

Konstruktion und Test eines Aufbaus
für spinkalorische Messungen mit
vektoriellem Temperaturgradienten

Bachelorarbeit

Michel Bovender
Universität Bielefeld
Fakultät für Physik

11. November 2015

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Bielefeld den 11. November 2015

(Michel Bovender)

Gutachter:
Dr. Timo Kuschel
Prof. Dr. Andreas Hütten

© Michel Bovender
November 2015

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	3
2 Theorie	5
2.1 Thermodynamik	5
2.2 Spin–Hall–Magnetowiderstand und Spin–Nernst–Magnetrothermokraft	8
2.3 Spin–Seebeck–Effekt	13
3 Aufbau	21
3.1 Vektorieller Temperaturgradient–Heizer	22
3.2 Geräte zum Aufbau	26
3.3 Funktion des vektoriellen Temperaturgradient–Heizers	29
4 Temperatur–Testmessungen	31
4.1 Kalibrierung der Thermoelemente	31
4.2 IR–Messverfahren	34
5 Zusammenfassung und Ausblick	39
Literaturverzeichnis	44

1 Einleitung

In der heutigen Zeit ist die elektronische Datenverarbeitung zu einem der wichtigsten Themen der modernen Welt geworden. Sei es zur Datenspeicherung oder zur Übertragung von Informationen, es werden Elektronen mit ihrer elektrischen Ladung benötigt. Neben der elektrischen Ladung hat das Elektron noch eine weitere Eigenschaft, den Elektronenspin, welcher ebenfalls für die Datenverarbeitung genutzt werden kann. Die Entwicklung neuer spinbasierter Komponenten zur Datenverarbeitung ist heute ein sehr gefragter Forschungszweig, der als *Spintronik* [1] bezeichnet wird.

Der Vorteil des Elektronenspins ist, dass er genau zwei Zustände einnehmen kann. Da die heutige digitale Informationstechnologie nur mit „0“ und „1“ arbeitet, ist der Elektronenspin der perfekte Kandidat für die digitale Datenverarbeitung und findet schon seit einigen Jahren Anwendung in der Datenspeicherung. Die ersten kommerziellen Festplatten mit GMR-Sensoren wurden 1997 von IBM hergestellt. Ein weiterer Vorteil der Verwendung von reinen Spinströmen – also ohne Bewegung von Elektronen – ist, dass viel weniger Wärmeentwicklung stattfindet, als bei einem elektrischen Strom. In der Industrie ist in Festplatten der aktuelle Stand der Technik die Nutzung des GMRs (*Riesenmagnetowiderstand* aus dem engl. *giant magnetoresistance* [2][3]), der 1988 nachgewiesen wurde und für dessen Entdeckung 2007 der Nobelpreis an *P. Grünberg* und *A. Fert* verliehen wurde.

Ein weiteres Gebiet der Spintronik ist die thermische Erzeugung von Spinströmen. Dieses Teilgebiet der Spintronik nennt sich *Spinkaloritronik* [4], welches sich aus „Spinelektronik“ und „Kalorik“ zusammensetzt. Die Spinkaloritronik ist ein sehr junges Forschungsgebiet, bei dem versucht wird neue spintronische Effekte zu nutzen, die aufgrund eines Temperaturgradienten generiert werden, anstatt aufgrund einer elektrischen Spannung. Zukünftige spintronische

Bauelemente, die auf diesen Konzepten beruhen, sollen z.B. die Abwärme von CPUs benutzen und damit Spinströme antreiben. Sowohl die Spintronik als auch die Spinkaloritronik sind Forschungszweige, die in der Arbeitsgruppe (AG) von *Prof. Dr. Günter Reiss* betrieben werden.

Es gibt mehrere Effekte in der Spinkaloritronik, die noch nicht nachgewiesen sind oder deren Erklärung noch nicht eindeutig ist. Zum einen ist unklar, ob es möglich ist, den vor Kurzem entdeckten *Spin–Hall–Magnetowiderstandseffekt* [5] thermisch zu generieren. Gibt es also eine *Spin–Nernst–Magnethermokraft*? Zum anderen konnte der heute sehr umstrittene *transversale Spin–Seebeck–Effekt*, der 2008 im Magazin *Nature* veröffentlicht wurde [6], noch in fast keiner weiteren Spintronik AG reproduziert werden. Es stellt sich die Frage: Existiert der transversale Spin–Seebeck–Effekt überhaupt? Und zum dritten ist noch unklar, welche anisotropen Eigenschaften spintronische Effekte haben, wenn man die Richtung der Temperaturgradienten ändert, anstatt wie sonst üblich die Richtung des angelegten Magnetfeldes.

Motiviert durch diese Frage beschäftigt sich diese Arbeit mit dem Aufbau einer Apparatur zum Erzeugen eines planaren, rotierbaren Temperaturgradienten in einer Probe. Der Temperaturgradient kann dabei auf beliebige Winkel eingestellt werden. Ziele dieser Arbeit sind alleine die Realisierung und der Nachweis der Temperaturgradientrotation im experimentellen Aufbau. Die erwähnten spinkalorischen Effekte dienen lediglich als Motivation und deren Untersuchung mit dem hier konzipierten Aufbau soll anschließend an diese Bachelorarbeit durchgeführt werden.

Die Arbeit ist wie folgt aufgebaut. In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen der wichtigsten Effekte beschrieben, die zur Motivation des Aufbaus führten. Kapitel 3 beschäftigt sich mit dem Aufbau der Apparatur und beschreibt die Funktionen der Einzelteile. Außerdem wird dort beschrieben, auf welche Weise die Apparatur funktioniert. In Kapitel 4 werden die Testmessungen von der Kalibrierung und der Wärmebildkamera vorgestellt und diskutiert. Am Ende wird neben einer Zusammenfassung der Arbeit ein Ausblick für weitere Anwendungsmöglichkeiten des Aufbaus gegeben.

2 Theorie

In diesem Kapitel werden die Grundlagen zum Verständnis des Aufbaus erläutert und die wichtigsten Effekte beschrieben, die für zukünftige Messungen mit dem Aufbau relevant sind. Dabei wird besonders auf thermoelektrische Effekte und spinabhängige Effekte eingegangen. Zwei Themen stehen dabei im Vordergrund: der *Spin–Hall–Magnetowiderstand*, der schon von *Hiroyasu Nakayama et al.* [5] untersucht wurde, sowie sein thermisches Analogon, die *Spin–Nernst–Magnetothermokraft*, und der *transversale Spin–Seebeck–Effekt*, der von *Ken–ichi Uchida* [6] beobachtet wurde.

2.1 Thermodynamik

Im Folgenden wird auf das Verhalten von Temperatur und Wärmeenergie eingegangen, so dass später andere temperaturabhängige Effekte erklärt werden können. Die Thermodynamik ist die Lehre der Wärme. Zur Beschreibung thermodynamischer Effekte spielt die Temperatur eine wichtige Rolle. Die Temperatur T ist ein Maß für die mittlere kinetische Energie der Teilchen eines Systems. Der Aufbau in dieser Arbeit ist hauptsächlich für Proben konstruiert, die weitestgehend kristalline Strukturen aufweisen, da die meisten Materialien auf Einkristall–Substrate aufgedampft werden und beim Kondensieren durch Epitaxie die Kristallstruktur des Substrates annehmen. [7] Im Allgemeinen ist die mittlere Energie eines Teilchens in Kristallen $\bar{E}_{\text{Kristall}} = 3 \cdot k_{\text{B}} \cdot T$, wobei k_{B} die *Boltzmann–Konstante* ist. Der Vorfaktor bezieht sich auf die Freiheitsgrade der Teilchen im Kristallgitter. [7][8]

Betrachtet man zwei Systeme unterschiedlicher Temperatur, wird ein Transfer der Energieform *Wärme* erzeugt – es entsteht *Wärmeübertragung*. Die Wärme

Q setzt sich aus der stoffspezifischen Wärmekapazität c , der Masse m der betrachteten Systeme und der Temperaturdifferenz $\Delta T = T_2 - T_1$ zusammen zu

$$Q = m \cdot c \cdot \Delta T. \quad (1)$$

Bei der Wärmeübertragung erfolgt der Transport von Wärmeenergie immer von der höheren Temperatur zur niedrigeren Temperatur, solange bis ein Temperaturlgleichgewicht, wie in Abbildung 1 dargestellt, erreicht wird. Wenn allerdings ein Stoff seinen Aggregatzustand ändert, wird zusätzliche Energie benötigt. [8][9]

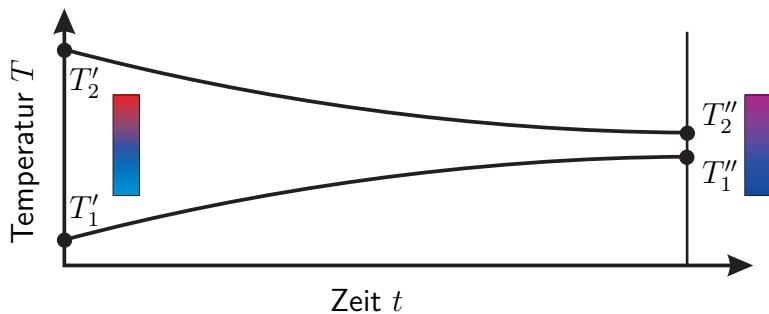


Abbildung 1: Temperaturverlauf bei der Wärmeübertragung am Beispiel von einem Rechteck, das ein wärmeleitfähiges Material darstellt (**heiß** → **warm** → **kalt**). Die Temperaturen nähern sich bis zum Temperaturlgleichgewicht an. Entnommen aus [9].

Wärme wird auf zwei unterschiedliche Weisen übertragen: durch die *Wärmeleitung* und die *Wärmestrahlung*. Neben den beiden genannten Arten gibt es noch die *Konvektion*, bei der ein Fluid bewegt wird. Allerdings handelt es sich dabei um eine erweiterte Form der Wärmeleitung, bei der das bewegte Fluid mit zum Beispiel einer Wand Wärmeenergie über Wärmeleitung austauscht. [9]

In Festkörpern findet die Wärmeleitung sowohl durch Elektronen als auch durch *Phonen* statt. „Phonen sind die Quanten des Auslenkungsfeldes in einem Kristall. Sie können als Teilchen mit Impuls $\vec{p} = \hbar\vec{q}$ und Energie $E = \hbar\omega$ aufgefasst werden.“ [10] In Metallen überwiegt die Wärmeleitung

durch Elektronen und sind üblicherweise bessere Wärmeleiter als Isolatoren. Einige kristalline Isolatoren hingegen, wie z.B. bei Al_2O_3 oder SiO_2 , haben bei sehr niedrigen Temperaturen eine höhere Wärmeleitfähigkeit als Kupfer. Bei der Wärmestrahlung wird die Wärme durch emittierte elektromagnetische Strahlung übertragen, die aus der Oberfläche eines Körpers austritt. In Abbildung 2 sind die einzelnen Arten der *Wärmeströmungen* veranschaulicht.

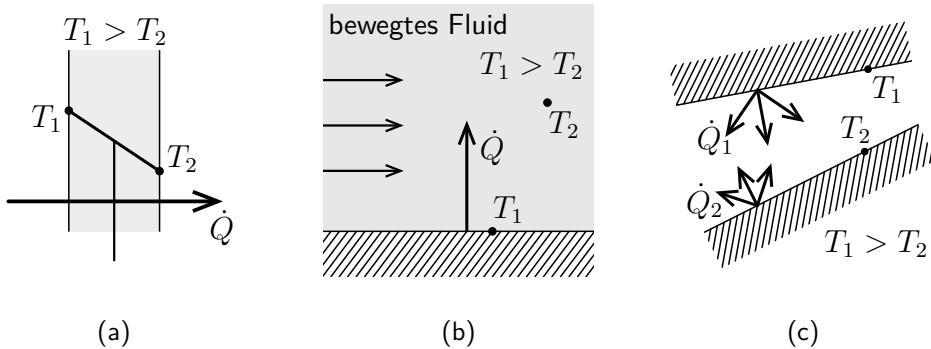


Abbildung 2: Schematische Darstellung der unterschiedlichen Wärmeübertragungen. T und \dot{Q} kennzeichnen die Temperaturen und die Wärmeströme. Entnommen aus [9]. (a) Wärmeleitung in einem Festkörper oder einem ruhenden Fluid. (b) Wärmeleitung von einer Oberfläche zu einem bewegten Fluid. (Konvektion) (c) Wärmeaustausch durch Strahlung zwischen zwei Oberflächen.

Der Wärmestrom ist die zeitliche Ableitung der Wärmeenergie $\frac{\partial Q}{\partial t} = \dot{Q}$ und ist damit ein Maß für die Energie, die pro Zeiteinheit aufgebracht werden muss, um einen Temperaturwert zu übertragen. Für die Wärmeleitung ergibt sich der Wärmestrom

$$\dot{Q}_L = \frac{\lambda}{s} \cdot A \cdot \Delta T \quad (2)$$

und für die Wärmestrahlung ergibt sich der Wärmestrom

$$\dot{Q}_S = \epsilon \cdot \sigma \cdot A \cdot T^4. \quad (3)$$

Dabei sind λ die Wärmeleitfähigkeit des Mediums, s die Strecke der Temperaturdifferenz $\Delta T = T_2 - T_1$, A die Kontakt- bzw. Emissionsfläche, ϵ der

Emissionsgrad (bei einem schwarzen Körper ist der Emissionsgrad mit $\epsilon = 1$ maximal) und σ die Stefan–Boltzmann–Konstante. [9]

Die Wärmeleitfähigkeit λ ist eine Proportionalitätskonstante und wird definiert durch das *Gesetz von Fourier* in Gleichung (4). Die Wärmestromdichte \vec{J}_H resultiert dabei aus dem negativen Temperaturgradienten $-\nabla T$ zu

$$\vec{J}_H = -\lambda \cdot \nabla T. \quad (4)$$

Das Minuszeichen zeigt, dass die Wärmeenergie von der warmen Seite zur kalten Seite eines Körpers fließt. Zu beachten ist, dass zwar genauso viele Phononen n von der warmen (w) zur kalten (k) Seite, als auch von der kalten zur warmen Seite diffundieren und damit der Teilchenstrom \vec{J}_n in beide Richtungen gleich ist ($|\vec{J}_n^w| = |\vec{J}_n^k|$). Allerdings haben die Phononen von der warmen Seite eine höhere mittlere Energie und damit ist $|\vec{J}_H^w| \neq |\vec{J}_H^k|$. Da Teilchen im Gitter gebunden sind und sich nicht in alle Raumrichtungen gleich gut bewegen können, ist die Wärmeleitfähigkeit λ in kristallinen Festkörpern eine tensorielle Größe. Im übrigen ist die Wärmestromdichte so zu verstehen, dass die Wärmemenge Q über die Zeit t in eine Richtung \vec{r} durch eine Fläche A transportiert wird. [9][10]

2.2 Spin–Hall–Magnetowiderstand und Spin–Nernst–Magnetothermokraft

Dieser Abschnitt behandelt den *Spin–Hall–Magnetowiderstand* (SMR, aus dem engl. spin–Hall magnetoresistance) und die *Spin–Nernst–Magnetothermokraft* (SMTP, aus dem engl. spin–Nernst magnetothermopower). Der SMR gehört seit einigen Jahren zu einem großen Forschungsschwerpunkt in der Spintronik. Die SMTP ist ein sehr aktuelles Forschungsfeld in der Spinkaloritronik und ist analog zum SMR, nur dass der Effekt durch einen Temperaturgradienten erzeugt wird.

Zuvor wird der (*inverse*) *Spin–Hall–Effekt* beschrieben, da er zur Beschreibung des SMR–Abschnitts erforderlich ist. Danach folgt die Erklärung zum *Spin–Nernst–Effekt*, der als Grundlage für die SMTP–Erklärung dient.

Spin–Hall–Effekt

Der Spin–Hall–Effekt (SHE) bzw. seine umgekehrte Form, der inverse Spin–Hall–Effekt (ISHE) sind zwei Effekte, die nicht nur bei dem SMR eine wichtige Rolle spielen. 1971 wurde der SHE von *M. I. D'yakonov* und *V. I. Perel'* [11] theoretisch vorhergesagt und wurde mit experimentellen Nachweisen 2004 von *Y. K. Kato et al.* [12] bestätigt. Im Jahr 2006 wurde daraufhin der inverse SHE von *E. Saitoh et al.* [13] entdeckt. Der SHE beschreibt die Erzeugung eines Spinstroms, der durch einen senkrechten Ladungsstrom hervorgerufen wird. Beim inversen Fall induziert ein Spinstrom einen senkrechten Ladungsstrom.

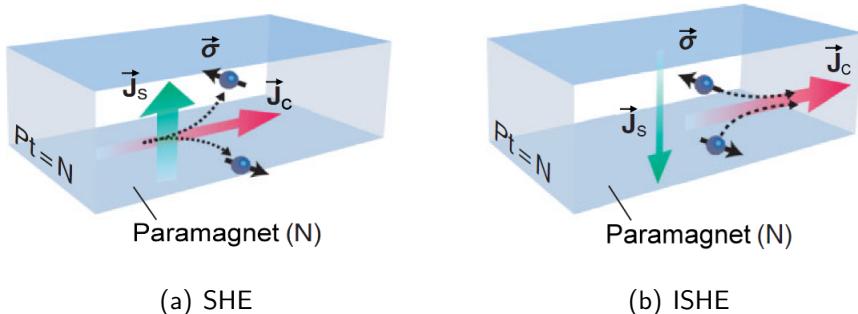


Abbildung 3: Der (I)SHE zeigt den Zusammenhang zwischen Ladungsstrom \vec{J}_C , Spinstrom \vec{J}_S und Spinpolarisation $\vec{\sigma}$. Entnommen aus [5]. (a) SHE: Ein Elektronenstrom \vec{J}_C erzeugt in paramagnetischen Metallen einen senkrecht dazu gestreuten Spinstrom \vec{J}_S . Die Spinpolarisation $\vec{\sigma}$ der einzelnen Elektronen ist dabei zu den beiden Strömen \vec{J}_C und \vec{J}_S senkrecht ausgerichtet. (b) ISHE: Umgekehrt zum SHE induziert ein Spinstrom \vec{J}_S mit der Spinpolarisation $\vec{\sigma}$ einen Ladungsstrom \vec{J}_C mit der gleichen Regel, dass die Vektoren senkrecht zueinander stehen. Ein ISHE–Material kann deshalb als Spindetektor benutzt werden.

Lässt man, wie in Abbildung 3 (a), einen Elektronenstrom durch einen elektrischen Leiter mit hoher *Spin–Bahn–Kopplung* fließen, werden die Elektronen

senkrecht und spinabhängig zur Stromrichtung \vec{J}_C gestreut. Die Spin–Bahn–Kopplung ist ein relativistischer Effekt, bei dem schwerere Atome eine größere Wechselwirkung zwischen Spin s und Bahndrehimpuls l von Elektronen aufweisen, wie es z.B. bei Platin der Fall ist. [5] Betrachtet man zwei Elektronen, deren Spinausrichtung spin–up und spin–down sind, werden sie in entgegengesetzte Richtungen gestreut und induzieren so einen Spinstrom \vec{J}_S . Bei einem Spinstrom handelt es sich um den Transport von Drehimpulsen und damit nicht zwingend um eine Bewegung von Teilchen. Der Transport erfolgt z.B. durch die Bewegung von Elektronen solange sich die spin–up und die spin–down Elektronen dabei in unterschiedliche Richtungen ausbreiten, oder durch Spinwellen (Magnonen), die so die Spininformation auch durch *magnetische Isolatoren* transportieren können. Magnetische Isolatoren sind Materialien, die magnetisiert werden können, aber in denen kein Ladungstransport statt findet. [5] Die Spinpolarisation $\vec{\sigma}$ liegt dabei senkrecht zum Ladungsstrom \vec{J}_C und zum Spinstrom \vec{J}_S . Umgekehrt wird, wie in Abbildung 3 (b), ein Ladungsstrom \vec{J}_C erzeugt, wenn senkrecht dazu ein Spinstrom \vec{J}_S existiert. Die Spinpolarisation $\vec{\sigma}$ ist, wie bei dem SHE, senkrecht zu \vec{J}_C und \vec{J}_S . Da beim ISHE ein Ladungsstrom erzeugt wird und so in einem offenen Stromkreis eine Spannung entsteht, kann ein Spinstrom indirekt gemessen werden. Der Ladungsstrom

$$\vec{J}_C = D_{\text{ISHE}} \vec{J}_S \times \vec{\sigma} \quad (5)$$

setzt sich dabei aus dem Vektorprodukt von Spinstrom \vec{J}_S und Spinpolarisation $\vec{\sigma}$ zusammen und wird mit dem Vorfaktor D_{ISHE} , der die Effektivität des ISHEs im Material wiedergibt, multipliziert. [13]

Da der inverse Effekt durch einen Spinstrom eine Ladungstrennung hervorruft, wird der Effekt oft als *Spindetektor* benutzt, wie es z.B. bei Untersuchungen zum Spin–Seebeck–Effekt [6] oder bei vielen Messungen aus der AG von Prof. Dr. Günter Reiss [14][15] der Fall ist. Insgesamt ist der SHE und seine Umkehrung in der Spintronik ein wichtiges und nicht mehr wegzudenkendes „Werkzeug“ geworden.

Spin–Hall–Magnetowiderstand

Es gibt eine Reihe von magnetoresistiven Effekten (MR–Effekte), wie z.B. der GMR–, der TMR– oder der AMR–Effekt. 1975 wurden der TMR–Effekt (*magnetischer Tunnelwiderstand*, aus dem engl. *tunneling magnetoresistance* [16]) von *M. Jullière et al.* und der AMR–Effekt (*anisotroper Magnetowiderstand* aus dem engl. *anisotropic magnetoresistance*) von *W. Thomson* [17] entdeckt. Bei diesen Magnetowiderständen fließen Elektronen durch ein magnetisiertes Material und je nach Magnetisierungsrichtung ist der spezifische Widerstand ρ groß bzw. klein. Eine erweiterte Variante eines MR–Effekts ist der SMR, der 2013 von *H. Nakayama et al.* experimentell nachgewiesen wurde. [5] Bei diesem Phänomen fließen Elektronen durch einen Leiter mit hoher *Spin–Bahn–Kopplung* und je nach Magnetisierungsrichtung eines angrenzenden Isolators hat der elektrische Leiter einen kleinen bzw. großen spezifischen Widerstand ρ .

Fließen Elektronen durch diesen Leiter, bewegen sich die Elektronen durch den SHE spinabhängig an die Ränder und es kommt zu Spin–Akkumulationen. Die Gruppe um *H. Nakayama* hat herausgefunden, dass der SHE und der ISHE simultan auftreten, so dass es an den Rändern des Leiters zu Reflexionen der Elektronen kommt und der inverse Fall des SHEs eintritt. An der Grenzfläche zum magnetischen Isolator wechselwirken die Spins der Leitungselektronen mit der Magnetisierung des Isolators. Dieses Phänomen kann mit dem so genannten „*Spin–Transfer–Torque*“ (STT) erklärt werden. Der STT ist ein Effekt, bei dem spinpolarisierte Elektronen ihr Drehmoment auf ein magnetisches Material übertragen und damit die Ausrichtung der Magnetisierung beeinflussen. Die relative Ausrichtung von Spinpolarisation und Magnetisierung entscheidet dabei, wie effektiv der STT ist. [18][19] In Abbildung 4 wird in einem Zwei–Schicht–System aus Platin und Yttrium–Eisengranat ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, YIG) gezeigt, dass wenn die Magnetisierung parallel zur Stromrichtung liegt, der Stromfluss am kleinsten ist. YIG ist ein (ferri–)magnetischer Isolator, der z.B. als Leiter für Spins dienen kann. Wenn die Magnetisierung des Isolators parallel zur Spinpolarisation liegt ($\vec{M} \parallel \vec{\sigma}$),

dann wird der Spinstrom \vec{J}_S nur geringfügig in die Isolatorschicht absorbiert und stärker zurück reflektiert. Sind die beiden Vektoren allerdings senkrecht zueinander ($\vec{M} \perp \vec{\sigma}$), kommt es zur maximalen Absorption von \vec{J}_S am Isolator. Auf Grund des STTs bewegen sich die Elektronen nach der Reflexion mit dem ISHE und der Absorption des \vec{J}_S nicht mehr in Stromrichtung \vec{J}_C , da das Vektorprodukt $\vec{J}_S \times \vec{\sigma}$ durch die Drehung der Spinpolarisation $\vec{\sigma}$ nicht mehr in \vec{J}_C -Richtung zeigt. Daraus folgt, dass der Ladungsstrom größer ist, wenn die Spinpolarisation parallel zur Magnetisierung steht ($\vec{J}_C^{\parallel} > \vec{J}_C^{\perp}$). [5]

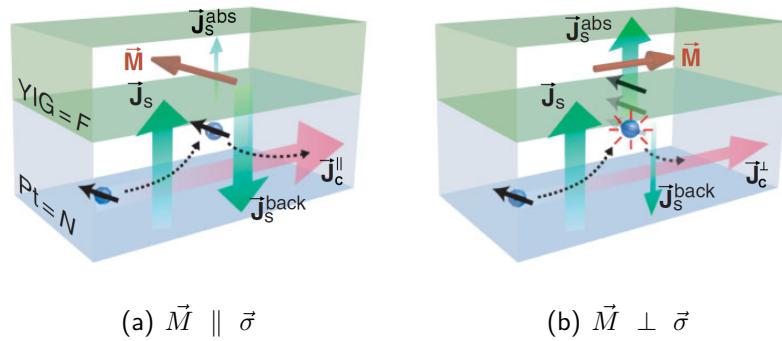


Abbildung 4: Der SMR zeigt das Phänomen, dass ein Elektronenstrom \vec{J}_C durch ein Zwei-Schicht-System aus einem paramagnetischen Leiter und einem magnetischen Isolator (Pt|YIG) unterschiedlich gut durchfließt. Je nach Magnetisierungsrichtung \vec{M} – relativ zur Spinpolarisation $\vec{\sigma}$ der Leitungselektronen an der Grenzfläche zum Isolator – ist der spezifische Widerstand ρ hoch bzw. niedrig. In beiden Grafiken (a) und (b) gelangen die Leitungselektronen spinabhängig mit dem SHE an die Grenzflächen. Entnommen aus [5]. (a) $\vec{M} \parallel \vec{\sigma}$: Der Spinstrom \vec{J}_S erfährt eine niedrige Absorption in dem magnetischen Isolator, da die Spins der Elektronen und die Magnetisierung in die gleiche Richtung zeigen. Die Elektronen mit den nicht absorbierten Spins, werden durch den ISHE in Elektronenstromrichtung \vec{J}_C gestreut. (b) $\vec{M} \perp \vec{\sigma}$: Da die Magnetisierung des Isolators senkrecht zum Spin der Leitungselektronen liegt, ist der Spinabsorptionsstrom \vec{J}_S^{abs} in den magnetischen Isolator hoch. Die Spin-Akkumulation nimmt durch die Spinabsorption ab und daraus folgt, dass nur wenige Leitungselektronen durch den ISHE in Elektronenstromrichtung \vec{J}_C bewegt werden. Die Leitungselektronen, deren Spin nicht senkrecht zur Stromrichtung \vec{J}_C liegen, werden in andere Richtungen gestreut. Daraus ergibt sich, dass $\vec{J}_C^{\parallel} > \vec{J}_C^{\perp}$ ist.

Spin–Nernst–Effekt und Spin–Nernst–Magnetothermokraft

Der *Spin–Nernst–Effekt* (SNE) ist das thermische Äquivalent zum SHE. Das heißt, dass ein Wärmestrom einen Spinstrom hervorruft, der senkrecht zum Wärmestrom liegt.

Betrachtet man den SMR, bei dem ein Spinstrom senkrecht zum Ladungstrom an ein magnetisiertes Material gelenkt wird, der dann je nach Magnetisierung stark oder schwach reflektiert und durch den ISHE in Ladungsstrom–Richtung geführt wird. Wenn man aber den SHE mit dem SNE austauscht, so führt ein thermisch generierter Spinstrom an das magnetisierte Material, bei der der Spinstrom durch den ISHE einen Ladungsstrom erzeugt. Dieser Effekt nennt sich *Spin–Nernst–Magnetothermokraft* (SMTP, aus dem engl. *spin–Nernst magnetothermo power*) und wurde bisher nicht in der Literatur nachgewiesen.

2.3 Spin–Seebeck–Effekt

Der Spin–Seebeck–Effekt (SSE) gehört zum Bereich der Spinkaloritronik. Die Thermoelektrik behandelt Phänomene in Materialien, bei denen ein Elektronenstrom einen Effekt auf die Temperatur hat bzw. die Elektronen durch eine Temperaturänderung beeinflusst werden. Bevor auf den SSE eingegangen wird, werden zuvor die schon länger bekannten Seebeck– und Peltier–Effekte vorgestellt.

Seebeck–Effekt

Ein thermoelektrischer Effekt, der im Jahr 1821 von *T. J. Seebeck* entdeckt wurde, ist der Seebeck–Effekt. Dieser Effekt erzeugt eine elektrische Potentialdifferenz, wenn entlang eines elektrischen Leiters ein Temperaturgefälle herrscht.

Betrachtet man einen elektrischen Leiter, durch den ein Temperaturgradient

∇T verläuft, so kommt es zu einem Thermodiffusionsstrom. Aufgrund der thermischen Anregung wandern die Valenzelektronen von der warmen zur kalten Seite, bis der Thermodiffusionsstrom zum Erliegen kommt. Dadurch kommt es auf der kalten Seite – gegenüber der warmen Seite – zu einem Elektronenüberschuss, so dass ein elektrisches Gegenfeld \vec{E} induziert wird. Man beschreibt mit

$$\vec{E} = S \cdot \nabla T \quad (6)$$

den Seebeck–Effekt, wobei S eine materialabhängige Proportionalitätskonstante ist, die *Thermokraft* oder auch *Seebeck–Koeffizient* genannt wird. [10] Wenn man nun zwei elektrisch leitende Materialien, A und B, mit unterschiedlichen Seebeck–Koeffizienten – wie in Abbildung 5 – an einem Ende elektrisch miteinander verbindet, kann man eine Spannung U zwischen den Enden der elektrischen Leiter messen. Zwischen der Kontaktstelle (Punkt ②) und den Messpunkten (Punkte ① und ③) muss allerdings eine Temperaturdifferenz vorliegen. Daraus folgt die *Seebeck–Spannung*

$$U = (S_A - S_B)(T_1 - T_0), \quad (7)$$

die sich aus den Thermospannungen der beiden Materialien ergibt. Sie stellt sich ein, wenn die Thermodiffusionsströme in beiden elektrischen Leitern zum Erliegen kommen. Die Seebeck–Koeffizienten S_A und S_B werden in [V/K] angegeben. Die Werte – die auch negativ sein können – liegen bei einigen $\mu\text{V}/\text{K}$ und bei einigen dotierten Halbleitern sogar im mV/K –Bereich. Im Fall von Gleichung (7) ist S nicht temperaturabhängig bzw. die Gleichung gilt nur bei kleinen Temperaturdifferenzen, d.h. wenn $(T_1 - T_0) \ll T_0$ ist und $T_1 > T_0$ gilt. [20][21] Für eine genauere Betrachtung gilt für die Seebeck–Spannung

$$U = \int_{T_0}^{T_1} (S_A(T) - S_B(T)) \, dT, \quad (8)$$

wobei der Seebeck–Koeffizient $S_{A,B}(T)$ hier temperaturabhängig ist. Möchte man den Seebeck–Koeffizienten messen, kann man beispielsweise eines der

beiden Materialien mit einem Supraleiter austauschen, so dass der Seebeck-Koeffizient bei niedrigen Temperaturen verschwindet.

Der Seebeck-Effekt findet oft Anwendung bei Temperaturmessungen mit so genannten *Thermoelementen*. Typische Materialien für Thermoelemente sind z.B. *Chromel* mit *Alumel* (Typ T), *Eisen* mit *Konstantan* (Typ J) oder *Kupfer* mit *Konstantan* (Typ K). Die gemessenen Spannungen der verschiedenen Typen liegen bei einigen mV im Temperaturbereich zwischen -270°C und 1760°C . [10]

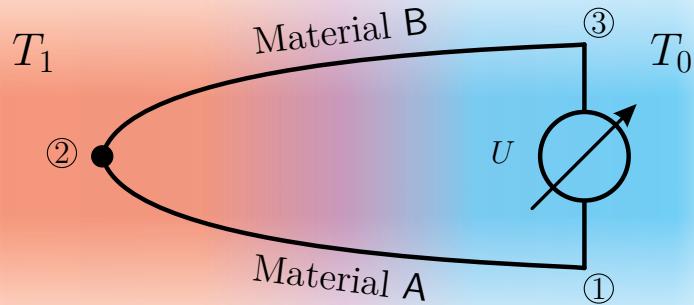


Abbildung 5: Schematische Darstellung des Seebeck-Effekts am Beispiel eines Thermoelements. Der elektrische Leiter zwischen ① und ② besteht aus einem Material A und der elektrische Leiter zwischen ② und ③ besteht aus einem Material B mit je unterschiedlichen Seebeck-Koeffizienten. Während an Punkt ② die Temperatur T_1 herrscht, wird zwischen den Punkten ① und ③ bei einer Temperatur T_0 die Seebeck-Spannung U gemessen.

Peltier–Effekt

Der *Peltier–Effekt* ist ein verwandter thermoelektrischer Effekt zum Seebeck–Effekt und wurde 1834 von *J. C. A. Peltier* entdeckt. Der Effekt ist reziprok zum Seebeck–Effekt, bei dem durch einen Stromfluss ein Temperaturgradient erzeugt wird.

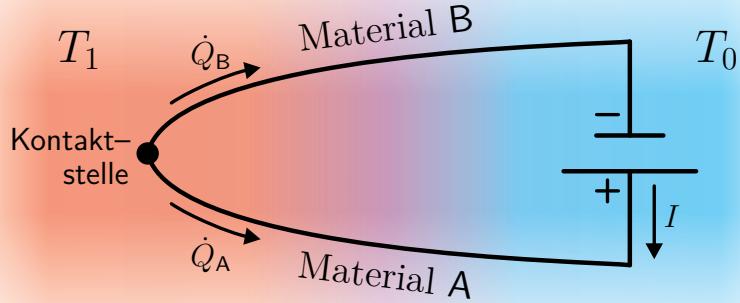


Abbildung 6: Schematische Darstellung des Peltier-Effekts am Beispiel eines Peltier-Elements. Zwei elektrische Leiter aus einem Material A und einem Material B – mit den Peltier-Koeffizienten Π_A und Π_B – sind an einem Ende miteinander verbunden und am anderen Ende an einer Stromquelle angeschlossen. Je nach Richtung des Stromes I werden Wärmeströme \dot{Q}_A und \dot{Q}_B zur Kontaktstelle hin oder von der Kontaktstelle weg geführt, wodurch ein Temperaturdifferenz $\Delta T = T_1 - T_0$ entsteht.

Lässt man Elektronen durch eine Kontaktstelle von zwei elektrischen Leitern aus unterschiedlichem Material A und B fließen, werden im Leiter zwei Wärmeströme \dot{Q}_A und \dot{Q}_B erzeugt. Abbildung 6 zeigt den Peltier-Effekt an Hand eines *Peltier-Elements* und ist fast genauso aufgebaut wie ein Thermoelement mit dem Unterschied, dass das Voltmeter mit einer Stromquelle ausgetauscht wird. Die Wärmeströme führen je nach Stromrichtung zu der Kontaktstelle hin oder von der Kontaktstelle weg. Für einen Wärmestrom müssen die elektrischen Leiter unterschiedliche *Peltier-Koeffizienten* Π_A und Π_B haben. Der Peltier-Koeffizient Π ist eine Materialkonstante und steht mit dem Seebeck-Koeffizienten S durch die Temperatur T mit $\Pi = T \cdot S$ im Zusammenhang. Durch die angeschlossene Stromquelle kommt es folglich zum Stromfluss I , wodurch ein Wärmestrom

$$\dot{Q} = \Pi \cdot I \quad (9)$$

entsteht.

Der Peltier–Effekt findet oft Anwendung in Kühl– und Heizelementen, die als Peltier–Elemente bezeichnet werden. Sie haben den Vorteil, dass sie nur mit Strom versorgt werden müssen und sehr klein sind. Beim Kühlen muss allerdings dafür gesorgt werden, dass die Wärme abgeführt wird. Je größer die Wärmeabfuhr ist, desto größer ist die zu erreichende Temperaturdifferenz. [10][8]

Spin–Seebeck–Effekt

Eine Intention für die Konstruktion des Aufbaus ist die Messung des *transversalen SSEs*, die im Jahr 2008 von *Uchida et al.* das erste Mal veröffentlicht wurde. [6] Die ursprüngliche Annahmen war, dass bei dem Effekt Elektronen–spins in spin–up (\uparrow) und spin–down (\downarrow) entlang eines Temperaturgradienten ∇T in Ferromagneten – wie in Abbildung 7 – getrennt werden.

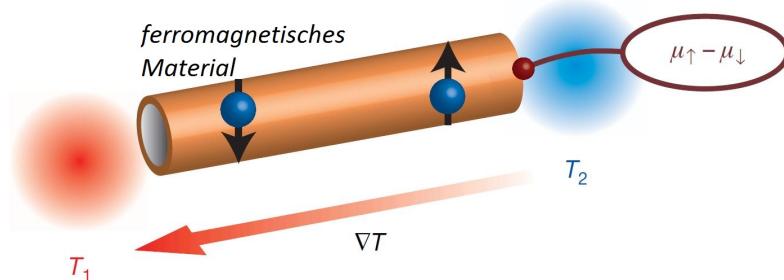


Abbildung 7: Schematische Darstellung der ersten Erklärung des Spin–Seebeck–Effekts: Aufgrund eines durch einen ferromagnetischen Leiter führenden Temperaturgradienten ∇T trennen sich die Elektronen–spins auf. In ferromagnetischen Stoffen haben die spin–up und die spin–down Elektronen unterschiedliche Seebeck–Koeffizienten. Der dadurch erzeugte Spinstrom führt zu Spin–Akkumulationen ($\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow} \neq 0$). Entnommen aus [6].

Laut Uchida et al. [6] kommt es zu *Spin–Akkumulationen*, $\mu_{\uparrow} \neq \mu_{\downarrow}$, aufgrund unterschiedlicher spin–abhängiger Seebeck–Koeffizienten. In der ersten Veröffentlichung wird $\mu_{\uparrow,\downarrow}$ auch als *Spin–Potential* bezeichnet bzw. – bei einer Differenz ($\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}$) – als „*Spinspannung*“ definiert. Die ungleich verteilten

Ansammlungen der Spins röhren daher, dass bei ferromagnetischen Materialien unterhalb der *Curie–Temperatur*¹ von Natur aus eine Spinsorte überwiegt. [22]

In dem 2008 veröffentlichten Artikel [6] von *K. Uchida et al.* zu den Untersuchungen und der „Beobachtung des Spin–Seebeck–Effekts“² wird entlang einer dünnen ferromagnetischen Metallschicht aus *Permalloy* ein Temperaturgradient angelegt. Permalloy ist eine Legierung bestehend aus ca. 81% Nickel und ca. 19 % Eisen ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$). Die Metallschicht ist – wie in Abbildung 8 – so magnetisiert, dass bei den Spannungsmessungen der Temperaturgradient ∇T und die Magnetisierung \vec{M} parallel zueinander (entlang der x–Achse) stehen. Am jeweiligen Ende der magnetisierten Schicht sind Metallstreifen aus Platin (entlang der y–Achse) aufgebracht, die als *Spindetektoren* dienen. An den Enden der Platinstreifen werden die Spannungen abgegriffen. Abbildung 8 (b) zeigt, dass die Spannungsmessungen unterschiedliche Vorzeichen ergeben,

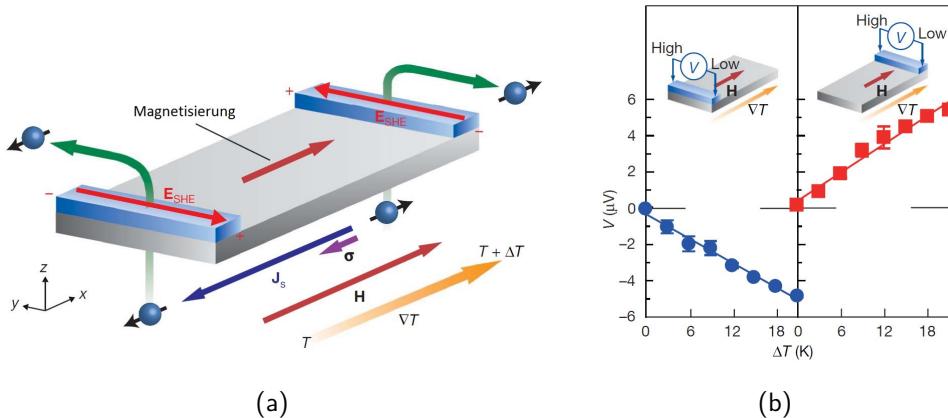


Abbildung 8: Longitudinaler Spin–Seebeck–Effekt. (a) Probe. (b) Messergebnisse von *K. Uchida et al.* [6]. Die Spannung wurde an den Enden der Metallstreifen bei verschiedenen Temperaturdifferenzen ΔT abgegriffen. Im linken Diagramm ist der Metallstreifen auf der kalten Seite und im rechten Diagramm auf der warmen Seite des Temperaturgradienten. Entnommen aus [6].

¹Die Curie–Temperatur T_C – nach *Pierre Curie* – ist die Temperatur, oberhalb der ferromagnetische Stoffe ihre spontane Magnetisierung verlieren und in die paramagnetische Phase übergehen. [22]

²Originaltitel des Artikels: „Observation of the spin Seebeck effect“ [6]

je nachdem, auf welcher Seite sich der Platinstreifen befindet. Auf der kalten Seite befinden sich mehr Elektronen mit einer Spinorientierung in positiver y–Richtung und auf der warmen Seite mehr Elektronen mit einer Spinorientierung in negativer y–Richtung. Je größer die Temperaturdifferenz ist, desto größer ist die gemessene Spannung an den Platinstreifen.

Dieses Phänomen wird damit erklärt, dass durch den Temperaturgradienten ∇T und die Magnetisierung \vec{M} die Elektronenspins im Permalloy aufgeteilt werden. Die Spins, die antiparallel zu \vec{M} ausgerichtet sind, sammeln sich auf der kalten (T) Seite und die Spins, die parallel zu \vec{M} ausgerichtet sind, sammeln sich auf der warmen ($T + \Delta T$) Seite. Das Spin–Potential μ mit der Spinpolarisation $\vec{\sigma}$ erzeugt im Platin durch den ISHE einen Ladungsstrom \vec{J}_C , der senkrecht zu \vec{J}_S und $\vec{\sigma}$ ist. Der dadurch induzierte Ladungsstrom hat eine Ladungstrennung zur Folge, die man als Spannung messen kann. Und je nach Seite der Probe sammeln sich dem entsprechend die entgegengesetzten Spinpolarisationen, was mit dem Kreuzprodukt aus Gleichung (5) den Vorzeichenwechsel erklärt. [6]

Da der SSE mittlerweile in einer weiteren Konfiguration gemessen wurde, wird zwischen dem *transversalen* und dem *longitudinalen* SSE unterschieden. Der hier beschriebene Effekt ist der transversale SSE (TSSE). 2010 berichtet Uchida et al. [23] vom TSSE in einem magnetischen Isolator ($\text{LaY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) anstelle des Permalloys. Statt eines Elektronenstroms, wird durch ein Temperaturgradient ein reiner Spinstrom erzeugt. Allerdings ist es bei dem TSSE nicht ersichtlich, warum der Spinstrom von der ferromagnetischen – sei es eine elektrisch leitende oder eine isolierende – Schicht in den Platinstreifen gehen soll. Eine Erklärung ist, dass der Ferromagnet gegenüber des Platins eine höhere Spinakkumulation hat, wodurch ein Spinstrom in das Platin „gepumpt“ („*spin pumping*“ [24]) werden soll. Obwohl in vielen AGs vergeblich versucht wurde den TSSE mit der Py/Pt–Konfiguration [15][25][26] zu messen, konnten die Ergebnisse – so auch in der AG von Prof. Dr. Reiss – mit den magnetothermischen Kräften erklärt werden. Auch bei den Untersuchungen an magnetischen Isolatoren mit Platinstreifen gibt es keine weitere AG, die den Effekt reproduzieren konnten. D. Meier et al. hat 2015 [27] versucht mit

den beiden magnetischen Isolatoren YIG und NFO (NiFe_2O_4) den TSSE im Platin zu messen, aber ohne irgend einen Hinweis darauf.

Bei dem longitudinalen SSE (LSSE) sind der Temperaturgradient ∇T und die Magnetisierung des Leiters (bzw. des Isolators) \vec{M} senkrecht zueinander. Außerdem wird der Temperaturgradient in *out-of-plane* Richtung angelegt. Der LSSE konnte sowohl in der AG von Prof. Dr. Reiss [27] als auch in anderen AGs [28][29] nachgewiesen werden.

3 Aufbau

In diesem Kapitel wird der Messaufbau vorgestellt. Dafür werden im Einzelnen alle benutzten Geräte und Komponenten aufgeführt und erklärt. Der eigentliche Aufbau „*vektorieller Temperaturgradient-Heizer*“ wird anhand von Konstruktionszeichnungen beschrieben und deren Funktionen erläutert. Die Abbildung 9 zeigt den kompletten Aufbau in dieser Arbeit und mit der schematischen Darstellung in Abbildung 10 wird die Verknüpfung der Geräte untereinander veranschaulicht.

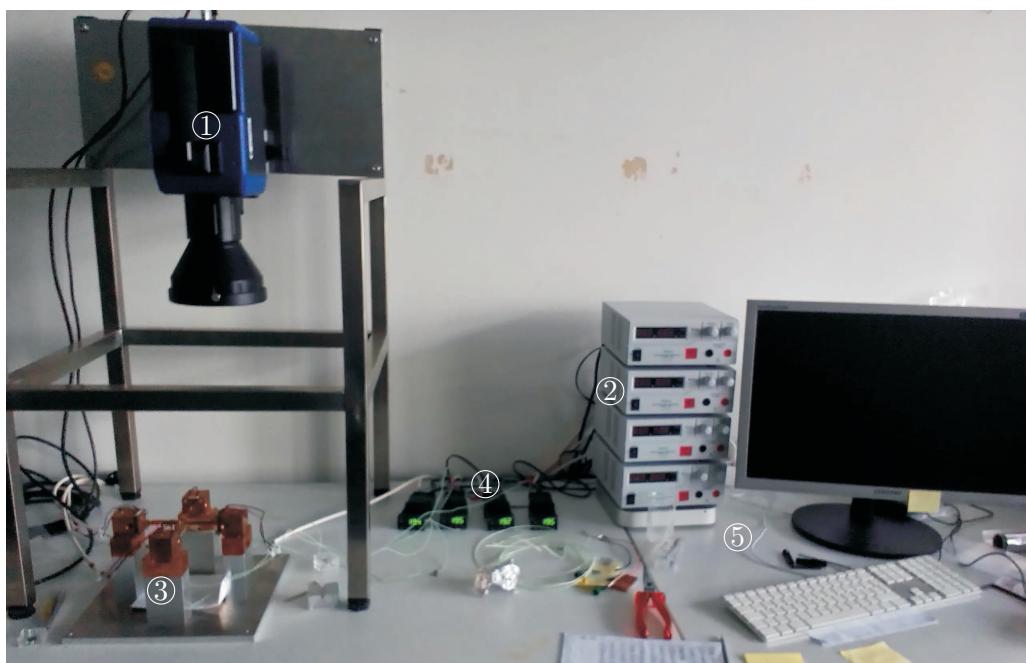


Abbildung 9: Aufbau des gesamten Messplatzes in Arbeitsatmosphäre. ① IR-Kamera, ② Labornetzgeräte, ③ Heizer, ④ PID-Regler und ⑤ Computer. (Hier ohne Wasserkühlung.)

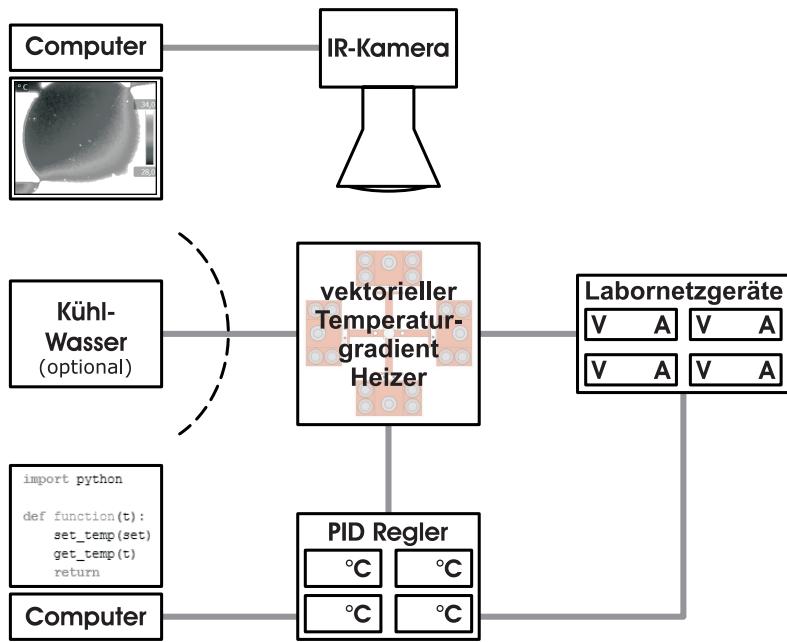


Abbildung 10: Schematischer Aufbau des gesamten Messplatzes. In der Mitte der vektorielle Temperaturgradient-Heizer und rechts davon vier Labornetzgeräte zum Erzeugen des Temperaturgradienten mittels vier Peltier-Elementen. Unten in der Mitte sind vier PID-Regler, die zu einem an vier Stellen – nah an der Probe – die Temperatur messen und mit Spannungssignalen die Netzzeile regeln. Links unten in der Skizze ist ein Computer, der den PID-Reglern vorgibt, welche Temperaturen angesteuert werden sollen und speichert ggf. die gemessenen Temperaturen. Im oberen Teil der Skizze ist ein Infrarot-Kamera-System, um die Temperaturen auf der Oberfläche der Proben zu messen.

3.1 Vektorieller Temperaturgradient-Heizer

Das Hauptelement dieser Arbeit ist der vektorielle Temperaturgradient-Heizer (VTGH). Wie in Abbildung 11 (a) gezeigt, hat der VTGH vier gleiche Segmente, die je um 90° versetzt auf einer 10 mm starken Aluminiumplatte befestigt sind. Für eine bessere Übersicht ist jedes Segment mit *A*, *B*, *C* bzw. *D* gekennzeichnet. Jedes dieser Segmente (vgl. Abbildung 11 (b)) besteht aus einem Kupferblock, der auf einer Schiene zur Mitte der Aluminiumplatte hin verschiebbar ist. Der Kupferblock wird durch eine Schraube an der Schiene festgestellt. Die Position, an der der Kupferblock befestigt wird, richtet sich

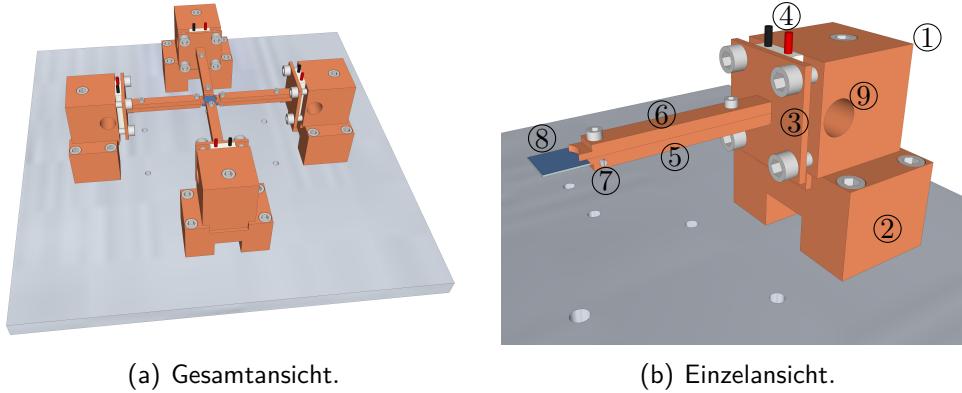
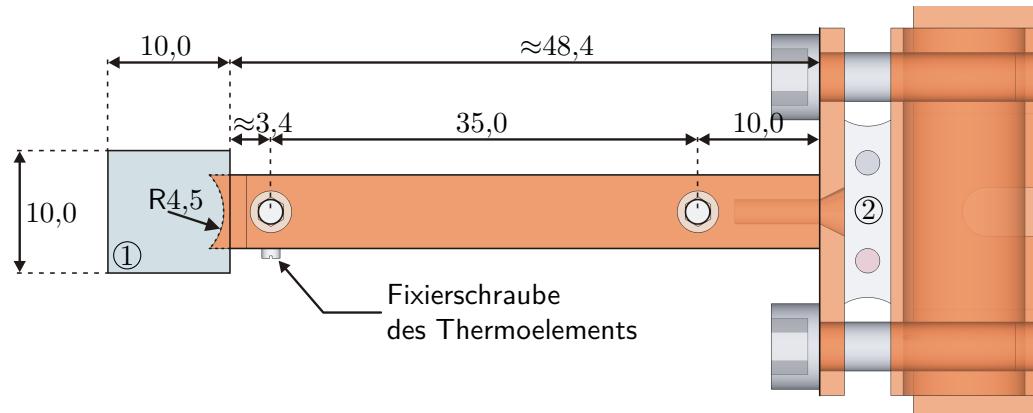


Abbildung 11: In den beiden Grafiken sind (a) eine Gesamtansicht des VTGHs und (b) eine Einzelansicht eines Heizers zu sehen, in der detailliert aufgezählt wird, welche Komponenten in einem einzelnen Heizer enthalten sind. (a) Gesamtansicht: Die Heizer sind auf einer Aluminium-Platte befestigt. In der Mitte befindet sich eine Probe, die von den vier Heizern eingeklemmt wird. (b) Einzelansicht: ① Kupferblock, ② Schiene, ③ Kupferplatte, ④ Peltier-Element, ⑤ Probenhalter, ⑥ Klemme, ⑦ Thermoelement, ⑧ Probe und ⑨ Durchführung für Kühlung.

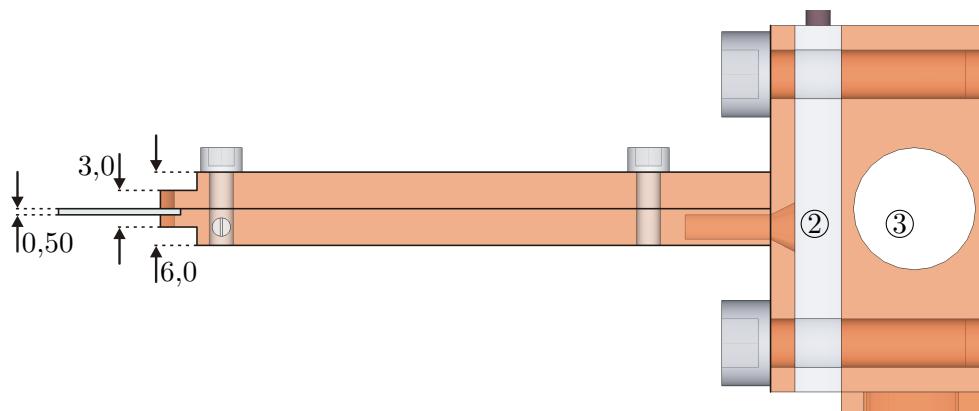
nach den Proben- bzw. Substratmaßen und der Länge der Probenhalter. Der Probenhalter ist an einer 2 mm dünnen Kupferplatte durch eine M2–Senkkopf–Edelstahlschraube befestigt. Zwischen der Kupferplatte und dem Kupferblock ist ein Peltier–Element angeklemmt, indem die Kupferplatte mit vier M4–Edelstahlschrauben an den Kupferblock geschraubt wird. Für eine aktive Kühlung des Peltier–Elements ist in dem Kupferblock für eine Wasserkühlung eine Durchführung gebohrt. Für den Wasseranschluss ist am jeweiligen Ende der Bohrung ein G1/8–Gewinde rein geschnitten. Das Kühlwasser wird benötigt, um eine Probe unter Raumtemperatur zu kühlen, so dass die Wärme vom Peltier–Element abgeführt werden kann; oder um die Probe aktiv schneller abzukühlen. Auf jedem Probenhalter ist eine Klemme, die zusammen mit jedem Segment eine Probe einklemmt. Die Klemme wird mit zwei M2–Edelstahlschrauben an den Probenhalter angeschraubt. Durch das Klemmen der Probe soll über die Kontaktflächen (Probenhalter–Probe–Klemme) eine möglichst gute Wärmeübertragung gewährleistet werden. Für eine gute Wärmeleitfähigkeit λ in den Wärmetransport relevanten Bauteilen (der Probenhalter mit der Probenklemme, die Kupferplatte und der Kup-

3 Aufbau

ferblock) sorgt Kupfer mit $\lambda \approx 382 \text{ W}/(\text{m K})$ [30]. Im Vergleich haben z.B. Aluminium und Stahl Wärmeleitfähigkeiten von $\lambda_{\text{Al}} \approx 200 \text{ W}/(\text{m K})$ und $\lambda_{\text{Stahl}} \approx 15 - 50 \text{ W}/(\text{m K})$ [31].



(a) Sicht von oben.



(b) Sicht von der Seite.

Abbildung 12: Ansicht eines einzelnen Probenhalters von der Seite und von oben (teil-transparent): Die Probe ① ist von oben und unten eingeklemmt, so dass ein Wärmeleitung kann. Das Peltier-Element ② sorgt für einen Temperaturgradienten (mit mindestens einem weiteren Heizer an der Probe). Ganz rechts in der Zeichnung ist eine Durchführung für ein optionales Kühlssystem (③), das für höhere Temperaturdifferenzen ($\Delta T \approx 70 \text{ K}$) verwendet werden muss. Außerdem sind die Abmessungen der Probe und des Halters mit eingetragen. Alle Maße in [mm]. (a) Sicht von Oben. (b) Sicht von der Seite.

Zum Regeln der Temperatur ist ein Thermoelement mit einer M1,4–Edelstahlschraube an den Probenhalter fixiert. Diese Fixierschraube ist ca. 3,4 mm von der Kontaktfläche der Probe entfernt, so dass eine möglichst kleine Temperaturdifferenz zwischen dem Thermoelement und der Kontaktfläche von Probenhalter und Probe besteht. In Abbildung 12 ist der Probenhalter (mit Probe) von oben und von der Seite mit seinen Abmessungen abgebildet. Damit eine möglichst geringe Menge an ungewollter Wärmestrahlung von den Wärmequellen auf die Probe trifft, ist zum einen der Bereich, in dem die Probe eingeklemmt wird, etwas schmäler und zum anderen ist der Probenhalter in Bezug zu seiner Querschnittsfläche von $6,0 \times 6,0 \text{ mm}^2$ relativ lang: ca. 50 mm. Außerdem ist die Handhabung der Probe (z.B. für die Kontaktierung) einfacher. Mit den längeren Probenhaltern ist es möglich zwischen den einzelnen Segmenten zusätzlich Magnetfeldspulen einzubauen, um ein planares Magnetfeld durch die Probe zu erzeugen. Optional ist es möglich, die Schiene mit dem Kupferblock auf der Aluminiumplatte zu versetzen, um zum Beispiel kürzere Probenhalter anzubringen. Am Klemmbereich der Probe ist der Probenhalter sichelförmig ausgefräst, so dass ein möglichst symmetrischer Temperaturgradient durch die Probe entsteht. Wie in Abbildung 13 zu erkennen ist, entsteht ein kreisförmiger Bereich, wenn alle vier Probenhalter die Probe festklemmen. Diese Kreisform soll erreichen, dass alle Punkte vom Probenhalter bzw. vom Peltierelement die gleiche Entfernung zum Probenmittelpunkt haben und damit einen möglichst gleichmäßigen Temperaturverlauf durch die Probe ermöglichen.

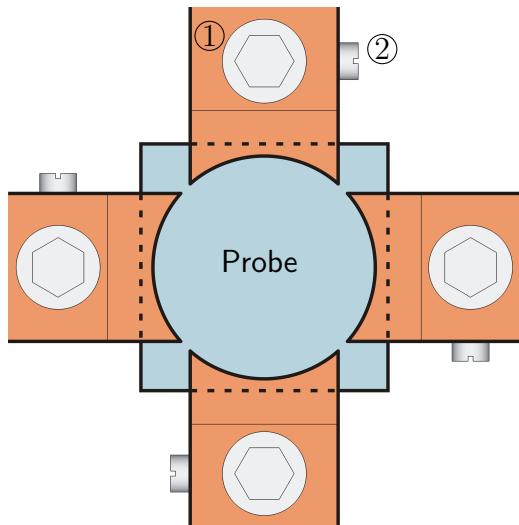


Abbildung 13: Detailansicht der Probenkontakteierung von oben, bei der die Probe von allen Probenhaltern eingeklemmt wird. ① Schrauben zum Einklemmen der Probe, ② Schrauben zum Festklemmen der Thermoelemente. Die Kreisform der Probenhalter soll einen möglichst linearen Temperaturverlauf durch den Probenmittelpunkt ermöglichen. Der Kreisdurchmesser von 9,0 mm ist so gewählt, dass eine möglichst große Messfläche an der Probe zur Verfügung steht und wenig Kontaktflächen auf die Probe führen.

3.2 Geräte zum Aufbau

Um einen Überblick zum gesamten Messaufbau zu bekommen, werden im Folgenden auch alle anderen Bauteile und Geräte der Arbeit vorgestellt. Der Messaufbau besteht neben dem VTGH aus einem Temperaturregelkreis, einem IR-Kamera-System und einem Computer, um Befehle und Messdaten mit dem Regelkreis auszutauschen.

Temperaturregelung

Bei diesem Aufbau werden vier PID-Regler der Firma *Newport[®] Electronics* (Typ: i3252-C24) zur Temperaturregelung verwendet. An den Reglern sind je ein Thermoelement des Typs K (NiCr–Ni) der Firma *VWR[®] International*

(Typ: TK 430) und ein ansteuerbares Labornetzgerät der Firma *Manson® Engineering Industrial Ltd.* (Typ: HCS-3202), das ein Peltier-Element mit Strom versorgt, angeschlossen. Zum Kommunizieren mit den PID-Reglern ist außerdem ein Computer über RS232-Schnittstellen angeschlossen.

PID-Regler

Damit ein Heiz- bzw. Kühlgerät auf eine möglichst konstante Temperatur geregelt werden kann, werden Regelkreise zum Regeln der Temperatur eingesetzt. Ein Regelkreis ist wichtig, um Störgrößen – wie zum Beispiel die Wärmeabfuhr – entgegenzuwirken. Häufig werden PID-Regelkreise verwendet, um z.B. Temperaturen konstant zu halten bzw. schnell anzusteuern. PID ist die Abkürzung für drei Regelglieder: Proportional-Glied, Integral-Glied und Differenzial-Glied. Das P-Glied sorgt für eine schnelle Gegenregelung zur Regelabweichung, schafft es aber nicht, die Abweichung komplett zu eliminieren. Die Regelabweichung $e(t)$ ist die Differenz zwischen Führungsgröße $w(t)$ und Regelgröße $y(t)$, welche dem Soll- bzw. Istwert entsprechen, wobei t für die Zeit steht:

$$e(t) = w(t) - y(t) \quad (10)$$

Um die Abweichung zu eliminieren, wird das I-Glied eingesetzt. Das D-Glied berücksichtigt zusätzlich die Änderungsgeschwindigkeit der Regelabweichung, so dass der Regler schon bei einer kleinen Abweichung schnell reagieren kann [32].

Damit eine bestimmte Temperatur erreicht wird bzw. vier unterschiedliche Temperaturen erreicht werden, kann man die verwendeten PID-Regler entweder per Hand auf die benötigte Temperaturen stellen oder man benutzt einen Computer, der die Befehle an die Regler überträgt. Außerdem kann man mit dem Computer Werte, wie z.B. die aktuell gemessenen Temperaturen an den Thermoelementen, an den PID-Reglern auslesen. Liest man die aktuelle

Temperatur über den Computer aus bzw. direkt am Regler ab, so muss der vom Hersteller angegebene Fehler von $\Delta T = 0,5 \text{ K}$ berücksichtigt werden.

Peltier–Elemente

Zum Aufheizen bzw. Abkühlen wird pro Heizerarm ein Peltier–Element verwendet. Die für die Stromversorgung verwendeten Labornetzgeräte werden von den PID–Reglern mit einer Steuerspannung von bis zu 5 V angesteuert. Die Abmessungen der Peltier–Elemente betragen $30,0 \times 15,0 \times 3,8 \text{ mm}^3$, wobei zwischen den großen Flächen durch den *Peltier–Effekt* ein Temperaturgradient erzeugt wird. Dabei wird eine Seite erwärmt und die andere Seite abgekühlt. Je nach Polung der Stromanschlüsse zeigt der Temperaturgradient zur Vorder– oder zur Rückseite, wie es in Abbildung 14 eingezeichnet ist. Die Peltier–Elemente können mit einer maximalen Spannung von $U_{\max} \approx 4,0 \text{ V}$ und einem maximalen Strom von $I_{\max} \approx 4,2 \text{ A}$ belastet werden. Damit kann eine Temperaturdifferenz von $\Delta T_{\max} \approx 70 \text{ K}$ zwischen den Flächen erreicht werden.

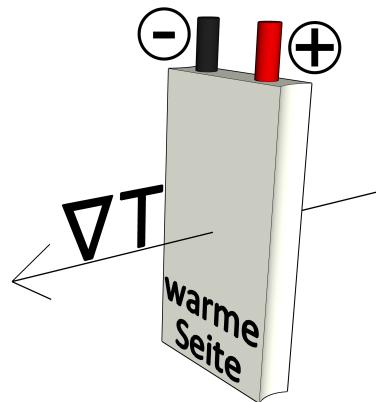


Abbildung 14: Graphisches Modell der verwendeten Peltier–Elemente mit eingezeichneter erwärmerter Fläche, dem Temperaturgradienten ∇T und der elektrischen Polung. Bei höheren Temperaturdifferenzen $\Delta T \approx 70 \text{ K}$ sollten die Peltier–Elemente aktiv gekühlt werden, um zum einen die Lebensdauer zu erhöhen und zum anderen diese Temperaturdifferenzen zu gewährleisten.

IR–Kamera–System

Grundsätzlich emittiert jeder Körper mit einer Temperatur über dem absoluten Nullpunkt Wärmestrahlung bzw. infrarote Strahlung. So geben auch die im Aufbau erwärmten Proben infrarote Strahlung (IR–Strahlung) ab. Da das menschliche Auge nicht in der Lage ist, infrarote Strahlung zu sehen, sind Hilfsmittel notwendig; dazu dient in dieser Arbeit eine Infrarotkamera der Firma *FLIR® Systems GmbH* (Modell: SC7500) [33]. Die Kamera hat einen InSb–Detektor mit einer digitalen Auflösung von 320×256 Pixeln. Im Fokusbereich des Objektivs (Modell: MW G1 F/3.0 von FLIR®) entspricht das einer Fläche von ca. $10 \times 8 \text{ mm}^2$. Dabei ist die Linse des Objektivs ungefähr 30 cm von der zu untersuchenden Oberfläche entfernt und kann mit einer Mikrometerschraube in der Höhe verstellt werden. Zum Auswerten der aufgenommenen Bilder wird die von FLIR® entwickelte Software „*FLIR ResearchIR*“ verwendet. In der Software ist es unter anderem möglich, Temperaturprofile auf die gemessene Oberfläche zu legen und so einen Temperaturverlauf über eine gewünschte Strecke zu erhalten. Es ist aber auch möglich, die Rohdaten der jeweiligen Messung zu exportieren, um ggf. weitere Auswertungen durchzuführen, die mit der Software nicht durchführbar sind.

3.3 Funktion des vektoriellen Temperaturgradient–Heizers

Die Grundfunktion des VTGHs ist es, einen Temperaturgradienten ∇T zu erzeugen und diesen in der Ebene der Probe zu drehen. Dies wird ähnlich wie bei der Vektoraddition von Magnetfeldern mit Hilfe der Peltier–Elemente erreicht. Dabei werden zwei senkrecht aufeinander liegende Temperaturgradienten $\nabla_x T$ und $\nabla_y T$ erzeugt, die durch eine eingespannte Probe führen und aus denen sich dann der Temperaturgradient ∇T ergibt. Mit den Temperaturdifferenzen $\Delta T_x = T_A - T_C$ und $\Delta T_y = T_B - T_D$ in x – und in y –Richtung

ergibt sich mit

$$\tan(\alpha) = \frac{\Delta T_y}{\Delta T_x} \quad (11)$$

der Winkel α des Temperaturgradienten ∇T . Damit ∇T durch den Mittelpunkt der Probe verläuft, müssen die Summen der Temperaturen aus den Temperaturdifferenzen gleich sein und ergeben mit

$$T_{\text{Basis}} = \frac{T_A + T_C}{2} = \frac{T_B + T_D}{2} \quad (12)$$

die Basistemperatur T_{Basis} , die sich in der Mitte der Probe befindet. In Abbildung 15 sind die drei grundlegenden Temperaturgradient-Konstellationen abgebildet, die mit dem VTGH eingestellt werden können. In Abbildung 15 (a) haben alle Heizer die gleiche Temperatur, so dass kein Temperaturgradient erzeugt wird. In Abbildung 15 (b) haben nur die Segmente A und C die gleiche Temperatur, wodurch ein Temperaturgradient zwischen B und D erzeugt wird. In Abbildung 15 (c) hat Segment, das sich gegenüber liegt die gleiche Temperatur, so dass ein Temperaturgradient mit einem Winkel erzeugt wird.

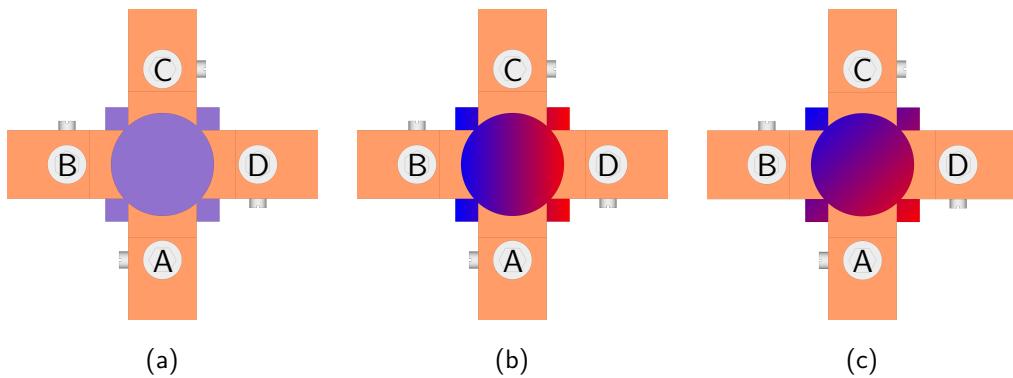


Abbildung 15: Schematische Darstellung der Temperaturverläufe durch eine Probe. (a) Eine gleichmäßig aufgeheizte Probe ohne Temperaturgradient. (b) Eine Probe mit einem Temperaturgradienten, bei dem die Temperaturdifferenz $\Delta T_y = 0$ ist. (c) Eine Probe mit einem Temperaturgradienten mit einem Winkel.

4 Temperatur–Testmessungen

In diesem Kapitel werden die ersten Messungen zur Kalibrierung der Thermoelemente an den PID–Reglern beschrieben, vorgestellt und diskutiert. Außerdem wird das Messverfahren mit der IR–Kamera beschrieben und die Ergebnisse, die zur Funktionalität des VTGHs dienen, dargelegt und erörtert.

4.1 Kalibrierung der Thermoelemente

Damit alle Thermoelemente an einem Punkt die gleiche Temperatur messen, müssen die vier Thermoelemente verifiziert und ggf. kalibriert werden. Eine Möglichkeit ist, einen Temperatur–Simulator zu benutzen, der an Stelle von Thermoelementen an die PID–Regler angeschlossen wird. Eine andere Möglichkeit ist, die an den PID–Reglern angeschlossenen Thermoelemente in ein Eisswasserbad zu tauchen. Zunächst wurde zur Kalibrierung die Variante mit dem Temperatur–Simulator (Typ: Omega Mode CL–300, für Thermoelemente des Typs K) benutzt. Die Variante mit dem Eisswasser wurde erst später angewendet.

Mit dem Temperatur–Simulator, an der die Temperatur auf $T = 0^\circ\text{C}$ eingestellt werden konnte, konnten die PID–Regler kalibriert werden. Vor der Kalibrierung waren alle Geräte ca. 30 Minuten eingeschaltet, damit sie nicht während der Kalibrierung ihre Temperatur ändern und Fehler erzeugen. Nach der Kalibrierung wurden die Thermoelemente an die Probenhalter des VTGHs befestigt und bei höheren Temperaturen getestet. Dafür wurden die PID–Regler mit einem selbst geschriebenen Programm gleichzeitig angesteuert, so dass die Peltier–Elemente ebenfalls gleichzeitig die Heizarme und damit auch die Thermoelemente aufheizten. Die Heizarme wurden von ca. 23°C bis auf

ca. 80 °C aufgeheizt, wobei die PID–Regler die Aufheizgeschwindigkeit selbst justierten.

In Abbildung 16 ist der Verlauf einer Temperaturmessung über die Zeit dargestellt. Der Verlauf zeigt das Aufheizen und Abkühlen der einzelnen Heizarme innerhalb von 60 min. Da der VTGH kurz vorher einmal angemacht wurde und wieder am Abkühlen war, sieht man kurz vor dem Start den Rest der Kühlphase. Bei $t = 1$ min startete das Aufheizen und war nach 9 min auf 80 °C. Nach 30 Minuten Messzeit wurden die Peltier–Elemente ausgeschaltet, so dass die Thermoelemente nach weiteren 30 Minuten dann Raumtemperatur anzeigen. Wenn man die Detailbilder in Abbildung 16 ((a) und (b)) anschaut, dann kann man sehen, dass die Temperaturen der Thermoelemente trotz Kalibrierung nicht die gleichen Werte anzeigen. T_B und T_C zeigen zwar die gleichen Werte an, aber T_A und T_D zeigen eine Abweichung von ca. 1 K. Der Grund dafür könnte ein Defekt des Temperatur–Simulators sein oder eine nicht ordentliche Befestigung der Thermoelemente.

Die in Abbildung 16 (b) für PID–Regelkreise ungewöhnlichen zackigen Messergebnisse stammen von einer Fehleinstellung der Steuerspannung für die Labornetzgeräte. Ursprünglich sollten 100 °C angesteuert werden, aber ab ca. 80 °C gaben die PID–Regler ein 5 V–Signal an die Netzgeräte, die daraufhin die Peltier–Elemente mit voller Leistung belasteten. Die PID–Regler registrierten einen sehr starken Anstieg der Temperatur und reagierten darauf, indem sie das Steuersignal deaktivierten. So befand sich der PID–Regelkreis bis zur 30. Minute in einer Dauerschleife.

Bei der Kalibrierung mit dem Eiswasser wurden die vier Thermoelemente zusammen auf einem kleinen Kupferblock mit Schrauben befestigt. In einem Becherglas wurden Wasser und Eis mit einem Magnetrührer kontinuierlich verrührt. Während der kompletten Durchführung schwamm immer ein Rest Eis auf dem Wasser. Nach einigen Minuten wurde der Kupferblock mit den befestigten Thermoelementen komplett in das Eiswasser getaucht und so lange gewartet, bis die Anzeigegeräte (die PID–Regler) nach wenigen Minuten konstante Werte erreichten. Da die Werte teilweise um ca. 2 K abwichen, mussten im Menü der PID–Regler die Werte auf 0 zurückgesetzt werden.

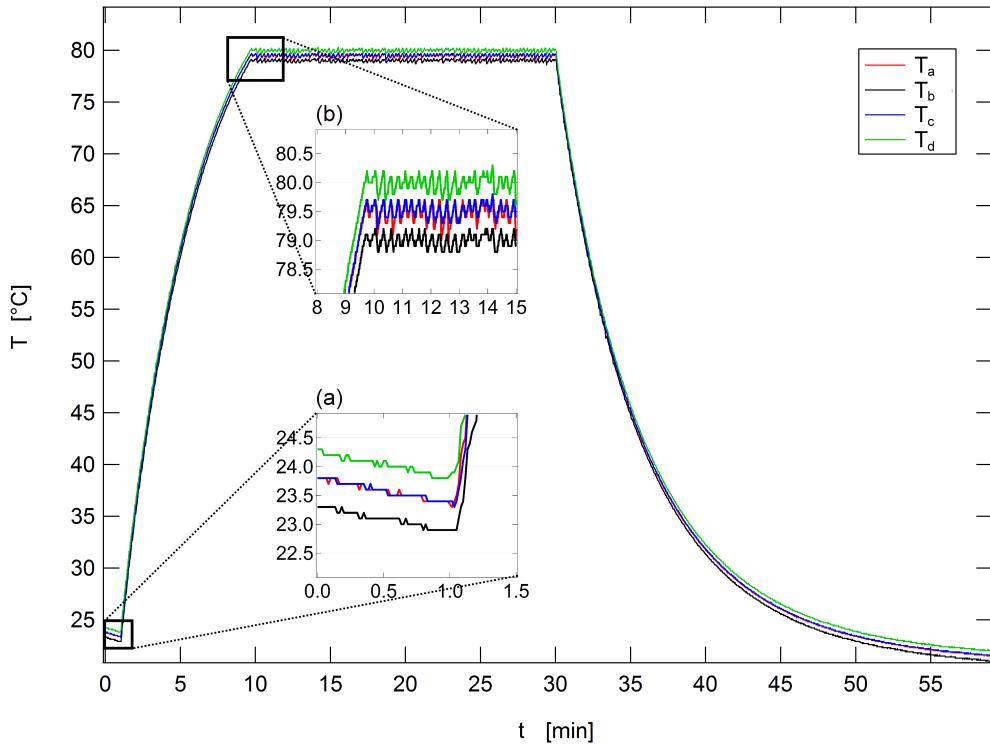


Abbildung 16: Temperaturverlauf nach der Kalibrierung mit dem Temperatur-Simulator. Er zeigt den Aufheizprozess von Zimmertemperatur bis ca. 80 °C und das Abkühlen auf Raumtemperatur im Verlauf von einer Stunde. (a) zeigt den Unterschied der gemessenen Temperaturen. (b) zeigt bei 80 °C eine ungewollte Dauerschleife des PID-Regelkreises.

Direkt nach der Kalibrierung wurde eine Messreihe aufgenommen, während das Wasserbad wärmer wurde, um zu sehen, ob die Temperaturwerte auf der Anzeige nach einer gewissen Zeit abweichen.

Zu Beginn der Messung waren – wie in Abbildung 17 (a) – die vier Temperaturen auf 0 °C. Nach ca. 40 Minuten war das restliche Eis geschmolzen, während der Magnetrührer weiter drehte. Am Ende der Messung, das in Abbildung 17 (b) detaillierter sieht und mit einer gemittelten Geraden, erkennt man trotzdem noch eine kleine Abweichung von ca. 0,4 K zwischen T_A und T_C . Auch wenn mit dieser Kalibrierung keine Messung mehr gemacht wurde und man nicht sieht, wie sich die Temperaturmessungen bei höheren Temperaturen verhalten, scheint es die bessere und genauere Methode gewesen zu sein.

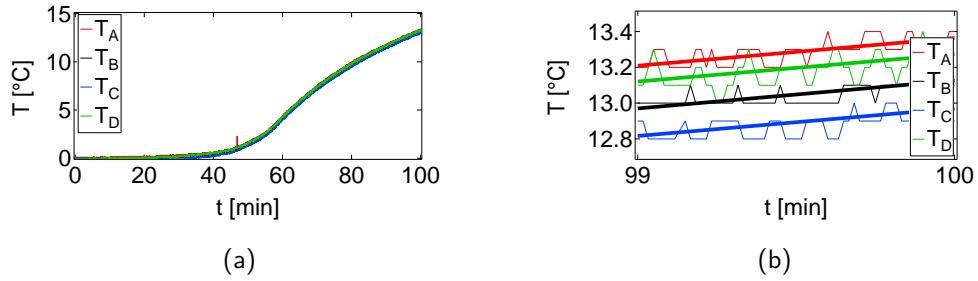


Abbildung 17: Temperaturverlauf der vier Thermoelemente nach dem Kalibrieren in Eiswasser.
 (a) zeigt das Annähern der Raumtemperatur der Thermoelemente innerhalb von 100 Minuten.
 (b) zeigt eine Detailansicht der Temperaturen der Thermoelemente am Ende der Messzeit mit gemittelten Graden über eine Minute.

4.2 IR–Messverfahren

Mit der IR–Kamera wurden Temperaturverläufe von zwei Proben untersucht, die unterschiedliche Wärmeleitfähigkeiten haben. Die Proben waren ein Saphir–Substrat (MgAl_2O_4) mit einer Leitfähigkeit von ca. $21 \text{ W}/(\text{m K})$ [34] und ein Kupferplättchen mit einer Wärmeleitfähigkeit von ca. $382 \text{ W}/(\text{m K})$ [30]. Die Proben hatten eine Dicke von $0,5 \text{ mm}$ und Kantenlängen von $10 \times 10 \text{ mm}^2$. Das Saphir–Substrat hatte eine raue Oberfläche und musste für die Messungen nicht weiter behandelt werden. Das Kupferplättchen hingegen musste präpariert werden, um nicht die Wärmestrahlung der Umgebung in die IR–Kamera zu reflektieren. Die Präparation des Kupferplättchens erfolgte mit einem Verdampfungsverfahren, bei dem reines Kupfer in einer Vakuumkammer bei einem Druck von ungefähr 2 mbar auf das Kupferplättchen gedampft wurde. Durch dieses Verfahren, das 1992 von *W. Lang et al.* an Gold, Silber und Platin untersucht wurde [35], entsteht eine sehr poröse und IR–Licht absorbierende Oberfläche.

Die IR–Messungen wurden bei einer Raumtemperatur von $T_{\text{Raum}} \approx 23 \text{ }^{\circ}\text{C}$ durchgeführt. An den Substraten wurden drei verschiedene Einstellungen des VTGHs untersucht: kein Temperaturgradient, ein Temperaturgradient

($\Delta T_x = 20 \text{ K}$) und ein um 45° gedrehter Temperaturgradient ($\Delta T_x = 20 \text{ K}$, $\Delta T_y = 20 \text{ K}$). Bei beiden Proben wurde die Basistemperatur auf $T_{\text{Basis}} = 50^\circ\text{C}$ eingestellt, die mit Gleichung (12) errechnet wurde. Über die mit der IR–Kamera aufgenommenen Bilddateien wurden Profile gelegt, so dass ein Temperaturverlauf über eine Strecke entlang des Temperaturgradienten zu sehen ist. Für die erste Messung ohne Temperaturgradient wurde dasselbe Profil vermesssen, wie bei der zweiten Messung mit dem einfachen Temperaturgradienten. In den Abbildungen 18 für die Saphir–Probe und in den Abbildungen 19 sind je die IR–Bilder mit eingezeichneten Profilen der Länge s und farblich dargestellten Temperaturen T und daneben sind die dazugehörigen Temperaturprofile grafisch dargestellt. In den Temperaturprofilen sind die Ist–Basistemperaturen T_{Basis^*} grob gekennzeichnet. In der Software von FLIR konnten die Temperaturprofile nur per Hand eingezeichnet werden, weshalb eine exakte Messung der Temperaturprofile nicht ohne zusätzliche Software möglich war. Dennoch zeigen die Messergebnisse gut, dass der Temperaturgradient gedreht werden kann und die Einstellung der Richtungsänderung funktioniert. Die Drehung des Temperaturgradienten ist bei beiden Proben deutlich zu sehen, wenn man die beiden Abbildungen 18 (c) und (e) bzw. 19 (c) und (e) vergleicht.

In den Abbildungen 18 (Saphir–Probe) fällt auf, dass die Soll–Basistemperatur $T_{\text{Basis}} = 50^\circ\text{C}$ sehr stark von der Ist–Basistemperatur $T_{\text{Basis}^*} \approx 28,5^\circ\text{C}$ abweicht. Durch die niedrige Basistemperatur wirken die Temperaturprofile „wannenartig“. Wenn ein Temperaturgradient angelegt wird, wird der niedrigste Wert verschoben und noch einmal, wenn der Gradient gedreht wird. Das ist zum einen auf die geringe Wärmeleitfähigkeit von Saphir zurückzuführen und zum anderen findet auf die Umgebungsluft eine Wärmeübertragung statt. Das ist besonders nachvollziehbar, wenn man die Messergebnisse beider Proben vergleicht. Die zackigen Temperaturprofile vom Saphir stammen im Übrigen von der teilweise verschmutzten Oberfläche. Bei der Kupferprobe sind die Temperaturprofile fast ausschließlich linear. Allerdings stimmen auch hier Soll– und Ist–Basistemperaturen nicht überein. Ganz im Gegenteil zu den Saphir–Proben sind hier die Ist–Basistemperaturen T_{Basis^*} größer als T_{Basis} .

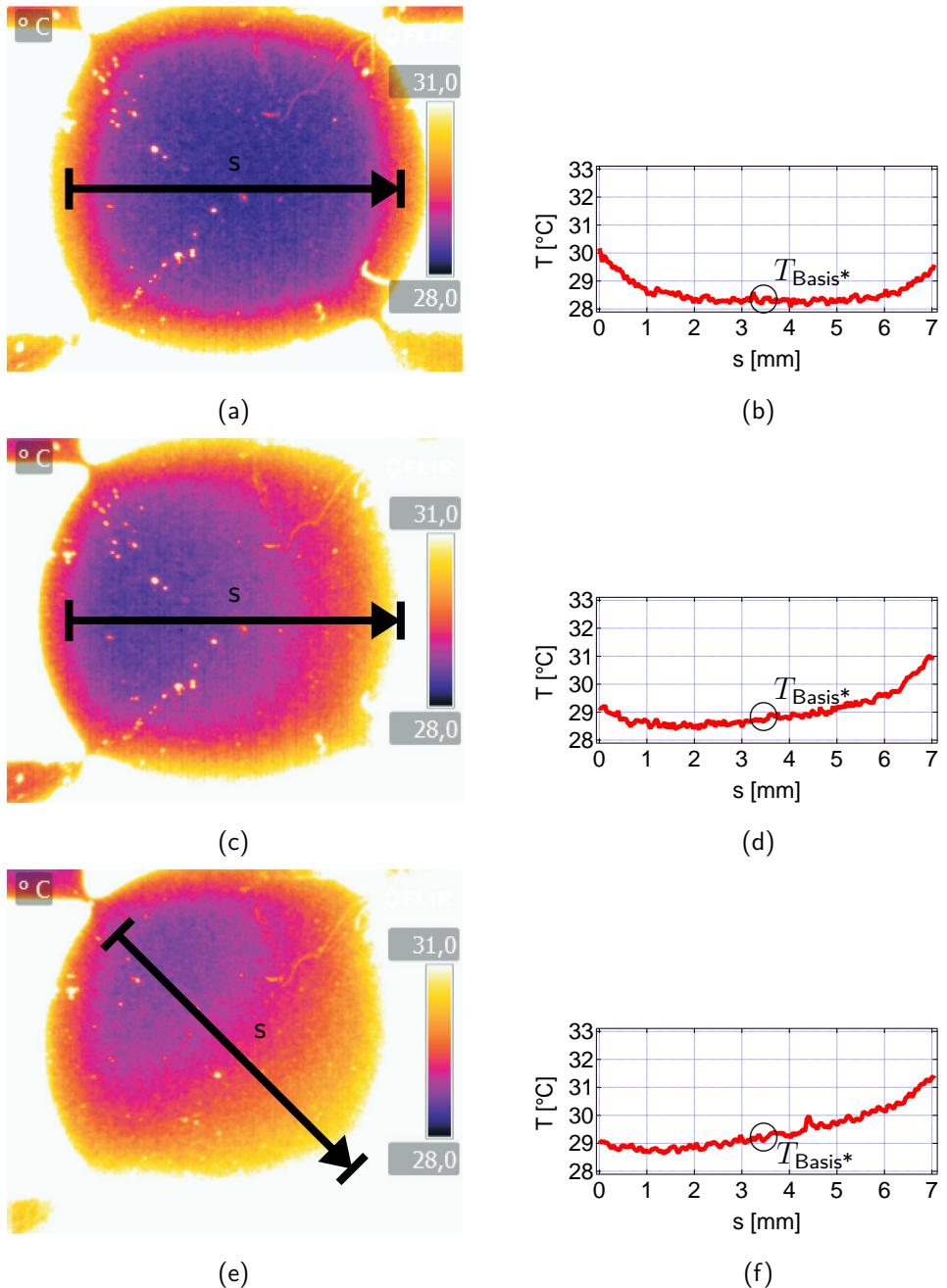


Abbildung 18: Saphir–Probe. Auf der linken Seite sind die IR–Bilder mit den eingezeichneten Streckenprofilen s und auf der rechten Seite sind die dazugehörigen Temperaturprofile mit eingezeichneten Ist–BasisTemperaturen T_{Basis^*} . (a),(b) ist ohne Temperaturgradient, (c),(d) ist mit Temperaturgradient und (e),(f) ist mit gedrehtem Temperaturgradienten.

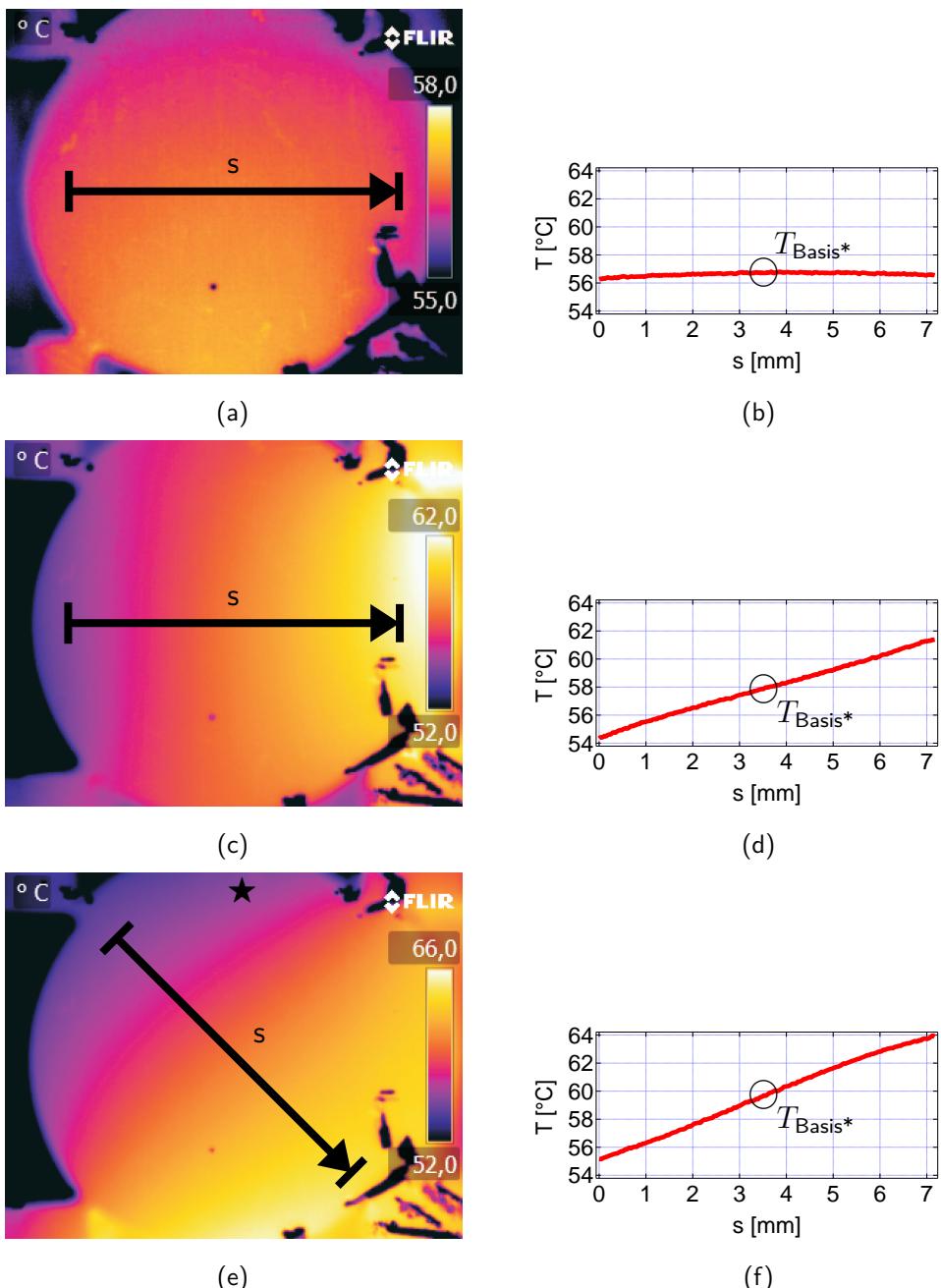


Abbildung 19: Kupfer-Probe. Auf der linken Seite sind die IR-Bilder mit den eingezeichneten Streckenprofilen s und auf der rechten Seite sind die dazugehörigen Temperaturprofile mit eingezeichneten Ist-BasisTemperaturen T_{Basis^*} . (a),(b) ist ohne Temperaturgradient, (c),(d) ist mit Temperaturgradient und (e),(f) ist mit gedrehtem Temperaturgradienten. \star stellt einen auffälligen Temperaturwert dar (Erläuterungen im Text).

Da nicht bekannt ist, wie groß der Emissionsgrad von dem aufgedampften Kupfer ist, könnte die Software von der IR–Kamera falsch eingestellt gewesen sein. Dazu kommt noch der „Hügel“ in diesem Temperaturprofil, der allerdings durch die fehlerhafte Kalibrierung der Thermoelemente begründet werden kann, wodurch ein Segment immer etwas mehr geheizt wurde (vgl. Abbildung 16 (a) und (b): T_B). Ein anderes Phänomen bei der Kupferprobe ist in Abbildung 19 (e) zu sehen. Oben in der Abbildung – mit „ \star “ markiert – sollte die gleiche Temperatur herrschen wie links an Segment C. Aber durch die hohe Wärmeleitfähigkeit von Kupfer wird das Segment D von Segment A mit aufgeheizt. Die Ist–Temperatur ist dort $T_\star \approx 46^\circ\text{C}$, anstelle von $T_D = 40^\circ\text{C}$. Das Problem ist, dass das Segment C nicht mit aufgeheizt wird. Der Aufbau benötigt also noch weitere Optimierungen.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit befasst sich mit der Planung und dem Aufbau einer Apparatur zur Erzeugung und Steuerung eines Temperaturgradienten. Dieser Temperaturgradient kann planar durch eine Probe gelegt und auf einen 360°–Kreisbogen nach belieben gedreht werden. Der Winkel lässt sich durch Vektoraddition der Temperaturgradienten aus x– und y–Richtung errechnen und mit den Peltier–Elementen, die als Heizer bzw. Kühler dienen, einstellen. Die erste Kalibrierung mit dem Temperatur–Simulator verlief leider nicht wie erwünscht, aber die Messergebnisse nach der zweiten Kalibrierung mit dem Eiswasser zeigten Werte innerhalb der vorgegebenen Anzeigefehler der PID–Regler.

Auch wenn die Messungen mit der IR–Kamera nach der ersten Kalibrierung durchgeführt wurden, zeigten die Temperaturprofile eine gute Funktion des VGTHs mit einer sehr gut wärmeleitfähigen Probe (Kupfer) und einer Probe mit sehr kleiner Wärmeleitfähigkeit (Saphir). Allerdings stellt die Kontaktfähigkeit zur Probe noch ein Problem dar, wie es bei der Kupferprobe zu sehen war.

Im Theorie–Teil wurde vorgestellt, wie mit einem Temperaturgradienten das thermische Analogon zum Spin–Magnetowiderstand generiert werden kann – die Spin–Nernst–Magnethothermokraft (SMTP). Außerdem wurde der transversale Spin–Seebeck–Effekt (TSSE) vorgestellt, der als sehr umstritten gilt, da bis jetzt so gut wie keine reproduzierbaren Messergebnisse veröffentlicht wurden.

Im Anschluss an diese Bachelorarbeit können Messungen zum SMTP und weitere Messungen zum TSSE gemacht werden. Außerdem können an Proben durch den drehbaren Temperaturgradienten anisotrope Effekte untersucht werden.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Da die IR-Messergebnisse an dem Saphir-Substrat keinen allzu linearen Temperaturverlauf gezeigt haben, wäre eine Untersuchung im Vakuum denkbar. So kann der Wärmeaustausch mit der Umgebung durch Wärmeleitung ausgeschlossen werden. In einer Vakuumkammer wäre es mit dem gleichen Aufbau auch möglich, Temperaturgradienten bei niedrigen Temperaturen zu erzeugen, indem man die Segmente mit flüssigem Stickstoff kühlt.

Nach dem Aufbau und den genannten Messungen in dieser Arbeit hat *Oliver Reimer* die Apparatur übernommen, der mit weiteren Messungen und Modifikationen an seiner Dissertation arbeitet. Er hat den Aufbau mit einem in-plane Magnetfeld erweitert, dass sich ebenfalls komplett um die Flächennormale der Probe drehen kann. Mit zusätzlichen elektrischen Kontakten hat er nun erste Transportmessungen durchgeführt.

Literaturverzeichnis

- [1] S. D. Bader and S. S. P. Parkin. Spintronics. *Annu. Rev. Cond. Mat. Phys.*, 1:71, (2010). URL <http://dx.doi.org/10.1146/annurev-conmatphys-070909-104123>.
- [2] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. R. Fert, F. N. van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 61:2472, (1988). URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.61.2472>.
- [3] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B*, 39:4828, (1989). URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.39.4828>.
- [4] G. E. W. Bauer, E. Saitoh, and B. J. van Wees. Spin caloritronics. *Nature Mater.*, 11:391, (2012). URL <http://www.nature.com/doifinder/10.1038/nmat3301>.
- [5] H. Nakayama, M. Althammer, Y.-T. Chen, K. Uchida, Y. Kajiwara, D. Kikuchi, T. Ohtani, S. Geprags, M. Opel, S. Takahashi, R. Gross, G. E. W. Bauer, S. T. B. Goennenwein, and E. Saitoh. Spin hall magnetoresistance induced by a nonequilibrium proximity effect. *Phys. Rev. Lett.*, 110:206601, (2013). URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.206601>.
- [6] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa, and E. Saitoh. Observation of the spin seebeck effect. *Nature*, 455:778, (2008). URL <http://www.nature.com/doifinder/10.1038/nature07321>.
- [7] H. Göbel. *Einführung in die Halbleiter-Schaltungstechnik*. Springer Berlin Heidelberg, 2014. ISBN 978-3-642-53869-8. URL <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-53869-8>.

- [8] D. Meschede. *Gerthsen Physik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010. ISBN 978-3-642-12894-3. URL <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-12894-3>.
- [9] P. Böckh and T. Wetzel. *Wärmeübertragung: Grundlagen und Praxis*. Springer Berlin Heidelberg, 2014. ISBN 978-3-642-37731-0. URL <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-37731-0>.
- [10] R. Gross and A. Marx. *Festkörperphysik*. Oldenbourg, 2012. ISBN 978-3-486-71294-0. URL http://digitool.hbz-nrw.de:1801/webclient/DeliveryManager?pid=4665796&custom_att_2=simple_viewer.
- [11] M. I. D'yakonov and V. I. Perel'. Possibility of orienting electron spins with current. *ZhETF Pis Red.*, 13:467, (1971). URL http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1587/article_24366.shtml.
- [12] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom. Observation of the spin hall effect in semiconductors. *Science*, 306:1910, (2004). URL <http://www.jstor.org/stable/3839826>.
- [13] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, and G. Tatara. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-hall effect. *Appl. Phys. Lett.*, 88:182509, (2006). URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.2199473>.
- [14] D. Meier, T. Kuschel, L. Shen, A. Gupta, T. Kikkawa, K. Uchida, E. Saitoh, J.-M. Schmalhorst, and G. Reiss. Thermally driven spin and charge currents in thin NiFe₂O₄/Pt films. *Phys. Rev. B*, 87:054421, (2013). URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.87.054421>.
- [15] D. Meier, D. Reinhardt, M. Schmid, C. H. Back, J.-M. Schmalhorst, T. Kuschel, and G. Reiss. Influence of heat flow directions on nernst effects in Py/Pt bilayers. *Phys. Rev. B*, 88:184425, (2013). URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.88.184425>.
- [16] M. Julliere. Tunneling between ferromagnetic films. *Phys. Lett. A*, 54:225, (1975). URL [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9601\(75\)90174-7](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9601(75)90174-7).
- [17] W. Thomson. On the Electro-Dynamic Qualities of Metals: – Effects of Magnetization on the Electric Conductivity of nickel and of Iron. *Proc. R. Soc. Lond.*, 8:546, (1857). URL <http://dx.doi.org/10.1098/rspl.1856.01447>.

- [18] J. C. Slonczewski. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *J. Magn. Magn. Mater.*, 159:L1, (1996). URL [http://dx.doi.org/10.1016/0304-8853\(96\)00062-5](http://dx.doi.org/10.1016/0304-8853(96)00062-5).
- [19] L. Berger. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Phys. Rev. B*, 54:13, (1996). URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.54.9353>.
- [20] R. Pelster, I. Hüttl, and R. Pieper. Thermospannungen – viel genutzt und fast immer falsch erklärt! *Physik und Didaktik in Schule und Hochschule*, (2005). URL <http://www.phydid.de/index.php/phydid/article/view/28>.
- [21] W. Demtröder. *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*. Springer Berlin Heidelberg, 2013. ISBN 978-3-642-29944-5. URL <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-29944-5>.
- [22] C. Kittel and S. Hunklinger. *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg, 2006. ISBN 978-3-486-57723-5. URL http://digitoool.hbz-nrw.de:1801/webclient/DeliveryManager?pid=2201036&custom_att_2=simple_viewer.
- [23] K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, J. Ieda, T. Ota, Y. Kajiwara, H. Umezawa, H. Kawai, G. E. W. Bauer, S. Maekawa, and E. Saitoh. Spin Seebeck insulator. *Nature Mater.*, 26:894, (2010). URL <http://dx.doi.org/10.1038/nmat2856>.
- [24] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. W. Bauer. Enhanced gilbert damping in thin ferromagnetic films. *Phys. Rev. Lett.*, 88:117601, (2002). URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.117601>.
- [25] A. D. Avery, M. R. Pufall, and B. L. Zink. Observation of the Planar Nernst Effect in Permalloy and Nickel Thin Films with In-Plane Thermal Gradients. *Phys. Rev. Lett.*, 109:196602, (2012). URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.196602>.
- [26] M. Schmid, S. Srichandan, D. Meier, T. Kuschel, J.-M. Schmalhorst, M. Vogel, G. Reiss, C. Strunk, and C. H. Back. Transverse Spin Seebeck Effect versus Anomalous and Planar Nernst Effects in Permalloy Thin Films . *Phys. Rev. Lett.*, 111:187201, (2013). URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.187201>.

- [27] D. Meier, D. Reinhardt, M. van Straaten, C. Klewe, M. Althammer, M. Schreier, S. T. B. Goennenwein, A. Gupta, M. Schmid, C. H. Back, J.-M. Schmalhorst, T. Kuschel, and G. Reiss. Longitudinal spin Seebeck effect contribution in transverse spin Seebeck effect experiments in Pt/YIG and Pt/NFO. *Nature Commun.*, 6:8211, (2015). URL <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms9211>.
- [28] C. M. Jaworski, J. Yang, S. Mack, D. D. Awschalom, J. P. Heremans, and R. C. Myers. Observation of the spin-Seebeck effect in a ferromagnetic semiconductor. *Nature Mater.*, 9:898, (2010). URL <http://dx.doi.org/10.1038/nmat2860>.
- [29] K. Uchida, M. Ishida, A. Kikkawa, T. Murakami, and E. Saitoh. Longitudinal spin seebeck effect: from fundamentals to applications. *J. Phys.: Condens. Matter*, 26:389601, (2014). URL <http://dx.doi.org/10.1088/0953-8984/26/34/343202>.
- [30] G. Würtemberger. *Tabellenbuch Metall: Tabellen, Formeln, Normen für Grundlagen, Zeichnen mit Geometrie, Stofflehre, Fertigungslehre*. Verl. Europa-Lehrmittel, 1978. ISBN 3-8085-1060-9.
- [31] DIN V 4108-4. Wärmeschutz im Hochbau. Teil 4, Wärme- und Feuchtschutztechnische Kennwerte, 2013.
- [32] J. Lunze. *Regelungstechnik 1: Systemtheoretische Grundlagen, Analyse und Entwurf einschleifiger Regelungen*. Springer Berlin Heidelberg, 2013. ISBN 978-3-642-29533-1. URL <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-29533-1>.
- [33] FLIR: *The ultimate Infrared Handbook for R&D Professionals*, 2012. URL <http://www.flir.com/science/display/?id=69528>.
- [34] G. A. Slack. Thermal conductivity of MgO, Al₂O₃, MgAl₂O₄, and Fe₃O₄ crystals from 3 ° to 300 °K. *Phys. Rev.*, 126:427, (1962). URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.126.427>.
- [35] W. Lang, K. Kühl, and H. Sandmaier. Absorbing layers for thermal infrared detectors. *Sensors and Actuators A: Physical*, 34:243, (1992). URL [http://dx.doi.org/10.1016/0924-4247\(92\)85007-0](http://dx.doi.org/10.1016/0924-4247(92)85007-0).