

Teil II

Magnetoresistive Effekte

Kapitel 3

Der anisotrope Magnetwiderstand

Der "*anisotrope magnetoresistive Effekt*" (AMR) tritt in ferromagnetischen Materialien auf. Deren spezifischer Widerstand ist parallel zur Magnetisierung einige Prozent größer als senkrecht dazu. Die Entdeckung des anisotropen magnetoresistiven Effektes (1857 durch **Thomson**) konnte erst über 100 Jahre später in die erste technische Anwendungen einfließen. Dabei handelte es sich um die Leseinheit in Bubblespeichern Ende der 1960er Jahre. Um 1980 wurde mit der Entwicklung der ersten AMR-Sensoren begonnen. In dünnen Schichten aus weichen ferromagnetischen Materialien ist die Magnetisierung leicht drehbar, so dass mit Hilfe des AMR Sensoren realisiert werden können.

3.1 Experimentelle Beobachtungen

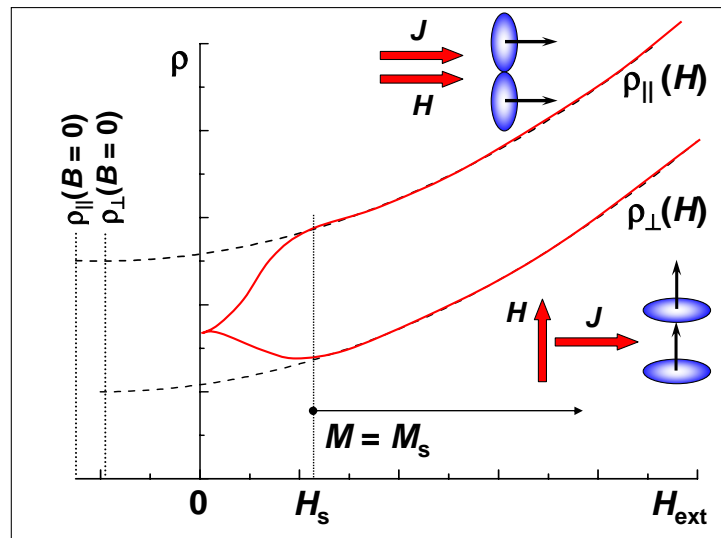


Abbildung 3.1: (a) Typische Magnetfeldabhängigkeit des spezifischen Widerstands eines ferromagnetischen Metalls. Zur Bestimmung der intrinsischen Werte für $\rho_{||}$ und ρ_{\perp} kann der Verlauf der Abhängigkeiten von hohen Feldern auf $B = 0$ extrapoliert werden, um den positiven (oder negativen) Magnetwiderstandsbeitrag zu eliminieren.

In Abb. 3.1 ist der typische Verlauf des Widerstands als Funktion eines parallel und senkrecht zur Stromrichtung angelegten Magnetfeldes für ein ferromagnetisches Metall gezeigt. Wird das Magnetfeld von Null erhöht, so resultiert bei niedrigen Magnetfeldern der beobachtete Magnetwiderstand zunächst aus der Anisotropie des Widerstands des Ferromagneten. Das heißt, der Widerstand hängt stark von der relativen Orientierung der Magnetisierung und des Stromes ab. Der anisotrope Magnetwiderstand (AMR) folgt dabei zunächst der zunehmenden Orientierung der Magnetisierung aufgrund der Ausrichtung von Domänen und sättigt, sobald die Magnetisierung parallel zur Richtung des äußeren Feldes ausgerichtet ist. Der Sättigungswert hängt dabei vom Winkel zwischen Strom und angelegtem Magnetfeld ab, wie dies in Abb. 3.1 durch verschiedene Kurven für ein longitudinales und transversales Feld gezeigt ist. Für Felder oberhalb des Sättigungswertes beobachtet man den normalen, positiven Magnetwiderstand.

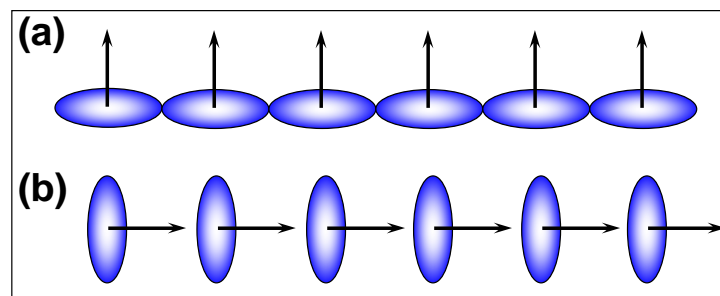


Abbildung 3.2: Asymmetrische Ladungsverteilung als Folge der Spin-Bahn-Wechselwirkung. Die asymmetrische Überlappung der Elektronenverteilungen ist auch die physikalische Ursache der Anisotropieenergie. In (a) ist die Energie nicht die gleiche wie in (b).

Die Widerstandswerte ρ_{\perp} und $\rho_{||}$ für die Stromrichtung senkrecht und parallel zur Magnetisierung sind allerdings für verschwindendes Feld definiert. Um ρ_{\perp} und $\rho_{||}$ zu bestimmen, müssen wir den Verlauf des Widerstands von hohen zu niedrigen Feldern extrapolieren. Der

dann erhaltene Unterschied von ρ_{\perp} und ρ_{\parallel} resultiert alleine aus der Asymmetrie der Orbitale. Die Beiträge vom äußeren Magnetfeld und dem inneren Feld aus der Magnetisierung wurden durch die Extrapolation bereinigt.

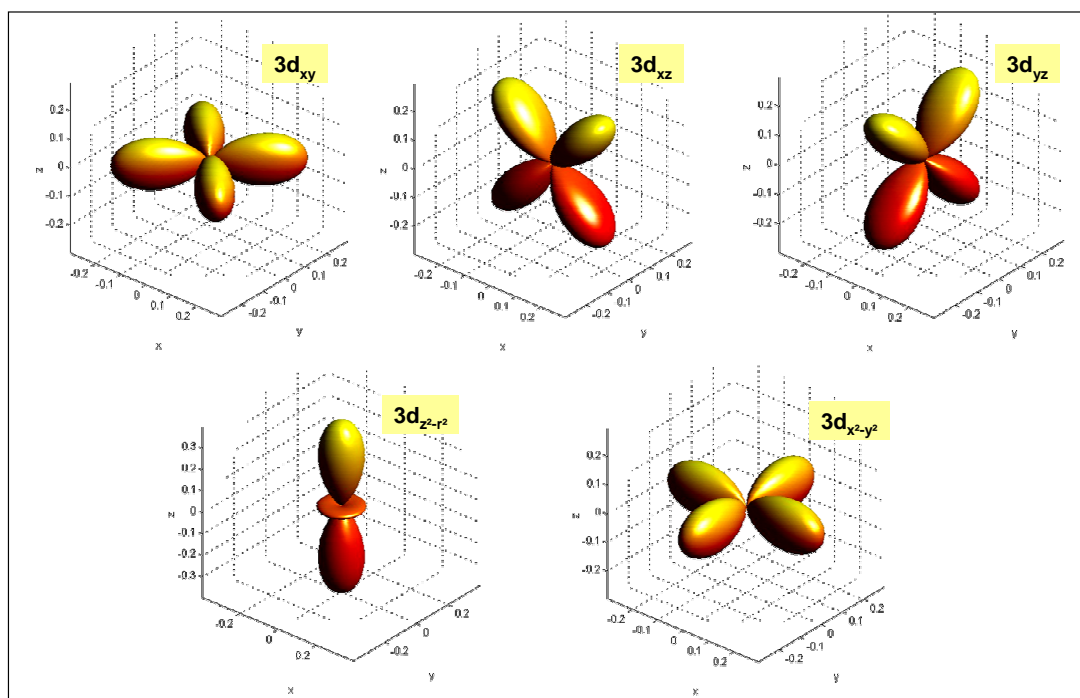


Abbildung 3.3: Grenzflächendarstellung der $3d$ -Orbitale. Diese Wahl der Orbitale ist der Symmetrie des Kristallsystems angepasst.

3.2 Anschauliche Erklärung des AMR

Die Ursache für die spontane Anisotropie des Widerstands ist die *Spin-Bahn-Wechselwirkung*. Die Spin-Bahn-Wechselwirkung ergibt einen orbitalen Beitrag zum Spinmoment. Infolge der Spin-Bahn-Wechselwirkung ist die Ladungsverteilung nicht kugelsymmetrisch, wie dies in Abb. 3.2 gezeigt ist. Dies kann man sich anhand eines Übergangsmetalls anschaulich machen (siehe hierzu die Darstellung der $3d$ -Orbitale in Abb. 3.3). Existiert z.B. ein orbitaler Beitrag zum magnetischen Moment in z -Richtung, so bedeutet dies, dass die Orbitale mit $l_z = 2$ ($3d_{x^2-y^2}$ -Orbitale) stärker besetzt sind als die mit $l_z = 0$. Daraus ergibt sich sofort eine nicht-sphärische Ladungsverteilung, wie sie in Abb. 3.2 gezeigt ist. Da die Asymmetrie mit der Richtung des Spins verbunden ist, bewirkt die Drehung der Spinrichtung auch eine Drehung der nicht-sphärischen Ladungsverteilung. Die Anisotropie des Widerstands reflektiert die Anisotropie der Wellenfunktionen.¹ Der unterschiedliche Widerstand für den Fall, dass die Stromrichtung senkrecht und parallel zur Magnetisierungsrichtung ist, resultiert daraus, dass es aufgrund der nicht-kugelsymmetrischen Ladungsverteilung unterschiedliche Streuquerschnitte für die Leitungselektronen gibt. Dies kann anschaulich aus Abb. 3.1 und Abb. 3.2 verstanden werden (eine genauere Diskussion folgt weiter unten). Für die Stromrichtung parallel zu \mathbf{M} ist der Widerstand höher, da der Streuquerschnitt der asymmetrischen Ladungsverteilung anschaulich größer ist.

Die bisher geführte Diskussion ist etwas zu vereinfachend. Wir müssen insbesondere uns klar machen, wieso der Streuquerschnitt für $\mathbf{J} \parallel \mathbf{M}$ und $\mathbf{J} \perp \mathbf{M}$ unterschiedlich ist. Wir wollen dazu unsere anschauliche Diskussion anhand eines Beispiels konkretisieren und betrachten wir den

¹Eine ausführliche theoretische Beschreibung kann in I.A. Campbell et al., J. Phys. C3, 595 (1970) oder in D. Ebert et al., Phys. Rev. B54, 8479 (1996) gefunden werden.

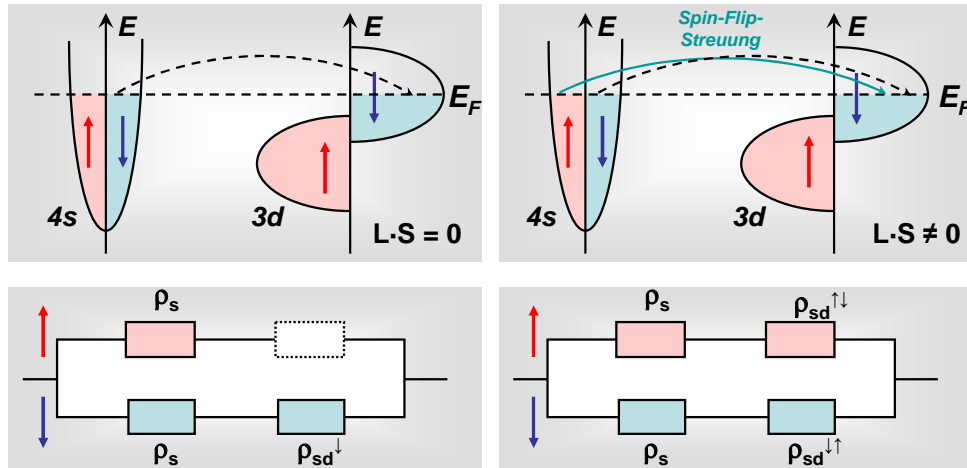


Abbildung 3.4: Die Zustandsdichte der 3d-Elektronen eines starken Ferromagneten und Ersatzschaltbilder für die verschiedenen Streuprozesse ohne (links) und mit (rechts) Spin-Bahn-Wechselwirkung.

Operator

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{LS} &= \lambda_{LS} \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \\ &= \lambda_{LS} (L_x S_x + L_y S_y + L_z S_z) = \lambda_{LS} \left(L_z S_z + \frac{L^+ S^- + L^- S^+}{2} \right) \end{aligned} \quad (3.2.1)$$

der *Spin-Bahn-Wechselwirkung*, wobei die Operatoren durch $L^\pm = L_x \pm iL_y$ gegeben sind. Bahn-, Spin- und Gesamtdrehimpulskomponenten senkrecht zur Quantisierungsachse können durch Operatoren A^\pm beschrieben werden. Diese Operatoren haben die Eigenschaft, dass sie die Orientierungsquantenzahl m des entsprechenden Drehimpulses um den Wert eins erhöhen bzw. erniedrigen. Der Effekt eines Operators der Form $L^+ S^- + L^- S^+$ ist eine Erniedrigung bzw. Erhöhung (S^- bzw. S^+) der Spin-Quantenzahl des Zustands, auf den er angewendet wird, bei gleichzeitiger Erhöhung bzw. Erniedrigung der Bahndrehimpuls-Quantenzahl entlang der Quantisierungsachse. Der "Spin-Flip-Operator" (3.2.1) führt deshalb z.B. einen $3d^\uparrow(m_l)$ Zustand eines Übergangsmetalls in den Zustand $3d^\downarrow(m_l + 1)$ bzw. den Zustand $3d^\downarrow(m_l)$ in den Zustand $3d^\uparrow(m_l - 1)$ über. Das heißt, $\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$ mischt die Spin- \uparrow und die Spin- \downarrow -Kanäle.

In Abb. 3.4 ist schematisch gezeigt, wie die Spin-Bahn-Wechselwirkung neue Möglichkeiten für eine s - d -Streuung öffnet und somit zu einer Widerstandsanisotropie beiträgt. Falls die Spin-Bahn-Wechselwirkung inaktiv ist, so gibt es keine s - d -Streuung im Majoritätsspinkanal. Der Gesamtwiderstand ergibt sich dann gemäß dem Ersatzschaltbild zu

$$\rho = \frac{\rho_s(\rho_s + \rho_{sd}^\downarrow)}{2\rho_s + \rho_{sd}^\downarrow} \equiv \rho_0 \quad (3.2.2)$$

Schalten wir jetzt die Spin-Bahn-Wechselwirkung ein, so können s^\uparrow -Elektronen durch die Spin-Flip-Streuung in freie $3d^\downarrow$ -Zustände streuen, was zu einer Erhöhung des Widerstandes führt. Außerdem ermöglicht die Spin-Bahn-Wechselwirkung die Streuung von d^\uparrow in s^\downarrow -Zustände.

Es muss allerdings berücksichtigt werden, dass s -Elektronen nur dann in freie $3d$ -Zustände gestreut werden können, wenn der Impuls \mathbf{k} der s -Elektronen in der Ebene der klassischen Orbitale der freien d -Zustände liegt. Die freien $3d$ -Zustände haben notwendigerweise einen anderen mittleren Wert $\langle L_z \rangle$ als die besetzten, weshalb \mathbf{L} für die besetzten und leeren $3d^\uparrow$ -Zustände

nicht parallel ist. Dies führt gerade zu einem endlichen Bahnmoment. Wichtig ist, dass die leeren d -Zustände immer eine L -Komponente senkrecht zu \mathbf{M} besitzen. Wir können diese Tatsache benutzen, um die Streuwahrscheinlichkeiten zu diskutieren. Ist $\mathbf{J} \parallel \mathbf{M}$ (beide sollen in der xy -Ebene liegen), so haben die leeren $3d$ -Zustände eine große Komponente von L senkrecht zu \mathbf{M} (also in z -Richtung) und haben deshalb klassische Orbits ($3d_{x^2-y^2}$, siehe Abb. 3.3), die kompatibel mit dem Impuls der Leitungselektronen in der xy -Ebene sind. In diesem Fall erhalten wir also eine starke s - d -Streuung und einen hohen elektrischen Widerstand. Falls $\mathbf{J} \perp \mathbf{M}$ (\mathbf{M} soll z.B. in z -Richtung zeigen, \mathbf{J} liegt in der xy -Ebene), so wird die Wahrscheinlichkeit für freie Zustände mit $L \parallel \mathbf{J}$ vergrößert (z.B. $3d_{z^2-r^2}$ -Orbital), die inkompatibel mit dem Impuls der Leitungselektronen sind. Die s - d -Streuung ist deshalb hier schwächer und der Widerstand kleiner.^{2,3}

²T. R. McGuire, R. I. Potter, IEEE Trans. Magn. **11**, 1018 (1975).

³R. I. Potter, Phys. Rev. **B 10**, 4626 (1974).

3.3 Widerstandstensor und AMR-Effekt

Zur weiteren Diskussion des anisotropen Magnetwiderstands führen wir den Widerstandstensor

$$\widehat{\rho}_{ij} = \begin{pmatrix} \rho_{\perp} & -\rho_H & 0 \\ \rho_H & \rho_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (3.3.1)$$

ein, wobei wir angenommen haben, dass die Probe in z-Richtung magnetisiert ist.

Für beliebige Magnetisierungsrichtungen (in Richtung des Einheitsvektor $\widehat{\mathbf{M}}$) ist der Winkel θ zwischen der Stromrichtung \mathbf{J} und $\widehat{\mathbf{M}}$ entscheidend. Mit Hilfe von Abb. 3.5 oder dem obigen Widerstandstensor erhalten wir für das elektrische Feld den Ausdruck

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \rho_{\perp} [\mathbf{J} - [\widehat{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{J}] \cdot \widehat{\mathbf{M}}] + \rho_{\parallel} [\widehat{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{J}] \cdot \widehat{\mathbf{M}} + R_H \widehat{\mathbf{M}} \times \mathbf{J} \\ \mathbf{E} &= \rho_{\perp} \mathbf{J} + [\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}] [\widehat{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{J}] \cdot \widehat{\mathbf{M}} + R_H \widehat{\mathbf{M}} \times \mathbf{J} . \end{aligned} \quad (3.3.2)$$

Der spezifische Widerstand wird immer in Richtung der Stromdichte gemessen. Multiplizieren wir (3.3.2) mit \mathbf{J} , so erhalten wir für die Abhängigkeit des Widerstands vom Winkel θ

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{E} \cdot \mathbf{J}}{J^2} = \rho &= \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cos^2 \theta \\ &= \frac{\rho_{\parallel} + 2\rho_{\perp}}{3} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) . \end{aligned} \quad (3.3.3)$$

Die Differenz $\Delta\rho = \rho_{\parallel} - \rho_{\perp}$ zwischen ρ_{\parallel} und ρ_{\perp} bezeichnen wir als die *spontane Widerstands-anisotropie*. Der erste Term in der zweiten Zeile von (3.3.3) stellt den *mittleren spezifischen Widerstand* $\rho_{\text{aver}} = (\rho_{\parallel} + 2\rho_{\perp})/3$ dar. Mit diesen Abkürzungen können wir den *Anisotropen Magnetwiderstand* definieren als

$$\text{AMR} \equiv \frac{\rho(H_s) - \rho_{\text{aver}}}{\rho_{\text{aver}}} = \frac{\Delta\rho}{\rho_{\text{aver}}} \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) . \quad (3.3.5)$$

Hierbei ist θ der Winkel zwischen Stromdichte \mathbf{J} und Magnetisierung \mathbf{M} . Der AMR ist also durch die Differenz der Sättigungswerte im longitudinalen und transversalen Feld normiert auf den Wert für eine zufällige Magnetisierungsverteilung gegeben.

In einer massiven Probe ist im Nullfeld die Magnetisierung der Domänen zufällig verteilt. Der Mittelwert für $\cos^2 \theta$ in (3.3.3) ist dann $1/3$ und der Nullfeldwiderstand ist $\frac{\rho_{\parallel} + 2\rho_{\perp}}{3}$. Der AMR ist als die Differenz des Sättigungswerts des Widerstands bei hohen Feldern und des Widerstands bei Nullfeld definiert. Er erreicht in longitudinalen Feldern ($\cos^2 \theta = 1$) den Wert

$$\text{AMR}_{\text{long}} = \frac{2(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})}{\rho_{\parallel} + 2\rho_{\perp}} \quad (3.3.7)$$

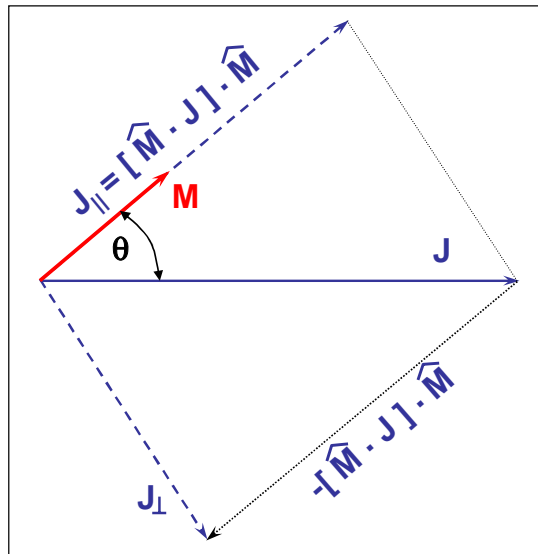


Abbildung 3.5: Zur Ableitung von Gleichung (3.3.2).

und in transversalen Feldern ($\cos^2 \theta = 0$) den Wert

$$\text{AMR}_{\text{trans}} = -\frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\rho_{\parallel} + 2\rho_{\perp}}. \quad (3.3.9)$$

Um einen hohen Effekt zu erzielen, sollte also der Unterschied zwischen ρ_{\parallel} und ρ_{\perp} möglichst groß sein.

In ferromagnetischen Filmen mit einer Magnetisierung in der Filmebene⁴ ist der Mittelwert von $\cos^2 \theta$ für eine zufällige Verteilung der Magnetisierungsrichtung in der Ebene $1/2$ und man schreibt üblicherweise (3.3.3) in der geschickteren Form

$$\rho = \frac{\rho_{\parallel} + \rho_{\perp}}{2} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})\left(\cos^2 \theta - \frac{1}{2}\right). \quad (3.3.10)$$

Der Nullfeldwiderstand ist dann $\rho_{\text{aver}} = (\rho_{\parallel} + \rho_{\perp})/2$ und der AMR sättigt bei $\pm \frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\rho_{\parallel} + \rho_{\perp}}$.

3.3.1 Anwendungsaspekte

Für Magnetfelder oberhalb der Sättigungsfeldstärke H_s variiert der AMR \cos^2 -förmig als Funktion des Winkels zwischen Stromdichte und der Richtung des angelegten Magnetfeldes. Der AMR-Effekt kann deshalb zur Realisierung eines Winkelsensors verwendet werden. Hierbei ist es natürlich günstig, wenn erstens der AMR-Effekt möglichst groß ist und zweitens die Sättigungsfeldstärke klein ist.

Da die Magnetisierung eines dünnen Films eines weichmagnetischen Materials in sehr kleinen Feldern gesättigt werden kann, kann der AMR von dünnen Filmen dazu benutzt werden, um

⁴Eine Ausrichtung der Magnetisierung in der Filmebene ist aufgrund der kleineren Streufelder für dünne Filme fast immer günstiger als eine Ausrichtung senkrecht zur Filmebene.

Niederfeld MR-Sensoren zu bauen. Ein typisches Beispiel dafür ist ein Drehratensensor, bei dem z.B. ein Permanentmagnet über dem AMR-Sensor gedreht wird. Durch das Feld des Permanentmagneten befindet sich der AMR-Sensor immer in Sättigung und durch Variation des Winkels fährt man zwischen den beiden extremen Kurven für Feld parallel und senkrecht zur Stromrichtung (siehe Abb. 3.1) hin und her. Aufgrund von (3.3.3) oder (3.3.10) erhalten wir eine \cos^2 -förmige Winkelabhängigkeit. Ein weiteres Anwendungsfeld für den AMR sind Leseköpfe für Festplatten auf der Basis von Permalloy-Filmen. Diese werden heute aber schon durch die GMR-Sensoren verdrängt.

In der Technik benutzt man anstelle der Bezeichnung AMR häufig die Nomenklatur *spontane Widerstands-Anisotropie-Verhältnis*, *SRA* (spontaneous resistivity anisotropy ratio). Das SRA bzw. der AMR kann Werte von bis zu 20% in Legierungen wie NiFe oder NiCo bei tiefen Temperaturen erreichen und nimmt bis zu Raumtemperatur auf einige % ab. In der Praxis wird häufig Permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Co}_{20}$) verwendet.

3.4 Vertiefungsthema: Der außergewöhnliche Hall-Effekt

Ein relativ unbekannter Effekt, der direkt aus der Widerstandsanisotropie hervorgeht, ist der *außergewöhnliche Hall-Effekt* (auch "planarer" oder "Pseudo-Hall-Effekt" genannt). Das Magnetfeld und die Magnetisierung liegen dabei in der Probenebene (xy -Ebene) und schließen mit der Stromrichtung den Winkel θ ein (siehe Abb. 3.6).

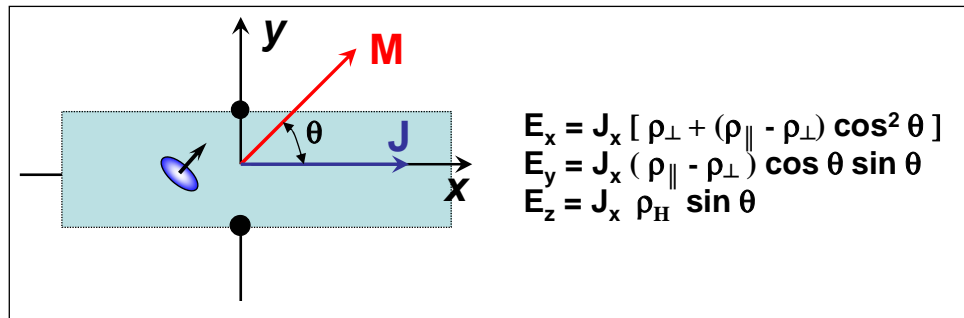


Abbildung 3.6: Zum außergewöhnlichen Hall-Effekt.

Entsprechend des oben eingeführten Widerstandstensors erhalten wir eine nicht verschwindende Querspannung

$$E_y = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{J}}{|\mathbf{J}|} = (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) J \sin \theta \cos \theta . \quad (3.4.1)$$

Die außergewöhnliche Hall-Spannung ist somit maximal für $\theta = 45^\circ$ und verschwindet bei 0° und 90° . Im Gegensatz zum echten Hall-Effekt ändert die Querspannung bei Umkehren der Feldrichtung nicht ihr Vorzeichen.