

Entwurf für einen quantengebundenen Fluxgate-Sensor

von

Mario Merkel

Bachelorarbeit in Physik
vorgelegt dem Felix Bloch Institut für Festkörperphysik,
Abteilung für Angewandte Quantensysteme
der Universität Leipzig
am 26. Januar 2021

1. Gutachter: Prof. Dr. Jan Meijer
2. Gutachter: Dr. Ralf Wunderlich

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalischer Hintergrund	3
2.1	Das Magnetfeld	3
2.2	Magnetische Klassifizierung von Materialien	4
2.2.1	Diamagnetismus, Paramagnetismus und Ferromagnetismus	4
2.2.2	Die Hysteresekurve	5
2.2.3	Weiche und harte magnetische Materialien	6
2.3	Der Diamant	7
2.3.1	Kristallstruktur des Diamanten	7
2.3.2	Elektronische Struktur des Diamanten	8
2.4	Das NV-Zentrum	10
2.4.1	Elektronische Struktur des NV-Zentrums	12
3	Methoden der Strommessung	15
3.1	Strommessung mit einem Magnetsensor	15
3.2	Systeme mit offenem und geschlossenem Regelkreis	15
3.3	Der Hallsensor	17
3.4	Der Fluxgate-Sensor	18
4	Konzept für einen quantengebundenen Fluxgate-Sensor	21
4.1	Spezifikationen	21
4.2	Analytische Betrachtungen	23
5	Simulation	27
6	Ergebnisse und Diskussionen	31
7	Zusammenfassung und Ausblick	39
	Literaturverzeichnis	41
	Selbstständigkeitserklärung	47

1 Einleitung

Heutzutage hat sich die Notwendigkeit Stromstärken in der industriellen Welt zu messen zu einem der wichtigsten Instrumente der Überwachung von Verfahren entwickelt. Dabei werden die Anforderungen an geringe Größe und hohe Empfindlichkeit immer anspruchsvoller. Die momentan auf dem Markt erhältlichen Produkte bieten mehr als 15 verschiedene Varianten zur Messung des elektrischen Stroms an. Diese sind abhängig von spezifischen Anforderungen der Anwendung, wie bspw. Spitzen- oder Effektivstrom, Genauigkeit, Bandbreite, Robustheit gegenüber Umgebungseinflüssen oder einfach Kosten [1].

Die isolierte Messung eines elektrischen Stroms erfolgt in vielen Fällen mit einem Induktionssensor, der zur Erfassung des durch den Strom erzeugten Magnetfeldes eingesetzt wird. Der Vorteil eines Magnetfeldsensors ist die galvanische Trennung, die es ermöglicht auch hohe Ströme (gefahrenfrei) zu messen. Einige klassische Ansätze zur Messung von Magnetfeldern werden in Bezug auf einen offenen und einen geschlossenen Regelkreis in dieser Arbeit erläutert. In diesem Zusammenhang werden in Kapitel 3 insbesondere der Hall-Sensor und Fluxgate-Sensor beschrieben.

In den letzten Jahren hat sich das Stickstoff-Vakanzzentrum (NV-Zentrum) als vielversprechender magnetischer Sensor hervorgetan. Mit NV-Zentren können magnetische Felder mit hoher Empfindlichkeit und räumlicher Auflösung unter Umgebungsbedingungen gemessen werden [2]. Diese Kombination von Eigenschaften ermöglicht es mit NV-Magnetometer magnetische Strukturen und Systeme zu untersuchen, die zuvor mit alternativen magnetischen Sensortechnologien unzugänglich waren. Bisher mit NV-Magnetometer erreichte Empfindlichkeiten betragen $6 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ [3]. Um hohe Empfindlichkeiten zu erreichen, ist eine hohe Anzahl von NV-Zentren notwendig [4]. Dies erfordert aber gleichzeitig bei größerem Volumen ein homogenes Magnetfeld.

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung einer Geometrie zur Simulation, mit der die Homogenität des Magnetfeldes analysiert wird. Unterschiedliche Größen einzelner Geometrieparameter werden simuliert sowie diskutiert, um Aussagen über optimale Größenverhältnisse und der Homogenität des Magnetfeldes abzuleiten. Die Arbeit liefert einen Konstruktionsansatz eines NV-Magnetometers, das empfindliche Messungen ermöglicht. Ein Aufbau zur experimentellen Betrachtung ist nicht Bestand-

1 Einleitung

teil dieser Arbeit.

Vorgestellt wird ein auf klassischen Ansätzen basiertes Design, in dem über einen ferromagnetischen Ringkern ein ausgerichtetes und konstantes Magnetfeld in einem Spalt erzeugt wird. In diesem Spalt wird ein Diamant mit NV-Zentren positioniert, deren NV-Achse sich parallel zum Magnetfeld befindet. In Kapitel 2 wird dazu die elektronische Struktur des NV-Zentrums erläutert. Ein grüner Laser erzeugt eine Anregung und der Anteil der Fluoreszenz wird mittels einer Fotodiode gemessen. Es wird von einem mikrowellenfreien Ansatz ausgegangen. Dies vereinfacht das Sensordesign erheblich und führt zu einer kosteneffizienten Herstellung von Bauelementen von geringer Größe.

2 Physikalischer Hintergrund

2.1 Das Magnetfeld

Magnetfelder lassen sich hinsichtlich ihrer Ursache in zwei Kategorien unterteilen. Sie können zum einen durch sog. Dauermagnete hervorgerufen und zum anderen durch elektrische Ströme verursacht werden. Bei Dauermagneten sind die magnetischen Eigenschaften über eine Zeitspanne erhalten. Sie bestehen aus ferromagnetischen Metallen, wie z.B. Eisen, Nickel oder Cobalt, bzw. aus Legierungen mit entsprechendem Anteil von ferromagnetischen Metallen [5]. Die Stärke von Magnetfeldern, die durch elektrische Ströme induziert werden, ist abhängig von der Stromstärke I . Die magnetische Flussdichte \mathbf{B} , die durch den Strom I entlang des Weges ℓ induziert wird, lässt sich durch das Bio-Savart-Gesetz ausdrücken [6]:

$$d\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{d\boldsymbol{\ell} \times \mathbf{r}}{|\mathbf{r}|^3} \quad (2.1)$$

Dabei beschreibt $\mu_0 \approx 1,257 \cdot 10^{-6} \text{ N/A}^2$ die magnetische Permeabilität im Vakuum und \mathbf{r} den Vektor, der von der Ladung zu einem beliebigen Aufpunkt zeigt. Für einen langen, geraden Draht erhält man durch Integration:

$$|\mathbf{B}| = \frac{\mu_0}{4\pi} I r \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\ell}{(r^2 + \ell^2)^{3/2}} = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \quad (2.2)$$

Bildet man das Wegintegral um diesen Leiter entlang eines geschlossenen Kreises mit dem Radius r , so ist jedes Wegstück $d\mathbf{s} = ds\mathbf{e}_\phi$ parallel zum jeweiligen Magnetfeld $\mathbf{B} = B\mathbf{e}_\phi$. Daher ist auch $\mathbf{B}d\mathbf{s} = Bds$. Das Integral ist damit

$$\oint \mathbf{B}d\mathbf{s} = B \oint ds = B2\pi r \quad (2.3)$$

Der Vergleich von (2.3) mit dem Ergebnis in (2.2) liefert das Ampèresche Durchflutungsgesetz [6]:

$$\oint \mathbf{B}d\mathbf{s} = \mu_0 I \quad (2.4)$$

2.2 Magnetische Klassifizierung von Materialien

Materie besitzt verschiedene magnetische Eigenschaften. Diese werden durch den Spin und der Bahnbewegung der Elektronen des Atoms bestimmt. Das magnetische Dipolmoment des Spindrehimpulses und des Bahndrehimpulses der Elektronen eines Atoms addieren sich dabei vektoriell zu einem Gesamtdrehimpuls des Elektrons, welcher sich mit den Summen der anderen Atomen zu einer Resultierenden der gesamten Probe addieren. Durch die Einwirkung eines äußeren Magnetfeldes wird ein magnetisches Dipolmoment $\boldsymbol{\mu}_m$ erzeugt oder ausgerichtet, welches pro Volumeneinheit V makroskopisch durch die Magnetisierung \boldsymbol{M} beschrieben wird [7]:

$$\boldsymbol{M} = \frac{\boldsymbol{\mu}_m}{V} \quad (2.5)$$

Existiert ein äußeres Magnetfeld mit der Feldstärke $\boldsymbol{H}_0 = \boldsymbol{H}_{Vakuum}$, erhält man für die magnetische Flussdichte:

$$\boldsymbol{B} = \mu_0 \cdot (\boldsymbol{H}_0 + \boldsymbol{M}) = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \boldsymbol{H}_0, \quad (2.6)$$

μ_r beschreibt die materialspezifische relative Permeabilität. Für nicht all zu große Feldstärken wurde experimentell festgestellt, dass ein proportionaler Zusammenhang zwischen Magnetisierung und Feldstärke besteht [8]. Der Proportionalitätsfaktor χ wird magnetische Suszeptibilität genannt und es gilt:

$$\boldsymbol{M} = \chi \cdot \boldsymbol{H}_0 \quad (2.7)$$

Der Vergleich von (2.6) und (2.7) liefert dann die Beziehung zur relativen Permeabilität:

$$\chi = \mu_r - 1 \quad (2.8)$$

Betrag und Vorzeichen der magnetischen Suszeptibilität bestimmen das magnetische Verhalten von Materialien und erlauben eine Klassifizierung in drei unterschiedliche Arten.

2.2.1 Diamagnetismus, Paramagnetismus und Ferromagnetismus

Diamagnetische Materialien setzen sich aus Atomen oder Molekülen zusammen, in denen sich einzelne Dipolmomente ausgleichen und somit kein permanentes magne-

tisches Dipolmoment existiert. Setzt man diese Stoffe einem äußeren Magnetfeld \mathbf{B}_a aus, werden Dipole $\boldsymbol{\mu}_m$ induziert, die so gerichtet sind, dass ihr Magnetfeld dem Feld \mathbf{B}_a entgegengerichtet ist. Das Feld \mathbf{B}_i im Inneren des Materials ist kleiner als das äußere Feld [8]. Auch die Magnetisierung ist dem äußeren Feld entgegengesetzt. Somit ist die Suszeptibilität χ negativ.

Paramagnetische Stoffe bestehen aus Atomen oder Molekülen, die permanente magnetische Dipolmomente besitzen. Diese sind auf Grund von thermischen Bewegungen in alle Raumrichtungen zufällig verteilt. Liegt ein äußeres Magnetfeld an, so werden die Dipole teilweise ausgerichtet und erzeugen ein resultierendes magnetisches Dipolmoment, welches verschwindet, sobald das externe Magnetfeld nicht mehr existiert. Die Orientierung der Dipole führt zu einer Magnetisierung, die die magnetische Erregung verstärkt ($\chi > 0$). Das Feld \mathbf{B}_i im Inneren des Materials ist somit größer als das äußere Feld.

Ferromagnetische Materialien zeichnen sich dadurch aus, dass sie aus Atomen und Molekülen bestehen, zwischen denen eine Austauschwechselwirkung der Elektronenspins benachbarter Atome vorliegt. Beispiele solcher Stoffe sind Eisen, Cobalt, Nickel und ihre Legierungen [9]. Es erfolgt eine energetisch günstige parallele Ausrichtung der magnetischen Dipolmomente und verursacht eine permanente Magnetisierung. Diese kann bei ferromagnetischen Materialien um viele Größenordnungen größer sein als bei paramagnetischen Stoffen und eine extreme Verstärkung der magnetischen Flussdichte \mathbf{B}_i im Material verursachen. Eisen hat bspw. je nach Vorbehandlung eine relative Permeabilität μ_r von 500 bis 10000 [8].

2.2.2 Die Hysteresekurve

Liegt ein externes Magnetfeld an, reagieren ferromagnetische Stoffe durch dessen Verstärkung mit Hysterese und weisen eine Sättigungsmagnetisierung auf [7]. Diese Hysteresekurve ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Die Abhängigkeit $M(H)$ ist linear für eine Anfangsmagnetisierung von Null und ein kleines äußeres Feld. Für ferromagnetische Materialien gilt: $\mu_r = \mu_r(H)$. Die relative Permeabilität ist hier keine Materialkonstante. Die magnetische Suszeptibilität fällt mit zunehmender Feldstärke H kontinuierlich ab und nähert sich bei voller Sättigung M_S dem Wert 0. Wird das magnetisierende Feld entfernt, bleibt eine gewisse remanente Magnetisierung M_r zurück. Zur Beseitigung der Restmagnetisierung muss ein koerzitives Magnetfeld der Stärke H_c angelegt werden. Verringert man das H -Feld über $H = 0$ hinaus bis die

2 Physikalischer Hintergrund

Sättigung in entgegengesetzter Richtung eintritt und erhöht es dann wieder erhält man die in Abbildung 2.1 gezeigte Schleife, die nicht durch den Ursprung geht. Die gestrichelte Linie wird Neukurve genannt und gilt für eine vorher entmagnetisierte Materialprobe.

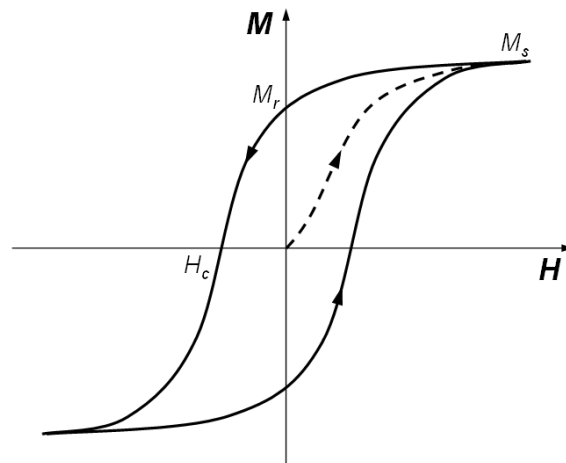


Abb. 2.1: Hysteresekurve der Magnetisierung M in Abhängigkeit vom äußeren Feld H (entnommen aus [10])

Die magnetische Suszeptibilität ist darüber hinaus temperaturabhängig. Werden ferromagnetische Stoffe über die sog. Curie-Temperatur erhitzt, verlieren diese meistens die Austauschwechselwirkung und der Stoff wird paramagnetisch [9]. Bei Eisen liegt diese Temperatur bei etwa 770°C [5]. Die Curie-Temperatur ist im Allgemeinen hoch und begründet auch, warum die meisten ferromagnetischen Materialien Festkörper sind.

2.2.3 Weiche und harte magnetische Materialien

Ferromagnetischen Materialien können anhand der Form der Hystereseschleife in magnetisch harte und weiche Materialien unterschieden werden (vgl. Abb. 2.2). Die von der Hysteresekurve umschlossene Fläche ist ein Maß für die Energie, die zur völligen magnetischen Umorientierung aufgewendet werden muss. Die Energie tritt dabei innerhalb des genutzten Materials als Wärme auf. Ferromagnetika mit schmaler Hystereseschleife nennt man magnetisch weich; solche mit breiter Schleife magnetisch hart, da sie sich nur mit größerem Aufwand ummagnetisieren lassen. Somit sind weiche ferromagnetische Stoffe eher für Wechselstrommagnetisierung geeignet

[11]. Weitere Unterscheidungsmerkmale sind die Sättigungsmagnetisierung M_S , die remanente Magnetisierung M_r und die Koerzitiv-Feldstärke H_c .

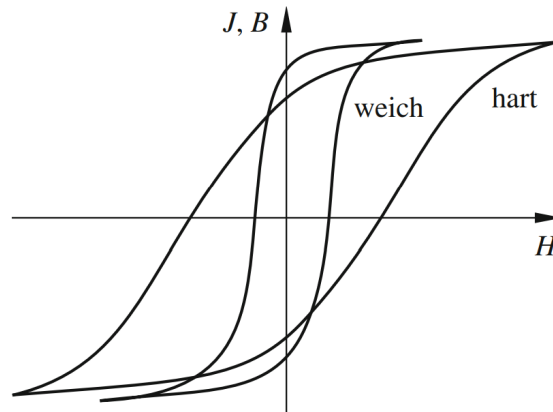


Abb. 2.2: Hysteresekurve für verschieden ferromagnetische Materialien (entnommen aus [12])

2.3 Der Diamant

Diamant ist ein sehr außergewöhnliches Material mit vielfachen Anwendungsmöglichkeiten. Aufgrund der großen Härte und Wärmeleitfähigkeit ist er Bestandteil von bspw. Schleif- und Polierwerkzeugen [5] sowie Kühlkörpern [13]. Weitere Anwendungen liegen im Bereich der konventionellen Halbleiter, wie Silicium oder Galliumarsenid [14]. Obwohl Diamant unter normalen Umgebungsbedingungen vollkommen stabil ist, ist er nicht das stabile Allotrop des Kohlenstoffs [15]. Alle seine besonderen Eigenschaften haben ihren Ursprung in seinen Gittereigenschaften.

2.3.1 Kristallstruktur des Diamanten

Das Diamantgitter ist zugleich Namensgeber für diese spezielle Kristallstruktur (vgl. Abb. 2.3 li.). Es besteht aus kovalent gebundenen Kohlenstoffatomen, bei denen jedes der vier Valenzelektronen des sp^3 -hybridisierten¹ Kohlenstoffs an Bindungen zu benachbarten Atomen beteiligt ist. Die vier sp^3 -Hybridorbitale sind tetraedrisch in gleichem Winkel ($\theta=109,5^\circ$) zueinander ausgerichtet (vgl. Abb. 2.3 re.). Die Bindung zwischen zwei Nachbaratomen resultiert somit insgesamt durch zwei Elektronen mit

¹Vermischung von s- und p-Orbital durch die Verformung der Elektronenhülle auf Grund der Wechselwirkung zwischen den an der Bindung beteiligten Atomen [16]

2 Physikalischer Hintergrund

entgegengesetztem Spin. Es liegt eine kubisch flächenzentrierte (fcc) Gitterstruktur mit zweiatomiger Basis vor, bei der ein fcc-Teilgitter gegen das andere um ein Viertel entlang der Raumdiagonale $a/(4\sqrt{3})$ der Einheitszelle verschoben ist. Die Raumdiagonale $a/\sqrt{3}$ beschreibt dabei die Gitterkonstante der kubischen Einheitszelle der Diamantstruktur, die für natürlich vorkommende Diamanten $3,56714 \text{ \AA}$ beträgt [16]. Neben Diamant kristallisieren auch andere Elemente der 4. Hauptgruppe des Periodensystems in der fcc-Struktur, wie zum Beispiel Silizium oder Germanium. Außerdem ist Diamant auf Grund der kovalenten Bindungen ein hervorragender Isolator [17].

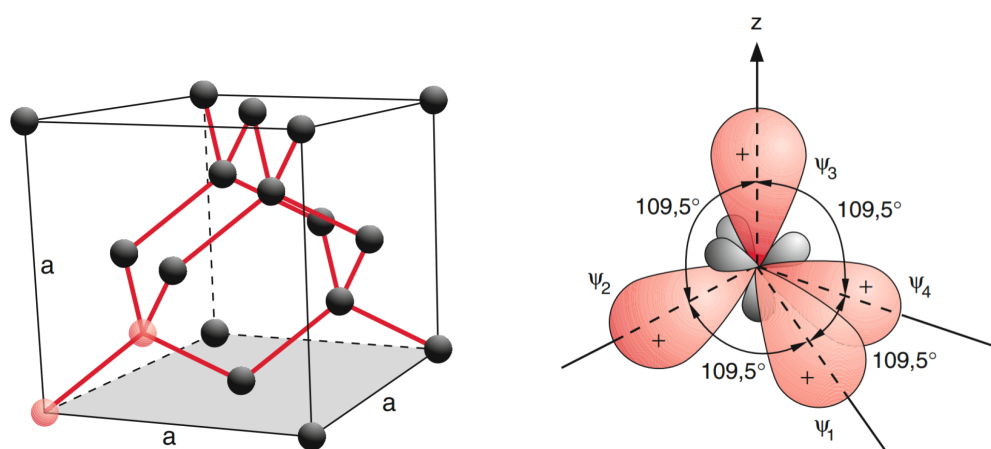


Abb. 2.3: li.: Diamantstruktur des kubisch flächenzentrierten Gitters mit einer Basis aus zwei Atomen; re.: Ausrichtung der vier Molekülorbitale Ψ bei der sp^3 -Hybridisierung (entnommen aus [16])

2.3.2 Elektronische Struktur des Diamanten

Diamant bezieht seine elektronische Struktur aus seiner Gitterstruktur. Betrachtet wird die erste Brillouin-Zone im reziproken Raum (vgl. Abb. 2.4, li.). Aufgrund der Periodizität des Kristallgitters, ist diese Betrachtungsweise ausreichend, um auf die elektronische Struktur des gesamten Kristalls zu schließen. Die Mitte der Brillouin-Zone wird durch den Γ -Punkt bezeichnet und bildet den Ursprung ($\mathbf{k} = (0 \ 0 \ 0)$ $1/m$) im reziproken Gitter. Der L-Punkt stellt die Grenze der Brillouin-Zone in Richtung (111) entlang der Raumdiagonalen dar. In Richtung (110) beschreibt dies der K-Punkt und für die Richtung (100) der X-Punkt. Die Strecken vom Ursprung zu den Grenzpunkten werden mit $\Lambda(L)$, $\Sigma(K)$ und $\Delta(X)$ bezeichnet [18]. Abbildung 2.4 (re.) zeigt die Bandstruktur für den Wellenvektor \mathbf{k} entlang der Λ - und

Δ -Linie. Man erkennt unterschiedliche Γ_i -Werte, die die verschiedenen Energien am Γ -Punkt darstellen. Dabei beschreibt der $\Gamma_{25'}$ -Punkt das obere Ende des Valenzbandes. Sämtliche darüber liegende Zustände befinden sich im Leitungsband. Da der minimale Abstand zwischen Valenz- und Leitungsband zueinander verschoben ist, ist Diamant ein indirekter Halbleiter. Die indirekte Bandlückenenergie E_g beträgt bei Raumtemperatur: $E_g(295\text{ K}) = \Gamma_{25'} - E(\mathbf{k}_{min}) = 5,470\text{ eV} \pm 0,005\text{ eV}$ [19].

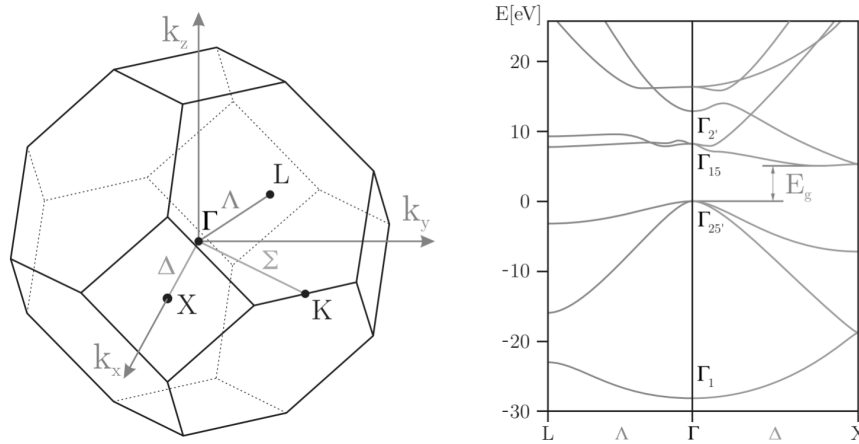


Abb. 2.4: li: Erste Brillouin-Zone für das flächenzentrierte kubische Gitter; re: Elektronische Bandstruktur vom Diamant entlang der Geraden Λ und Δ , mit E_g der indirekten Bandlückenenergie (entnommen aus [20])

Möchte man die indirekte Bandlücke durch ein Photon mit einem Impuls $p_{Phot} = h/\lambda$ überwinden, ist es notwendig, dass zusätzlich ein Phonon absorbiert wird. Das Photon benötigt somit die Energie $E_{Phot} = E_g - E_{Phon}(\mathbf{k}_{min})$, damit ein Elektron vom Valenz- in das Leitungsband übergeht. Die Verteilung der Phononen berechnet sich mittels der ersten Brillouinzone. Sie ist entlang der Strecken Δ , Σ und Λ in Abbildung 2.5 dargestellt. Man unterscheidet allgemein die Phononen in akustische (A) und optische (O) sowie in longitudinale (L) und transversale (T). Es ergeben sich folgende Minima der Leitungsbänder für die unterschiedlichen Arten des Wellenvektors [21]:

Phononenart	$E(\mathbf{k}_{min})$ in eV
E_{TA}	0,087
E_{TO}	0,141
E_{TL}	0,136

Tab. 2.1: Energieminima der Leitungsbänder verschiedener Phononenarten

2 Physikalischer Hintergrund

Für die Überwindung der indirekten Bandlücke ergibt sich somit eine Energie von:

$$E_g - E_{LO}(\mathbf{k}_{min}) = 5,307 \text{ eV}$$

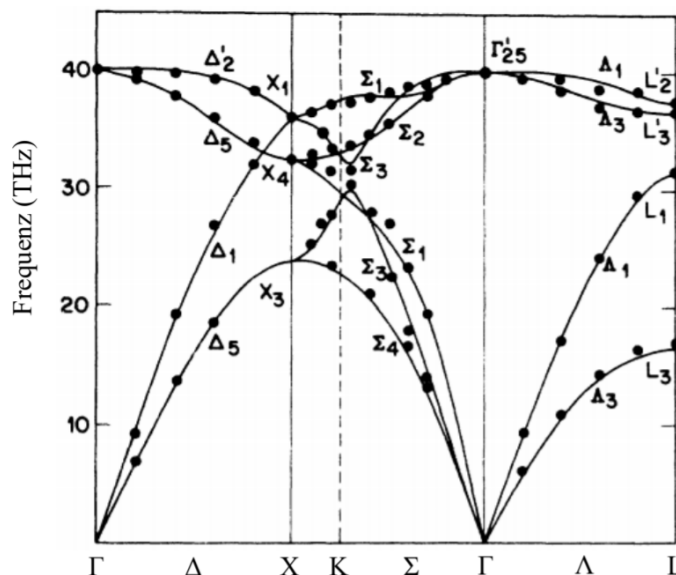


Abb. 2.5: Phononendispersion für Diamant (entnommen aus [22])

Diamant ist demnach bis tief in ultraviolettes Licht hinein optisch transparent, da sichtbares Licht in einem Bereich von 1,65 - 3,10 eV nicht ausreicht, um die Bandlücke zu überwinden und absorbiert zu werden. Weiterhin hat Diamant im Vergleich zu anderen Kristallen eine hohe Debye-Temperatur $\Theta_D = 1871 \text{ K}$ [23]. Oberhalb der Debye-Temperatur sind alle Phononenmoden angeregt. Somit erfolgt bei Raumtemperatur eine Anregung weniger Moden.

Darüber hinaus ist es bei Diamant (aufgrund seiner Härte) unwahrscheinlich, dass andere Verunreinigungsatome in das Gitter gelangen. Ausnahmen bilden Bor und Stickstoff [24]. Sie stellen die wichtigsten Verunreinigungen im Diamantgitter dar. Tatsächlich kann eine kleine Menge an Verunreinigungen dem Diamanten spezifische Farben verleihen. So führt Bor beispielsweise zu blauen Diamanten, während Stickstoff sie gelb färbt und durch Bestrahlung beschädigte Kristalle grün oder braun erscheinen [24].

2.4 Das NV-Zentrum

Das Stickstoff-Fehlstellenzentrum, welches auch als NV-Zentrum (engl.: nitrogen-vacancy center) bezeichnet wird, ist einer der bekanntesten Defekte im Diamantgitter,

welcher interessante optische und elektrische Eigenschaften aufweist. Bei diesem Defekt (oder auch Verunreinigung) handelt es sich um ein Stickstoff-Atom, welches sich im Gitter an der Stelle eines Kohlenstoff-Atom befindet, sowie einer benachbarten Fehlstelle (Vakanz) (vgl. Abb. 2.6).

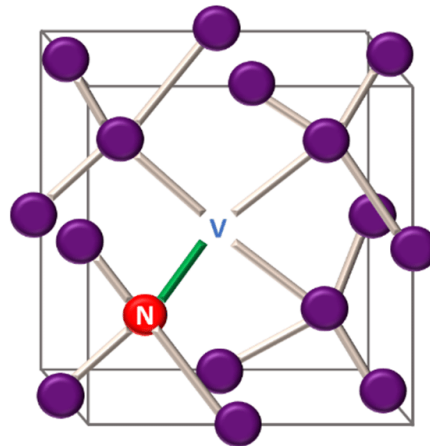


Abb. 2.6: Schematische Darstellung eines NV-Zentrums im Diamantgitter (entnommen aus [25])

Der Defekt weist eine c_{3v} -Symmetrie auf [26], wobei der Stickstoff und die Fehlstelle die Symmetrieachse bilden. Diese wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit als NV-Achse bezeichnet. Die NV-Achse fällt mit den $\langle 111 \rangle$ Richtungen des Diamantgitters zusammen. Da es vier verschiedene $[111]$ Richtungen gibt, sind auch vier verschiedene Ausrichtungen des NV-Zentrums vorhanden. Die Symmetrie und Struktur bestimmen die elektronischen Eigenschaften des NV-Zentrums, die wiederum den Spin und die optischen Eigenschaften beeinflussen.

Man unterscheidet zwischen zwei Ladungszuständen. Zum einen das NV^0 -Zentrum und zum anderen das NV^- -Zentrum. Durch das Fehlen des Kohlenstoff-Atoms resultieren für das Stickstoff-Atom zwei freie Valenzelektronen, sowie jeweils ein Valenzelektron aus den drei benachbarten Kohlenstoff-Atomen. Es erfolgt eine Kompensation dieser fünf Elektronen, welches zu dem neutralen NV^0 -Zentrum führt [27]. Wird aus dem Gitter ein zusätzliches Elektron hinzugefügt, entsteht eine negative Ladung, wodurch das NV^- -Zentrum mit einem Spin $S = 1$ entsteht [28]. Auf Grund der Eignung für magnetische Untersuchungen bezieht sich diese Arbeit ausschließlich auf das NV^- -Zentrum und auf das „-“, wird verzichtet.

2.4.1 Elektronische Struktur des NV-Zentrums

Im diesem Abschnitt wird die elektronische Struktur und das Verhaltens des NV-Zentrums unter optischer Anregung beschrieben. In der Abbildung 2.7 ist ein vereinfachtes Diagramm der Energieniveau-Struktur des NV-Zentrums dargestellt. Wie bereits beschrieben, gibt es sechs Elektronen, die mit dem negativen Ladungszustand des Defekts verbunden sind. Der Grundzustand des NV-Zentrums ist ein Spin-Triplett mit 3A_2 -Symmetrie (C_{3v} -Punktgruppe). Die Zustände $m_s = 0$ ($|0\rangle$) und $m_s = \pm 1$ ($|\pm 1\rangle$) spalten sich aufgrund von Spin-Spin-Wechselwirkungen ohne äußeres Feld auf (Nullfeldaufspaltung: $D_{gs} \approx 2,88$ GHz). Für den angeregten Triplett-Zustand 3E liegt der Wert bei 1,42 GHz. Zwischen diesen Triplets befinden sich die Singulett-Zustände 1A_1 und 1E [29][30]. Eine Anregung (z.B. durch einen grünen Laser) vom 3A_2 -Grundzustand in den Zustand 3E bezeichnet man als resonante Anregung. Die Anregung kann auch in einen höheren Zustand erfolgen, relaxiert aber wieder auf 3E . Der Übergang vom angeregten auf den Grundzustand unterscheidet sich in strahlend und nicht-strahlend. Der strahlende Übergang (Fluoreszenz) erfolgt bei Spinerhaltung $\Delta m_s = 0$. Dabei liegt der Energieabstand zwischen 3A_2 und 3E im infraroten Bereich bei rund 638 nm (1,945 eV) [31][32].

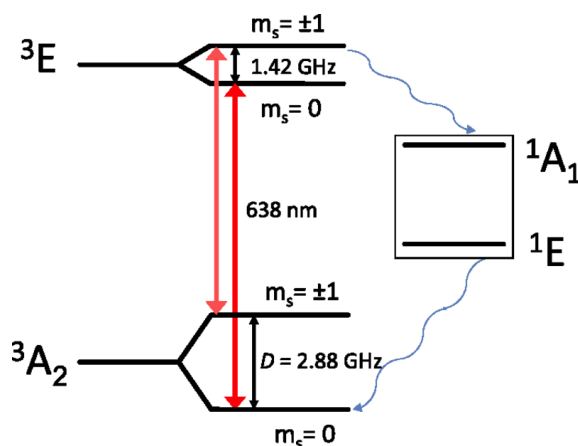


Abb. 2.7: Darstellung der Energieniveaus des NV-Zentrums bei Raumtemperatur, die roten Pfeile beschreiben den strahlenden Übergang, die gewellten blauen den nicht strahlenden Übergang (entnommen aus [29])

Bei dem nicht-strahlenden Übergang findet der Übergang des Elektrons in den 1A_1 -Zustand statt. Dabei liegt eine höhere Wahrscheinlichkeit für den $|\pm 1\rangle$ -Zustand vor [33]. Der Übergang von 1A_1 auf 1E kann entweder strahlend im infraroten Bereich bei 1042 nm (1,190 eV [31]) oder strahlungslos erfolgen. Bei der Beschreibung des

Verhaltens des NV-Spin-Zustandes ist es oft sinnvoll die Singulett-Zustände 1A_1 und 1E kollektiv zu behandeln. Danach erfolgt ein nicht-strahlender Übergang in den Grundzustand, wobei der $|0\rangle$ -Zustand die höhere Wahrscheinlichkeit besitzt. Liegt ein kleines externes Magnetfeld $\mathbf{B}_{||}$ entlang der NV-Achse an, erhöht sich die Entartung der $|\pm 1\rangle$ -Energieniveaus (Zeeman-Effekt), die durch die Aufspaltung:

$$\Delta f = 2g\mu_B B_{||} = \gamma B_{||}/2\pi \quad (2.9)$$

gegeben ist (vgl. Abb. 2.8); mit g dem Landé-Faktor, μ_B dem bohrschen Magneton und γ dem gyromagnetischen NV-Verhältnis ($\gamma = 2\pi \cdot 28 \text{ GHz/T}$ [2]). Bei konstanter Anregung und magnetischer Flussdichte bleibt auch die Intensität der Fluoreszenz unverändert. Regt man zusätzlich mit Mikrowellen an, wird der Übergang von $^3A_2(m_s = 0)$ auf $^3A_2(m_s = \pm 1)$ ermöglicht. Dies hat einen Intensitätsabfall der Fluoreszenz zur Folge, da die Wahrscheinlichkeit für den nicht-strahlenden Übergang aus dem Zustand $^3A_2(m_s = \pm 1)$ in den Grundzustand größer ist als die des strahlenden Übergangs.

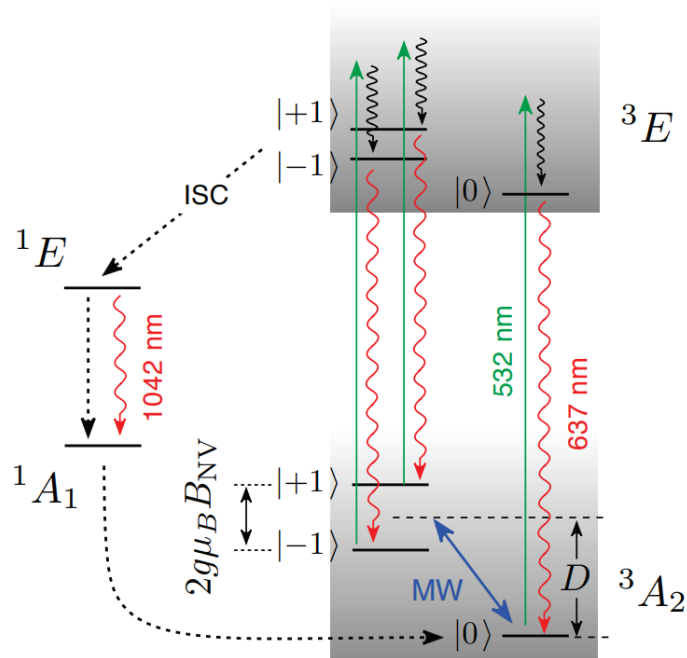


Abb. 2.8: Energie-Niveau-Diagramm des NV-Zentrums. Durchgehende vertikale Linien kennzeichnen strahlende Übergänge, während gestrichelte Linien Übergänge kennzeichnen, die als nicht strahlend gelten (entnommen aus [34])

2 Physikalischer Hintergrund

Bei einem nicht parallel ausgerichteten externen Magnetfeld vermischen sich die Eigenzustände des ausgerichteten Systems. Dies hat ebenfalls einen Anstieg der nicht-strahlenden Übergänge zur Folge und führt zu einer Reduzierung der Fluoreszenz [35]. Auch ohne das Zuschalten einer Mikrowelle wurde in Experimenten beobachtet, dass eine Abhängigkeit der Fluoreszenz einzelner NV-Zentren vom magnetischen Flussdichtevektor besteht [4]. Im Kapitel 4 dieser Arbeit wird Bezug zu diesen Erkenntnissen genommen.

3 Methoden der Strommessung

Klassisch können Stromstärken I unter Verwendung eines niederohmigen Widerstands R über den Spannungsabfall U gemessen werden. Der Widerstand befindet sich dabei in Reihe mit dem Hauptleiter. Die Berechnung erfolgt gemäß dem ohmschen Gesetz: $I = U/R$. Um Verluste, die durch den Widerstand verursacht werden, zu vermeiden, sollte dieser sehr gering sein. Diese resistive Methode ist sehr genau und für kleine Ströme gut geeignet. Bei hohen Strömen steigt jedoch der Verlust, der durch den Widerstand verursacht wird. Dies liegt daran, dass die Verlustleistung P im Widerstand mit dem Quadrat des Stromes zunimmt: $P = I^2 \cdot R$ [8]. Eine Lösung für die Messung großer Ströme besteht darin, den Strom indirekt über die Messung des induzierten Magnetfeldes zu messen.

3.1 Strommessung mit einem Magnetsensor

Das Magnetfeld, welches durch einen stromführenden Leiter verursacht wird, kann mit einer Vielzahl von Technologien gemessen werden. Eine übliche und in dieser Arbeit weiter betrachtete Methode ist die Verwendung eines Ringkerns mit einem Kernmaterial hoher Permeabilität, der um den Leiter positioniert ist und das Magnetfeld verstärkt. Der Strom kann dann aus dem gemessenen Magnetfeld ermittelt werden. Der Vorteil bei der induktiven Messung ist die galvanische Trennung zwischen dem primären Stromdraht und dem Messkreis. Dies hat einen großen Vorteil, wenn hohe Potenzialdifferenzen vorliegen und stellt zudem einen Sicherheitsaspekt dar. Zusätzlich ist die magnetische Messung verlustarm, was zu einer effizienten Messmethode bei hohen Strömen führt [36].

3.2 Systeme mit offenem und geschlossenem Regelkreis

Messsysteme zur induktiven Ermittlung von Stromstärken kann man im Allgemeinen in Systeme mit offenem oder geschlossenem Regelkreis unterteilen. In beiden Fällen wird ein Sensor in einem Luftspalt eines ferromagnetischen Ringkerns positioniert.

3 Methoden der Strommessung

Sie sind in der Lage Gleich- und Wechselstrom zu messen und können auf Grund der galvanischen Trennung im Hochstrombereich ($>300\text{ A}$) eingesetzt werden [1]. Systeme mit offenem Regelkreis (engl.: open loop) bekommen dabei kein Feedback von der Messung. Das Design ist so ausgelegt, dass das Magnetfeld theoretisch proportional zum zu messenden Primärstrom ist (vgl. Abb. 3.1, li.). Sie sind in der Regel kostengünstig und verbrauchen weniger Energie als Geräte mit geschlossenem Regelkreis. Ein Nachteil ist, dass sie nicht sehr genau sind. Messunsicherheiten in diesem System entstehen hauptsächlich durch magnetische und elektronische Nichtlinearität sowie Offsets, die durch die Verarbeitungselektronik und die Hysterese des ferromagnetischen Materials erzeugt werden. Dies reduziert die Bandbreite des Messsystems [37].

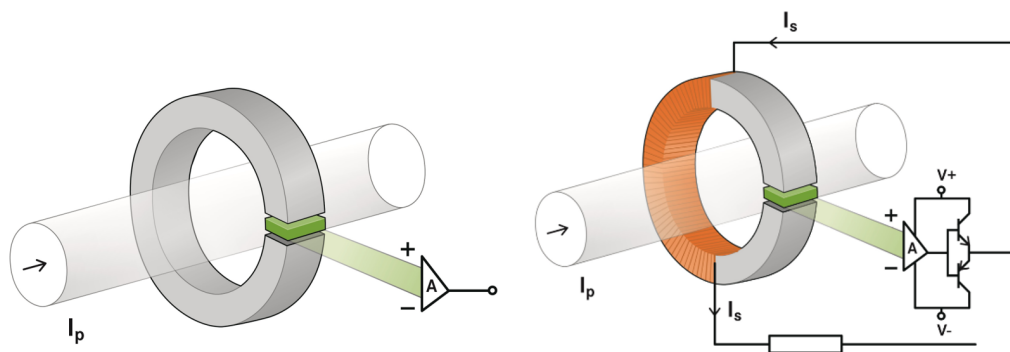


Abb. 3.1: Messsystem mit offenem (li.) und geschlossenem (re.) Regelkreis (entnommen aus [38])

Systeme mit geschlossenem Regelkreis (engl. closed loop) haben eine Rückkopplung im Messkreis, die das Magnetfeld im Luftspalt kompensiert. Die Funktionalität ist in Abbildung 3.1(re.) dargestellt. Der Strom I_p im Leiter induziert, wie im offenen Regelkreis, einen magnetischen Fluss im ferromagnetischen Kern, der im Spalt über einem Mittelwert gemessen wird. Die Rückkopplungsschaltung steuert eine Spulenwicklung um den Kern, die über den Strom I_s versucht das Magnetfeld im Kern zu kompensieren, indem sie einen magnetischen Fluss in entgegengesetzter Richtung induziert. Bei Systemen mit geschlossenem Regelkreis wird der Kern nicht sofort gesättigt, da die Rückkopplung versucht, ihn durch Anlegen eines Flusses umgekehrter Polarität an den Kern auf null zu halten. Auch die Rauschpegel werden gesenkt. Das Ausgangssignal ist linear und eine hohe Schleifenverstärkung macht den Ausgang weniger empfindlich gegenüber Temperaturänderungen und Schwankungen, die durch Bauteile verursacht werden. Geschlossene Regelkreissysteme be-

sitzen normalerweise eine höhere Bandbreite und liefern genauere Messergebnisse, als Systeme mit offenem Regelkreis [37].

3.3 Der Hallsensor

Hallsensoren bestehen aus einem Hall- und einem Steuerungselement. Beide Komponenten sind in der Regel im selben Chip integriert. Hallsensoren sind bei weitem der am häufigsten verwendete Sensortyp [39]. Der zu Grunde liegende Hall-Effekt wird durch die Lorentz-Kraft beschrieben:

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E} + q[\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \quad (3.1)$$

q beschreibt die Teilchenladung, E die elektrische Feldstärke, v die Ladungsträgergeschwindigkeit und B die magnetische Flussdichte. In der Praxis wird eine Spannung über das Hall-Element angelegt. Die Spannung erzeugt einen Vorspannungsstrom, der durch das Element fließt. Liegt ein äußeres Magnetfeld an, beginnen die Ladungsträger sich auf der anderen Seite des Hallelements aufgrund der Lorentz-Kraft F zu sammeln. Die Funktionsweise ist schematisch in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Konzentration von Ladungsträgern auf der einen Seite und das Fehlen von Ladungsträgern auf der gegenüberliegenden Seite erzeugt eine Hallspannung U_H über dem Hallelement. Die Hallspannung steigt bis ihre Kraft gleich der erzeugten Lorentz-Kraft ist. Die Spannungsdifferenz ist linear proportional zu dem externen Magnetfeld, welches das Element durchdringt [40].

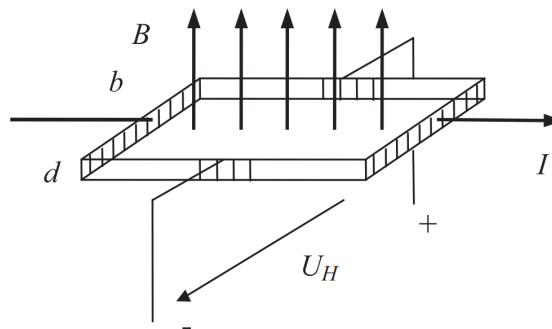


Abb. 3.2: Schematische Darstellung des Hallelements (entnommen aus [41])

Die Verwendung des Hallsensors zur Strommessung kann gemäß Abbildung 3.1 erfolgen. Sie erfolgt sowohl im System des offenen als auch geschlossenen Regelkreises.

Der Hallsensor wird dabei im Luftspalt des Ringkerns platziert. Die Hall-Elemente weisen eine hohe Empfindlichkeit gegenüber Magnetfeldern auf. Für Sensoren auf Siliziumbasis liegt die Empfindlichkeit bei 1 mV/mT für einem Strom von 1 mA, wobei teurere Indium-Antimonid-Sensoren eine 5-mal höhere Empfindlichkeit erreichen können [39]. Die Vorteile von Hall-Sensoren liegen in der kostengünstigen Herstellung, ihrer sehr kleinen Gehäusegröße sowie dem geringen Gewicht.

3.4 Der Fluxgate-Sensor

Der Fluxgate-Sensor ist ein Magnetfeldsensor, welcher den magnetischen Fluss Φ in eine Spannung V_i mittels magnetischer Induktion umwandelt. Dabei wird gemäß dem Faradayschen Induktionsgesetz die Proportionalität zur zeitlichen Änderung des magnetischen Flusses ausgenutzt [9]:

$$V_i = -\frac{d}{dt} \int \mathbf{B}_{ex} d\mathbf{A} = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (3.2)$$

Das am häufigsten verwendete Prinzip der Fluxgate-Sensoren ist die Erfassung der zweiten Harmonischen der Ausgangsspannung [42]. Dabei besteht der Fluxgate-Sensor aus einer (primären) Erreger- und einer (sekundären) Detektorspule, die um einen hochpermeablen ferromagnetischen Kern gewickelt sind (vgl. Abb. 3.3). Der Kern wird über die Erregerspule durch einen kalibrierten Wechselstrom I periodisch in beide Richtungen gesättigt. Dadurch sinkt die relative Permeabilität $\mu(t)$ und der magnetische Fluss ist im Sättigungsbereich konstant. Ohne ein externes Magnetfeld ergibt sich an der Detektorspule eine symmetrische Hysteresekurve sowie eine induzierte Spannung V_i in der ersten Harmonischen.

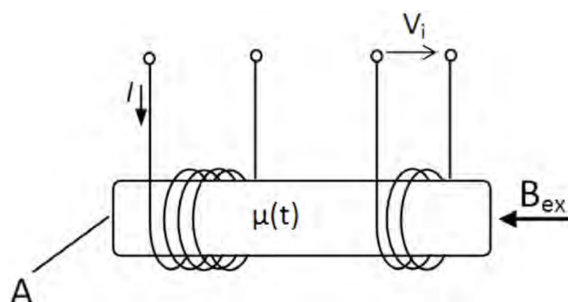


Abb. 3.3: Fluxgate-Prinzip (entnommen aus [43])

Liegt ein externes Magnetfeld \mathbf{B}_{ex} in Messrichtung an, wird der Kern in eine Rich-

tung leichter und in die andere Richtung weniger gesättigt. Die Symmetrie des Kerns wird somit gebrochen und es existiert eine Spannung in der zweiten Harmonischen. Die Proportionalität der Spannungsamplitude zum externen Magnetfeld kann für die Bestimmung von \mathbf{B}_{ex} ausgenutzt werden. Die Phase der Spannung gibt die Orientierung des externen Magnetfeldes an und kann über einen phasensensitiven Detektor bestimmt werden [36].

Es existieren verschiedene Designs von Fluxgate-Sensoren [42]. Ein Aufbau für die Strommessung unter Verwendung eines Fluxgate-Sensors kann beispielsweise in gleicher Weise konstruiert werden wie die beim Hall-Sensor im geschlossenen Regelkreis [37]. Anstelle eines Hall-Elements wird ein sättigbarer Feldsensor verwendet, der aus einem schmalen, dünnen ferromagnetischen Kern mit einer Spule besteht. Eine weitere Wicklung wird so angesteuert, dass die vom Fluxgate-Element erfasste Flussdichte im Spalt null ist (vgl. Abb. 3.4). Gemessen wird die Induktivität, welche von der magnetischen Permeabilität des Kerns abhängt. Ist die Flussdichte hoch, ist der Kern gesättigt und die Permeabilität sowie die Induktivität sind niedrig. Bei niedriger Flussdichte ist die Induktivität hoch. Das Vorhandensein eines externen magnetischen Feldes verändert somit den Induktivitätswert des Feldsensorelements, welcher von der Auswerte-Elektronik des Messkopfes verarbeitet wird. Für eine ausführliche Beschreibung wird auf [1] verwiesen.

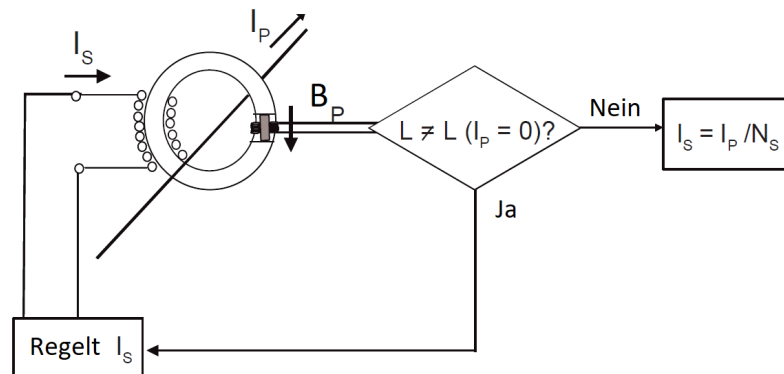


Abb. 3.4: Aufbau des „Standard“-Fluxgates im geschlossenen Regelkreis (entnommen und übersetzt aus [37])

Der Fluxgate-Sensor kann im Gleichstrom- oder niederfrequenten Magnetfeld betrieben werden [39]. Er weist bei Raumtemperatur gegenüber anderen magnetischen Sensoren eine hohe Überlegenheit auf. Er hat eine hohe Empfindlichkeit, ein geringes Rauschen und eine große Genauigkeit [44].

3 Methoden der Strommessung

Aufgrund seiner günstigen Eigenschaften und des niedrigen Preises [45] werden Fluxgate-Sensoren auf breiter Basis eingesetzt. Sie finden unter anderem in den Bereichen Raumfahrt [46], Flug- und Fahrzeug-Navigation [36], Medizin und Überwachung des Erdmagnetfeldes [47] Anwendung.

4 Konzept für einen quantengebundenen Fluxgate-Sensor

4.1 Spezifikationen

Die Idee eines Entwurfs für einen quantengebundenen Fluxgate-Sensor ist ähnlich der eines Hall-Sensors oder „Standard“-Fluxgate-Sensors, der sich in einem geschlossenen Regelkreis (closed loop) befindet (vgl. Abb. 4.1). Das Konzept beschreibt ein integriertes Bauteil, welches um einen stromführenden Leiter mit einem gewissen Abstand fixiert ist. Das Material, welches den Abstand generiert und die Fixierung übernimmt, wird für eine vereinfachte Darstellung in der folgenden Betrachtung nicht berücksichtigt.

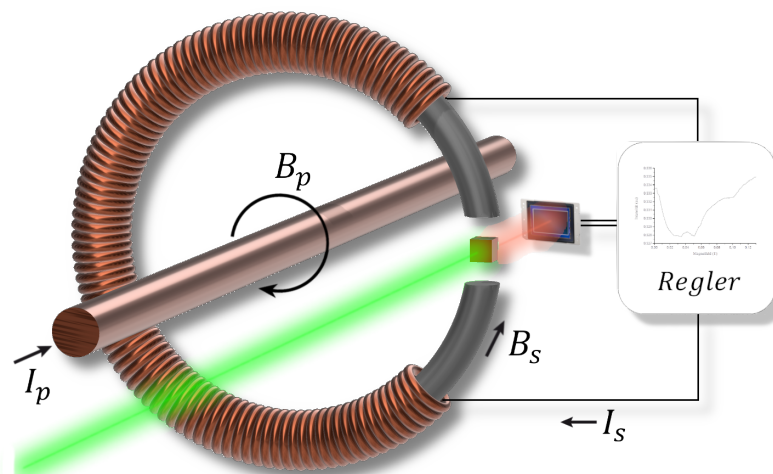


Abb. 4.1: Schematische Darstellung eines Designs für einen quantengebundenen Fluxgate-Sensor (erstellt mit 3D Builder und GIMP)

Abbildung 4.1 zeigt einen schematischen Entwurf, in dem ein Torus aus einem ferromagnetischen Material mit einem Spalt einen elektrischen Leiter umgibt. Für diesen Leiter soll der Primärstrom I_p gemessen werden. I_p induziert ein Magnetfeld B_p , welches durch das Kernmaterial verstärkt wird. Eine stromführende Spule, die um den ferromagnetischen Kern angeordnet ist, erzeugt ein weiteres Magnetfeld B_s , welches B_p entgegen gerichtet ist. Der dafür benötigte Strom I_s wird als Sekundär- oder

4 Konzept für einen quantengebundenen Fluxgate-Sensor

auch Rückkopplungsstrom bezeichnet. Alle weiteren Beschreibungen sowie Simulationen von I_p und I_s beziehen sich auf Gleichstrom, da im weiteren Verlauf nur auf die zeitunabhängige, räumliche Homogenität des Magnetfeldes eingegangen wird. Es erfolgt die Annahme, dass das Material im Kern magnetisch homogen ist. Im Spalt wird das Magnetfeld im Rahmen dieser Arbeit für verschiedene Größenparameter der Geometrie simuliert und dessen Homogenität überprüft.

Der Hauptunterschied zu dem „Standard“-Fluxgate liegt in der Art und Weise, wie das B-Feld im Spalt erfasst wird. Über den Sekundärstrom wird durch die Spule das Magnetfeld im Luftspalt so gesteuert, dass dieses im Bereich von 10 mT bis 15 mT einen konstanten Wert erreicht. Anstelle einer „sättigbaren Induktivität“ (beim „Standard-Fluxgate“ mit Hilfe eines Kerns, der durch eine Spule umwickelt ist) wird in dem Spalt ein Diamant mit NV-Zentren positioniert. Die Ausrichtung der NV-Achse ist dabei parallel zum Magnetfeld. Der Diamant wird mit einer 520 nm Laserdiode bestrahlt, so dass eine Anregung vom 3A_2 -Grundzustand in den Zustand 3E erfolgt. Eine Fotodiode misst den Anteil der Fluoreszenz aus dem Übergang in den Grundzustand. Dieses Signal soll gleichzeitig die Größe des Sekundärstromes I_s regulieren, um dem Magnetfeld B_p im Spalt entgegenzuwirken.

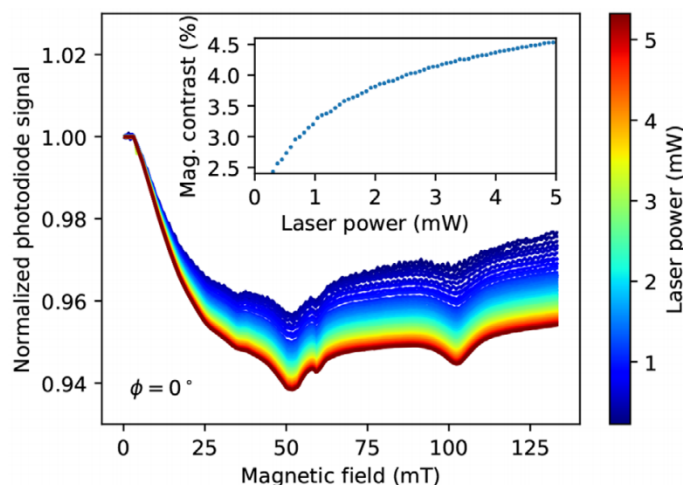


Abb. 4.2: Normalisiertes Fluoreszenzsignal eines Bulk-Diamanten als Funktion des Magnetfeldes für verschiedene Laserleistungen, die Ausrichtung Φ erfolgte entlang der NV-Achse (entnommen aus [4])

Experimentell wurde gezeigt, dass der Anteil der Fluoreszenz in dem Bereich von 5 mT bis 20 mT sehr stark von der Höhe des Magnetfeldes abhängt [4]. Abbildung 4.2 zeigt den großen Anstieg der Fluoreszenzlöschung im Intensität-Flussdichte-

Diagramm in diesem Bereich. Bereits eine kleine Änderung der magnetischen Flussdichte hat eine große Auswirkung auf die Höhe der Intensität. Diese starke Abhängigkeit kann genutzt werden um minimale Abweichungen, die durch Änderung der primären Stromstärke I_p verursacht werden, wahr zu nehmen. Für den Fall, dass das Magnetfeld, an dessen Stelle sich der Diamant mit den NV-Zentren befindet, homogen ist, kann eine hohe Empfindlichkeit erreicht werden.

4.2 Analytische Betrachtungen

Die weiteren theoretischen Überlegungen in dieser Arbeit beschäftigen sich mit der Analyse der Geometrie und Auswirkungen auf das Magnetfeld im Spalt. Um eine mathematische Beschreibung des durch den Strom induzierten Magnetfeldes für die vorher beschriebene Geometrie zu bekommen, müssen die relativen Permeabilitäten der einzelnen Materialien berücksichtigt werden. Das Ampèresche Gesetz (2.4) erhält dadurch die Form:

$$\oint \frac{\mathbf{B}}{\mu_r} d\mathbf{s} = \mu_0 I \quad (4.1)$$

Existiert ein Luftspalt mit der Dicke d im ringförmigen ferromagnetischen Kern mit dem Mittelkreisradius R (im weiteren Verlauf auch mittlerer Radius genannt), muss man die verschiedenen magnetischen Feldstärken H_{Kern} und H_{Luft} betrachten. Auf Grund der Stetigkeit der Normalkomponenten von B vom Übergang Kern zu Luft und umgekehrt [16] gilt:

$$B_{Kern} = \mu_0 \mu_{Kern} H_{Kern} = \mu_0 \mu_{Luft} H_{Luft} = B_{Luft} \hat{=} B_{Spalt} \quad (4.2)$$

Die relative Permeabilität von Diamant wird hier und nachfolgend nicht betrachtet, da lediglich das Magnetfeld im Spalt analysiert wird. Man erhält aus der Integration über einen Umlauf:

$$\begin{aligned} \oint \frac{\mathbf{B}}{\mu_r} d\mathbf{s} &= (2\pi R - b) \cdot \frac{B_{Kern}}{\mu_{Kern}} + d \cdot \frac{B_{Luft}}{\mu_{Luft}} \\ &= \left(\frac{(2\pi R - b)}{\mu_{Kern}} + \frac{d}{\mu_{Luft}} \right) \cdot B_{Spalt} \\ &= \mu_0 I \end{aligned} \quad (4.3)$$

4 Konzept für einen quantengebundenen Fluxgate-Sensor

mit dem Kreisbogen $b = 2\pi R \cdot \frac{\alpha}{360^\circ} = 2\pi R \cdot \left(\frac{\arcsin\left(\frac{d}{2R}\right)}{180^\circ}\right)$,

der Spaltbreite d als Kreissehne $d = 2R \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)$ und α dem Mittelpunktswinkel.

Die relative Permeabilität des ferromagnetischen Materials im Kern der Spule sei μ_K und die Permeabilität von Luft μ_L . Aus Gleichung (4.3) folgt für die durch den Primärstrom I_p induzierte magnetische Flussdichte im Spalt:

$$B_{p,Spalt} = \frac{\mu_0 \cdot \mu_K \cdot \mu_L \cdot I_p}{\mu_L \cdot 2\pi R \cdot \left(1 - \frac{\arcsin\left(\frac{d}{2R}\right)}{180^\circ}\right) + \mu_K \cdot d} \quad (4.4)$$

Das entgegengesetzt gerichtete Magnetfeld wird durch I_s über die Spule mit N Windungen induziert. Die Länge der Spule entspricht dem mittleren großen Umfang des Torus. Gleichung (2.4) kann wie folgt geschrieben werden:

$$\oint \frac{\mathbf{B}}{\mu_r} d\mathbf{s} = N \cdot \mu_0 I \quad (4.5)$$

Man erhält analog zu (4.4):

$$B_{s,Spalt} = N \cdot \frac{\mu_0 \cdot \mu_K \cdot \mu_L \cdot I_p}{\mu_L \cdot 2\pi R \cdot \left(1 - \frac{\arcsin\left(\frac{d}{2R}\right)}{180^\circ}\right) + \mu_K \cdot d} \quad (4.6)$$

Möchte man ein Magnetfeld mit $B_p - B_s = 15 \text{ mT}$ im Spalt erzeugen, folgt aus den Gleichungen (4.4) und (4.6) für I_s folgende Beziehung:

$$I_s = \frac{1}{N} \left(I_p + \frac{15 \text{ mT} \left(\mu_L \cdot 2\pi R \cdot \left(1 - \frac{\arcsin\left(\frac{d}{2R}\right)}{180^\circ}\right) + \mu_K \cdot d \right)}{\mu_0 \cdot \mu_K \cdot \mu_L} \right) \quad (4.7)$$

Die Verwendung der Formel (4.7) erfolgt in Kapitel 5 für die Simulationen. Dort werden zusätzliche Parameter, wie der Radius des Primärkabels und des ferromagnetischen Stoffes einbezogen, die in dem theoretischen Ansatz nicht berücksichtigt werden. Verschiedene Größen des ferromagnetischen Kerns und die Auswirkungen auf die magnetische Flussdichte im Spalt werden in Kapitel 6 diskutiert.

In den physikalischen Grundlagen wurde der Einfluss der magnetischen Permeabilität beschrieben. Um, für die in dieser Arbeit verwendete Geometrie, die Abhängigkeit der magnetischen Flussdichte von μ_K zu prüfen wurde Formel (4.4) verwendet

4 Konzept für einen quantengebundenen Fluxgate-Sensor

und folgende Parameter angenommen:

Parameter	Wert
R	5,0 mm
d	0,3 mm
I_p	10 A
μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$
μ_L	$1 + 4 \cdot 10^7$

Tab. 4.1: Werte verschiedener Geometrieparameter und Materialeigenschaften (entnommen aus [8])

Die Werte für R und d in der Tabelle 4.1 wurden so gewählt, um einer kleinen Geometrie gerecht zu werden, aber auch keine Probleme in der Fertigung zu verursachen. Mit Hilfe der Datenanalyse- und Grafiksoftware OriginPro[®] [48] wurde Formel (4.4) verwendet, um die magnetische Flussdichte B_p für die in Tabelle 4.1 angegebenen Parameter zu veranschaulichen. Abbildung 4.3 zeigt die Abhängigkeit von der relativen Permeabilität in einem Intervall von $10 \leq \mu_K \leq 10000$.

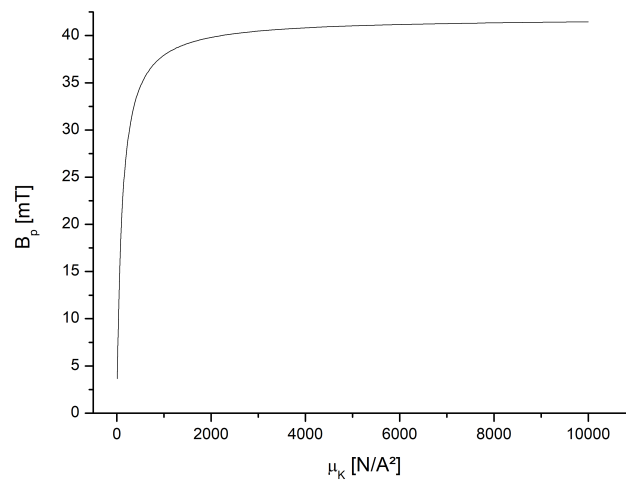


Abb. 4.3: Magnetische Flussdichte B_p im Spalt in Abhängigkeit von μ_K für Werte gemäß Tab. 4.1

Man erkennt, dass hohe Permeabilitätszahlen allein durch die Geometrie keinen großen Einfluss auf die magnetische Flussdichte nehmen. Dies hat zur Folge, dass hochpermeable ferromagnetische Materialien nicht unbedingt für die Verstärkung des Magnetfeldes erforderlich sind. Die weiteren Berechnungen und Simulationen in

4 Konzept für einen quantengebundenen Fluxgate-Sensor

dieser Arbeit beziehen sich auf ein weichmagnetisches Kernmaterial mit einer relativen Permeabilität von $\mu_K = 3000$, welches dem Bereich der relativen Permeabilität von Eisen unter bestimmter Vorbehandlung entspricht [8]. Eisen ist leicht erhältlich und kostengünstig [1].

Das durch I_p erzeugte magnetische Feld soll durch I_s so reguliert werden, dass im Spalt eine konstante magnetischen Flussdichte in Höhe von 15 mT vorliegt. Dieser Wert ist so gering, dass von einer nahezu konstanten Permeabilität (Linearität im Hysterese-Diagramm, vgl. Abschnitt 2.2.2.) ausgegangen werden kann und die Sättigung des ferromagnetischen Materials vernachlässigbar ist.

Formel (4.4) zeigt, dass die magnetische Flussdichte proportional zu $1/r$ ist. Folglich sind für größere Radien höhere Verstärkungen erforderlich, um kleine Ströme zu messen. Dies kann unter anderem mit der Zusammensetzung des ferromagnetischen Materials bzw. der Permeabilität beeinflusst werden, welche aber begrenzt ist (vgl. Abb. 4.3). Ein weiterer verstärkender Faktor ist die Windungszahl N für das Magnetfeld B_s in der Formel (4.6). Diese ist direkt proportional zur Stromstärke I_s , verursacht aber auch eine Induktivität. Es erfolgt im Rahmen dieser Arbeit dazu keine detaillierte Analyse. Für eine genauere analytische Betrachtung im geschlossenen Regelkreis wird auf [49] verwiesen.

Es ist wichtig, dass die Windungszahl ausreicht, um bei hohen Stromstärken von I_p eine magnetische Flussdichte in Höhe von 15 mT mittels I_s zu gewährleisten. Es sollte konstruktionstechnisch leicht umsetzbar bleiben und in der Kombination mit der Größe des mittleren Radius eine zu hohe Anzahl von Windungen vermieden werden. Dies würde einen einfacheren Aufbau ermöglichen.

R sollte möglichst gering gehalten werden, da in der Industrie eine hohe Nachfrage an sehr kleinen Sensorsystemen besteht [50]. Für das umschlossene, stromführende Primärkabel wird in diesem Entwurf ein Durchmesser von 2 mm angenommen. Daher beschäftigen sich die weiteren Betrachtungen bzw. Simulationen für R mit einem Bereich von 3 mm bis 8 mm. Für Kabel mit größerem Durchmesser muss die Geometrie entsprechend angepasst werden um eine Messung mit galvanischer Trennung zu ermöglichen. Auch die Größe des Spaltes sollte nicht zu hoch gewählt werden, da große Spaltbreiten zu einer unerwünschten Empfindlichkeit gegenüber der Position des zu messenden Leiters innerhalb des Kerns führen und das Messsystem anfällig für Einflüsse von externen Strömen und Feldern ist [51]. Für die Simulationen wurde sich deswegen auf einen Bereich der Spaltbreite von 0,1 mm bis 1 mm festgelegt.

5 Simulation

Um das Verhalten und die räumliche Homogenität des Magnetfeldes im Spalt für unterschiedliche Geometrien nachzuvollziehen, wurde das Simulationsprogramm COMSOL multiphysics[®] (im weiteren Verlauf COMSOL genannt) verwendet [52]. Dies ist eine Simulationssoftware für physikalische und ingenieurtechnische Anwendungen und enthält verschiedene Module für Simulationen von Elektromagnetik, Strukturmechanik, Akustik, Strömung, Wärmetransport und Verfahrenstechnik. Das Programm basiert dabei auf der Finite-Elemente-Methode (FEM) [53].

Oft kann ein physikalisches Problem mit partiellen Differentialgleichungen (PDG) beschrieben werden. Die FEM vereinfacht die Berechnung der PDG, indem das Problem in kleinere Teile, die finite Elemente genannt werden, unterteilt wird. Jedes finite Element kann durch eine einfachere Gleichung beschrieben werden, die es COMSOL ermöglicht das Problem durch Zusammensetzen eines Gleichungssystems, welches das Problem modelliert, zu approximieren. Zur Berechnung von Magnetfeldern werden dabei zum Beispiel die Maxwell-Gleichungen genutzt. Welche Gleichungen im Bereich der Physik verwendet werden sollen, lassen sich in COMSOL einstellen. Die Lösung der Gleichungssysteme erfolgt auf Grund der Komplexität fast ausschließlich numerisch. Eine analytische Lösung ist nur in den simpelsten Fällen möglich. Die Gesamtheit der Elemente wird als Netz bezeichnet. Wird dieses Netz sehr fein unterteilt, werden in den meisten Fällen die Rechnungen exakter. Dies führt aber zu einem exponentiellen Anstieg der Rechenleistung und dem zeitlichen Aufwand. Für eine Netzeinteilung mit der Bezeichnung *fein* betrug die Rechenzeit je nach Größe der Geometrie ca. 50 Minuten. Bei einer *sehr feinen* Unterteilung wurden ca. 180 Minuten gebraucht.

Neben den einfachen FEM Berechnungen ist auch eine Kopplung der verschiedenen Module möglich (Multiphysik). In dieser Arbeit wird aber ausschließlich das Modul für die Elektromagnetik (*AC/DC-Modul*) verwendet, um das Magnetfeld im Spalt des dargestellten Entwurfes im zuvor beschriebenen Kapitel zu modellieren.

Dieses Design wurde zunächst in dem in COMSOL bereits integrierten CAD (computer-aided design)-System erstellt. Dabei wurden für die Spulenwicklung einzelne kleinere Tori entlang des Ringkerns mit gleichem Abstand positioniert (vgl. Abb. 5.1). Die Breite der kleinen Tori (Dicke des Spulendrahtes) beträgt 0,5 mm. Dies

5 Simulation

soll für eine homogene Verteilung des Magnetfeldes sorgen. Jeder einzelne kleine Torus lässt sich in COMSOL als Spule definieren und kann mit ($N \geq 1$)-Wicklungen fungieren. Auf dieser Grundlage wird in der Simulation für die Windungszahl ein Vielfaches von 31 verwendet, welches der Anzahl der erstellten kleinen Tori entspricht. Das Programm verfügt über eine umfangreiche Datenbank von Materialien, welche im Anschluss für die einzelnen geometrischen Formen festgelegt wurden. Diese Datenbank ist mit vorgegebenen Parametern wie Permeabilität oder Wärmeleitfähigkeit ausgestattet. Dabei ist eine individuelle Anpassung möglich. Für die weiteren Simulationen wurden für den stromführenden Leiter und die Windungen Kupfer, für den ferromagnetischen Kern Weicheisen mit einer relativen Anfangspermeabilität von $\mu_K = 3000$ und Luft als infinitesimales Element verwendet. Auf Isolierungsmaterialien wurde verzichtet. COMSOL ermöglicht in der Auswahl der Materialien die magnetische Sättigung mit zu berücksichtigen. Das (*AC/DC-Modul*) erlaubt beliebigen Geometrien eine Stromrichtung und deren Stärke zuzuordnen. Berechnungsgrundlage für die Angabe der Stromstärken ist Formel (4.7).

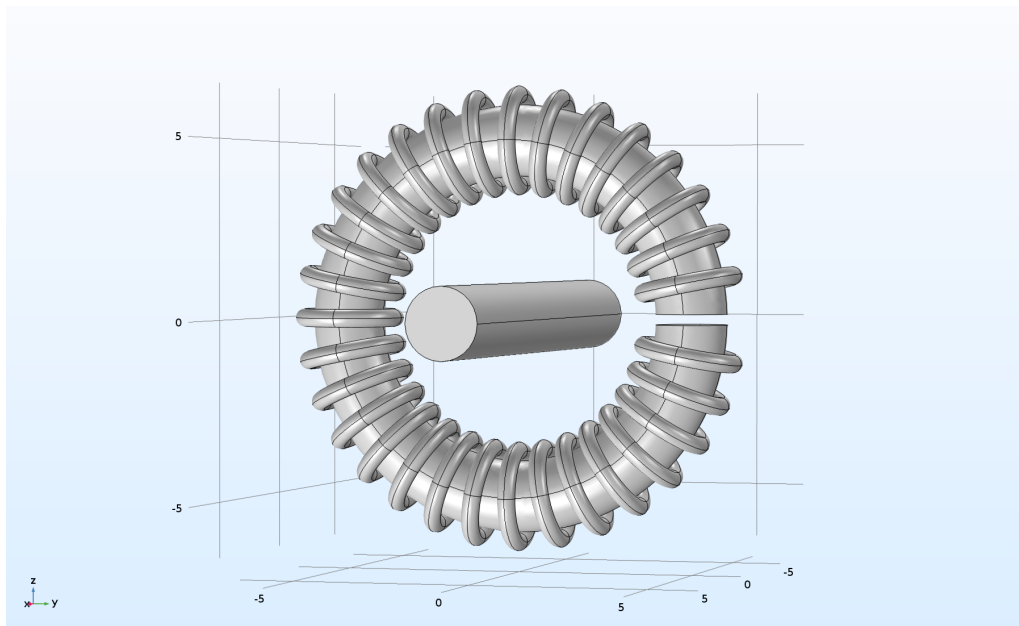


Abb. 5.1: CAD-Modell für einen mittleren Radius des Ringkerns von 5 mm und einer Spaltbreite von $300 \mu\text{m}$ (erstellt in COMSOL)

Sämtliche Größenparameter für die Geometrien lassen sich in COMSOL definieren und über Formeln in Abhängigkeit voneinander bringen. Dies ermöglicht verschiedene Größenmodelle mit gleicher Form zu simulieren, ohne ein neues CAD-Modell

zu erzeugen und wird für diese Arbeit genutzt.

Zunächst wurde überprüft, ob für die erstellte Geometrie und für eine gegebene primäre Stromstärke die gewünschte magnetische Flussdichte in Höhe von 15 mT im Spalt erreicht wird. Über eine homogene Stromdichte in einem Zylinder mit einem Durchmesser von 2 mm, der sich im Zentrum des Torus befindet (vgl. Abb. 5.1), wurde eine primäre Stromstärke in Höhe von 10 A angegeben. Sowohl der Durchmesser des Zylinders, der die Dicke des Primärkabels angibt, als auch die primäre Stromstärke werden in den folgenden Betrachtungen nicht verändert. Der Wert für die sekundäre (Rückkopplungs-) Stromstärke ist entsprechend der Formel (4.7) ermittelt worden und Berechnungsgrundlage für alle weiteren Simulationen. Der Rückkopplungsstrom teilt sich auf die einzelnen Windungen auf. Diese befinden sich um das ferromagnetische Material mit einem Radius von $r_Q = 1$ mm. r_Q wird im weiteren Verlauf als Querschnittsradius bezeichnet. Dabei wurde jede Windung in COMSOL mit dem Faktor von 3 versehen, sodass insgesamt eine Windungszahl von 93 entsteht. Praktisch gesehen sollte diese Anzahl im Minimum ausreichen, um eine homogene Verteilung der Windung in der Größenordnung zu erzeugen sowie die Homogenität im ferromagnetischen Kern zu garantieren. Weitere verwendete Parameter für die Geometrie und Materialeigenschaften entsprechen denen aus Tabelle 4.1 aus dem vorigen Abschnitt.

Um zu testen, wie sich das Magnetfeld im Spalt bei verschiedenen Größen des mittleren Radius des Ringkerns verhält, wurden Simulationen in einem Bereich von 3 mm bis 8 mm durchgeführt. Für eine bessere Vergleichbarkeit der Simulationen haben die Spaltbreite und der Querschnittsradius für jede einzelne Simulation die gleiche Größe. Die zuvor genannten Größen sowie die Materialeigenschaften entsprechen auch hier den Werten aus Tabelle 4.1.

Eine weitere Simulationsreihe soll die Auswirkung unterschiedlicher Spaltbreiten auf die magnetische Flussdichte im Spalt berücksichtigen. An dieser Stelle werden verschiedene Größen in einem Bereich von 0,1 mm bis 1,0 mm betrachtet. Alle weiteren Parameter bleiben unverändert und wurden auch aus Tabelle 4.1 herangezogen.

Abschließend wurden Simulationen für verschiedene Querschnittsradien vom ferromagnetischen Kern durchgeführt, um entsprechende Verhältnismäßigkeiten aus der vorigen Simulationsreihe zu überprüfen. Bis auf den veränderlichen Radius des Querschnittes sind sämtliche verwendeten Parameter aus der Tabelle 4.1.

Die Simulationen wurden ausschließlich mit einer *feinen* Netzstruktur vorgenommen,

5 Simulation

um möglichst genaue Ergebnisse und gleichbleibende Bedingungen zu erhalten.

6 Ergebnisse und Diskussionen

Im ersten Fall wurde mit einer primären Stromstärke von $I_p = 10$ A sowie einer sekundären Stromstärke $I_s = 147,376$ mA gemäß Formel (4.7) simuliert. Zur Auswertung wurde in COMSOL ein Quader als Luftbox mit der Größe des Spaltes eingefügt. In diesem Quader war es möglich Querschnitte, die die Höhe der Flussdichte angeben, einzufügen. Abbildung 6.1 zeigt einen in COMSOL erstellten Längsschnitt mittig (yz-Ebene) durch den Spalt. Zur besseren Veranschaulichung wurde der Wertebereich für die magnetischen Flussdichte von 14,70 mT bis 14,91 mT eingeschränkt. Die erzeugten ISO-Linien stellen eine Veränderung von 10^{-2} mT dar. Man erkennt, dass mit den angewandten Parametern das Magnetfeld in der Mitte des Spaltes äußerst homogen ist. In Richtung der Ränder wird das Magnetfeld hingegen inhomogener.

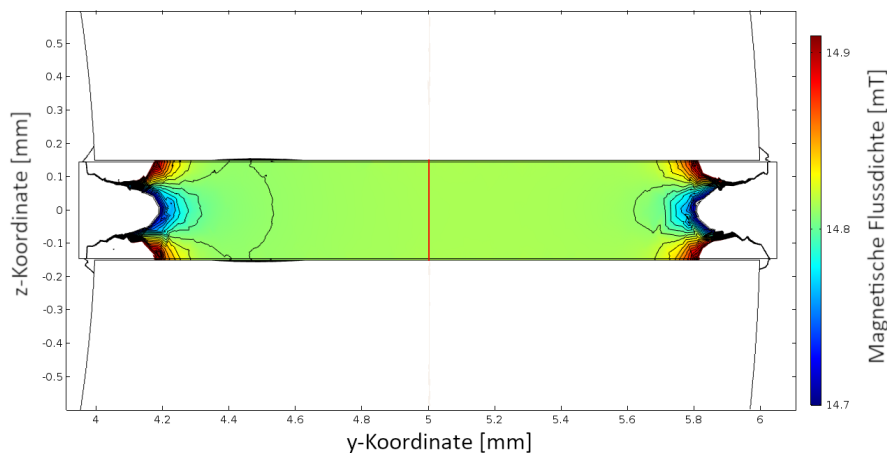


Abb. 6.1: Längsschnitt des Magnetfeldes durch den Spalt in der yz-Ebene mit einer Spaltbreite von 0,3 mm, einem mittleren Radius des Ringkerns von 5,0 mm und einem Radius des Kernquerschnittes von 1,0 mm; die gerade rote Linie entspricht einer eindimensionalen Datenauswertung (erstellt in COMSOL)

Um einen geeigneten Mittelwert der magnetischen Flussdichte zu erhalten, wurde in COMSOL eine eindimensionale Auswertung in Form einer geraden Linie erzeugt, die mittig durch den Spalt und orthogonal zu den Polschuhen verläuft (vgl. Abb. 6.1). Diese Daten wurden in Origin übertragen und ausgewertet. Abbildung 6.2 gibt die Höhe der magnetischen Flussdichte in Abhängigkeit von der Breite des

6 Ergebnisse und Diskussionen

Spaltes graphisch wieder. Als Mittel zur Bestimmung der Homogenität wurde die Standardabweichung des Magnetfeldes entlang der Datenlinie herangezogen.

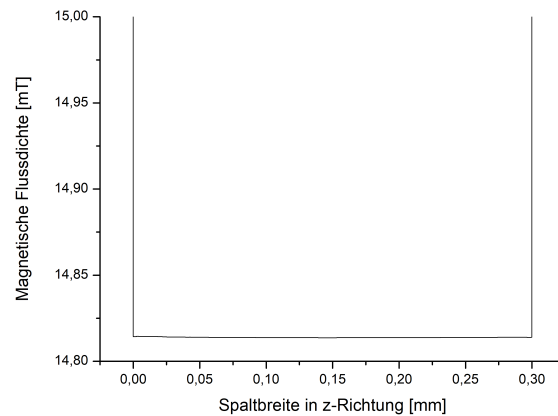


Abb. 6.2: Magnetische Flussdichte im Spalt entlang einer mittig verlaufenden Linie, orthogonal zu den Polschuhen, gemäß Abbildung 6.1, die hohen Werte bei 0,0 mm und 0,3 mm entsprechen den Übergängen zum ferromagnetischen Material

Die magnetische Flussdichte im Spalt beträgt im Mittel 14,81 mT mit einer Standardabweichung von $2,55 \cdot 10^{-4}$ mT. Es zeigt sich, dass der simulierte Wert nur um 1,27% vom errechneten Wert abweicht und somit die in COMSOL erstellte Geometrie und deren Simulation ein geeignetes Werkzeug zur Bestimmung und Analyse der magnetischen Flussdichte im Spalt darstellt. Die relative Standardabweichung von 0,0017% bestätigt die Aussage zur Homogenität bezüglich Abbildung 6.1. Dieses Verfahren zur Bestimmung der Homogenität wird für alle weiteren Simulationen angewandt.

Wie im vorigen Kapitel beschrieben, wurde als zweites die magnetische Flussdichte für verschiedene mittlere Radien des Ringkerns simuliert. Die Standardabweichungen von 11 verschiedenen Simulationen sind für das Intervall von $3 \text{ mm} \leq R \leq 8 \text{ mm}$ in Abbildung 6.3 dargestellt. Man erkennt, dass bei einem mittleren Radius von 3 mm und größer als 5,5 mm die Standardabweichungen größer sind als in dem Bereich dazwischen. Im Grunde sollte hier keine große Abhängigkeit bestehen. Der Anstieg in beiden Richtungen könnte auf die in COMSOL verwendete Netzunterteilung zurückzuführen sein. Die Elementgröße des Netzes ist für alle Simulationen gleich gewesen, da aber mit R das Verhältnis der Gesamtgröße zu den nicht veränder-

ten Geometrien (Zylinder, Querschnittsradius des ferromagnetischen Materials und Dicke des Kerns) variiert, müsste hier eine entsprechende feinere Netzunterteilung vorgenommen werden. Dies hat sich in der Auswertung auf die Anzahl der Datenpunkte entlang der Datenlinie ausgewirkt. Mit größerem Radius R ist die Anzahl der Datenpunkte geringer geworden. Dies kann eine höhere Standardabweichung zur Folge haben.

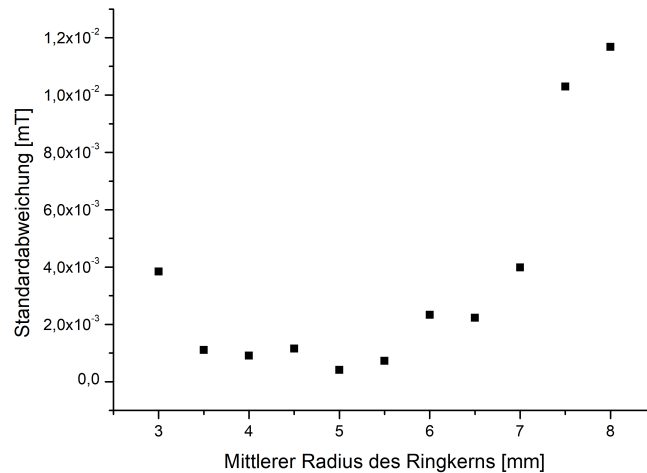


Abb. 6.3: Standardabweichungen für verschiedene mittlere Radien des Ringkerns

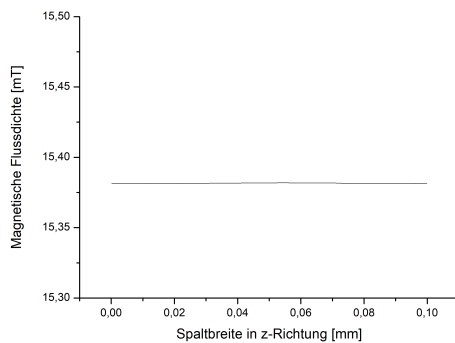
Für einen mittleren Radius von 8 mm wurde in COMSOL eine Simulation mit einer feineren Unterteilung des Netzes durchgeführt. Zuvor betrug der Wert der Standardabweichung $1,17 \cdot 10^{-2}$ mT. Die erneute Auswertung ergab eine Standardabweichung von $1,55 \cdot 10^{-3}$ mT. Dies zeigt eine deutliche Verringerung und bestätigt somit die Annahme, dass es sich um ein Problem in der Verarbeitung der Geometrie in COMSOL handelt. Des Weiteren ist bei größerem Radius R der Abstand zwischen den Tori, die die Windungen darstellen größer (vgl. Abb. 5.1), da diese für jede Simulation eine konstante Breite von 0,5 mm besitzen. Dadurch erfolgt eine größere Inhomogenität des erzeugten Feldes.

In den weiteren Simulationen beträgt der mittlere Radius des Ringkerns 5 mm, da dieser für die eingestellte Netzunterteilung das beste Verhältnis aus Simulationszeit und Nutzen ergab. Liegen hohe Stromstärken von I_p vor, ist auch ein größerer Leitungsquerschnitt, bzw. Durchmesser des Primärkabels erforderlich [11]. Bei einer Konstruktion sollte entsprechend der mittlere Radius des ferromagnetischen Mate-

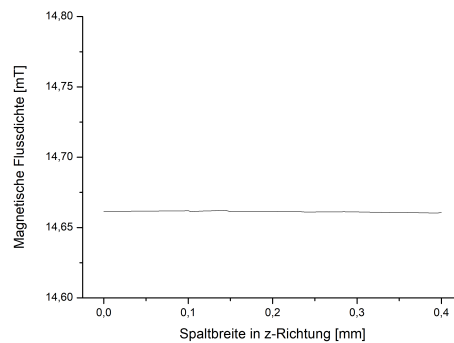
6 Ergebnisse und Diskussionen

rials dem Durchmesser des Primärkabels angepasst werden, so dass eine galvanische Trennung vorliegt und eine ausreichende Fixierung möglich ist.

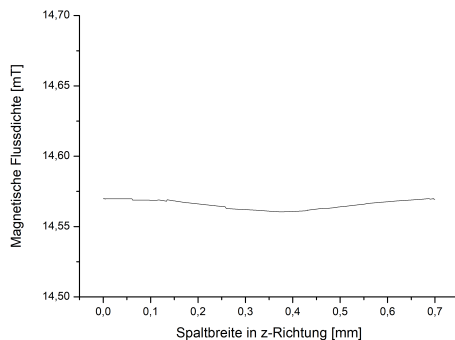
Die nächste Simulationsreihe untersucht die Abhängigkeit des Magnetfeldes von der Größe des Spaltes. Für die Simulation des Magnetfeldes wurde die Spaltbreite von 0,1 mm bis 1,0 mm variiert. Auch hier wurde im Spalt entlang einer mittig verlaufenden Linie, die orthogonal zu den Polschuhen verläuft, Daten aufgenommen.



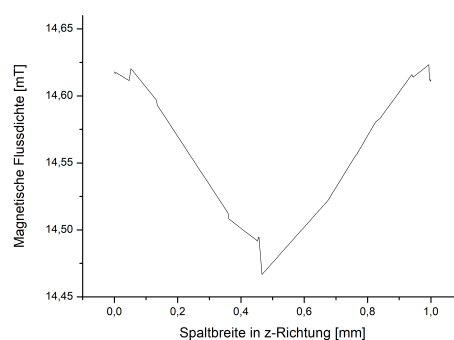
(a) 0,1 mm



(b) 0,4 mm



(c) 0,7 mm



(d) 1,0 mm

Abb. 6.4: Magnetische Flussdichte entlang einer mittig verlaufenden Linie, orthogonal zu den Polschuhen im Abstand von 4 mm zum Primärkabel für verschiedene Spaltbreiten: 0,1 mm (a), 0,4 mm (b), 0,7 mm (c) und 1,0 mm (d)

Abbildung 6.4 zeigt die Ergebnisse für vier verschiedene Spaltbreiten entlang dieser Linie. Aus den Simulationen der Spaltbreiten von 0,1 mm und 0,4 mm (Abb. 6.4, (a) und (b)) geht ein homogenes Magnetfeld hervor. Für eine bessere Veranschaulichung wurde die Achsenlänge der magnetischen Flussdichte auf 0,2 mT skaliert. Bei einer Breite von 0,7 mm (Abb. 6.4, (c)) sieht man eine leichte Abnahme der

magnetischen Flussdichte in der Mitte des Spaltes. Für eine Spaltbreite von 1,0 mm (Abb. 6.4, (d)) ist dieser Effekt noch deutlicher sichtbar. Die Abnahme erfolgt aufgrund des Abstandes zum Polende. Dies hat somit auch eine erkennbare Abnahme der Homogenität zur Folge. Man erkennt außerdem unterschiedliche Höhen der magnetischen Flussdichte in den verschiedenen Graphen. Diese können nicht explizit erklärt werden. Eine Möglichkeit ist, dass in den Simulationen die Spaltbreite variiert, die Lage der Tori für die Spulenwicklung aber nicht. Somit existieren unterschiedliche Abstände zwischen der Spulenwindung und dem Spalt. Dieser Abstand erhielt in der Formel (4.7) für die Berechnung von I_s keine Berücksichtigung. Dies kann zu einer Abweichung der magnetischen Flussdichte im Spalt führen.

Aus den simulierten Daten weiterer Spaltbreiten wurden wie in der Simulation zuvor entsprechende Standardabweichungen über das Programm Origin erzeugt und in Abbildung 6.5 dargestellt. Hier sieht man, dass diese ab einer Breite von ca. 0,7 mm stark ansteigt. Somit ergibt sich erwartungsgemäß bei höherer Spaltbreite eine Abnahme der Homogenität.

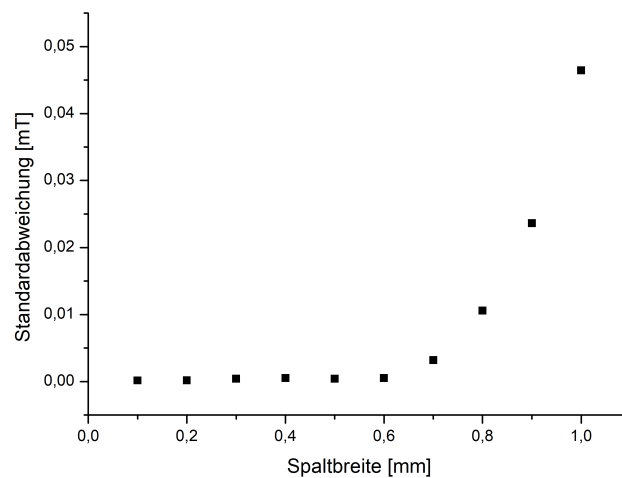
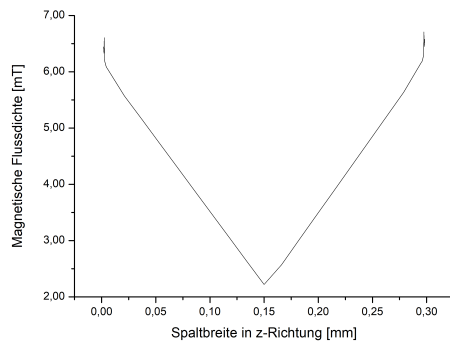


Abb. 6.5: Abhängigkeit der Standardabweichung von der Spaltbreite

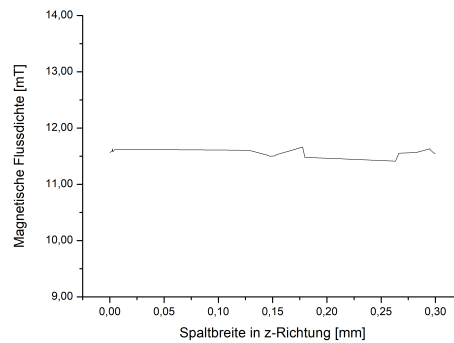
Die Simulation wurde mit einem Querschnittsradius des ferromagnetischen Materials $r_Q = 1$ mm durchgeführt. Hier kann aus der Abbildung 6.5 eine Annahme zu dem Verhältnis der Spaltbreite zum Querschnittsradius erfolgen. Ein annähernd homogenes Magnetfeld kann erreicht werden, wenn d/r_Q kleiner als $2/3$ ist.

6 Ergebnisse und Diskussionen

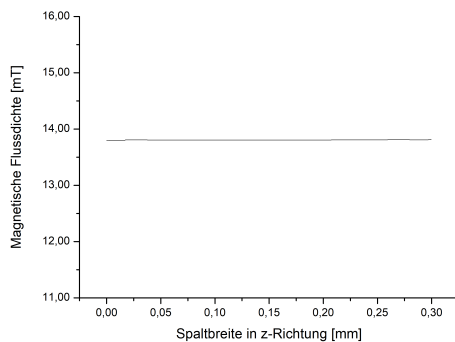
Um die zuvor getroffene Vermutung zu stützen wurden Simulationen mit verschiedenen Radien des Kernquerschnittes mit einer konstanten Spaltbreite $d = 0,3$ mm durchgeführt. Wie in der Simulationsreihe zuvor wurde für die Auswertung eine Datenanalyse der magnetischen Flussdichte entlang einer mittig verlaufenden Linie durch den Spalt, orthogonal zu den Polschuhen herangezogen.



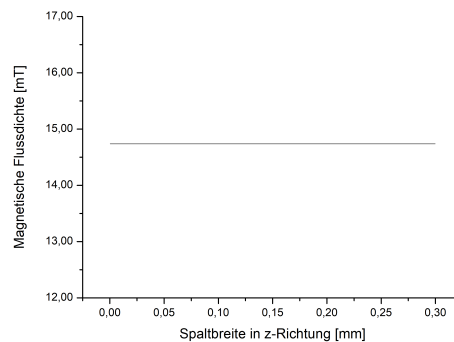
(a) 0,1 mm



(b) 0,3 mm



(c) 0,7 mm



(d) 1,0 mm

Abb. 6.6: Magnetische Flussdichte entlang einer mittig verlaufenden Linie, orthogonal zu den Polschuhen im Abstand von 4 mm zum Primärkabel für verschiedene Querschnittsradien des ferromagnetischen Materials: 0,1 mm (a), 0,3 mm (b), 0,7 mm (c) und 1,0 mm (d)

Abbildung 6.6 zeigt die magnetische Flussdichte für die Querschnittsradien des ferromagnetischen Materials von 0,1 mm (a), 0,3 mm (b), 0,7 mm (c) und 1,0 mm (d). Zur besseren Vergleichbarkeit wurde die Achse des Magnetfeldes auf eine Länge von 5 mT skaliert. Man erkennt, dass bei einem Radius $r_Q = 0,1$ mm eine deutliche Abnahme der magnetischen Flussdichte hin zum Zentrum des Spaltes vorliegt. Für 0,3 mm sind noch Größenunterschiede der magnetischen Flussdichte sichtbar. Bei

den Querschnittsradien von 0,7 mm und 1,0 mm hingegen existieren keine erkennbaren Veränderungen in der magnetischen Flussdichte. Auch hier stellt sich der Effekt ein, dass die Höhe der magnetischen Flussdichte mit den unterschiedlichen Querschnittsradien stark variiert. Es erfolgt auch hier die Annahme, dass das Verhältnis aus den veränderten zu den konstanten Parametern einen Einfluss auf die Simulation hat, welche durch Formel 4.7 nicht beschrieben werden konnten. Unabhängig von der Höhe der magnetischen Flussdichte ist eine Tendenz zu erkennen, dass die Homogenität des Magnetfeldes bei gleichbleibender Spaltbreite mit größerem Querschnittsradius zunimmt.

Um diese Tendenz zu prüfen, wurden für weitere Querschnittsradien des ferromagnetischen Materials Simulationen durchgeführt und die Standardabweichungen der magnetischen Flussdichte als Mittel zur Homogenität genutzt (vgl. Abb. 6.7). Die Auswertung der Standardabweichungen zeigt einen zunächst leichten Anstieg für kleiner werdende Querschnittsradien ab 0,5 mm. Für $r_Q \leq 0,2$ mm nimmt die Standardabweichung stark zu. Dies zeigt, dass mit kleinerem Querschnittsradius die Inhomogenität des magnetischen Feldes zunimmt. Auch hier erkennt man die Abhängigkeit vom Verhältnis der Spaltbreite zum Querschnittsradius des ferromagnetischen Materials. Da die Spaltbreite 0,3 mm betrug, stützt dies die Vermutung, dass die Inhomogenität des Magnetfeldes im Spalt für $d/r_Q > 2/3$ stark ansteigt.

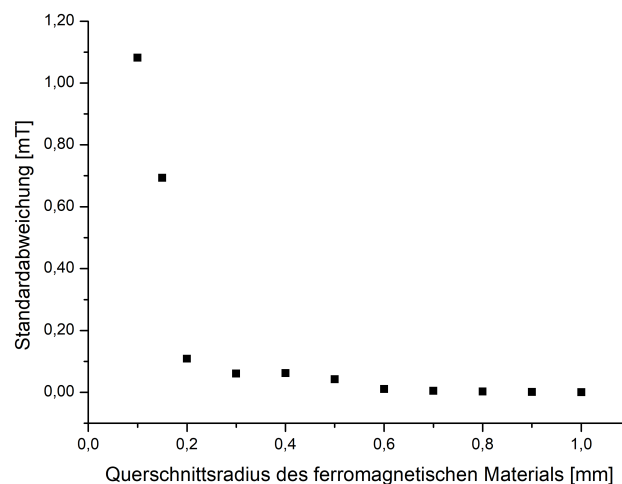


Abb. 6.7: Abhängigkeit der Standardabweichung von dem Querschnittsradius des ferromagnetischen Materials

6 Ergebnisse und Diskussionen

Man kann sagen, dass für die in dieser Arbeit beschriebene Geometrie das Verhältnis aus der Spaltbreite zum Querschnittsradius des ferromagnetischen Kerns nicht größer als $2/3$ sein sollte, um ein homogenes Magnetfeld im Spalt für einen Diamanten mit NV-Zentren zu erzeugen. Diese Annahme sollte in nachfolgenden Simulationen oder künftigen Experimenten bestätigt werden.

Insgesamt zeigen die Simulationen, dass eine kleine Bauweise und die in dieser Arbeit beschriebene Geometrie das Erreichen eines homogenen Magnetfeldes innerhalb des Spaltes ermöglichen. Die Empfindlichkeit von NV-Sensoren steigt mit \sqrt{N} , wobei N die Anzahl der einzelnen NV-Zentren ist [4]. Dies hat zur Folge, dass ein größerer Spalt mehr Platz für NV-Zentren bietet und die Empfindlichkeit erhöht. Dabei sollte das Verhältnis der einzelnen Geometrieparameter beachtet, aber auch die Auswirkungen auf die Gesamtgröße und den Nutzen berücksichtigt werden.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war der geometrische Entwurf für eine Simulation, welcher in praktischer Hinsicht als NV-basierter Magnetsensor genutzt und zur Strommessung verwendet werden kann. Das Design entspricht einer Ringspule um einen ferromagnetischen Kern mit einem Spalt, in dem ein Diamant mit NV-Zentren positioniert werden soll. Diese Ringkernspule befindet sich um einen elektrischen Leiter, durch den Gleichstrom fließt. Das durch den elektrischen Leiter induzierte Magnetfeld wird durch einen sekundären Strom in der Spule rückgekoppelt, so dass im Spalt eine magnetische Flussdichte in Höhe von 15 mT vorliegt. Regt man die NV-Zentren durch einen grünen Laser an, verursachen kleinste Abweichungen in der magnetischen Flussdichte zu einer Änderung der Intensität der Fluoreszenz. Über eine Fotodiode wird die Fluoreszenz gemessen und die Intensitätsänderung als Sensorsignal genutzt. In Kapitel 2 wurden die physikalischen Hintergründe zu Magnetfeldern und magnetische Materialien erläutert, sowie Diamant und das NV-Zentrum beschrieben. Weitere Methoden der Strommessung wurden in Kapitel 3 erörtert.

Es hat sich gezeigt, dass die in Kapitel 4 hergeleitete Formel (4.7) im Simulationsprogramm COMSOL multiphysics[®] verwendet werden konnte, um die magnetische Flussdichte im Spalt auf $14,81 \text{ mT} \pm 2,54 \cdot 10^{-4} \text{ mT}$ einzustellen. Der Einfluss der relativen Permeabilität und somit die Verstärkung nimmt geometriebedingt für höhere Werte stark ab. Hochpermeable Materialien haben somit nur einen gering verstärkenden Einfluss auf die Höhe der magnetischen Flussdichte.

Um eine hohe Empfindlichkeit mit vielen NV-Zentren für einen möglichen Sensors zu erreichen, ist ein entsprechendes Volumen notwendig. Dies erfordert ein homogenes Magnetfeld, in dem sich der Diamant mit den NV-Zentren befindet. Für verschiedene Spaltbreiten und Radien des ferromagnetischen Materials wurden Simulationen der magnetischen Flussdichte im Spalt durchgeführt. Eine Analyse erfolgte mittels Datensätze über eine mittig verlaufende Linie im Spalt, orthogonal zu den Polschuhen. Die Homogenität wurde über die Standardabweichung dieser Daten beschrieben. Als Ergebnis hat sich gezeigt, dass ein homogenes Magnetfeld im Spalt existiert, wenn das Verhältnis aus Spaltbreite und Querschnittsradius des ferromagnetischen Materials nicht größer als $2/3$ gewählt wird. Diese Annahme sollte in nachfolgenden Simulationen und künftigen Experimenten bestätigt werden.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Die Ergebnisse der Simulationen stellen eine gute Voraussetzung für eine experimentelle Umsetzung dar. Die Auswertungen ergaben relative Standardabweichungen von unter 0,002 %, was ein äußerst homogenes Magnetfeld beschreibt. Die Genauigkeit der simulierten Werte lassen sich unter höherem Zeitaufwand noch weiter steigern, indem man die Netzunterteilung feiner einstellt. Eine weitere Prüfung könnte die Analyse des Magnetfeldes bei einer rechteckigen Querschnittsfläche sein. Dieses lässt sich rechnerisch nur näherungsweise bestimmen [9].

Literaturverzeichnis

- [1] LEM. Isolated current and voltage transducers: Characteristics - applications - calculations (3rd edition).
- [2] Romana Schirhagl, Kevin Chang, Michael Loretz, and Christian L. Degen. Nitrogen-vacancy centers in diamond: nanoscale sensors for physics and biology. *Annual review of physical chemistry*, 65:83–105, 2014.
- [3] Huijie; Bougas Lykourgos; Leefer Nathan; Afach Samer; Jarmola Andrey; Acosta Victor M.; Budker Dmitry Wickenbrock, Arne; Zheng. Microwave-free magnetometry with nitrogen-vacancy centers in diamond. *Appl. Phys. Lett. (Applied Physics Letters)*, 109(5), 2016.
- [4] Robert Staacke, Roger John, Ralf Wunderlich, Ludwig Horsthemke, Wolfgang Knolle, Christian Laube, Peter Glösekötter, Bernd Burchard, Bernd Abel, and Jan Meijer. Isotropic scalar quantum sensing of magnetic fields for industrial application. *Advanced Quantum Technologies*, 3(8):2000037, 2020.
- [5] Jearl Walker, David Halliday, and Robert Resnick. *Fundamentals of physics*. Wiley, Hoboken, NJ, 8. edition, 2008.
- [6] John David Jackson, Christopher Witte, and Martin Diestelhorst. *Klassische Elektrodynamik*. De Gruyter Studium. de Gruyter, Berlin and Boston, 5. edition, 2014.
- [7] Ludwig Bergmann, Wilhelm Raith, Clemens Schaefer. *Elektromagnetismus*. Walter de Gruyter Inc, Berlin, 2006.
- [8] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*. Springer-Lehrbuch. Springer, Berlin, Heidelberg, 7. edition, 2017.
- [9] Karl Küpfmüller, Wolfgang Mathis, and Albrecht Reibiger. *Theoretische Elektrotechnik: Eine Einführung*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg and s.l., 19. edition, 2013.

- [10] He, Kai. *Quantitative Phase Imaging of Magnetic Nanostructures Using Off-Axis Electron Holography*. Arizona state university, Diss., 2010.
- [11] Thomas Harriehausen, Franz Moeller, and Dieter Schwarzenau. *Moeller Grundlagen der Elektrotechnik: Mit 202 Beispielen*. Lehrbuch. Springer Vieweg, 24. edition, 2020.
- [12] Wilfried Pläßmann and Detlef Schulz, editors. *Handbuch Elektrotechnik: Grundlagen und Anwendungen für Elektrotechniker*. Springer Vieweg, Wiesbaden, 7. edition, 2016.
- [13] Peter Wellmann. *Materialien der Elektronik und Energietechnik*. Springer Fachmedien Wiesbaden, Wiesbaden, 2017.
- [14] Müller, Rudolf. *Grundlagen der Halbleiter-Elektronik*. Springer, Berlin; Heidelberg, 7. edition, 1995.
- [15] Arnold F. Holleman, Egon Wiberg, and Nils Wiberg. *Lehrbuch der anorganischen Chemie*. de Gruyter, Berlin, 102. edition, 2007.
- [16] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer-Lehrbuch. Springer Spektrum, Berlin and Heidelberg, 5. edition, 2016.
- [17] J. Richard Christman. *Festkörperphysik: Die Grundlagen ; mit 20 Tabellen, 242 Aufgaben und 75 Beispielen samt Lösungen*. Oldenbourg, München, 1992.
- [18] Stephan Waidmann. *Elektronische Eigenschaften von Diamant und diamantartigen Kohlenstoffen*. Dresden, Techn. Univ., Diss., 2001.
- [19] C. D. Clark, P. J. Dean and P. V. Harris. Intrinsic edge absorption in diamond. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 277(1370):312–329, 1964.
- [20] Gion Calzaferri and Ruedi Rytz. The band structure of diamond. *The Journal of Physical Chemistry*, 100(26):11122–11124, 1996.
- [21] P. J. Dean, E. C. Lightowlers, and D. R. Wight. Intrinsic and extrinsic recombination radiation from natural and synthetic aluminum-doped diamond. *Physical Review*, 140(1A):A352–A368, 1965.

- [22] Werner Weber. Adiabatic bond charge model for the phonons in diamond, Si, Ge, and α -Sn. *Physical Review B*, 15(10):4789–4803, 1977.
- [23] Jules de Launay. Debye characteristic temperature at 0°K of certain cubic crystals. *The Journal of Chemical Physics*, 24(5):1071, 1956.
- [24] Ulrich Schwarz. Diamant: naturgewachsener Edelstein und maßgeschneidertes Material. *Chemie in unserer Zeit*, 34(4):212–222, 2000.
- [25] Shova Subedi, Jeremy Peppers, Sergey B. Mirov, Vladimir V. Federov, Dmitry V. Martyshev, Linbo Shao, and Marko Loncar. Laser spectroscopy of highly doped NV-centers in diamond. In *Solid State Lasers XXVII: Technology and Devices*, page 84. SPIE, 2018.
- [26] Joachim Reinhold. *Quantentheorie der Moleküle: Eine Einführung*. B.G. Teubner Verlag / GWV Fachverlage GmbH Wiesbaden, Wiesbaden, 3. edition, 2006.
- [27] Lenef and Rand. Electronic structure of the NV-center in diamond: Theory. *Physical review. B, Condensed matter*, 53(20):13441–13455, 1996.
- [28] J. H. N. Loubser and J. A. van Wyk. Electron spin resonance in the study of diamond. *Reports on Progress in Physics*, 41(8):1201–1248, 1978.
- [29] Viktor Ivády, Tamás Simon, Jeronimo R. Maze, I. A. Abrikosov, and Adam Gali. Pressure and temperature dependence of the zero-field splitting in the ground state of nv centers in diamond: A first-principles study. *Physical Review B*, 90(23), 2014.
- [30] Taras Plakhotnik, Marcus W. Doherty, Jared H. Cole, Robert Chapman, and Neil B. Manson. All-optical thermometry and thermal properties of the optically detected spin resonances of the NV-center in nanodiamond. *Nano letters*, 14(9):4989–4996, 2014.
- [31] Marcus W. Doherty, Neil B. Manson, Paul Delaney, Fedor Jelezko, Jörg Wrachtrup, and Lloyd C.L. Hollenberg. The nitrogen-vacancy colour centre in diamond. *Physics Reports*, 528(1):1–45, 2013.
- [32] G. Davies and M. F. Hamer. Optical studies of the 1.945 ev vibronic band in diamond. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 348(1653):285–298, 1976.

- [33] Sébastien Pezzagna, Detlef Rogalla, Dominik Wildanger, Jan Meijer, and Alexander Zaitsev. Creation and nature of optical centres in diamond for single-photon emission—overview and critical remarks. *New Journal of Physics*, 13(3):035024, 2011.
- [34] L. Rondin, J-P Tetienne, T. Hingant, J-F Roch, P. Maletinsky, and V. Jacques. Magnetometry with nitrogen-vacancy defects in diamond. *Reports on Progress in Physics*, 77(5):056503, 2014.
- [35] J-P Tetienne, L. Rondin, P. Spinicelli, M. Chipaux, T. Debuisschert, J-F Roch, and V. Jacques. Magnetic-field-dependent photodynamics of single NV defects in diamond: an application to qualitative all-optical magnetic imaging. *New Journal of Physics*, 14(10):103033, 2012.
- [36] Pavel Ripka. *Magnetic sensors and magnetometers*. Artech House, Boston, Mass., 2001.
- [37] Wolfram Teppan E. Favre. Current sensing in electric drives a future and history based on multiple innovations. 2005.
- [38] Frank Quast. *Berührungslos ströme messen: Hall-effektsensoren in der leistungselektronik*, 2013.
- [39] Pavel Ripka and Michal Janosek. Advances in magnetic field sensors. *IEEE Sensors Journal*, 10(6):1108–1116, 2010.
- [40] M. Caruso, C. Smith, T. Bratland, R. Schneider. A new perspective on magnetic field sensing. 1999.
- [41] Thomas Mühl, editor. *Elektrische Messtechnik*. Springer Fachmedien Wiesbaden, Wiesbaden, 2020.
- [42] Pavel Ripka. Advances in fluxgate sensors. *Sensors and Actuators A: Physical*, 106(1-3):8–14, 2003.
- [43] Maria Teresa, Leonardo Sileo, and Massimo De. Magnetic field sensors based on microelectromechanical systems (mems) technology. In *Magnetic Sensors - Principles and Applications*. InTech, 2012.

- [44] Chih-Cheng Lu, Jeff Huang, Po-Kai Chiu, Shih-Liang Chiu, and Jen-Tzong Jeng. High-sensitivity low-noise miniature fluxgate magnetometers using a flip chip conceptual design. *Sensors (Basel, Switzerland)*, 14(8):13815–13829, 2014.
- [45] Florian Kaluza, Angelika Grüger, and Heinrich Grüger. New and future applications of fluxgate sensors. *Sensors and Actuators A: Physical*, 106(1-3):48–51, 2003.
- [46] A. Matsuoka, M. Shinohara, Y.-M. Tanaka, A. Fujimoto, and K. Iguchi. Development of fluxgate magnetometers and applications to the space science missions. In *An Introduction to Space Instrumentation*, pages 217–225. TERRAPUB, 2013.
- [47] Ugur Topal, Hava Can, Oguzhan Merdan Çelik, Ahmet Narman, Murat Kamaş, Veysel Çıtak, Demet Çakrak, Hüseyin Sözeri, and Peter Svec. Design of fluxgate sensors for different applications from geology to medicine. *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, 32(4):839–844, 2019.
- [48] OriginLab. OriginPro[®], V. 8G, www.additive-net.de.
- [49] Kumar, Ashish & John, Vinod. Compensator design for closed loop hall-effect current sensors, 2013.
- [50] J. Lenz and S. Edelstein. Magnetic sensors and their applications. *IEEE Sensors J. (IEEE Sensors Journal)*, 6(3):631–649, 2006.
- [51] Pavel Ripka. Electric current sensors: a review. *Meas. Sci. Technol. (Measurement Science and Technology)*, 21(11), 2010.
- [52] COMSOL Inc. Comsol multiphysics[®], V. 5.2a, www.comsol.com.
- [53] Junuthula Narasimha Reddy. *An introduction to the finite element method*. McGraw-Hill series in mechanical engineering. Oxford Univ. Press, Oxford, reprinted. edition, 2006.

Selbstständigkeitserklärung

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe. Die Arbeit wurde bisher keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Leipzig, den 26. Januar 2021

Mario Merkel
Felix Bloch Institut für Festkörperphysik
Abteilung für Angewandte Quantensysteme
Linnéstraße 5
Universität Leipzig D-04103 Leipzig