

# Magneto-Optischer Kerr-Effekt

## Einführung

Wer denkt bei dem Wort “magnetisch” nicht zuerst an den Kühlschranksmagneten? Grundsätzlich besitzt jede Form von Materie magnetische Eigenschaften. Dia- und Paramagneten weisen ihre magnetischen Eigenschaften jedoch nur in einem angelegten Magnetfeld auf und die Effekte sind verhältnismäßig klein. Daher bleiben diese Erscheinungsformen des Magnetismus im Alltag häufig unbeobachtet. In diesem Versuch wird ein viel spektakuläreres Phänomen untersucht: Ferromagneten, und damit auch Kühlschranksmagneten, zeigen spontane magnetische Ordnung ohne angelegtes Magnetfeld.

### Kollektiver Magnetismus

Mikroskopisch lassen sich die magnetischen Eigenschaften eines Stoffes auf die magnetischen Dipolmomente  $\vec{\mu}$  der Elektronen zurückführen. Dieses magnetische Moment ergibt sich aus dem Spin- und Bahndrehmoment der Elektronen. In Paramagneten existieren nur sehr schwache Wechselwirkungen zwischen diesen magnetischen Momenten und in Diamagneten existieren außerhalb von Magnetfeldern gar keine magnetischen Momente der Elektronen. Ganz anders der kollektive Magnetismus: Unterhalb der Curie-Temperatur  $T_C$  existiert auch ohne äußeres Magnetfeld eine spontane Ordnung der magnetischen Momente  $\vec{\mu}$ .

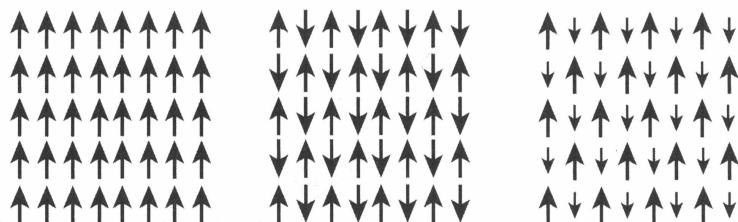


Abbildung 1: Formen magnetischer Ordnung: Links: Ferromagnet, Mitte: Antiferromagnet, Rechts: Ferrimagnet. Die Pfeile stellen die Richtung und Größe der lokalen magnetischen Momente dar. (Entnommen aus: P. Hofmann, *Solid State Physics*)

Abbildung 1 stellt die drei verschiedenen Formen des kollektiven Magnetismus schematisch dar. Die sicherlich bekannteste Form ist der **Ferromagnetismus**, den zum Beispiel Eisen, Kobalt und Nickel zeigen. Hier sind die magnetischen Momente im Kristall parallel ausgerichtet, was zu einer makroskopischen Magnetisierung führt, die von außen messbar ist. Im **Antiferromagneten** existiert ebenfalls eine langreichweite Ordnung der magnetischen Momente, aber die Orientierung der Momente an benachbarten Kristallgitterplätzen ist entgegengesetzt, so dass keine Nettomagnetisierung beobachtbar ist. Viele Übergangsmetalloxide, z.B. NiO, zeigen antiferromagnetische Ordnung, Chrom ist der einzige elementare Antiferromagnet (bei Raumtemperatur). Eine Art Mischung aus beiden Formen ist der **Ferrimagnetismus**. Hier sind zwar benachbarte magnetische Momente ebenfalls entgegengesetzt orientiert, allerdings sind die Momente unterschiedlich groß. Dadurch kompensieren sich die antiparallelen Momente nicht wie im Antiferromagneten und es bleibt eine Nettomagnetisierung übrig. Magnetit ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) ist ein bekanntes Beispiel für Ferrimagnetismus.

## Austauschwechselwirkung

Die magnetische Ordnung stammt offensichtlich von einer Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten. Um es gleich vorweg zu nehmen: Die direkte Dipol-Dipol-Wechselwirkung der magnetischen Momente ist *nicht* die Ursache! Es ist ein weit verbreiteter Irrtum, dass sich die “kleinen Magnete” im Festkörper wie eine Anordnung von Kompassnadeln aufgrund der magnetischen Wechselwirkung aneinander ausrichten. Das tun sie nicht. Man kann das leicht einsehen, indem man die Stärke der Dipol-Dipol-Wechselwirkung betrachtet. Sie ist sehr schwach, und der Energieunterschied zwischen paralleler und antiparalleler Ausrichtung zweier magnetischer Dipole in einem Abstand von  $r = 0.3 \text{ nm}$  (ein typischer Abstand von Atomen im Festkörper) beträgt

$$E = -\frac{2\mu_0\mu_B^2}{4\pi r^3} \approx 0.1 \text{ meV} = k_B \cdot 1.2 \text{ K}. \quad (1)$$

Demzufolge würden wenige Kelvin an Temperatur ausreichen, um die magnetische Ordnung zu zerstören. Da ferromagnetische Ordnung aber auch noch weit über Raumtemperatur (300 K entsprechen einer thermischen Energie von etwa 25 meV) existiert (Eisen hat beispielsweise eine Curie-Temperatur von 1044 K), muss eine andere Wechselwirkung die Ursache für den kollektiven Magnetismus sein.

Die für die spontane kollektive magnetische Ordnung verantwortliche Wechselwirkung ist die sogenannte **Austauschwechselwirkung**, die nur mit Hilfe der Quantenmechanik zu verstehen ist und deshalb hier nur kurz phänomenologisch (und beschränkt auf zwei Elektronen) beschrieben werden

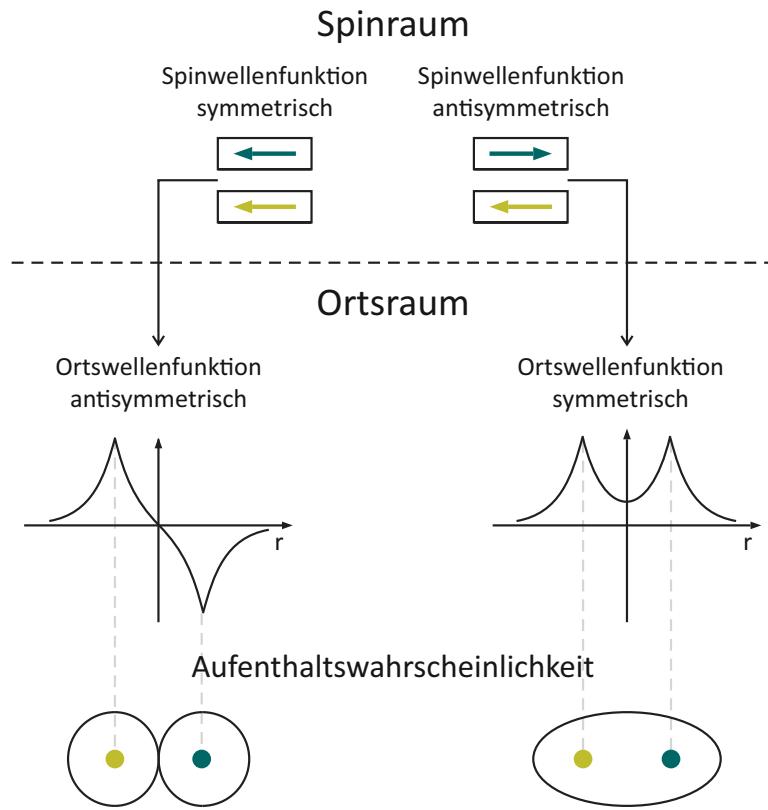


Abbildung 2: Modellvorstellung der ferromagnetischen Austauschwechselwirkung. Die parallele Spinausrichtung wird durch die niedrigere Columbenergie der Elektronen im Fall antisymmetrischer Ortswellenfunktion stabilisiert. (Nach: D. Laumann, *Magnetismus hoch 4*, Dissertation Uni Münster.

soll. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 2 zu finden. Die Austauschwechselwirkung entsteht aus der Kombination von Coulomb-Wechselwirkung und Pauli-Prinzip. Zunächst zum Pauli-Prinzip: Da Elektronen Fermionen sind, müssen sie eine antisymmetrische Wellenfunktion besitzen. Das ist nur erfüllt, wenn entweder der Spinanteil oder der Ortsanteil der Wellenfunktion antisymmetrisch ist, aber nicht beides gleichzeitig. Ist der Spinanteil symmetrisch, d.h. sind die Dipolmomente der beiden Elektronen parallel ausgerichtet, muss also die Ortswellenfunktion antisymmetrisch sein. Das führt zu einer Aufenthaltswahrscheinlichkeit der zwei (ununterscheidbaren) Elektronen mit einer Knotenebene in der Mitte. Mit anderen Worten: Die Wahrscheinlichkeit, beide Elektronen im Abstand  $r = 0$  zu finden ist Null. Für zwei negativ geladene Teilchen ist das natürlich der energetisch bevorzugte Fall, womit wir bei der Coulomb-Wechselwirkung wären. Die Coulomb-Abstoßung der Elektronen führt dazu, dass eine parallele Spinstellung energetisch günstiger ist. Dies ist die Ursache für die kollektive

magnetische Ordnung.

### Temperaturabhängigkeit der Ordnung

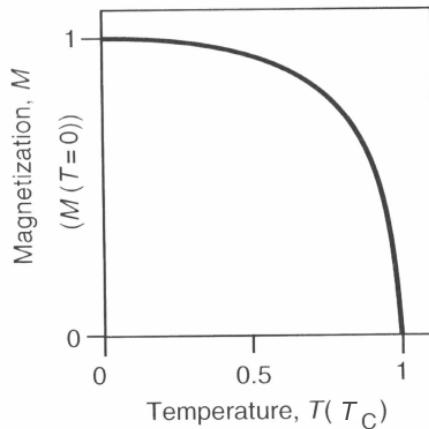


Abbildung 3: Magnetisierung eines ferromagnetischen Materials unterhalb der Curie-Temperatur  $T_C$ . (Entnommen aus: P. Hofmann, *Solid State Physics*)

Erhöht man die Temperatur eines Ferromagneten, wird die thermische Energie  $k_B T$  irgendwann so groß, dass sie vergleichbar mit der Energie der Austauschwechselwirkung ist. Dann geht die langreichweite magnetische Ordnung verloren. Dies passiert bei der sogenannten Curie-Temperatur  $T_C$  (Die entsprechende Temperatur des Phasenübergangs bei einem Antiferromagneten heißt Néel-Temperatur). Oberhalb der Curie-Temperatur verhält sich ein Ferromagnet wie ein Paramagnet. Die Curie-Temperatur beträgt für Eisen 1044 K, für Cobalt 1388 K, für Nickel 627 K und für Gadolinium 292 K. Gadolinium ist also im Winter ferromagnetisch, im Sommer nicht...

### Materie im Magnetfeld

Das Gaußsche Gesetz für Magnetfelder (eine der vier Maxwell-Gleichungen)

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad (2)$$

besagt, dass die Quellen der magnetischen Flussdichte  $\vec{B}$  magnetische Dipole sind, und keine Monopole. Im Vakuum ist die magnetische Flussdichte über

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (3)$$

mit der magnetischen Feldstärke  $\vec{H}$  verknüpft, wobei  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  Vs/A die Vakuumpermeabilität ist. Die SI-Einheit von  $\vec{B}$  ist das Tesla. Ein Tesla

entspricht allerdings einem ziemlich starken Magnetfeld, das Magnetfeld der Erde liegt typischerweise in einer Größenordnung von  $5 \times 10^{-5}$  T und die starken Magnetfelder in Magnetresonanztomographen erreichen nur wenige Tesla.

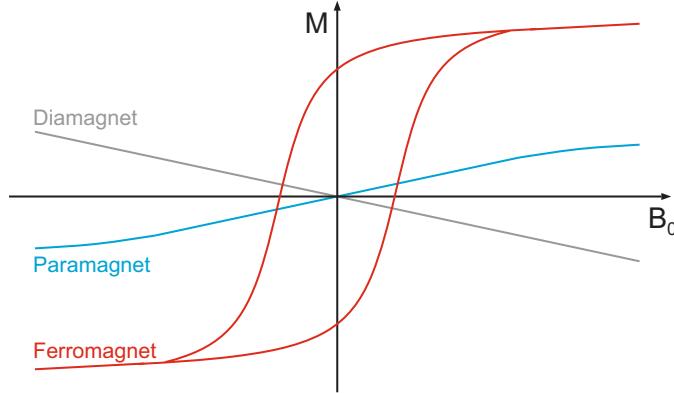


Abbildung 4: Schematische Abhängigkeit der Magnetisierung  $M$  dia-, para- und ferromagnetischer Materialien vom angelegten äußeren Magnetfeld  $B$

In Materie gilt

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = \vec{B}_0 + \mu_0\vec{M}. \quad (4)$$

Die makroskopische Magnetisierung  $\vec{M}$  der Materie entspricht der Dichte der mikroskopischen magnetischen Dipolmomente  $\vec{\mu}$ , d.h., der Summe dieser Momente  $\vec{\mu}$  pro Volumen  $V$ . Man kann  $\vec{B}_0 = \mu_0\vec{H}$  als “äußeres Magnetfeld” betrachten. In vielen Fällen, oder genauer gesagt, für dia- und paramagnetische Stoffe ist der Zusammenhang zwischen äußerem Magnetfeld und Magnetisierung linear (vgl. Abb. 4):

$$\mu_0\vec{M} = \chi_V\vec{B}_0. \quad (5)$$

Ist die magnetische Volumensuszeptibilität negativ ( $\chi_V < 0$ ), spricht man von Diamagnetismus, ist sie positiv ( $\chi_V > 0$ ), von Paramagnetismus.

Der Magnetisierungsprozess ferromagnetischer Substanzen weist ein deutlich komplexeres Verhalten auf, das als Hysterese bezeichnet wird (vgl. Abb. 4). Welchen Einfluss ein äußeres Magnetfeld auf einen Ferromagneten hat, hängt von vielen Faktoren ab: Der Richtung von  $\vec{B}$  relativ zu  $\vec{M}$ , der Stärke von  $\vec{B}$  relativ zur sogenannten Koerzitivfeldstärke (d.h. der Magnetfeldstärke, die nötig ist, um die Magnetisierungsrichtung umzukehren) und der Anisotropie.

## Ferromagnetische Domänen

Nicht alle ferromagnetischen Materialien scheinen unterhalb der Curie-Temperatur ein externes Magnetfeld zu zeigen. Manchmal ist es nötig, sie zunächst in einem äußeren Magnetfeld zu magnetisieren. Dies liegt an der

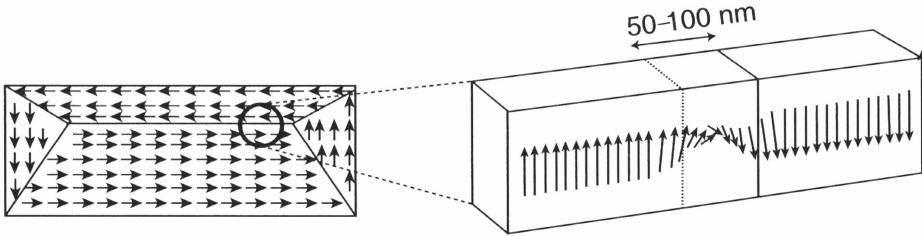


Abbildung 5: Links: Domänen unterschiedlicher Magnetisierungsrichtung in einer ferromagnetischen Probe. Rechts: Rotation der Magnetisierungsrichtung in einer Domänenwand. Typische Domänengrößen liegen im  $\mu\text{m}$ - bis mm-Bereich. (Entnommen aus: P. Hofmann, *Solid State Physics*)

Existenz sogenannter magnetischer Domänen, wie sie von P. Weiss 1907 vorgeschlagen wurden (weshalb Domänen auch als Weissche Bezirke bekannt sind). In einer Probe können Domänen vorliegen, deren Magnetisierung in unterschiedliche Richtungen zeigt, so dass die gesamte mittlere Magnetisierung der Probe null oder sehr klein sein kann (vgl. Abb. 5). Innerhalb einer Domäne sind alle magnetischen Momente parallel ausgerichtet und die Domänen sind durch Domänenwände, in denen die Magnetisierung von der einen zur anderen Richtung rotiert, voneinander abgegrenzt.

Domänen können entstehen, wenn ein Material unter die Curie-Temperatur abgekühlt wird. An vielen Stellen in dem Material setzt spontan ferromagnetische Ordnung mit zufälliger Magnetisierungsrichtung ein. Die Bereiche wachsen, und überall dort, wo zwei Bereiche mit verschiedener Ausrichtung der Magnetisierung aufeinander treffen, bildet sich eine Domänenwand. Ein weiterer Grund für die Existenz von Domänen ist die Feldenergie. Betrachtet man einen eindomäniigen Magneten, wie er in Abbildung 6(a) zu sehen ist, sieht man, dass er ein starkes Magnetfeld mit entsprechender Energiedichte außerhalb des Materials erzeugt. Die Aufteilung in nur wenige Domänen reicht aus (Abb. 6(b)), um das Feld im Außenraum stark zu reduzieren und so die Feldenergie zu minimieren. Allerdings muss dann die Energie für die Erzeugung einer Domänenwand aufgebracht werden. Das Zusammenspiel dieser beiden Energiebeiträge (u.a.) bestimmt also, ob und wie viele Domänen sich bilden. Wird nun ein Magnetfeld von außen angelegt, kann das Material magnetisiert werden, indem sich die Domänenwände verschieben, wie in Abbildung 6(c) angedeutet.

## Hysterese

Setzt man ein Stück ferromagnetischen Materials einem äußeren Magnetfeld  $B_0$  aus, werden Domänenwände verschoben und unterschiedliche Magnetisierungszustände können erzeugt werden. Diese Situation ist in Abbildung 7

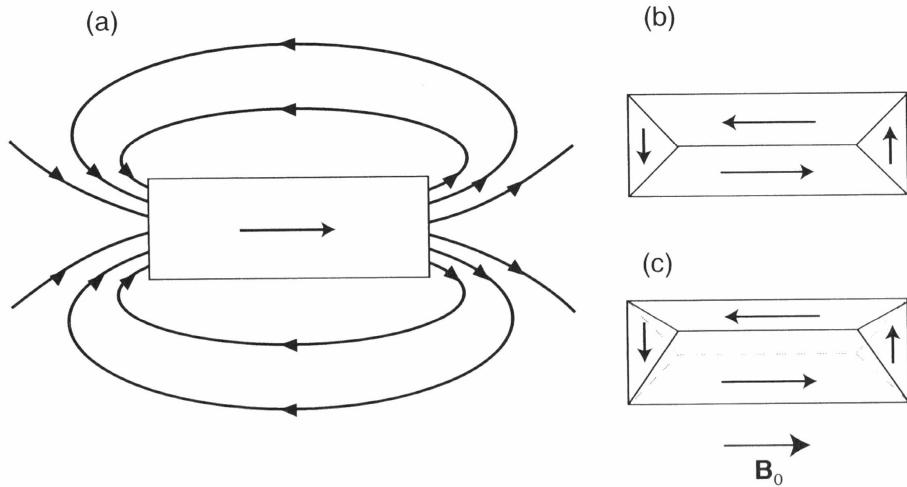


Abbildung 6: Magnetfeld innerhalb und außerhalb einer magnetischen Probe (schematisch). (a) Eindomäne Probe mit starkem externen Magnetfeld. (b) Die Aufteilung in ein paar wenige Domänen reduziert das externe Feld sehr. (c) Die Probe kann durch ein äußeres Magnetfeld  $B_0$  magnetisiert werden. Dabei verschieben sich die Domänenwände so, dass die Domäne(n) mit der energetisch günstigen Magnetisierungsrichtung auf Kosten der anderen Domänen wachsen. (Entnommen aus: P. Hofmann, *Solid State Physics*)

gezeigt. Zu Beginn ist die Magnetisierung  $M$  der Probe Null. Schaltet man das Magnetfeld ein, steigt die Magnetisierung, bis ab einer bestimmten Feldstärke die Probe komplett in einer Richtung magnetisiert ist, d.h. die Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  erreicht ist. Wird das Feld wieder reduziert, verringert sich auch die Magnetisierung, erreicht aber bei  $B_0 = 0$  nicht Null, sondern die sogenannte remanente Magnetisierung  $M_R$ . Die Magnetisierung  $M = 0$  wird erst bei der Koerzitivfeldstärke  $B = B_C$  in entgegengesetzter Richtung erreicht. Für noch stärkere Magnetfelder in entgegengesetzter Richtung wird wieder die Sättigung erreicht. Die Hysterese eines Ferromagneten im äußeren Magnetfeld ist das bekannteste Beispiel für Hysterese. Ganz allgemein wird mit Hysterese ein Verhalten beschrieben, bei dem die Ausgangsgröße (Magnetisierung) nicht nur von der Eingangsgröße (Magnetfeld) abhängig ist, sondern auch von dem vorherigen Zustand der Ausgangsgröße (z.B. Stärke und Richtung der Magnetisierung vor dem Anschalten bzw. Ändern des Feldes).

Der Grund für die Hysterese eines Ferromagneten liegt darin, dass die Bewegung der Domänenwände nicht “reibungsfrei” passiert und somit die Ummagnetisierung Energie kostet. Der Energieaufwand für einen vollständigen Umlauf der Hysteresekurve entspricht in etwa der von der Kurve ein-

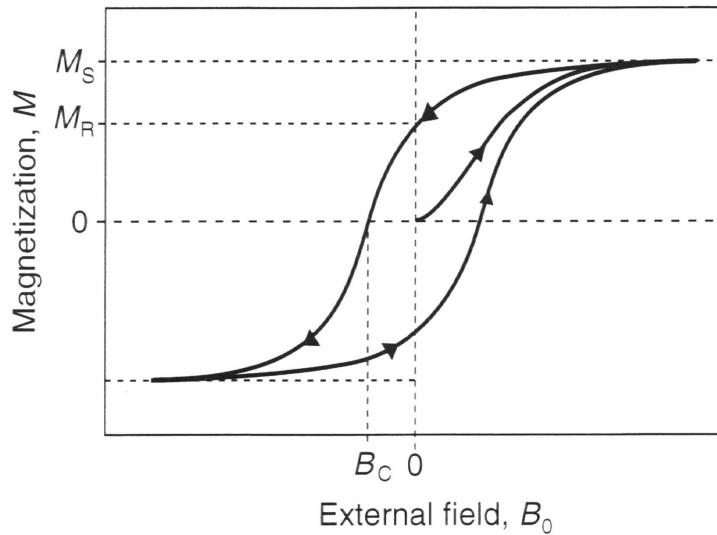


Abbildung 7: Magnetisierung einer ferromagnetischen Probe als Funktion eines von außen angelegten Magnetfeldes  $B_0$ . Der Startpunkt der Kurve (bei zunächst entmagnetisierter Probe) liegt im Ursprung. (Entnommen aus: P. Hofmann, *Solid State Physics*)

geschlossenen Fläche<sup>1</sup>.

Die genaue Form einer Hysteresekurve hängt von der Art und Form des Materials ab und kann natürlich für die Anforderungen einer Anwendung optimiert werden. Für die Datenspeicherung möchte man beispielsweise eine hohe Koerzitivfeldstärke haben, damit das Speichermedium nur extrem schwer mit einem äußeren Magnetfeld entmagnetisiert werden kann und die gespeicherte Information verloren geht. Außerdem wird eine hohe Remanenz erwünscht, um die Daten gut lesbar zu machen. Die entsprechende Hysteresekurve wäre also nahezu rechteckig. Ein solches Material wird hartmagnetisch genannt.

In einem Trafokern soll die Magnetisierung möglichst schnell dem äußeren Feld folgen, außerdem sollte die Kurve möglichst wenig Fläche einschließen, damit sich die Energieverluste durch den Ummagnetisierungsprozess in Grenzen halten. Die Hysteresekurve eines solchen weichmagnetischen Materials ist dadurch sehr schmal, mit nahezu linearem Verhalten bei kleinem Feld und sehr geringer Remanenz.

---

<sup>1</sup>Streng genommen müsste man  $B(H)$  statt  $M(B_0)$  auftragen, da die Energie mit  $\oint BdH$  berechnet wird. Die  $B(H)$ -Kurve sieht der  $M(B_0)$ -Kurve sehr ähnlich, nur dass es keine Sättigung in dem Sinne gibt, da  $B$  weiter ansteigt mit stärkerem  $H$ , auch wenn  $M$  in Sättigung ist.

## Magneto-optischer Kerr-Effekt

Ein Experiment zum magneto-optischen Kerr-Effekt eignet sich für die Bestimmung ferromagnetischer Hysteresekurven, also von Materialparametern wie der Remanenz, der Koerzitivfeldstärke oder ähnlicher Eigenschaften einer ferromagnetischen Substanz. Außerdem wird der Effekt für das bildgebende Verfahren der MOKE- bzw. Kerr-Mikroskopie genutzt, zur mikroskopischen Untersuchung ferromagnetischer Domänen und Ummagnetisierungsprozesse.

Wie schon in der Einführung zum Versuch *Polarisation* beschrieben, kann man eine linear polarisierte Lichtwelle immer aus zwei entgegengesetzt zirkular polarisierten Wellen zusammensetzen. Haben beide Komponenten im Medium unterschiedliche Brechungsindizes, so ist die zusammengesetzte Welle nach Durchgang durch ein Medium wieder linear polarisiert, aber ihre Polarisationsebene hat sich gedreht. Da Absorption und Reflektivität eines Materials zusammenhängen, kann ein solcher Effekt auch bei Reflexion an einem Medium auftreten.

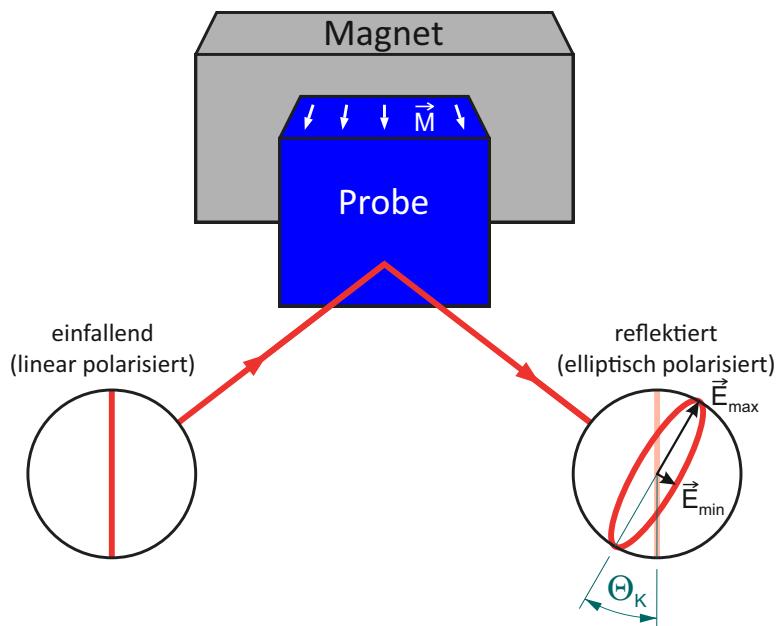


Abbildung 8: Schematische Darstellung der Reflexion von linear polarisiertem Licht an einer Probe mit Magnetisierung  $\vec{M}$ . (Nach: D. Laumann, *Magnetismus hoch 4*, Dissertation Uni Münster.)

Der von Kerr (1877) entdeckte und nach ihm benannte magneto-optische Kerr-Effekt beschreibt die Drehung der Polarisationsebene und die Änderung der Intensität von linear polarisiertem Licht bei der Reflexion an einer magnetisierten Oberfläche. In einem ferromagnetischen Material ha-

ben links- und rechtszirkular polarisiertes Licht unterschiedliche (komplexe) Brechungsindizes (abhängig von der relativen Orientierung zwischen Magnetisierungs- und Lichtausbreitungsrichtung). Fällt linear polarisiertes Licht auf eine ferromagnetische Probe, wie in Abbildung 8 gezeigt, ist das reflektierte Licht elliptisch polarisiert, was durch die Kerr-Rotation  $\Theta_K$  und die Kerr-Elliptizität  $\tan \epsilon_K = E_{\min}/E_{\max}$  beschrieben wird.

Im Versuchsaufbau hat der Laserstrahl einen so großen Durchmesser, dass man über viele Domänen mittelt, wodurch der Kerrwinkel  $\Theta_K$  in erster Näherung proportional zur Magnetisierung  $M$  der Probe ist. Im Allgemeinen ist der Kerr-Effekt sehr klein und nur mit hohem technischen Aufwand zu messen. In diesem Versuch wird deshalb ein Cobalt/Platin-Schichtsystem als ferromagnetische Probe verwendet, das eine extrem große Kerr-Rotation aufweist. Mit Hilfe zweier Polarisatoren (und dem Gesetz von Malus), kann man so die (relative) Änderung der Polarisationsebene eines Laserstrahls in Abhängigkeit von der Probenmagnetisierung bestimmen.

## Literatur

Diese Einführung orientiert sich stark an dem Kapitel *Magnetism* aus Philip Hofmanns Buch *Solid State Physics*. Sehr zu empfehlen ist außerdem die Dissertation von Daniel Laumann, *Magnetismus hoch 4*, entstanden an der Uni Münster 2016.