text{Pd}_{20}$

Da die Curie-Temperatur aller bekannten Stoffe weit unterhalb der Solidustemperatur liegt, muss man zu der Methode der Unterkühlung greifen, um Magnetismus in der flüssigen Phase zu untersuchen. Dafür braucht man ein System, das ein günstiges Verhältnis von Schmelz- und Curie-Temperatur bietet, d.h. ein System, das eine geringe Temperaturdifferenz zwischen Liquidustemperatur T_{Liq} und Curie-Temperatur besitzt. Die $\text{Co}_{80}\text{Pd}_{20}$ -Legierung erweist sich als die dafür geeignetste unter allen bekannten binären Legierungen [Bak92].

Abb. 2.8 zeigt ein Gleichgewichtsphasendiagramm des Legierungssystems Kobalt-Palladium in Abhängigkeit von Temperatur und Stoffgehalt. Da dies ein mehrkomponentiges System ist, findet man hier keine scharfe Schmelztemperatur, sondern einen Schmelzbereich. Ein mehrkomponentiges System bietet eine Koexistenz von fester und flüssiger Phase innerhalb eines solchen thermodynamischen stabilen Bereiches.

Die Zumischung des nichtmagnetischen Palladiums bewirkt nur eine langsame Abnahme der Curie-Temperatur. Das macht es möglich, bei einem 80:20 Atomverhältnis der Co-Pd- Zusammensetzung, ein Abstandsminimum zwischen der Liquidustemperatur ($T_{\text{Liq}} = 1610 \text{ K}$) und der Curie-Temperatur der festen Phase ($T_{\text{C}}^{\text{f}} = 1260 \text{ K}$) zu erreichen [Bak 92]. Außerdem ist diese Legierung über den gesamten Konzentrationsbereich vollständig mischbar, was die Ausbildung fester Randphasen in der Unterkühlung ausschließt. Oberhalb von 695 K (422 °C) ähnelt die kubisch flächenzentrierte Ordnung der festen Phase der dichtesten Kugelpackung in der flüssigen Phase. Das ergibt eine geringe Volumen- und Strukturdivergenz zwischen den beiden Phasen.

2.4 Elektromagnetische Levitation

In Gegensatz zu der homogenen Keimbildung kann die heterogene Keimbildung experimentell beeinflusst werden. Sie lässt sich minimieren durch die Verwendung hochreiner Materialien und eine berührungslose Prozedur der Schmelze, die jeden Kontakt mit einer Fremdoberfläche und damit eine Keimbildung ausschließt. Dies wird durch das Verfahren der **elektromagnetischen Levitation** erreicht [Ak23a, Ak23b, Muc23].

Das Prinzip ist folgendes: Die elektrisch leitende Probe wird einem Hochfrequenzfeld ausgesetzt. Dieses wird mit einer von Wechselstrom durchflossenen Spule erzeugt. Das schnell wechselnde Magnetfeld induziert Wirbelströme in der Probe, die gemäß der Lenzschen Regel ein dem inhomogenen Feld der Spule entgegengesetztes magnetisches Moment erzeugen. Die Folge ist eine Verdrängung der Probe durch Abstoßung zum feldschwächeren Bereich. Somit wird die Probe zum Schweben gebracht. Die induzierten Ströme bewirken nicht nur ein Schweben der Probe, sondern wegen des endlichen Probenwiderstandes auch ein Aufheizen.

Die Levitationskraft F_{L} einer metallischen Probe mit Radius r und spezifischem Widerstand $\rho(T)$, die sich innerhalb eines magnetischen Wechselfeldes der Amplitude H befindet, wird nach Fromm und Jehn [FJ65] durch

$$F_{\text{L}} \propto G(x)r^3(\vec{H} \cdot \vec{\nabla})\vec{H} \quad (2.24)$$

und die Leistungsaufnahme durch

$$P_{\text{L}} \propto F(x)r\rho(T)\vec{H}^2 \quad (2.25)$$

gegeben.

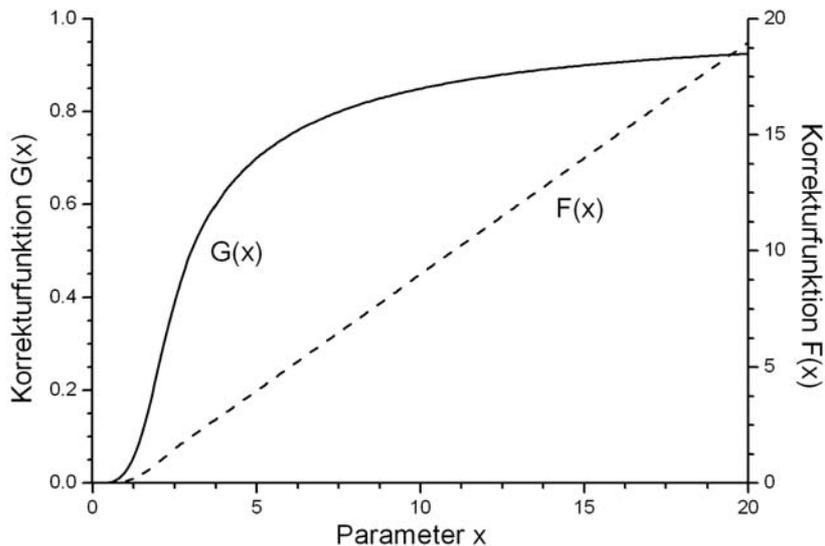


Abbildung 2.9: Korrekturfunktion $G(x)$ für die Levitationskraft F_L , sowie Korrekturfunktion $F(x)$ für die aufgenommene elektrische Leistung P_L . Der Parameter $x = r/\delta$ wird durch den Radius r und die Frequenz (über die Skintiefe δ) bestimmt. Die Wahl von $x = 5$ bis $x = 10$ ist ein guter Kompromiss zwischen Leistungsaufnahme P_L und Levitationskraft F_L [FJ65].

Abb. 2.9 beschreibt den Verlauf der beiden Korrekturfunktionen $F(x)$ und $G(x)$ in Abhängigkeit von $x = r/\delta$, wobei r der Probenradius und δ die Skintiefe ist. Während die Korrekturfunktion der Heizleistung $F(x)$ mit wachsendem Probenradius bei konstantem δ linear steigt, zeigt die der Levitationskraft einen schnellen Anstieg, der dann in ein Plateau übergeht. Die Wahl von $x = 5$ bis $x = 10$ bildet ein günstiges Verhältnis r/δ . Das ergibt eine hohe Trageleistung der Spule bei niedriger Heizleistung und damit ein tiefes Abkühlen der Probe allein durch die Reduktion der Leistung.

2.5 Kink-Point

Die Messung in Abb.2.10 wurde mit einer modifizierten Faraday-Waage durchgeführt [Büh98] und an einer flüssigen unterkühlten $\text{Co}_{80}\text{Pd}_{20}$ -Probe vorgenommen. Die gemessene Magnetisierung wurde gegen die Temperatur aufgetragen. Wie bei den klassischen Ferromagneten ist ein Anstieg der Magnetisierung mit Abfallen der Temperatur zu erkennen. Sobald T_C unterschritten wird, kommt es zu einem Abknicken des Messsignals, dem sogenannten **Kink-Point**.

Ein solches Verhalten ist typisch für ferromagnetische Substanzen.

Die Ursache dafür liegt in der Minimierung der Streufeldenergie durch Ausbildung einer spontanen magnetischen Struktur. Wird die spontane Magnetisierung M_S einer ferromagnetischen Substanz deutlich stärker als das extern angelegte Feld, dann kompensiert die entstandene Struktur das Streufeld vollständig. Damit wird eine weitere Zunahme der Magnetisierung mit Streufeldmessungen nicht mehr messbar. Das Erreichen der ferromagnetischen Phase wird durch den Kink-Point angekündigt.

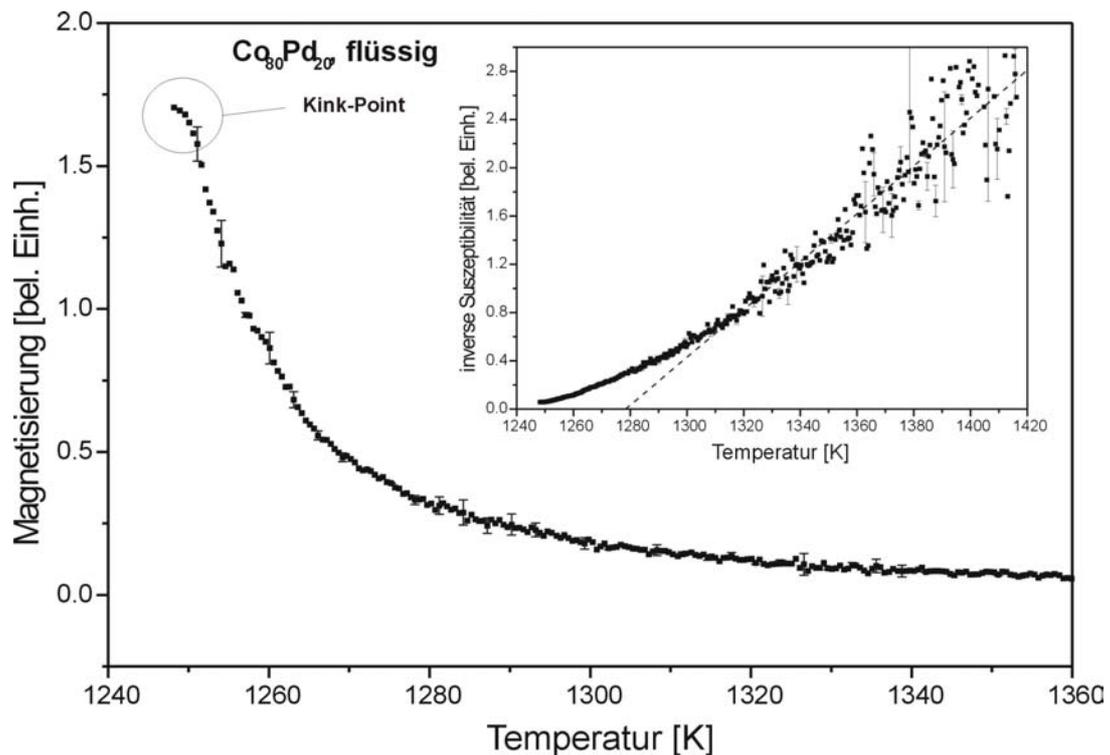


Abbildung 2.10: Die Magnetisierung einer flüssig-unterkühlten $\text{Co}_{80}\text{Pd}_{20}$ -Probe, im Insert ist die Suszeptibilität gegen die Temperatur aufgetragen. Die Messung wurde mit einer modifizierten Faraday-Waage vorgenommen. Wird T_C unterschritten, kommt es zu einem plötzlichen Abknicken des Messsignals, dem sogenannten Kink-Point. Die Ursache hierfür liegt in der Minimierung der Streufeldenergie durch Domänenausbildung.

2.6 Magnetooptischer Kerr-Effekt

Die Drehung der Polarisations Ebene von Licht bei der Reflexion an magnetisierten Oberflächen wird als **Magnetooptischer Kerr-Effekt (MOKE)** bezeichnet. Die Polarisations Ebene des reflektierten Lichtes wird um den Kerr-Winkel gedreht, der proportional zur Magnetisierung des Materials ist. Die Ursache für den MOKE lässt sich durch das Vektorprodukt $\mathbf{J} \times \mathbf{E}$ zwischen dem Magnetisierungsvektor \mathbf{J} und dem elektrischen Feld –Vektor des Lichtes \mathbf{E} beschreiben. Dieses kann man sich als eine Lorentz-Kraft F_{Lor} vorstellen, die auf die Elektronen wirkt, die vom Licht angeregt werden. Sie schwingen dabei in der Polarisations Ebene des einfallenden Lichtes [BQ98]. Das Licht, das ohne den Einfluss einer Magnetisierung reflektiert wird, ändert seine Polarisations Ebene nicht, da das von den schwingenden Elektronen ausgehende Licht in der gleichen Richtung polarisiert bleibt wie das einfallende Licht. Diese Komponente der Reflexion wird als Normalkomponente R_N bezeichnet.

Bei effektiver Magnetisierung wird eine kleine Schwingungskomponente von der Lorentz-Kraft induziert, die senkrecht zur Primärschwingung und zur Magnetisierung J ist. Diese sekundäre Schwingung ist proportional zur Lorentz-Geschwindigkeit,

$$v_{\text{Lor}} \propto J \times E \quad (2.6)$$

die gemäß dem Huygensschen Prinzip eine sekundäre Amplitude erzeugt. Sie wird als die Kerr-Komponente der Reflexion R_K bezeichnet. Die Überlagerung der beiden Komponenten der Reflexion R_N und R_K verursacht die magnetisierungsabhängige Drehung der Polarisationssebene.

Je nach Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes und der unterschiedlichen Magnetisierungsrichtung J entstehen verschiedene Konfigurationen des Kerr-Effekts:

Polarer Kerr-Effekt

In diesem Fall steht der Magnetisierungsvektor J senkrecht zur Probenoberfläche. Bei senkrechtem Lichteinfall $\alpha = 0^\circ$ ist der Effekt maximal.

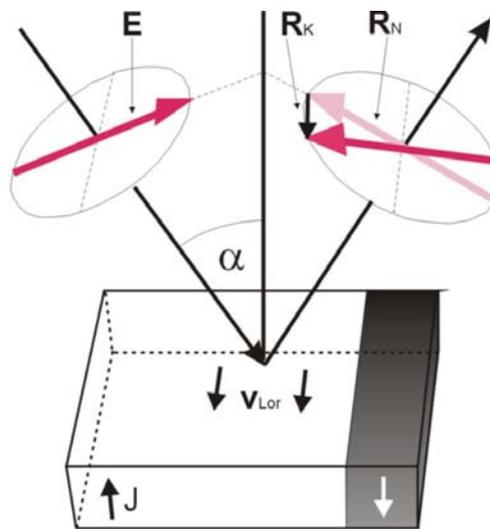


Abbildung 2.11: *Polarer magnetooptischer Kerr-Effekt*
($J \perp$ Probenoberfläche)

Transversaler Kerr-Effekt

Die Einfallsebene des Lichtes steht in diesem Fall senkrecht zum Magnetisierungsvektor J . Die Polarisationsrichtung ist parallel zur Einfallsebene. Der transversale Effekt führt zu einer Amplitudenvergrößerung in Richtung der Normalkomponente der Reflexion R_N . Dieser Effekt ist nur bei einem nicht verschwindenden Einfallswinkel $\alpha \neq 0^\circ$ möglich.

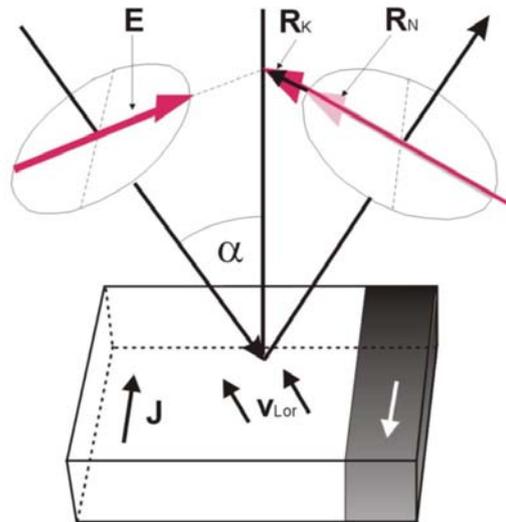


Abbildung 2.12: *Transversaler magnetooptischer Kerr-Effekt*
($J \perp$ Einfallsebene des Lichtes)

Longitudinaler senkrechter Kerr-Effekt

Die Magnetisierung der Probe liegt in diesem Fall parallel zur Probenoberfläche und parallel zur Einfallsebene. Die Polarisationsrichtung des Lichtes ist dabei senkrecht zur Einfallsebene.

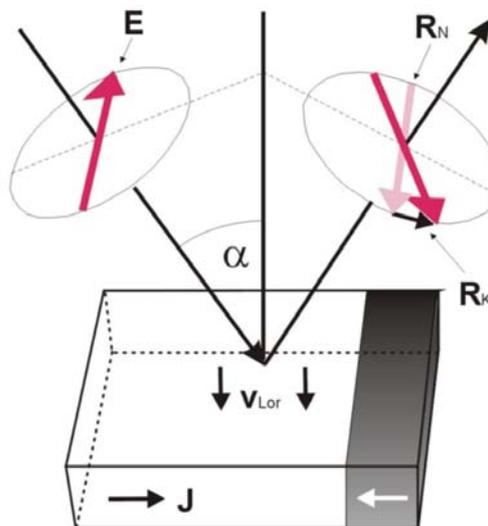


Abbildung 2.13: *Longitudinaler senkrechter magnetooptischer Kerr-Effekt*
($J \parallel$ Probenoberfläche; Polarisationssebene des einfallenden Lichtes \perp Einfallsebene)

Longitudinaler paralleler Kerr-Effekt

Bei dem longitudinalen parallelen Kerr-Effekt ist die Magnetisierung parallel zur Probenoberfläche und senkrecht zur Einfallsebene orientiert und die Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes parallel zu der letzteren.

Die Drehrichtung der Polarisationssebene bei den beiden longitudinalen Effekten ist entgegengesetzt

Der longitudinale Kerr-Effekt wird in allen Messungen, die in dieser Arbeit vorkommen, ausgenutzt, da die erwartete Spinausrichtung parallel zur der Oberfläche der Probe verläuft.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel werden der Aufbau und die Funktionsweise einer Anlage zur Untersuchung der magnetischen Struktur in flüssigem $\text{Co}_{80}\text{Pd}_{20}$ mit Hilfe des magnetooptischen Kerr-Effekts vorgestellt. Eine solche Anlage muss verschiedene Anforderungen erfüllen: Sie muss eine hochreine Umgebung bieten, eine berührungslose Möglichkeit, die Probe zu schmelzen und zu untersuchen, sowie eine empfindliche Analysiermöglichkeit des reflektierten Lichtes. Die Probenpräparation ist entscheidend, da die Zusammensetzung und die Dimension der Probe einen wichtigen Faktor für den Erfolg der Messung darstellen.

3.1 Probenpräparation

Um die heterogene Keimbildung zu minimieren, werden möglichst reine Legierungskomponenten verwendet.

Die verwendeten Komponenten der Legierung, Kobalt und Palladium, haben eine Reinheit von 99,997 % bzw. 99,99%. Die Proben wiegen zwischen 10 und 13 mg. Bei der Präparation wird auf die benötigte Zusammensetzung von Kobalt und Palladium (Atomverhältnis 80:20) geachtet. Ein Drahtstück Palladium wird um ein entsprechendes aus Cobalt gewickelt. Die Proben werden im Ultraschallbad in Alkohol gereinigt und nach der Trocknung gewogen. Sie werden schließlich in der Levitationsanlage in situ aufgeschmolzen und nehmen aufgrund der Oberflächenspannung Kugelform an. Die kugelförmigen Proben haben einen Durchmesser von etwa 1 mm.

3.2 Levitationsanlage

Der grundlegende Aufbau der Levitationsanlage ist in Abb. 3.1 skizziert. Die Probe befindet sich in der Levitationsspule innerhalb eines mit Wasserstoff gefüllten Ultra-

Hoch-Vakuum-Rezipienten (UHV). Damit soll eine reine, möglichst keimfreie Umgebung der Probe geschaffen werden.

Eine Turbopumpe sorgt dafür, dass ein Enddruck von $< 10^{-5}$ mbar erreicht werden kann¹.

Zwischen dem konisch geformten Spulenteil und der oberen Gegenwicklung entsteht ein starker Feldgradient. Somit schwebt die Probe im Bereich maximaler Levitationskraft $F_L \propto (\vec{H} \cdot \vec{\nabla})\vec{H}$. Auch bei niedriger HF-Leistung, die notwendig ist, um die Schmelze unter die Curie-Temperatur abzukühlen, reicht diese Kraft, um die Probe im Schwebezustand zu halten.

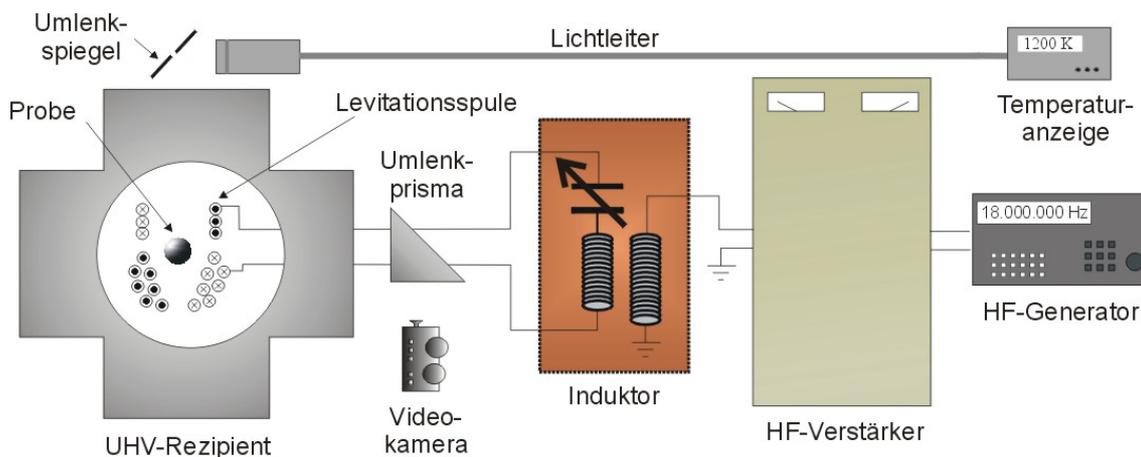


Abbildung 3.1: Schematischer Versuchsaufbau der Levitationsanlage. Das Herzstück der Anlage ist die Levitationsspule, in der sich die Probe befindet und levitiert. Der UHV-Rezipient ist mit H_2 gefüllt. Das HF-Signal wird vom Frequenzgenerator über einen Leistungsverstärker verstärkt. Der Induktor dient als Hochfrequenz-Transformator.

Zum Spulenaufbau wird ein Kapillarrohr verwendet, da wegen der in der Spule deponierten HF-Leistung (max. 1,5 kW) eine Wasserkühlung notwendig wird. Die Spule wird aus einem sauerstoffarmen Kupferkapillarrohr mit 0,12 mm Wandstärke und einem Außendurchmesser von 0,6 mm gefertigt. Um eine ausreichende Kühlleistung zu gewährleisten, wird ein Druckverstärker [Alb96] verwendet, der für einen Betriebsdruck von bis zu 100 bar sorgt.

Um Kristallisationskeime auf der Probe zu verhindern, reicht das so geschaffene Vakuum nicht aus. Es wird zusätzlich Wasserstoff verwendet, weil dieser Metalloxide von der Oberfläche der Probe reduziert und somit eine heterogene Keimbildung verhindert [Pla94]. Strukturelle oder magnetische Eigenschaften werden durch das Wasserstoffgas nicht beeinflusst [BHM96]. Die Kühlung der Probe wird durch das Wasserstoffgas mittels Konvektion und Wärmeleitung unterstützt. Es handelt sich um 99,9999% reinen Wasserstoff, der zusätzlich durch eine Oxisorb-Patrone von Sauerstoff und anderen Gasen befreit wird.

¹ Die Druckmessung erfolgt über ein Vakuummessgerät (Ionisationsvakuummeter), das sich im unteren Teil des Rezipienten befindet.

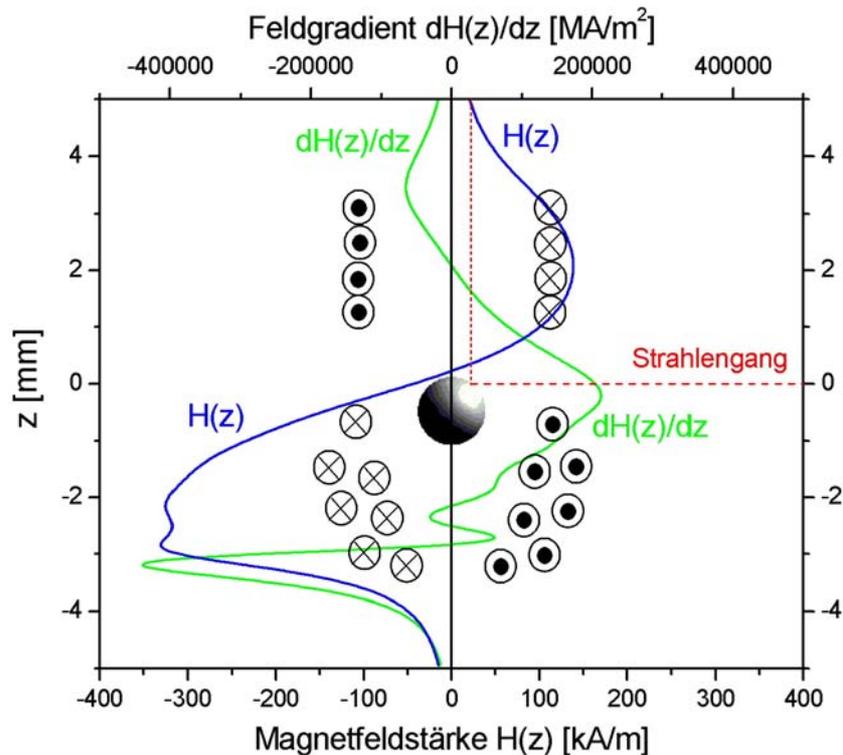


Abbildung 3.2: Verlauf der *Magnetfeldstärke* und magnetischer *Feldgradient* in einer Levitationsspule. Der Verlauf wurde entlang der z-Achse berechnet bei etwa 1,2 kW HF-Leistung. Die Spule wird aus 0,6 mm Kupferrohr gewickelt.

Die Abhängigkeit der Levitationskraft vom Durchmesser der Probe und der Skintiefe und damit von der Frequenz des induzierten Stroms wurde bereits in Kapitel 2.4 beschrieben. Für die Proben mit 1 mm Durchmesser wurde eine Frequenz von 18 MHz gewählt.

Zur Erzeugung des benötigten Hochfrequenzsignals wird ein **Frequenzgenerator** mit Leistungsstufe verwendet, der eine Frequenzabweichung von 0,1% und eine Amplitudenstabilität von > 99 % aufweist.

Das Signal wird weiter durch einen Hochfrequenz-Leistungs-Verstärker linear verstärkt. Eine maximale Ausgangsleistung von 2,5 kW an 50 Ω wird nach einer automatischen Abstimmung an einem Abschlusswiderstand erreicht. Verwendet wird eine Maximalleistung von 1,5 kW bei 18 MHz.

Durch einen **Induktor** wird die Ausgangsimpedanz des Verstärkers an die Eingangsimpedanz der Levitationsspule angepasst. Er wird als Hochfrequenztransformator zwischengeschaltet und besteht aus einer Primärspule (22 Windungen) und einem Schwingkreis. Eine Sekundärspule (1,5 Windungen) und ein Jennings-Hochvakuum-Kondensator mit variabler Kapazität bilden den Schwingkreis. Damit lässt sich die Impedanz anpassen und der Rücklauf des Signals minimieren.

Durch einen Richtungskoppler zwischen dem Verstärker und dem Induktor wird ein Leistungsregler gesteuert, der für ein störungsfreies Hochfrequenzsignal sorgt.

Eine Kupferkiste mit 1,5 mm Wandstärke dient als Abschirmung des Induktors. So können Störungen, wie z.B. eine Ankopplung anderer elektronischer Bauteile oder des Computers verhindert werden. Für die HF-führenden Teile wurden Kupferrohre verwendet, um die entstandene Verlustwärme durch Kühlwasser abführen zu können.

3.3 Temperaturmessung und Temperaturkalibrierung

Die **Strahlungspyrometrie** bietet eine berührungsfreie Methode zur Temperaturmessung. Die Temperatur der Probe wird über ihre Strahlungsintensität bestimmt.

Prinzipiell lässt sich die Strahlungsintensität eines Schwarzkörperstrahlers nach dem Wienschen Strahlungsgesetz², einer Näherung des Planckschen Gesetzes, errechnen. Da die Probe aber ein realer Körper ist mit der Emissivität $\varepsilon < 1$, muss eine Korrektur vorgenommen werden. Die wahre Temperatur lässt sich nach Kirchhoff wie folgt berechnen [Lie76]:

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_s} + \frac{\lambda k}{ch} \ln(\varepsilon(\lambda, T)) \quad (3.1)$$

mit	T	:	wahre Temperatur	h	=	$6,63 \cdot 10^{-34}$ Js	Planksches Wirkungsquantum
	T_s	:	Temperatur des schwarzen Strahlers	k	=	$1,38 \cdot 10^{-23}$ JK ⁻¹	
	λ	:	Wellenlänge	ε	:	Emissivität	
	c	:	Lichtgeschwindigkeit				

Die Abhängigkeit der Emissivität von der Temperatur ist aber ungenügend bekannt, und daher wird eine präzise Messung der Temperatur unmöglich. Eine genauere Temperaturbestimmung bietet der Quotientenpyrometer. Das Gerät misst die Intensitäten zweier dicht beieinander liegender Wellenlängen, deren Emissivitäten ein nahezu gleiches Verhalten über einen großen Temperaturbereich zeigen, so dass der Quotient $\varepsilon(\lambda_1 T)/\varepsilon(\lambda_2 T)$ als konstant angenommen werden kann. Damit wird (3.1) zu:

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_s} + \text{const.} \quad (3.2)$$

Zur Temperaturkalibrierung dient die aus der Literatur bekannte Liquidus- bzw. Solidustemperatur der Legierung. Beide Temperaturen sind in Abb 3.3 an der sich dort jeweils ändernden Steigung der Kurve deutlich zu erkennen. Das verwendete Zweifarbenpyrometer mit $\lambda_1 = 950$ nm und $\lambda_2 = 1050$ nm kann einen Temperaturbereich von 1000-1800 K abdecken. Über die mehrfache Aufnahme solcher Aufschmelzkurven lässt sich eine absolute Genauigkeit von 3 K mit einem relativen Fehler von 0,1 K erreichen.

² Für den im Experiment auftretenden Temperaturbereich bis ca. 1700 K

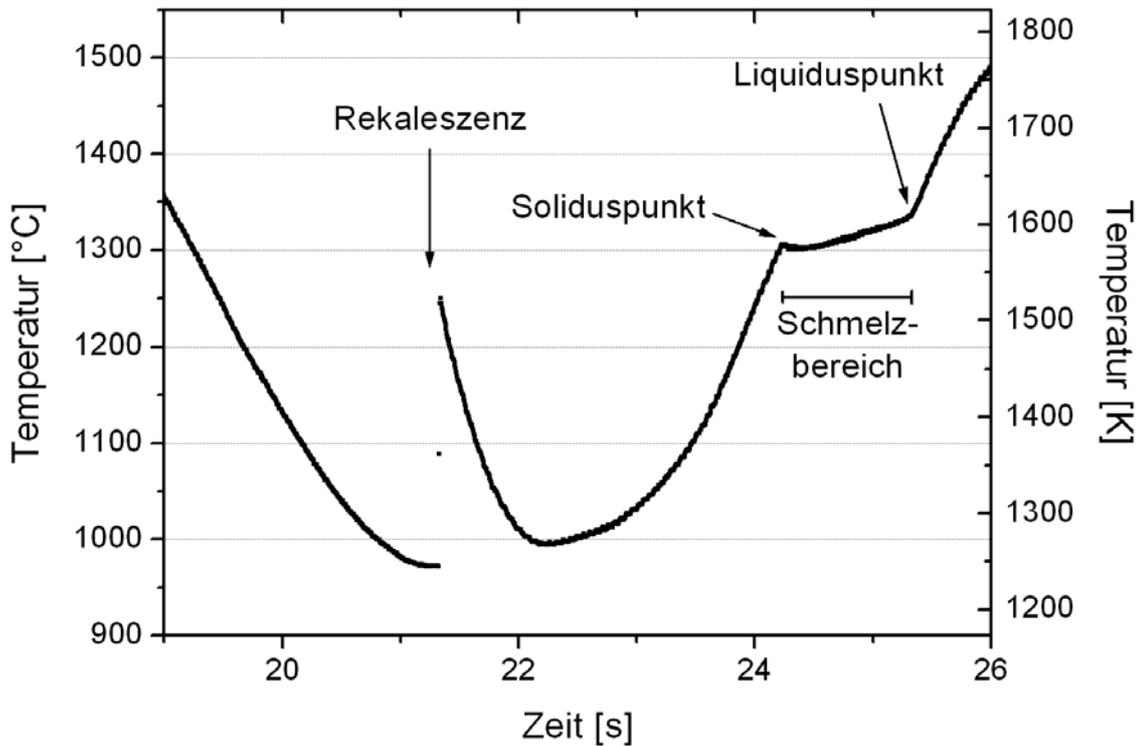


Abbildung 3.3: *Typische Temperaturaufzeichnung zur Kalibrierung.* Durch Leistungsreduktion kühlt sich die Probe ab, bis sie bei tiefer Unterkühlung abrupt kristallisiert. Die freiwerdende latente Wärme bewirkt einen kurzzeitigen Temperatursprung. Bei gleichmäßiger Zunahme der Leistung wird die Probe erneut aufgeheizt. Bei der Solidustemperatur beginnt sie aufzuschmelzen und ist mit Erreichen der Liquidustemperatur vollständig flüssig.

3.4 Probenstabilisierung

Das Problem, das bei der Unterkühlung mit der bis jetzt beschriebenen Anlage auftritt, ist das Oszillieren der Probe im Bereich des Phasenübergangs, so dass das Aufhalten in dem Bereich über einen längeren Zeitraum nicht möglich ist.

Dieses Verhalten der Probe wird in der Abb. 3.4 dargestellt. Die Suszeptibilität der Probe steigt in der Nähe der Curie-Temperatur stark an, was auch dazu führt, dass diese in das inhomogene Magnetfeld der Spule gezogen wird **(a)**. Dort befindet sie sich in Bereichen hoher Heizleistung, was eine erneute Erwärmung bewirkt und zum Verlust der Magnetisierung führt. Dies treibt sie wieder in die ursprüngliche Position **(b)**. Dort wird sie kleinerer Heizleistung ausgesetzt, kühlt ab und wird magnetisch **(c)**. Die Wiederholung dieses Prozesses erzeugt eine ungedämpfte Oszillation in vertikaler Richtung, was eine prinzipielle Grenze der Unterkühlungsmöglichkeit mit der Anlage ergibt **(d)**.

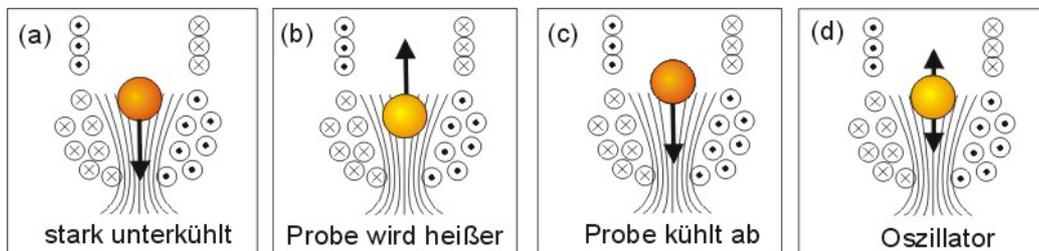


Abbildung 3.4: *Oszillation der stark unterkühlten magnetischen Probe.* Bei der Annäherung an T_C wird die Probe magnetisch und aus ihrer stabilen Position in das inhomogene Feld der Spule gezogen (a). Im unteren Teil der Spule wird sie heißer, verliert ihre Magnetisierung und wird nach oben gedrückt (b). Oben kühlt sie wieder ab und wird erneut magnetisiert (c). Sie beginnt eine ungedämpfte Oszillation, die eine weitere Unterkühlung unmöglich macht (d).

Die Lösung dieses Problems bietet der Aufbau einer Stabilisierungsvorrichtung, die aus drei Teilen besteht: einer Beobachtungseinrichtung, der Regelelektronik und den Elektromagneten (s. Abb. 3.5).

Die Position der Probe wird mit Hilfe von zwei Linsensystemen und zwei Vierfelddioden ermittelt. Das Licht, das aufgrund der Planckschen Strahlung im Empfindlichkeitsbereich der Dioden emittiert wird, wird über die Linsen auf die Dioden fokussiert. Zwei Filter, die nur Licht mit $\lambda > 800$ nm durchlassen, schützen die Funktion der Vierfelddioden bei der Verwendung eines Lasers vor Beeinflussungen. Die Spannungsdifferenz zwischen den einzelnen Diodenfeldern ermöglicht eine exakte xyz-Positionsbestimmung der Probe. Die Ausgangsspannungen der Dioden werden in den Computer eingelesen.

Die Probe wird in der gewünschten Schwebeposition durch fünf steuerbare **Elektromagneten** fixiert. Diese sind um die Spule herum angebracht und sorgen dafür, dass die Probe bei Verlassen der Sollposition wieder in diese zurückgezogen wird. Über der Levitationsspule befindet sich ein pfannkuchenförmiger Elektromagnet, der für die

vertikale Positionsregelung sorgt. Die horizontale Regelung wird über vier Stabelektromagneten mit Eisenkernverlängerungen realisiert.

Eine PC-**Regelkarte** verarbeitet die eingelesenen Dioden-Positionssignale in einen Regelalgorithmus und leitet die entsprechenden Regelströme an die Netzteile der Elektromagneten weiter. Die Anlage ist in den Arbeiten von M. Beckmann [Bec98] und C. Bühner [Büh98] ausführlich beschrieben.

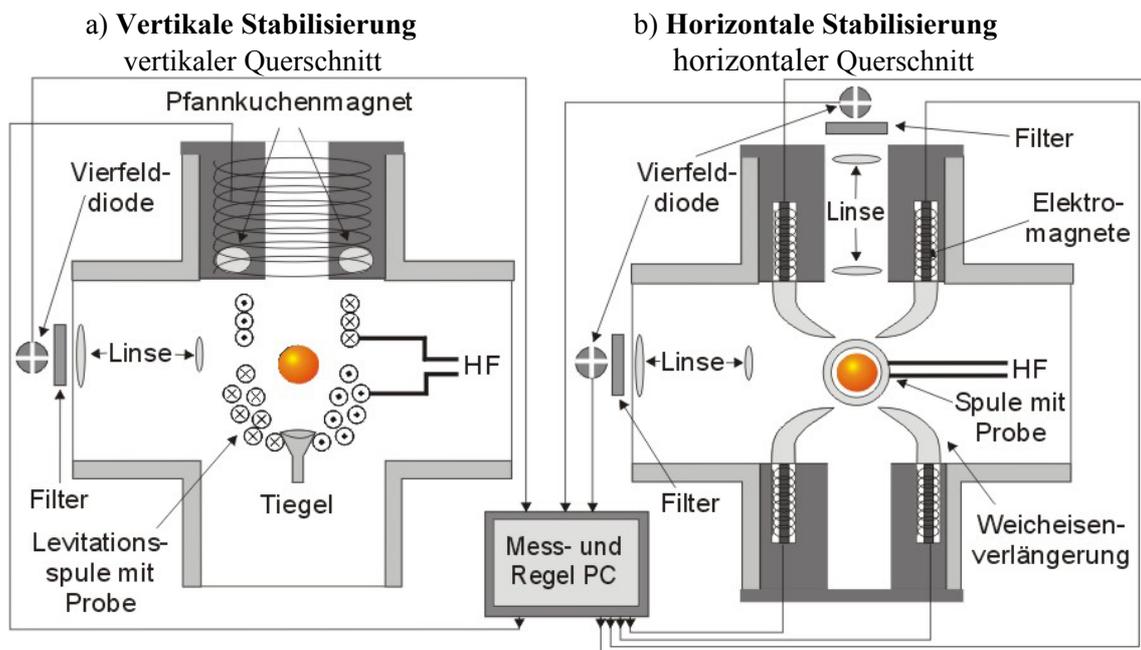


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau der Stabilisierungsregelung. Die Position der Probe wird mit Hilfe der Linsen auf die beiden Vierfelddioden abgebildet.

3.5 Anlage zur Kerr-Effekt-Messung

Im Folgenden wird die Erweiterung der Anlage und die Funktionsweise der neuen Komponente zur Untersuchung der magnetischen Struktur der $\text{Co}_{80}\text{Pd}_{20}$ -Probe beschrieben. Eine Möglichkeit zur Untersuchung der bisher unerforschten Domänenstruktur des flüssigen Ferromagneten bietet sich durch den zuvor beschriebenen magnetooptischen Kerr-Effekt. Die Genauigkeit, die bei einer solchen Messung verlangt wird, erzwingt eine empfindliche Analysiermöglichkeit.

3.5.1. Strahlengang

Um Kerr-Effekt-Untersuchungen vorzunehmen, wird eine Quelle für linear polarisiertes Licht benötigt. Daher bietet sich die Verwendung eines Diodenlasers an. Das Verhältnis der beiden Richtungskomponenten der Polarisation ist 100 : 1. Dies ist für diesen

Zweck nicht ausreichend, so dass daher zusätzlich ein Polarisator benutzt wird, um die Linearität der Polarisation zu verbessern. Es handelt sich um ein Glan-Thompson-Polarisationsprisma, das eine Polarisation von $10^6 : 1$ erzeugt.

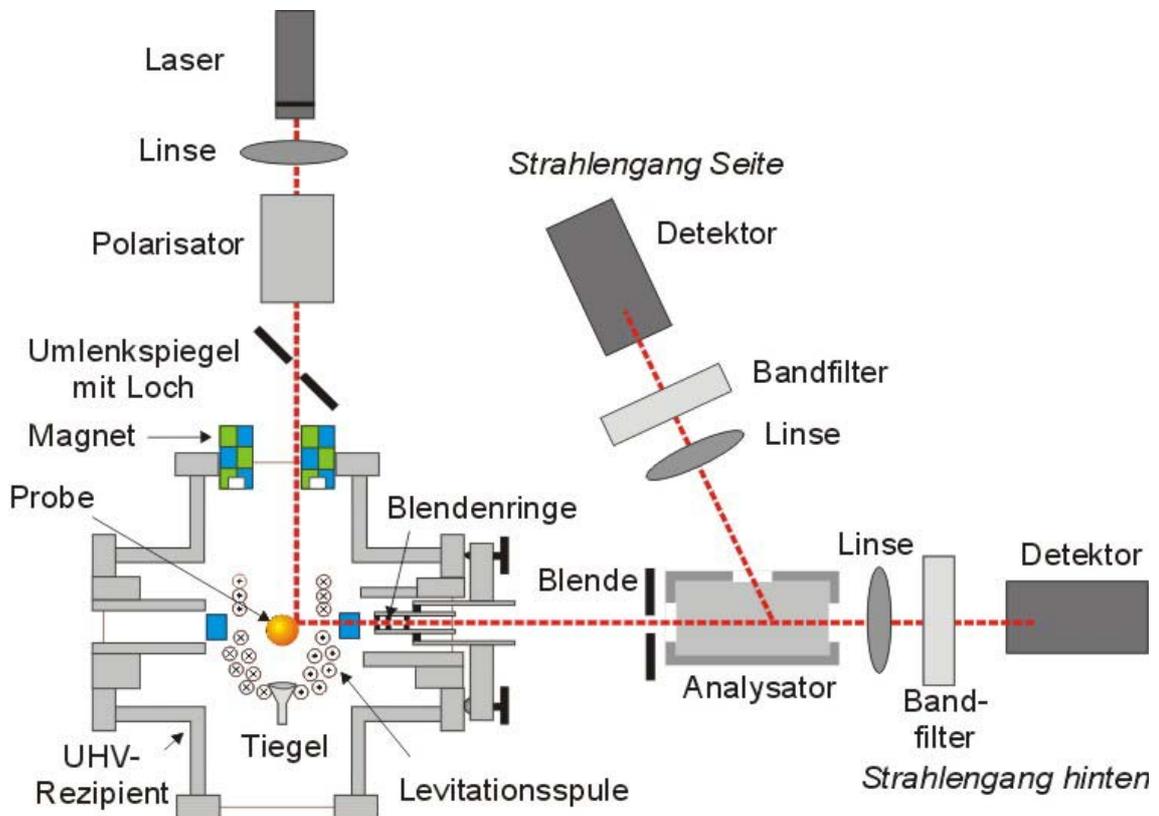


Abbildung 3.6: *Optische Konstruktion zur Messung des Kerr-Effekts – Strahlenganges.* Die Polarisationsebene des Lasers steht senkrecht zum Magnetfeld. Der Analysator ist um 45° zu der Polarisationsrichtung des Lasers gedreht. Man erhält zwei fast gleiche Komponenten der Polarisationsrichtung, die über die Dioden in Spannungssignale umgewandelt werden. Diese werden dann im Computer ausgelesen und verglichen.

Mit Hilfe des pfannkuchenförmigen Magneten erhält man ein vertikales Magnetfeld, das nach oben oder nach unten gerichtet werden kann. Die Polarisation des Laserstrahls ist damit senkrecht zum äußeren Magnetfeldrichtung.

Mittels einer Sammellinse mit einer Brennweite von 300 mm wird das Licht auf die in der Levitationsspule schwebende Probe fokussiert. Dies ist sehr wichtig, da die Probe einen Durchmesser von 1mm hat und die vom Laser angestrahlte Fläche eine Kugelfläche ist, was eine starke Divergenz des reflektierten Lichtes verursacht.

Der Laserstrahl muss senkrecht durch die optischen Komponenten, den Umlenkspiegel (mit 2,2 mm Loch und 1 mm Blende) und das Eintrittsfenster des Rezipienten geleitet werden, um zusätzliche Drehungen der Polarisationsebene, Reflexionen und Beugungseffekte zu vermeiden, die weitere elliptische Komponenten im polarisierten Strahl erzeugen können.

Die geschmolzene Probe bietet eine fast ideal glatte Oberfläche, die ein nahezu perfekter Spiegel ist. Trifft der Strahl unter 45° auf die Oberfläche, so erhält man eine Reflexion des Lichtes wieder bei 45° wie in Abb. 3.6.

Um Streulicht durch Reflexionen an der Spule, Magnetspitzen oder an Rezipientwänden zu minimieren, wurde ein Röhrchen mit mehreren Blenden angebracht, das an einem xy-Kipptisch fixiert wurde. So kann man die erste Blende schon in einer Entfernung vom 12-13 mm vor der Probe platzieren. Die Ein- und Austrittsfenster sind aus entspiegelten Glas, um einen Etalon-Effekt zu verhindern, der sonst das Signal stark beeinträchtigt. Eine weitere 0,5 mm-Blende befindet sich direkt vor dem Analysator und sorgt für eine zusätzliche Minimierung des Streulichtes.

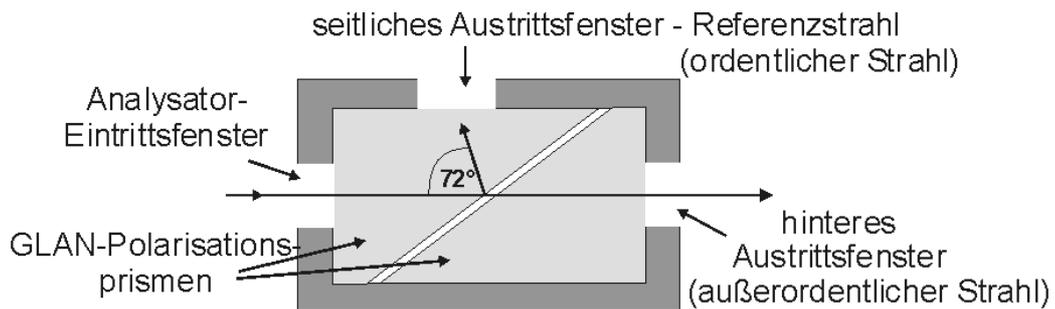


Abbildung 3.7: *Aufbau des Analysators*

Der von der Probe reflektierte Ausgangsstrahl trifft auf den Analysator, der um 45° zur Polarisationsebene gedreht ist. Eine Polarisationskomponente des Strahls wird unter einem Winkel von 72° zurückreflektiert, die andere senkrechte Komponente wird durchgelassen (siehe Abb. 3.7). Man erhält zwei fast gleiche Richtungskomponenten der Polarisierung. Die beiden Strahlen werden über Linsen (50 mm Brennweite) auf zwei Photodioden fokussiert und dort in Spannungssignale umgewandelt. So erhält man wiederum zwei fast gleich große Signale, die über ein Oszilloskop dann vom Computer ausgelesen und verglichen werden.

Ändert sich etwas an der Polarisationsrichtung des reflektierten Strahls, so wird eine Komponente des Strahls nach dem Analysator stärker und die andere schwächer. Dies lässt sich wiederum an der Größe der Signale erkennen.

Die Amplitudendifferenz dieser Signale ist also ein Maßstab für die Drehung der Polarisations Ebene und damit auch für die Magnetisierung.

Der beschriebene Aufbau ist für den longitudinalen Kerr-Effekt konzipiert, da die erwartete Spinausrichtung der flüssigen ferromagnetischen Probe parallel zur Oberfläche verläuft.

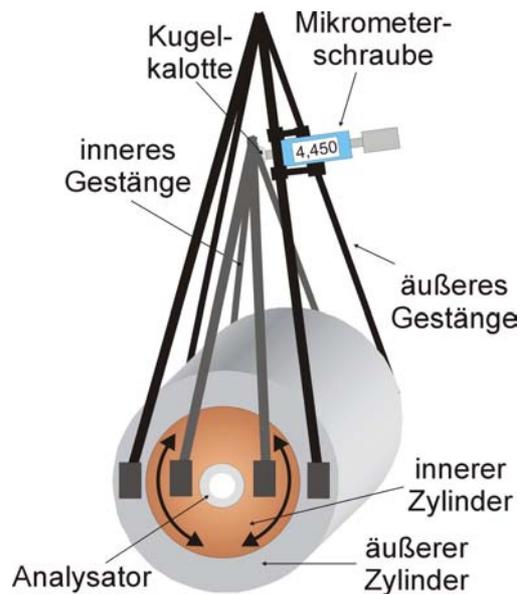


Abbildung 3.8: *Verstellvorrichtung des Analysators*. Der innere Zylinder kann über eine Mikrometerschraube gegen den äußeren festen Zylinder verdreht werden. Mit der Vorrichtung lässt sich der Drehwinkel auf bis zu $3,4 \cdot 10^{-4}$ Grad genau einstellen. So kann die Position des Analysators zur Polarisationssebene des Laserstrahls eingestellt werden.

3.5.2 Laser

Der verwendete Diodenlaser hat eine Wellenlänge von $\lambda = 658 \text{ nm}$ und verfügt über eine Leistung von 35 mW im cw-Betrieb. Für eine genaue Versorgungsspannung sorgt die Verwendung eines stabilisierten Netzgerätes. Der Laser wird über ein invertiertes TTL-Signal angesteuert.

Da die Wellenlänge temperaturabhängig ist, ist der Laser in einen Kupferblock montiert. Eine Verstellvorrichtung mit allen Freiheitsgraden sorgt dafür, dass die Probe mit einer Genauigkeit von $\pm 10 \text{ }\mu\text{m}$ unter dem richtigen Winkel und der gewünschten Position getroffen werden kann.

Die Signale der verwendeten Laserpulse haben eine Länge von $85 \text{ }\mu\text{s}$. Aufgezeichnet werden sie mit einem digitalen Speicheroszillographen mit einer Auflösung, die bis zu 50.000 Kanäle erreicht.

3.5.3 Einstellung der Polarisationsrichtung

Mit Hilfe des drehbar gelagerten Polarisators kann die Polarisationssebene im Eingangsstrahl genau festgelegt werden.

In Abb. 3.8 wird die spezielle Verstellvorrichtung dargestellt, die eine sehr präzise Einstellung des Analysators ermöglicht. Diese besteht aus einem drehbar gelagerten

Zylinder, der gegen einen äußeren festen Zylinder verdreht werden kann. Über pyramidenförmige Gestänge aus Kohlefaser, die auf die beiden Zylinder zulaufen, kann das innere Gestänge und damit auch der innere Zylinder, in dem sich der Analysator befindet, gegen das äußere Gestänge über eine Mikrometerschraube, die auf eine Kugelkalotte aus gehärteten Stahl trifft, bewegt werden. Über die Mikrometerschraube lässt sich so der Drehwinkel um bis zu $3,4 \cdot 10^{-4}$ Grad genau einstellen. Dies lässt sich wie folgt berechnen: Das Gestänge durchläuft einen Kreis mit einem Radius von $r = 0,34$ m. Die Mikrometerschraube lässt sich mit einer Genauigkeit von $\Delta x = 2\mu\text{m}$ einstellen. Dann gilt:

$$\text{Winkel} = \frac{\Delta x \cdot 1^\circ}{2 \cdot \pi \cdot r \cdot 360} = \frac{2 \cdot 10^{-6} \text{ m} \cdot 1^\circ}{2 \cdot \pi \cdot 0,34 \text{ m} \cdot 360} \approx 3,37 \cdot 10^{-4} \text{ Grad} \quad (3.3)$$

Eine Klimaanlage sorgt für eine konstante Raumtemperatur und minimiert so die Deformation der Vorrichtung..

3.6 Experimenteller Ablauf

Die Untersuchung an der schwebenden unterkühlten Probe bedarf einer genauen Koordination und Abstimmung der einzelnen Versuchsteile.

Nach der in 3.1 beschriebenen Probenpräparation folgt der eigentliche Versuchsablauf: Die Probe wird in die Spule eingelegt. Der Rezipient wird geschlossen und dann mehrmals bis zu einem Druck von $< 10^{-2}$ mbar abgepumpt und danach mit Wasserstoff gespült. Er kann, bevor er bei dem endgültigen Druck von 1 bar mit H_2 gefüllt wird, mit Hilfe einer Turbopumpe bis zu einem Druck von $< 10^{-6}$ mbar evakuiert werden. Der Hochfrequenzverstärker wird mit Hilfe eines 50Ω HF-Widerstandes abgestimmt. Dann kann mit der Levitation begonnen werden. Durch das Einschalten der Hochfrequenz wird die Probe zum Schweben gebracht. Eine Erhöhung der Leistung führt zur Schmelzung der Probe und zum Legieren. Aufgrund der Oberflächenspannung bildet die Probe eine Kugel. Der Umlenkspiegel mit Loch wird dann so positioniert, dass eine gleichzeitige Messung mit dem Pyrometer und die Fokussierung des Lasers auf die Probe möglich sind.

Die Steuerung der Abläufe und die Messdatenerfassung laufen vollautomatisiert und computergesteuert wie folgt:

- Die Stabilisierungsregelung wird ausgeschaltet über den Rechner A, damit das Magnetfeld des vertikalen Magneten nicht beeinflusst wird.
- Der pfannkuchenförmige Magnet erzeugt das gewünschte vertikale Magnetfeld zur Probenmagnetisierung.
- Abschalten der Hochfrequenz über den Trigger: Diese klingt mit $\tau = 10\mu\text{s}$ ab und beeinflusst so keine weiteren Komponenten
- Ausführung eines $85\mu\text{s}$ langen Laserblitzes über den Trigger.
- Einschalten der Hochfrequenz mit $\tau = 10 \mu\text{s}$.
- Aktivierung der Stabilisierungsregelung.

Nach diesem Ablauf ist das System nach Stabilisierung der Probe für weitere Messungen bereit. Alle Parameter bezüglich der Zeitdauer der einzelnen Prozesse und der benötigten Zeitabstände zwischen diesen können über das Steuerprogramm und den Hardware-Trigger variiert werden.

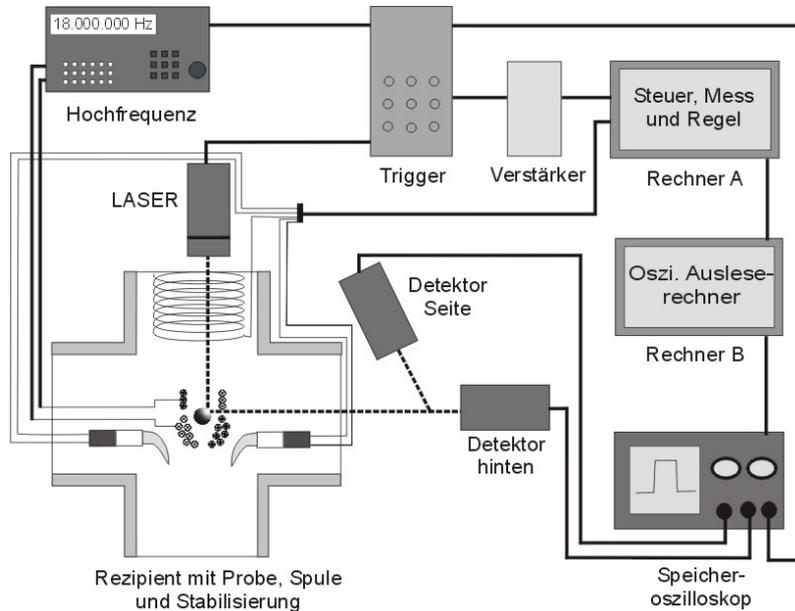


Abbildung 3.9: Die Levitationsanlage mit dem weiteren Ausbau zu Kerr-Effekt Messungen. Über die beiden Rechner wird der Ablauf der Messung synchronisiert. Sowohl die Stabilisierungsregelung und die Hochfrequenz, als auch der Laser werden so in der gewünschten Reihenfolge und den erforderlichen Zeitabständen ein- und ausgeschaltet.

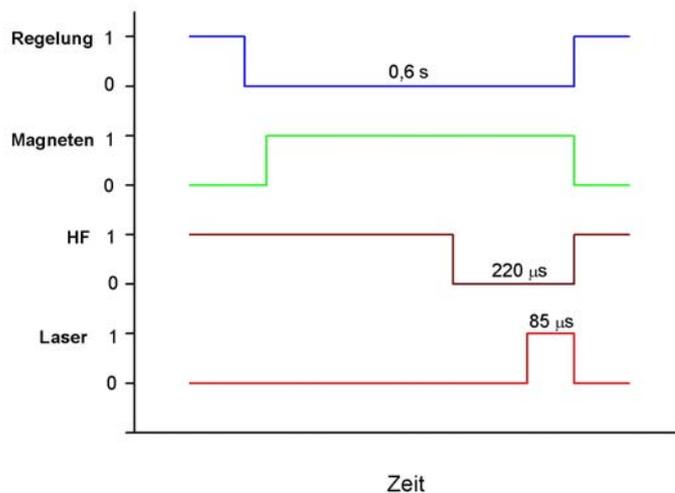


Abb.3.10: *Versuchsablauf der Messung.* Die Regelung wird abgeschaltet, kurz danach wird das Magnetfeld eingeschaltet. Um die anderen Komponenten der Anlage nicht zu beeinflussen, wird die HF kurz ausgeschaltet. Dann folgt der Laserblitz. So entsteht ein Messpunkt.

Kapitel 4

Ergebnisse

In dieser Arbeit wurde mit Erfolg nach einer Möglichkeit gesucht, Magnetisierungsmessungen über den Kerr-Effekt an flüssigem $\text{Co}_{80}\text{Pd}_{20}$ durchzuführen. Damit werden weitere Untersuchungen, die die magnetische Struktur in flüssigen Ferromagneten betreffen, durchführbar.

4.1 Signalform

Die Signalform wird durch die Oberflächenqualität der Probe bestimmt. Während bei der flüssigen Probe durch die fast perfekt reflektierende Oberfläche ein glattes, gleichmäßiges Signal entsteht (Abb. 4.1), liefert die feste Probe ein nur halb so großes Signal mit einem unregelmäßigen Verlauf (Abb.4.2).

Das Signal der flüssigen Phase zeigt außerdem einen gleichmäßigen, reproduzierbaren Verlauf, während das der festen Phase bei jeder Messung ein völlig anderes Signalmuster einnimmt. Die Ursache dafür ist die raue Oberfläche der festen Probe, die durch die ungleichmäßige Kristallisation der Probe entsteht. Durch die Eigenrotationen der Probe findet die Reflexion bei unterschiedlichen Messungen nicht in derselben Position statt, was eine Reproduzierbarkeit verhindert.

Die Überschwinger am Signalanfang und -ende kommen durch den in der Photodiode integrierten Verstärker zustande und werden bei der späteren Auswertung nicht beachtet.

4.2 Messmethode

Der Vergleich der beiden Detektorsignale des seitlichen und hinteren Strahlenganges macht es möglich, sowohl qualitative als auch quantitative Aussagen über physikalische

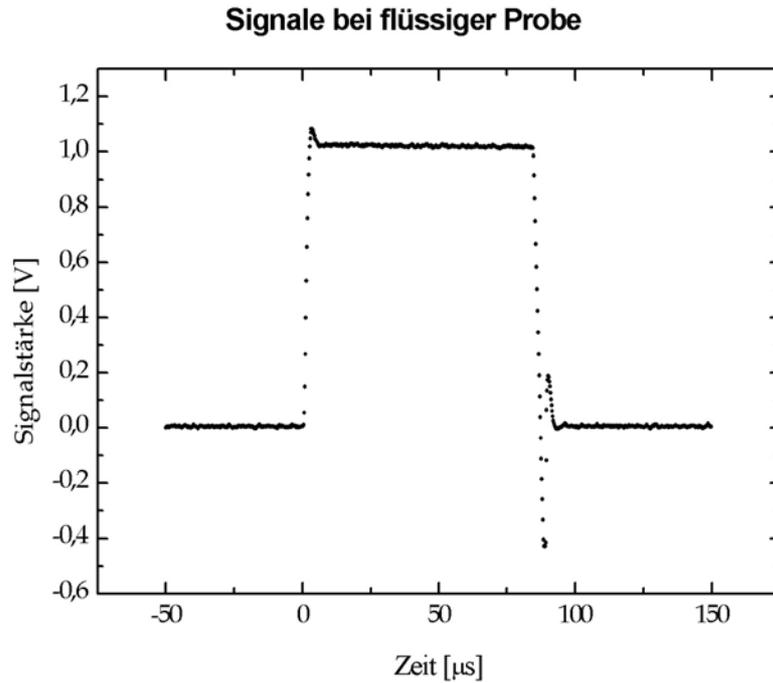


Abbildung 4.1: *Detektorsignal der flüssigen Probe*. Beide Dioden liefern Signale, die sich in ihrem Verlauf voneinander nicht unterscheiden. Die Oberfläche der Probe ist ein fast perfekter Spiegel, was einen gleichmäßigen, reproduzierbaren Verlauf der Signale bietet.

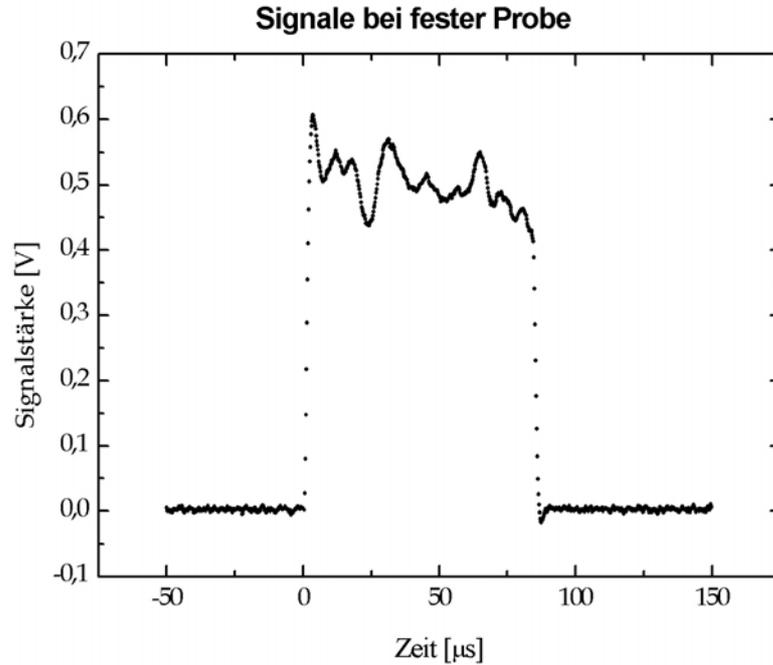
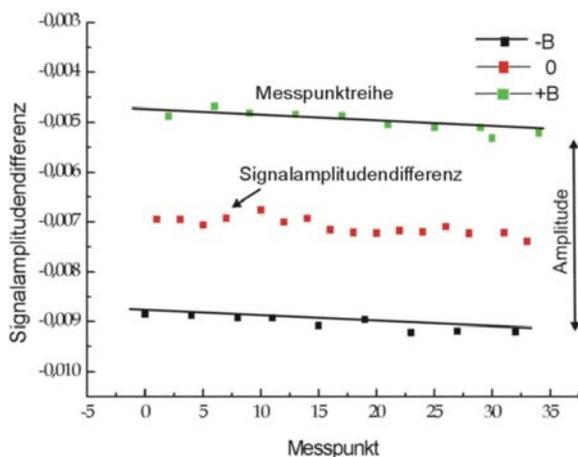


Abbildung 4.2: *Detektorsignal der festen Probe*. Der Verlauf wird durch die raue Oberfläche der festen Probe beeinflusst. Durch die Eigenrotationen der Probe findet die Reflexion nicht mehr an derselben Position statt, was eine Reproduzierbarkeit verhindert.

Effekte zu treffen, die an der Probenoberfläche stattfinden.

Die Empfindlichkeit der Messung hängt von der Genauigkeit ab, mit der man die Flächeninhalte der Detektorsignale einstellen und bestimmen kann. Sie wird durch die Einstellgrenzen der Analysiervorrichtung, die Empfindlichkeit der Photodioden sowie die Auflösung des Oszillographen gegeben.

Die beiden Detektorsignale werden so eingestellt, dass bei nicht magnetisierter Probe die Differenz zwischen den Flächeninhalten Null wird (Abb. 4.3). Eine Veränderung in der Magnetisierung der Probe macht sich über die Änderung der Signaldifferenz bemerkbar (Abb. 4.4). Die Signaldifferenz wird mit Hilfe eines einstellbaren Differenzverstärkers verstärkt.



Jede **Signalamplitudendifferenz** zwischen den beiden Signalen ergibt einen Messpunkt. Es werden Messreihen mit alternierender Einstellung des Magnetfeldes +B, 0, -B vorgenommen. Alle Messpunkte, die für eine Einstellung der Magnetfeldstärke in einer Messreihe stehen, bilden eine **Messpunktreihe**. Die Amplitudendifferenz zwischen den durch lineare Regression erhaltenen Linien für zwei Messpunktfolgen bei +B und -B wird in Diagrammen als **Amplitude** aufgetragen.

Die erhaltenen Messpunktfolgen zeichnen sich durch einen stetigen Verlauf aus. Die Genauigkeit der Messung wird durch die Streuung der Messpunkte um diesen Verlauf gegeben. Sie liegt, wie man in der Abb. 4.8 sehen kann, bei unter 5/10000. Dieser Wert gibt an, wie genau ein Unterschied zwischen den beiden Signalen bestimmt werden kann, und bezieht sich auf die Flächenunterschiede. Der Fehler für die Amplitude ergibt sich aus der linearen Regression für die Messpunktfolgen.

4.3 Kalibrierung

4.3.1 Winkelkalibrierung

Zur Kalibrierung der Probe wurde die Signalamplitudendifferenz gegen verstellten Winkel gemessen. Es wurden mehrere Messungen bei unterschiedlicher Winkeleinstellung des Analysators zur Polarisationssebene des Laserlichtes durchgeführt. In der Auftragung erkennen wir das erwartete lineare Verhalten.

Der Winkel lässt sich über die Mikrometerschraube einstellen, wie schon in 3.5.3 beschrieben. Die Messung fand bei $T \cong 1370 \text{ K}$ und $B \approx \pm 10 \text{ mT}$ statt.

Aus dieser Messung wurde ermittelt, um wie viel sich die Messreihe bei $B = 0$ je Winkeleinstellung verschiebt. Über diese Abhängigkeit kann jeder Amplitudendifferenz ein bestimmter Winkel zugeordnet werden (s. Abb. 4.6).

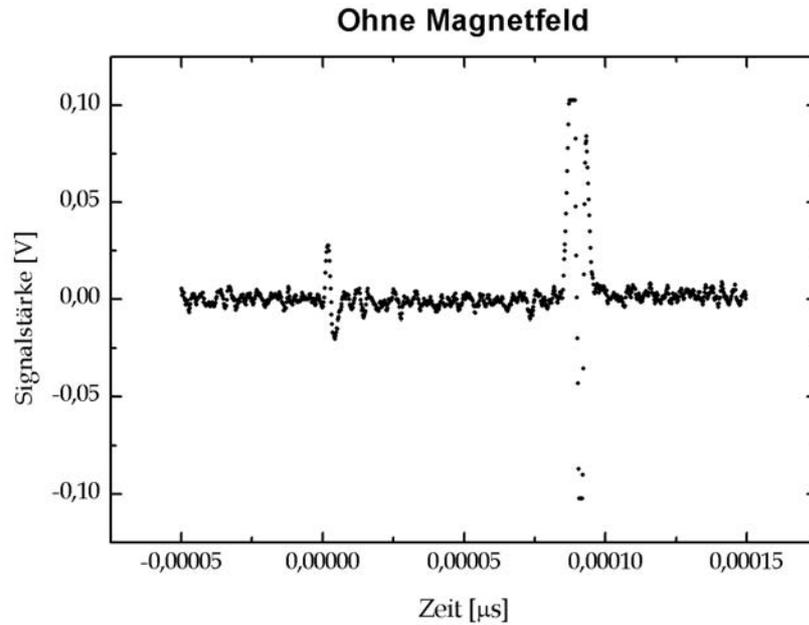


Abbildung 4.3: *Signaldifferenz der beiden Signale bei nicht magnetisierter Probe.* Die Signaldifferenz wird durch einen Differenzverstärker verstärkt. Beide Detektorsignale werden so eingestellt, dass die Differenz zwischen den Flächeninhalten Null wird.

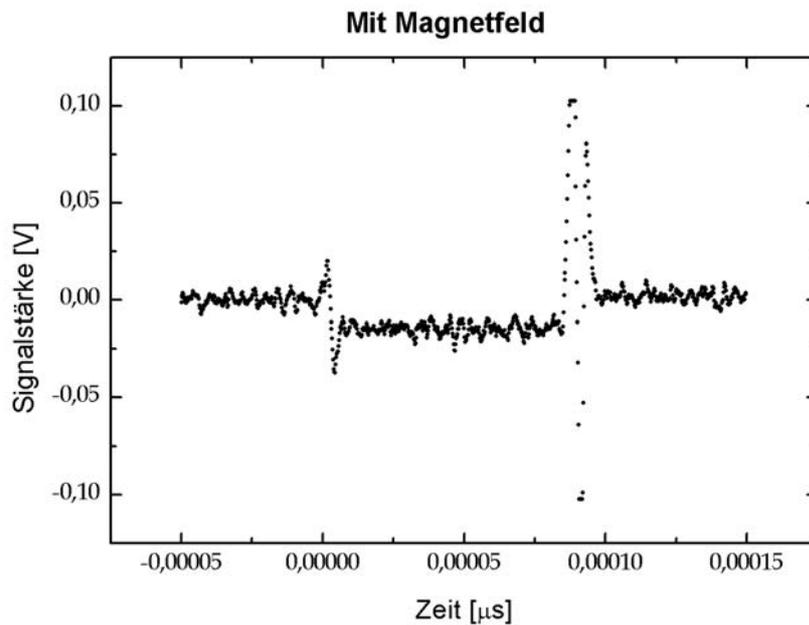


Abbildung 4.4: *Signaldifferenz der beiden Signale bei magnetisierter Probe.* Ändert sich etwas an der Polarisationsrichtung, so macht sich dies über die Veränderung der Signaldifferenz bemerkbar. Damit erhält man über die Amplitudendifferenz dieser Signale einen Maßstab für die Drehung der Polarisations Ebene und damit auch für die Magnetisierung

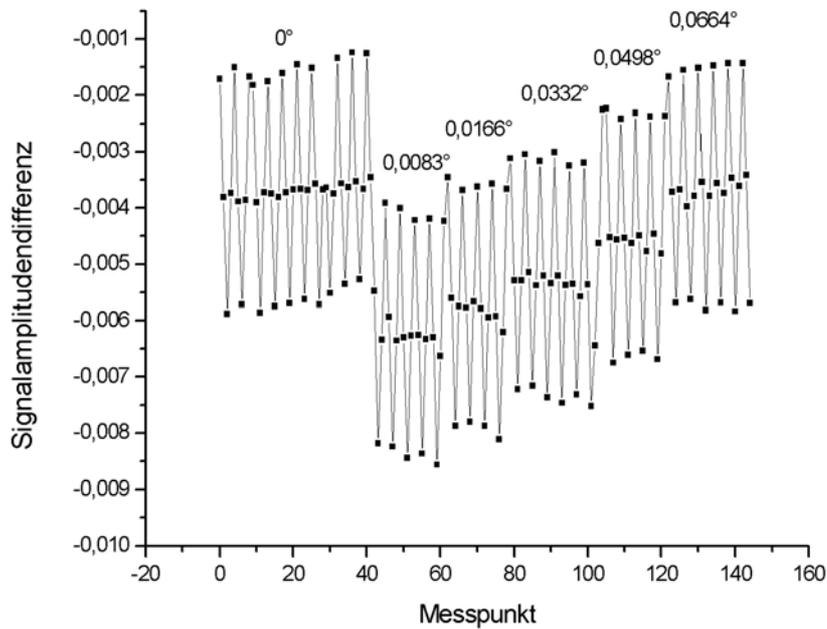


Abbildung 4.5: *Messreihen mit verstelltem Winkel.* Eine Kalibrierung der Probe lässt sich über die Messung der Signalamplitudendifferenz bei unterschiedlicher Winkeleinstellung durchführen.

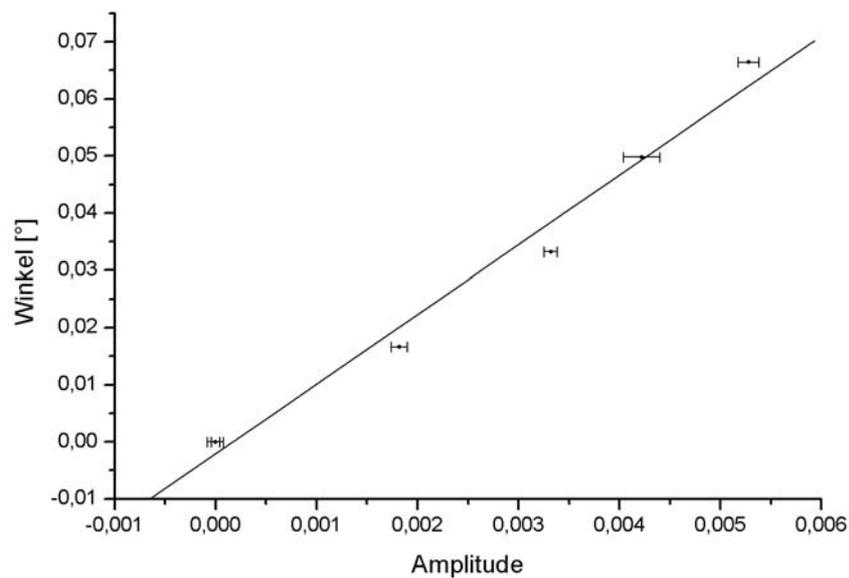


Abbildung 4.6: *Winkelabhängigkeit der Signalamplitudendifferenz.* Die berechneten Amplituden aus verschiedenen Messpunktreihen für unterschiedliche Winkeleinstellungen weisen wie erwartet ein lineares Verhalten auf.

4.3.2 Prüfung der Messmethode

Um auszuschließen, dass die Höhe des Signals durch eine Positionsänderung der Probe bedingt ist, wurde der Polarisator entfernt und stattdessen ein $\lambda/4$ -Plättchen in den Strahlengang des Lasers gesetzt. Damit wird das linear polarisierte Licht in zirkular polarisiertes Licht umgewandelt.

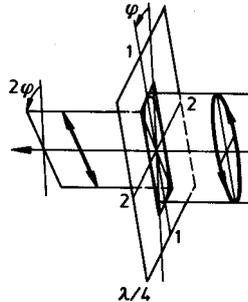


Abbildung 4.7: Zerlegung linear polarisierten Lichtes durch ein $\lambda/4$ -Plättchen. Aus dem linear polarisierten Laserlicht erhält man zirkular polarisiertes Licht.

$\lambda/4$ -Plättchen werden aus Glimmer oder Gipsplatten hergestellt. Sie bewirken zwischen den beiden Komponenten der Polarisation eine Phasendifferenz um $\delta = 90^\circ$, was bei gleicher Amplitude der Komponenten zu zirkular polarisiertem Licht führt. In der Diagonalstellung der $\lambda/4$ -Plättchen erhält man zirkular polarisiertes Licht.

Wie in Abb. 4.9 leicht festzustellen ist, lässt sich im Verlauf der neuen Messpunktreihe keine Systematik mehr erkennen. Die Verteilung der Sprünge in der Messreihe von 0 zu +B oder -B ist vollkommen willkürlich. Auch die Sprunggröße ist deutlich kleiner geworden. Die Stetigkeit einer Messreihe ist ebenfalls nicht mehr vorhanden.

Dabei handelt es sich um die gleiche Messung wie die in Abb.4.8 mit Ausnahme des $\lambda/4$ -Plättchens ($B \approx \pm 10$ mT und gleiche Temperatur).

Da der Messeffekt bei zirkular polarisiertem, für den Analysator also unpolarisiertem, Licht verschwindet, kann man mit Sicherheit davon ausgehen, dass es sich bei dem zuvor beobachteten Effekt wirklich um die Drehung der Polarisationssebene handelt.

Dies wird durch die Tatsache unterstützt, dass sich die Gesamtintensität des reflektierten Strahls bei unterschiedlichen Magnetfeldeinstellungen nicht ändert.

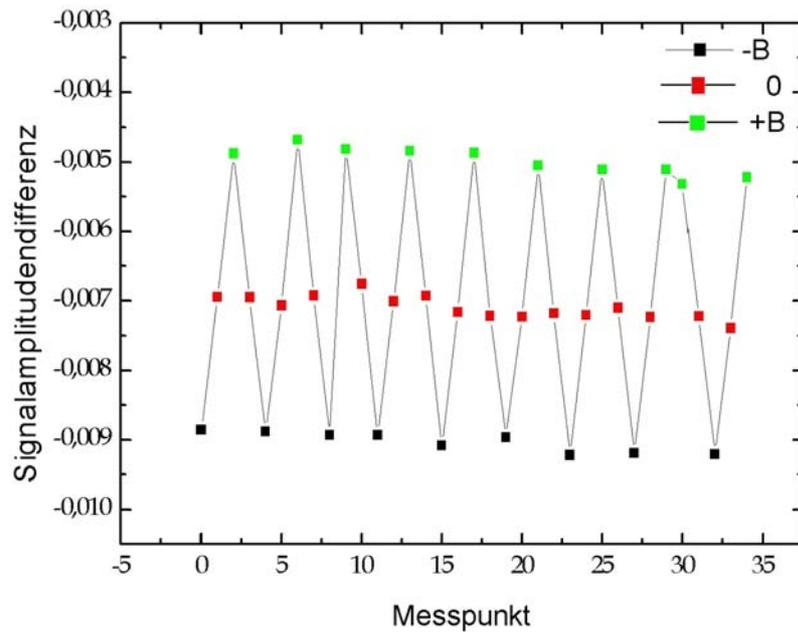


Abbildung 4.8: *Messreihe mit linear polarisiertem Laserlicht.* Die Messpunktfolgen zeichnen sich durch einen stetigen Verlauf aus. Die Genauigkeit der Messung wird durch die Streuung der Messpunkte gegeben und liegt bei unter $5/10000$.

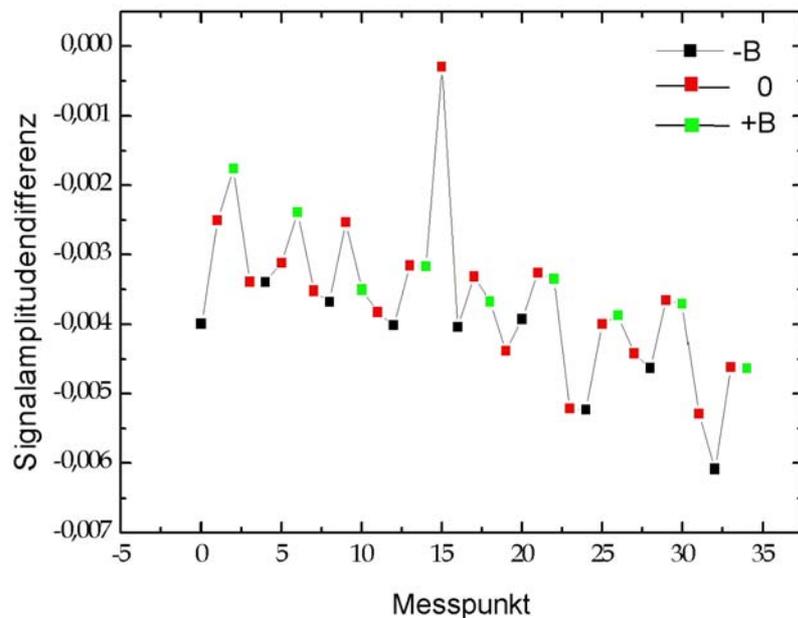


Abbildung 4.9: *Messreihe mit $\lambda/4$ -Plättchen.* Die Messpunktfolgen weisen keine Stetigkeit mehr auf. In dem Verlauf der Reihen lässt sich keine Systematik mehr erkennen. Dies ist ein eindeutiger Beweis dafür, dass die Höhe des Signals allein durch die Drehung der Polarisationssebene des an der Probe reflektierten Lichtes bedingt ist.

4.4 Abhängigkeit des Kerr-Winkels von der Magnetisierung

Mit der Kalibrierung aus 4.3.1 wurde die Amplitudendifferenz und damit der Kerr-Winkel bei $T \cong 1370$ K in Abhängigkeit von der angelegten Magnetfeldstärke gemessen.

Die Auftragung zeigt die erwartete lineare Abhängigkeit des Kerr-Winkels vom angelegten Magnetfeld. Im paramagnetischen Bereich hängt der Kerr-Winkel linear von der Magnetisierung ab.

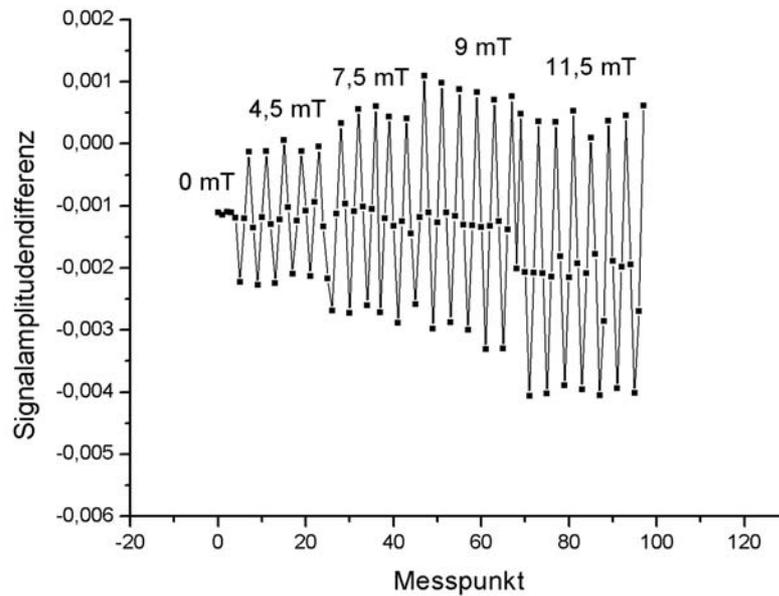


Abbildung 4.10: *Abhängigkeit der Signalamplitudendifferenz von der Magnetisierung der Probe.* Es wurden verschiedene Messreihen bei unterschiedlichen Magnetfeldstärken durchgeführt. Die Signalamplitudendifferenz nimmt mit der Stärke des Magnetfelds zu.

4.5 Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung

Zusätzlich zu der magnetfeldabhängigen Messung wurden temperaturabhängige Messungen durchgeführt. Dabei wurde der Kerr-Winkel in einem Temperaturbereich von $T = 1516$ K bis $T = 1266$ K ermittelt. In Abb. 4.12 ist deutlich zu erkennen, wie der Kerr-Winkel in der Nähe von T_C stark bis zu einem Winkel von $0,078$ Grad ansteigt. Diese Messungen, die alle bei $B = 10$ mT vorgenommen wurden, zeigen einen Anstieg der Magnetisierung in der Nähe von T_C . Die Curie-Temperatur der flüssigen Phase liegt bei $T = 1251$ K.

Mehrere Messreihen ergaben Messkurven, die ein analoges Verhalten in der Temperaturabhängigkeit zu den typischen Magnetisierungskurven für ferromagnetische Substanzen (s. Kapitel 2.5) zeigen.

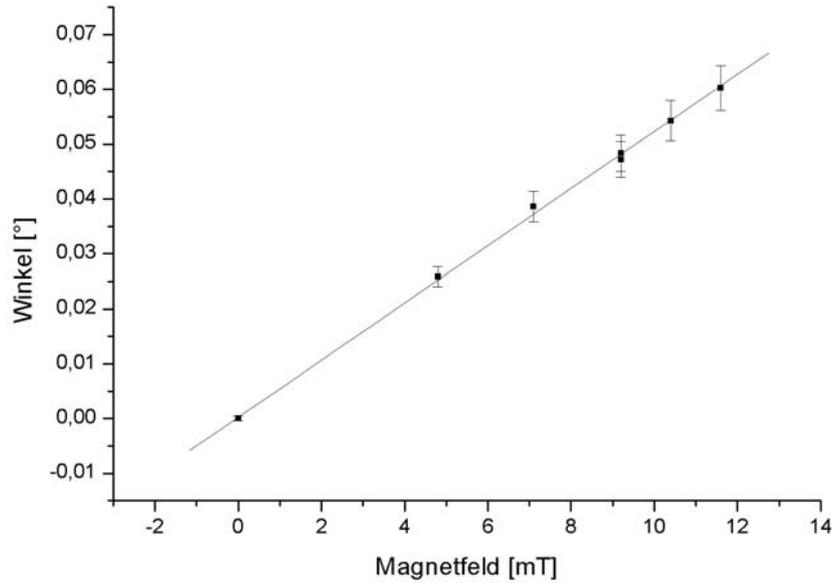


Abbildung 4.11: *Winkel in Abhängigkeit vom äußeren Feld bei ca. 1370 K.* Es wurden Messungen mit verschiedenen Magnetfeldstärken durchgeführt. Die Kalibrierung erlaubt eine Zuordnung jeder Magnetisierung zu einem bestimmten Kerr-Winkel. Diese lineare Abhängigkeit war im paramagnetischen Bereich zu erwarten.

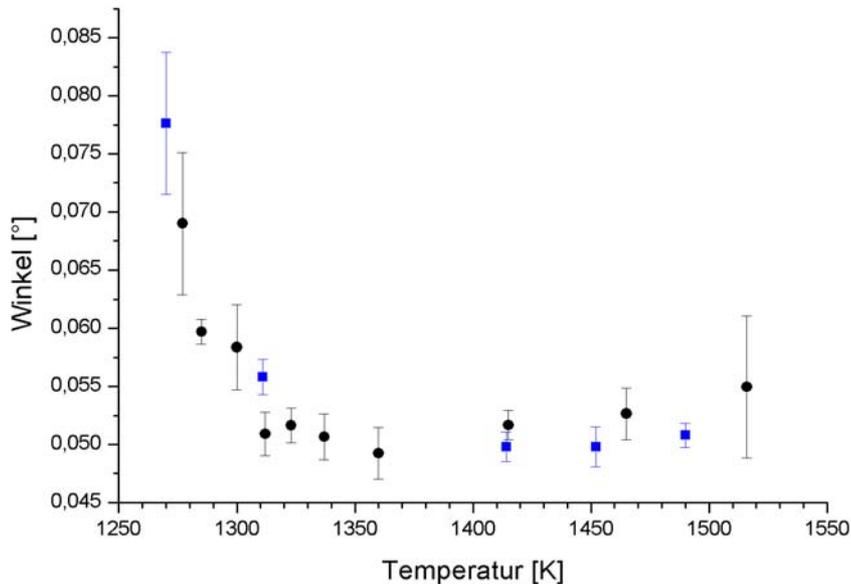


Abbildung 4.12: *Temperaturabhängigkeit des Kerr-Winkels.* Hier sind zwei separate Messungen (blau bzw. schwarz) aufgetragen. Die tiefste erreichte Temperatur liegt bei $T = 1266$ K. Beide Messungen wurden bei $B = 10$ mT durchgeführt. Der Kerr-Winkel und damit die Magnetisierung steigt in der Nähe von $T_C = 1251$ K stark an.

Kapitel 5

Diskussion

Die Existenz der ferromagnetischen Phase im flüssigen Zustand konnte schon durch frühere Messungen an unterkühltem $\text{Co}_{80}\text{Pd}_{20}$ nachgewiesen werden [ABF+97]. Das Abknicken der Magnetisierungskurve bei T_C , dem Kink-Point, weist auf die Ausbildung einer spontanen magnetischen Struktur hin.

Durch den Ausbau der Levitationsanlage mit einem fokussierbaren Laser, einer hochempfindlichen Polarisator-Analysator-Kombination, und Winkelverstellung des Analysators mit einer Genauigkeit von bis zu $3,4 \cdot 10^{-4}$ Grad, steht eine Anlage zur Verfügung, welche die erwarteten Winkel $< 10^{-2}$ Grad messbar macht. Mit der in 4.2 beschriebenen Messmethode des alternierenden Magnetfelds konnte die Genauigkeit der vorgestellten Signalsamplitudendifferenz auf 5/10000 gebracht werden. Nach der Kalibrierung und nachdem sichergestellt wurde, dass der aufgezeichnete Effekt durch die Drehung der Polarisation erfolgt, sind erste Messungen möglich.

Die Messung des Kerr-Winkels in Abhängigkeit von der Magnetisierung zeigt den linearen Verlauf, der erwartet wird. Doch schon hier erhält man Kerr-Winkel von bis zu 0,06 Grad, die größer sind als im paramagnetischen Bereich erwartet.

Bei den temperaturabhängigen Messungen des Winkels zeigt sich ein Anstieg bei der Annäherung an T_C . In dieser Kurve spiegelt sich die einsetzende Magnetisierung in der Nähe von T_C wieder. Jedoch sind auch hier die Winkel mit bis zu 0,078 Grad größer als erwartet.

Hierfür können mehrere Gründe verantwortlich sein. Zum einen erhält man in der Flüssigkeit eine sehr glatte Oberfläche. Dies führt zu einer größeren freien Weglänge der Elektronen und damit zu der Vergrößerung der Lorentzgeschwindigkeit. Daraus resultiert eine größere Winkeldrehung. Desweiteren tritt zusätzlich der polare Kerr-Effekt auf, da die Magnetisierung nicht ganz in der Ebene liegt.

Diese ersten Messungen des Kerr-Effekts an der flüssigem $\text{Co}_{80}\text{Pd}_{20}$ -Legierung zeigen vielversprechende Ergebnisse und machen neugierig auf weitere.

Kapitel 6

Ausblick

6.1 Messungen bei tieferen Temperaturen

Die Messung mit der weiter ausgebauten Anlage hat sich als funktionstüchtige Messmethode verschiedener physikalischer Parameter in Abhängigkeit von dem Kerr-Winkel erwiesen.

Als nächstes Ziel steht eine tiefere Unterkühlung bis zu T_C an, um den Kerr-Effekt auch in der ferromagnetischen Phase zu messen.

Das Erreichen von Temperaturen unter T_C wird durch ein modifiziertes Abschalten des Hochfrequenzsignals ermöglicht werden. Dazu wird die Hochleistung vor dem Ausschalten für die Messung über ca. 0,4 s kontinuierlich verringert. Dadurch wird ein stärkeres Auskühlen erwartet, ohne dass sich die Probe (ohne Stabilisierung) aufschaukeln kann.

6.2 Ortsaufgelöste Messung der magnetischen Struktur

Durch die in der Nähe der Probe angebrachten fünf Magneten lässt sich am Probenort ein äußeres Magnetfeld mit beliebiger Richtung einstellen. Bei schwachen äußeren Magnetfeldern wird davon ausgegangen, dass sich die Vortexstruktur entlang dieser Richtung ausrichtet [GD98]. Bei verschiedenen Magnetfeldorientierungen können so verschiedene Bereiche der Vortexstruktur abgetastet werden und so ein genaues ortsaufgelöstes Bild der Magnetisierung / Spinausrichtung erhalten werden. So werden z.B. die größten Unterschiede zwischen Reflexion an Pol und Äquator erwartet.

6.3 Probenmodifikation

Interessant ist auch, das Verhalten anderer Legierungen hinsichtlich der Unterkühlungsmöglichkeiten zu untersuchen. Das $\text{Co}_{80}\text{Pd}_{20}$ -System scheint die optimale binäre Legierung für die Unterkühlung zu sein. Die Erweiterung auf eine ternäre Legierung bringt eventuell eine noch kleinere Differenz zwischen Liquidus- und Curie-Temperatur der flüssigen Phase, was eine einfachere, noch tiefere Unterkühlung der Probe möglich machen würde.

Die Zumischung anderer Metalle zu den Basisstoffen Co und Pd wäre hier eine Lösung. Dafür kommen Metalle die die Liquidustemperatur herabsetzen, ohne die magnetische Kopplung zu negativ zu beeinflussen, in Frage, oder solche, die die magnetische Ordnung verstärken (z.B. Fe und Ni).

Anhang

Bezeichnung	Hersteller / Typbezeichnung	Kurzbeschreibung
Analysator	Bernhard Halle N.F. GLAN- Polarisationsprismen für Hochleistungslaser	Apparaturöffnung: 11,5mm Löschungsvermögen: 10^{-6} Spektralbereich: 300-2700nm Prismenabstand: 0,07mm
$\text{Co}_{80}\text{Pd}_{20}$		CURIE-Temperatur fest: $T_C(s) = 1271\text{K}$ CURIE-Temperatur flüssig: $T_C(l) = 1251\text{K}$ Solidustemperatur: $T_{\text{Sol}} = 1565\text{K}$ Liquidustemperatur: $T_{\text{Liq}} = 1610\text{K}$
Datenerfassung	Computerboards CIO-DAS 1600/2	ISA A/D – D/A-Karte 8 Eingangskanäle
	Computerboards IEEE488.2 Schnittstellenkarte	ISA Auslesekarte 8Bit; 300kHz
Detektoren (Fotodioden)	Burr-Brown OPT 210	Bereich: 450nm-950nm Bandbreite: 300kHz; Diodenfläche: 2,3mm ² inkl. internem Verstärker
Digitalregler	Omron E5 X-LA/MA	PID-Regler
Druckmessgerät	Balzer	Ionisationsvakuummeter Empfindlichkeit 10^{-8}mbar Messbereich 10^{-3} - 10^{-8}mbar
Frequenzgenerator	Marconi 2023	Trägersignal 9kHz-1,2GHz Interne Modulation DC-20kHz Amplitude 0-99,9%
HALL-Sonde	F.W. Bell - Model 4048	Genauigkeit: $\pm 0,2\text{GAUSS}$
HELMHOLTZ-Spulen		Max. Feldstärke: 65mT (180A)

Hochfrequenz- Leistungsverstärker	Collins 208U-3	Max. Leistung 2,5kW an 50Ω
Interferenzfilter (Bandfilter)		Max. Durchlass: 662nm; $\Delta\lambda = 22\text{nm}$ Bandbreite: $\pm 10\text{nm}$
Kobalt (Probenmaterial)	Johnson Matthey	Reinheit: 99,997% Drahtdurchmesser: 0,5mm paramag. CURIE-Temperatur: $T_C^p = 1415\text{K}$ ferromag. CURIE-Temperatur: $T_C^f = 1395\text{K}$ Schmelztemperatur: $T_S = 1768\text{K}$
Laser	Blue Sky Research CLM104-01-201	Leistung: max. 35mW (CW) $\lambda = 658\text{nm}$ (bei Raumtemperatur)
Levitationsspule		Kupferrohr 0,6mm \times 0,12mm Magnetfeld (1kW) am Probenort: 170mT Feldgradient (bei 1kW) 30 mT/mm
Linsen	Bernhard Halle N.F. Bestformlinsen	Brennweite: 30mm; $\Delta = 25\text{mm}$ Brennweite: 500mm; $\Delta = 25\text{mm}$
Mikrometerschraube	Gödde + Söhne KG	Messbereich: 0-25mm Genauigkeit: 2μm
Oszillograph	Tektronix Speicheroszillograph TDS 744A	Abtastrate: 2Gs/s Bandbreite: 200MHz
Oxisorbpatrone	Messer-Grißheim	Filterpatrone
Palladium (Probenmaterial)	Johnson Matthey	Reinheit: > 99,99% Drahtdurchmesser: 0,1mm
Pfannkuchenmagnet		Magnetfeld am Probenort max. 30mT Feldgradient: 5mT/mm
Polarisator	Bernhard Halle N.F. GLAN-THOMPSON Polarisationsprisma	Apparaturöffnung: 11,5mm Löschungsvermögen: 10^{-6} Spektralbereich: 300-2700nm
Pyrometer	Impac	Messbereich 750°C-1500°C Wellenlängen $\lambda_1=950\text{nm}$; $\lambda_2 = 1050\text{nm}$ Relative Genauigkeit: 0,1K Min. Zeitkonstante: 10ms

Randfilter	Linios Photonios	RG: 780nm; = 22mm RG: 830nm; = 22mm
Regelkarte	Kerber-Elektronik Micro32	
Thermoelement	NiCr/Ni	
Transmissionsfilter	L.O.T.	Durchlässig für $\lambda = 662\text{nm} \pm 10\text{ nm}$; = 25mm
Trigger	PSI-EA DT104	3 Kanäle; variabel einstellbar
Turbopumpe	Pfeifer TMU-260	Pumpvolumen 260l/s
UHV-Rezipient		CF 100 VA-Stahl
Videokamera	Sony DCR-TRV7E	50 Halbbilder pro Sekunde
Wasserkühlung	Hauskühlsystem „Albrecht- Druckverstärker“	Druckdifferenz 1,5bar Verstärkungsfaktor 20
Wasserstoff	Linde	Reinheit 6,0

Literaturverzeichnis

- [Alb96] T. Albrecht: *Nachweis der ferromagnetischen Phase der $Co_{80}Pd_{20}$ -Schmelze*. Diplomarbeit, Universität Bonn, Institut für Strahlen- und Kernphysik (1996)
- [AK23a] H. Anschutz-Kaemfe. Patent Nr.:193397 (1923)
- [AK23b] H. Anschutz-Kaemfe. Patent Nr.:1589039 (1923)
- [Bak92] H. Baker: *Alloy Phase Diagramms*. Band 3, ASM International (1992)
- [Bec98] M. Beckmann: *Messungen mit einer Förster-Sonde am magnetischen Phasenübergang von $Co_{80}Pd_{20}$* . Diplomarbeit, Universität Bonn, Institut für Strahlen- und Kernphysik (1998)
- [BHM+96] C. Bühler, U. Holzwarth, K. Maier, D. Platzek und J. Reske: *Applied Physics A* 63 (1996) 191
- [BQ98] S. D. Bader und Z. Q. Qiu: *Kerr Effect and Surface Magnetism*. In: *Nonlinear Optics in Metals*. Editor: K.H. Bennemann; New York (1998)
- [Büh98] C. Bühler: *Der flüssige Ferromagnet – Kritisches Verhalten am magnetischen Phasenübergang der flüssigen Phase von $Co_{80}Pd_{20}$* . Dissertation, Universität Bonn, Institut für Strahlen- und Kernphysik (1996)
- [FJ65] E. Fromm und H. Jehn: *Electromagnetic Forces and Power Absorption in Levitation Melting*. *British J. Appl. Phys.*, 16 (1965) 653
- [GD97] B. Groh und S. Dietrich: *Spatial Structures of Dipolar Ferromagnetic Liquids*. *Phys. Rev. Let.*, 79 (4)
- [GD98] B. Groh und S. Dietrich: *Inhomogeneous Magnetisation in Dipolar Ferromagnetic Liquids*. *Phys. Rev. Let.* 57 (1998) 4535

- [GZJ77] GUILLOU, J. C. L. und J. ZINN-JUSTIN. Critical Exponents for the n-Vector Model in Three Dimensions from Field Theory. Phys. Rev. Lett., 39 (2) (1977) 95
- [Gub98] A. I. Gubanov: Fiz. Tverd. Tela (TT), 2 (1960) 502
- [Hei26] W. Heisenberg. Z. Phys., 38 (1926) 41
- [HBM+98] D. Herlach, C. Bührer, K. Maier, D. Platzek und J. Reske: *Magnetic Ordering in a Supercooled Co-Pd Melt studied by Muon-Spin Rotation*. Europhys. Lett., 44 (1) (1998)
- [HK80] K. Handrich, und S. Kobe: *Amorphe Ferromagnetika*. Akademie Verlag, Berlin (1980)
- [HS98] A. Hubert und R. Schäfer: *Magnetic domains, The Analysis of Magnetic Microstructures*. Springer Verlag. Berlin Heidelberg New York (1998)
- [Kit99] C. Kittel: *Einführung in die Festkörperphysik*. 12. Auflage (1999)
- [KL92] H. Kronmüller und M. Lambeck: *Magnetismus in Festkörpern*. In: Bergmann-Schäfer, Bd. 6, Kap. 8; W. de Gruyter, Berlin New York (1992)
- [Lie76] F. Lieneweg: *Handbuch der technischen Temperaturmessung*. Vieweg, Braunschweig (1976)
- [Muc23] O. Muck. Patent Nr.: 422004 (1923)
- [Nak56] Y. J. Nakagawa: Phys. Soc. Japan, 11 (1956) 855
- [Nak59] Y. J. Nakagawa: *Magnetic Susceptibility of Liquid Alloy of Copper with Cobalt, Iron, Manganese and Chromium*. In: *Journal Phys. Soc. Japan* 14 (10) (1959) 1372
- [PNH+94] D. Platzek, C. Notthoff, D. M. Herlach, G. Jacobs, D. Herlach und K. Maier: *Liquid metal undercooled below its Curie temperature*. Appl. Phys. Lett., 65 (13) (1994) 1723
- [Pla97] D. Platzek: *Ein flüssiger Ferromagnet – Untersuchungen mit mikroskopischen Sonden*. Dissertation, Universität Bonn, Institut für Strahlen- und Kernphysik (1997)

- [Tur52] D. Turnbull: In: The Journal of Chemical Physics, 20(3):411-424 (1952)
- [Will88] W. Willnecker: Forschungsbericht. Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt (1988)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen, die zum Gelingen dieser Arbeit und meines Studiums beigetragen haben, meinen aufrichtigen Dank aussprechen.

Mein ganz besonderer Dank gilt Prof. Dr. Karl Maier für das Thema der Diplomarbeit, die intensive fachliche und persönliche Unterstützung und seine Vielzahl an erfolbringenden Ideen.

Prof. Dr. Peter David danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Moritz Beckmann gilt mein besonderer Dank für seine freundschaftliche Begleitung während meines Diplomarbeitsjahres und die außerordentlich gute Zusammenarbeit.

Der „Maier-Gruppe“ -Karsten Bennewitz, Christoph Bommas, Jakob Graichen, Matz Haaks, Christoph Juchem, Marcus Krechel, Ingo Müller, Michael Röbel, Stefan Sonneberger, Torsten Staab und Christiane Zamponi - danke ich für die außerordentlich nette Atmosphäre und die immer große Hilfsbereitschaft.

Bei den Mitarbeitern der Feinmechanischen Werkstatt und der Elektronikwerkstatt des ISKP bedanke ich mich für die ausgezeichnete Zusammenarbeit und den freundlichen Service.

Von ganzem Herzen möchte ich mich auch bei meinen Schwiegereltern bedanken, deren Unterstützung mir dieses Studium erst ermöglicht hat.

Meinen Eltern danke ich dafür, dass sie mir trotz der großen geographischen Entfernung stets das Gefühl gaben, ihnen nahe zu stehen.

Nicht zuletzt danke ich meiner Frau Katrin dafür, dass sie in mein Leben getreten ist.