

2.2. Magnetisierung planarer hochpermeabler Kerne

2.2.1. Das Summationsverfahren

Erster Schritt bei der Beschreibung des Sensors ist die Ermittlung der Magnetisierung des Kerns durch das zu messende Feld.

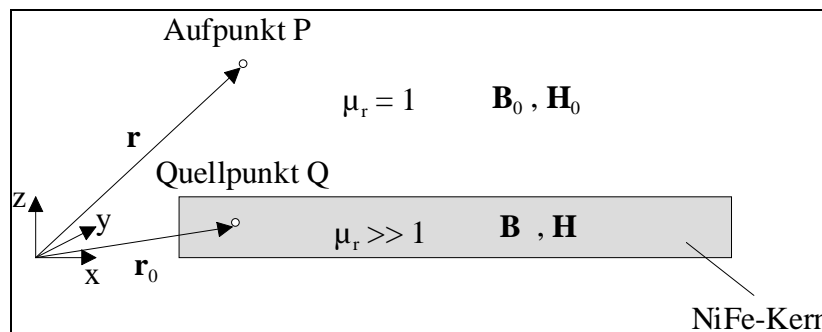


Abb. 2.1: Das Feldproblem

Die Berechnung von \mathbf{B} und \mathbf{H} aus \mathbf{B}_0 und \mathbf{H}_0 führt auf die Problematik der Berechnung entmagnetisierender Felder im Inneren hochpermeabler Körper. Eine analytische Behandlung dieses Problems ist nur für ellipsoidförmige Körper möglich /OSB 45/, /WUN 89-1/, /LEH 86/. Erste Ansätze /SAU 94/ mit einer Ellipsoidnäherung und der damit angenommenen homogenen Feldverteilung im Kern führten jedoch schnell zu Interpretationsschwierigkeiten der gemessenen Effekte.

Für beliebig geformte und in diesem Fall speziell quaderförmige Körper ist die Lösung des Feldproblems zunächst analytisch nicht möglich. Einen eleganten und numerisch leicht umzusetzenden Ansatz beschreiben D. Fränkel und R. Nuscheler in /FRA 80/. Vorteil dieses Summationsverfahrens, das auf einer integralen Formulierung des Feldproblems beruht, ist, daß nur der Bereich des hochpermeablen Kerns selbst diskretisiert werden muß, so daß störende Einflüsse durch Festlegung von Randwerten außerhalb des Kerns entfallen und eine Berechnung des Streufeldes des Kerns in einer beliebig großen Umgebung ohne Erhöhung des numerischen Aufwandes möglich ist. Das Verfahren nach /FRA 80/, das auch sehr zum Verständnis der Problematik geeignet ist, und seine Anwendung soll im Folgenden systematisch beschrieben werden.

Stationäre magnetische Felder, deren Betrachtung für die Magnetisierung des Kernes durch das Meßfeld ausreicht, werden mit der 1. Maxwell'schen Gleichung

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{S} \quad (2.1)$$

mit der Divergenzbedingung

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \quad (2.2)$$

und der Materialgleichung

$$\mathbf{B} = \mu_r \mu_0 \mathbf{H} \quad (2.3)$$

vollständig beschrieben. Der Einfluß des Permalloy auf den Zusammenhang zwischen \mathbf{B} und \mathbf{H} kann statt durch die relative Permeabilität μ_r durch die Magnetisierung \mathbf{M} bzw. die magnetische Polarisation \mathbf{J} beschrieben werden

$$\mathbf{B} = \mu_r \mu_0 \mathbf{H} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{J} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}), \quad (2.4)$$

wobei bei Einführung der magnetischen Suszeptibilität χ durch

$$\mathbf{M} = (\mu_r - 1)\mathbf{H} = \chi \mathbf{H} \quad (2.5)$$

der Zusammenhang zwischen \mathbf{M} und \mathbf{H} angegeben werden kann.

Grundlegende Idee des Lösungsverfahrens ist die Rückführung der Berechnung eines nichtwirbelfreien Vektorfeldes auf die Lösung einer skalaren Potentialgleichung nach Sommerfeld /SO 00/, /WO 76/. Dabei wird das zu berechnende Vektorfeld \mathbf{H} in einen quellenfreien Anteil \mathbf{H}_0 , der die selben Wirbel hat wie \mathbf{H}

$$\operatorname{div} \mathbf{H}_0 = 0 \quad \operatorname{rot} \mathbf{H}_0 = \operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{S} \quad (2.6)$$

und in einen wirbelfreien Anteil \mathbf{H}_M , der die selben (fiktiven) Quellen wie \mathbf{H} hat, aufgespalten

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_M = 0 \quad \operatorname{div} \mathbf{H}_M = \operatorname{div} \mathbf{H} \quad (2.7)$$

mit

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_M. \quad (2.8)$$

Die Berechnung des quellenfreien Feldes \mathbf{H}_0 aus seinen Wirbeln erfolgt mit dem magnetischen Vektorpotential

$$\mathbf{H}_0 = \frac{1}{\mu} \operatorname{rot} \Psi \quad (2.9)$$

$$\Psi = \frac{\mu}{4\pi} \int_{(V)} \frac{\mathbf{S}(\mathbf{r}_0)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} dV_0 \quad (2.10)$$

bzw. mit dem daraus abgeleiteten Biot-Savart'schen Integral

$$\mathbf{H}_0 = \frac{1}{4\pi} \int_{(V)} \mathbf{S}(\mathbf{r}_0) \times \operatorname{grad} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} dV_0. \quad (2.11)$$

Für einfache stromführende Geometrien können hier analytische Lösungen angegeben werden.

Zur Berechnung des wirbelfreien Feldes \mathbf{H}_M aus seinen Quellen benutzt man das magnetische Skalarpotential φ_M

$$\mathbf{H}_M = -\text{grad } \varphi_M. \quad (2.12)$$

Aus (2.8) eingesetzt in (2.4) sowie mit (2.6) und (2.2) folgt unmittelbar

$$\text{div } \mathbf{H}_M = -\text{div } \mathbf{M} \quad (2.13)$$

und man erhält

$$\Delta \varphi_M = \text{div } \mathbf{M}. \quad (2.14)$$

Die Lösung dieser Poissonschen Differentialgleichung mit Hilfe des Greenschen Satzes führt zu

$$\varphi_M = \frac{1}{4\pi} \left[\oint_A \frac{\mathbf{M}(\mathbf{r}_0)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} d\mathbf{A}_0 - \int_V \frac{\text{div } \mathbf{M}(\mathbf{r}_0)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} dV_0 \right] \quad (2.15)$$

analog zur Elektrostatik. Man kann diese Gleichung auch als Potentialgleichung magnetischer Raumladungen und Flächenladungen interpretieren.

$$\sigma_m = \mathbf{M} \cdot \frac{d\mathbf{a}}{da} = \mathbf{M} \cdot \mathbf{n} \quad \rho_m = -\text{div } \mathbf{M} \quad (2.16)$$

Dabei handelt es sich um fiktive Ladungen von formaler Bedeutung, denen keine physikalische Realität zuzusprechen ist, jedoch erleichtert diese Betrachtung das Verständnis der folgenden Schritte. Das Volumenintegral in (2.15) muß demnach über den gesamten mit magnetisierbaren Material erfüllten Raum gebildet werden. Im Flächenintegral werden alle Trennflächen F_α , F_β berücksichtigt, in denen Materialien unterschiedlicher Suszeptibilität χ_α , χ_β aneinanderstoßen. Man kann daher (2.15) auch schreiben als

$$\varphi_M = \frac{1}{4\pi} \left[\oint_{\sum F_{\alpha,\beta}} \frac{\mathbf{M}_\alpha(\mathbf{r}_0) + \mathbf{M}_\beta(\mathbf{r}_0)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} d\mathbf{A}_0 - \int_V \frac{\text{div } \mathbf{M}(\mathbf{r}_0)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} dV_0 \right]. \quad (2.17)$$

Bildet man den Gradienten im Aufpunkt P und berücksichtigt die Vertauschbarkeit der Rechenoperationen Ableitung und Integration, erhält man

$$\mathbf{H}_M(\mathbf{P}) = \frac{1}{4\pi} \left[- \oint_{\sum F_{\alpha,\beta}} \text{grad} \frac{\mathbf{M}_\alpha(\mathbf{r}_0) + \mathbf{M}_\beta(\mathbf{r}_0)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} d\mathbf{A}_0 + \int_V \text{grad} \frac{\text{div } \mathbf{M}(\mathbf{r}_0)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} dV_0 \right]. \quad (2.18)$$

Die einzige von den Koordinaten des Punktes P in beiden Integralen abhängige Größe ist $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|$, so daß mit

$$\text{grad} \left(\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} \right) = - \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_0}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^3} \quad (2.19)$$

folgt

$$\mathbf{H}_M(\mathbf{P}) = \frac{1}{4\pi} \left[\oint_{\sum F_{\alpha,\beta}} \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) [\mathbf{M}_\alpha(\mathbf{r}_0) + \mathbf{M}_\beta(\mathbf{r}_0)]}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^3} d\mathbf{A}_0 - \int_V \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \operatorname{div} \mathbf{M}(\mathbf{r}_0)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^3} dV_0 \right]. \quad (2.20)$$

Damit läßt sich der Feldstärkeanteil \mathbf{H}_M im Aufpunkt P aus der Magnetisierung \mathbf{M} des Kernes berechnen.

Da aber M eine gesuchte Größe ist, gewinnt man durch Einsetzen von (2.5) und (2.8) in die Gleichung (2.20) bei Vernachlässigung von Hystereseeffekten einen eindeutigen Zusammenhang zwischen \mathbf{H}_0 und \mathbf{M}

$$\mathbf{H}_0(\mathbf{P}) + \frac{1}{4\pi} \left[\oint_{\sum F_{\alpha,\beta}} \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) [\mathbf{M}_\alpha(\mathbf{r}_0) + \mathbf{M}_\beta(\mathbf{r}_0)]}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^3} d\mathbf{A}_0 - \int_V \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \operatorname{div} \mathbf{M}(\mathbf{r}_0)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^3} dV_0 \right] = \frac{1}{\chi_M} \mathbf{M}(\mathbf{P}). \quad (2.21)$$

Diese Integralgleichung ist analytisch auch für einfache Geometrien nicht lösbar. Daher werden die magnetisierbaren Gebiete in quaderförmige Teilstücke zerlegt, in denen die magnetischen Eigenschaften μ_r und \mathbf{M} als ortsunabhängig angenommen werden. Damit verschwindet $\operatorname{div} \mathbf{M}$ und somit auch das Volumenintegral in (2.21). An den Grenzflächen der Teilkörper treten sprunghafte Änderungen von \mathbf{M} auf. Über diese Grenzflächen der n Teilkörper ist nun das Flächenintegral zu bilden, so daß man das Flächenintegral umformen kann zu

$$\frac{1}{4\pi} \oint_{\sum F_{\alpha,\beta}} \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) [\mathbf{M}_\alpha(\mathbf{r}_0) + \mathbf{M}_\beta(\mathbf{r}_0)]}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^3} d\mathbf{A}_0 = \sum_{i=1}^n \oint_{F_i} \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \mathbf{M}_i(\mathbf{r}_0)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^3} d\mathbf{A}_0 \quad (2.22)$$

mit der Oberfläche F_i und der Magnetisierung \mathbf{M}_i des Teilkörpers i. Damit erhält man nun für Gleichung (2.21)

$$\mathbf{H}_0(\mathbf{P}) + \frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^n \oint_{F_i} \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \mathbf{M}_i(\mathbf{r}_0)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^3} d\mathbf{A}_0 = \frac{1}{\chi_M} \mathbf{M}(\mathbf{P}). \quad (2.23)$$

Legt man die Aufpunkte P jeweils in die Mitte der quaderförmigen Teilkörper und schreibt die Gleichung für jeden Teilkörper auf, so ergeben sich n Gleichungen für die n unbekanntenen Magnetisierungsvektoren.

Führt man nun noch Tensoren \mathbf{N}_{iP} ein, die durch

$$\frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^n \oint_{F_i} \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \mathbf{M}_i(\mathbf{r}_0)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^3} d\mathbf{A}_0 = \sum_{i=1}^n \mathbf{N}_{iP} \mathbf{M}_i \quad (2.24)$$

definiert werden, kann man (2.23) von der integralen in eine algebraische Form bringen:

$$\mathbf{H}_0(\mathbf{P}) + \sum_{i=1}^n \mathbf{N}_{i\mathbf{P}} \mathbf{M}_i = \frac{1}{\chi_M} \mathbf{M}(\mathbf{P}). \quad (2.25)$$

In kartesischen Koordinaten lauten dabei die Elemente des Tensors $\mathbf{N}_{i\mathbf{P}}$ und des Magnetisierungsvektors \mathbf{M}_i

$$\mathbf{N}_{i\mathbf{P}} = \begin{pmatrix} N_{xix\mathbf{P}} & N_{xiy\mathbf{P}} & N_{xiz\mathbf{P}} \\ N_{yix\mathbf{P}} & N_{yiy\mathbf{P}} & N_{yiz\mathbf{P}} \\ N_{zix\mathbf{P}} & N_{z iy\mathbf{P}} & N_{yiz\mathbf{P}} \end{pmatrix} \quad \mathbf{M}_i = \begin{pmatrix} M_{xi} \\ M_{yi} \\ M_{zi} \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

Berechnet man in (2.25) die Produkte $\mathbf{N}_{i\mathbf{P}} \cdot \mathbf{M}_i$, so erhält man statt der n vektoriellen $3n$ skalare Gleichungen.

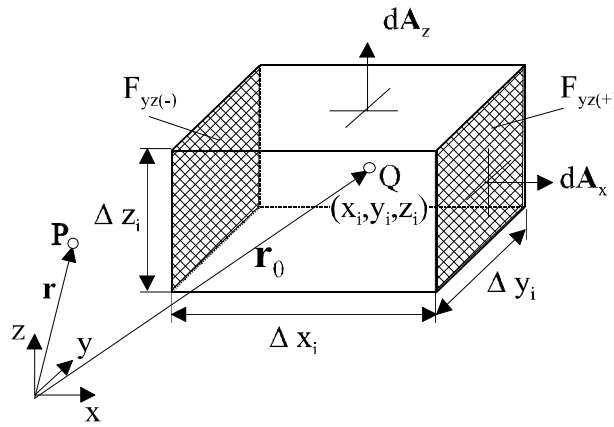


Abb. 2.2: Differentielles Volumenelement

Die Berechnung der Tensorelemente selbst ist von der Art der Diskretisierung abhängig. Diskretisiert man den magnetisierbaren Bereich in quaderförmige Teilkörper mit achsenparallelen Begrenzungsflächen in Richtung der Koordinatenachsen entsprechend Abb. 2.2, so ergibt sich aus (2.25) die Bestimmungsgleichung für die 1. Spalte des Tensors $\mathbf{N}_{i\mathbf{P}}$.

$$\begin{pmatrix} N_{xix\mathbf{P}} \\ N_{yix\mathbf{P}} \\ N_{zix\mathbf{P}} \end{pmatrix} = \oint_{F_i} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^3} \begin{pmatrix} x - x_0 \\ y - x_0 \\ z - z_0 \end{pmatrix} dA_x = \int_{F_{yz(+)}} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^3} \begin{pmatrix} x - x_0 \\ y - x_0 \\ z - z_0 \end{pmatrix} dy_0 dz_0 - \int_{F_{yz(-)}} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^3} \begin{pmatrix} x - x_0 \\ y - x_0 \\ z - z_0 \end{pmatrix} dy_0 dz_0 \quad (2.27)$$

Analog werden die anderen Spalten des Tensors berechnet. Die Lösungen für $N_{xix\mathbf{P}}$ und $N_{yix\mathbf{P}}$ nach /FRA 80/ sind im Anhang A1 und A2 angegeben.

Damit kann nun das Gleichungssystem zur Berechnung der Magnetisierung aufgestellt werden zu

$$\left[(\mathbf{N}) - \frac{1}{\chi_M} (\text{diag}_n(1)) \right] \cdot (\mathbf{M}) = -(\mathbf{H}_0) \quad (2.28)$$

und aufgelöst nach (\mathbf{M})

$$(\mathbf{M}) = - \left[(\mathbf{N}) - \frac{1}{\chi_M} (\text{diag}_{3n}(1)) \right]^{-1} \cdot (\mathbf{H}_0) \quad (2.29)$$

mit den Vektoren bzw. Matrizen

$$(\mathbf{M}) = (M_{x_1}, \dots, M_{x_n}, M_{y_1}, \dots, M_{y_n}, M_{z_1}, \dots, M_{z_n})^T \quad (2.30)$$

$$(\mathbf{H}_0) = (H_{0x_1}, \dots, H_{0x_n}, H_{0y_1}, \dots, H_{0y_n}, H_{0z_1}, \dots, H_{0z_n})^T \quad (2.31)$$

$$(\mathbf{N}) = \begin{pmatrix} N_{x_1x_1} \cdots N_{x_nx_1} & N_{x_1y_1} \cdots N_{x_ny_1} & N_{x_1z_1} \cdots N_{x_nz_1} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ N_{x_1x_N} \cdots N_{x_nx_N} & N_{x_1y_N} \cdots N_{x_ny_N} & N_{x_1z_N} \cdots N_{x_nz_N} \\ N_{y_1x_1} \cdots N_{y_nx_1} & N_{y_1y_1} \cdots N_{y_ny_1} & N_{y_1z_1} \cdots N_{y_nz_1} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ N_{y_1x_N} \cdots N_{y_nx_N} & N_{y_1y_N} \cdots N_{y_ny_N} & N_{y_1z_N} \cdots N_{y_nz_N} \\ N_{z_1x_1} \cdots N_{z_nx_1} & N_{z_1y_1} \cdots N_{z_ny_1} & N_{z_1z_1} \cdots N_{z_nz_1} \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ N_{z_1x_N} \cdots N_{z_nx_N} & N_{z_1y_N} \cdots N_{z_ny_N} & N_{z_1z_N} \cdots N_{z_nz_N} \end{pmatrix}. \quad (2.32)$$

Die Feldstärke für die Mittelpunkte der Diskretisierungsquader läßt sich nun berechnen nach

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_M = \mathbf{H}_0 + \mathbf{N} \cdot \mathbf{M} \quad (2.33)$$

und in einem beliebigen Punkt K

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_M = \mathbf{H}_0 + \mathbf{N}_K \cdot \mathbf{M} \quad (2.34)$$

mit

$$\mathbf{N} \neq \mathbf{N}_K. \quad (2.35)$$

2.2.2. Ergebnisse

Die Berechnung des Feldes im Inneren des planaren Kerns kann durch einige Vorbetrachtung wesentlich vereinfacht werden. Soinski benutzt das Summationsverfahren in /SOI 84/ zur Berechnung des entmagnetisierenden Feldes eines Normstreifens im homogenen Magnetfeld eines Epstein-Apparates /IEC 78/ und vernachlässigt die Magnetisierung in Richtung der Kernbreite und Kernhöhe. Die Magnetisierung in z-Richtung ist durch die aus der geringen Kernhöhe resultierenden starken Entmagnetisierung vernachlässigbar. In y-Richtung ist zwar mit signifikanten Komponenten der Magnetisierung zu rechnen, allerdings heben sich diese aus Symmetrie-

gründen bei einem Feld \mathbf{H}_0 in x-Richtung auf und sind zudem für die induzierte Spannung in den Sensorspulen der Sensoren uninteressant. Damit sind folgende Vereinfachungen möglich

$$(\mathbf{H}_0) = (H_{0x1}, \dots, H_{0xn}, 0_{y1}, \dots, 0_{yn}, 0_{z1}, \dots, 0_{zn})^T = (H_{0x1}, \dots, H_{0xn})^T \quad (2.36)$$

$$(\mathbf{M}) = (M_{x1}, \dots, M_{xn}, 0_{y1}, \dots, 0_{yn}, 0_{z1}, \dots, 0_{zn})^T = (M_{x1}, \dots, M_{xn})^T \quad (2.37)$$

und setzt man (2.37) in (2.28) ein, vereinfacht sich (2.32) zu

$$(\mathbf{N}) = \begin{pmatrix} N_{x1x1} \cdots N_{xNx1} \\ \vdots \quad \quad \quad \vdots \\ N_{x1xN} \cdots N_{xNxN} \end{pmatrix}. \quad (2.38)$$

Damit reduziert sich der numerische Aufwand zur Aufstellung der Tensormatrix und zur Lösung von (2.29) erheblich.

Für die Applikation der Sensorelemente als Sensorzeile oder Gradientensonde ist die Abschätzung der Streufelder der magnetisierten Sensorkerne wichtig, um sicherzustellen, daß sich benachbarte Kerne nicht gegenseitig beeinflussen und das Meßergebnis verfälschen. Zuerst erfolgt für ein gegebenes Feld \mathbf{H}_0 (z.B. $\mathbf{H}_0 = 120 \text{ A/m}$) die Aufstellung der vereinfachten Tensormatrix nach (2.38) und die Berechnung der Magnetisierung im Kern durch Lösen von (2.29).

Die Berechnung des Streufeldes $\mathbf{H}(\mathbf{P})$ in einem beliebigen Punkt \mathbf{P} erfolgt nun nach (2.34) mit $\mathbf{H}_0 = \mathbf{0}$ und

$$(\mathbf{N}_K) = \begin{pmatrix} N_{x1xP} \cdots N_{xNxP} \\ N_{y1xP} \cdots N_{yNxP} \\ N_{x1xP} \cdots N_{xNxP} \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{P}) = \begin{pmatrix} H_{xP} \\ H_{yP} \\ H_{zP} \end{pmatrix}. \quad (2.40)$$

Die folgende Abbildung zeigt das Resultat für einen Standardkern von 1300 μm Länge, 100 μm Breite, 0,5 μm Dicke und einem $\mu_r = 5000$.

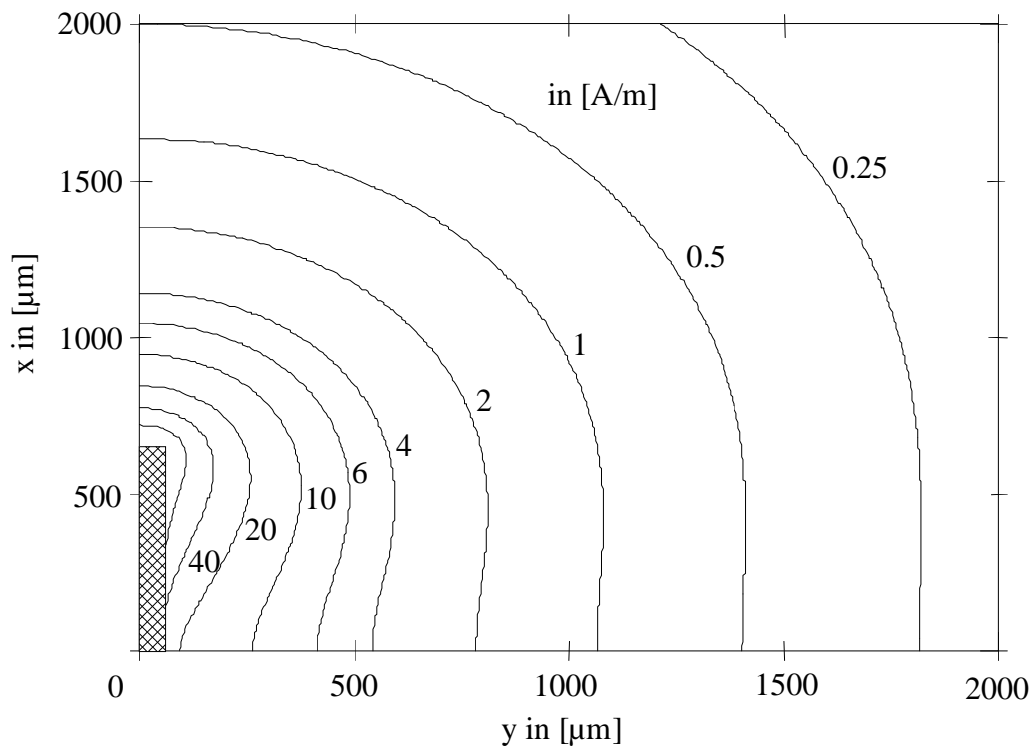


Abb. 2.3: Äquifeldlinien des Streufeldes eines Fluxgate-Kerns bei Magnetisierung mit $H_0 = 120 \text{ A/m}$

Abb. 2.4 zeigt den zugehörigen Verlauf der Induktion B entlang der Kernachse

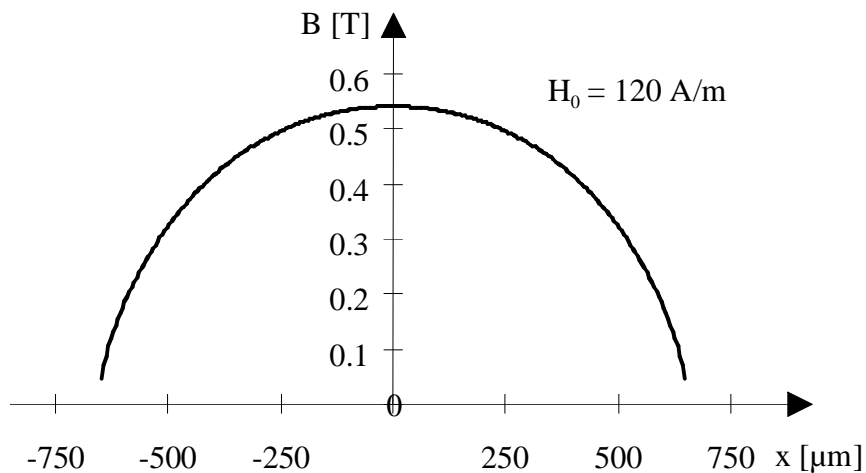


Abb. 2.4: Induktion B für $H_0 = 120 \text{ A/m}$ im Standardkern entlang der Kernachse

Für den Sensorentwurf ist die Abhängigkeit der Induktion B im Sensorkern von der Geometrie des Kernes (Länge und Breite) für eine feste Feldstärke H_0 des zu messenden Feldes interessant. Die beiden folgenden Bilder zeigen die Ergebnisse der Variation von Kernlänge und -breite in der Umgebung des Standardwertes (Kernlänge $1300 \mu\text{m}$, Kernbreite $100 \mu\text{m}$). Die gestrichelte Linie bedeutet dabei den Grenzwert der Induktion, der sich ohne Entmagnetisierung aus den Randbedingungen parallel zur Kernachse und $H_0 = 120 \text{ A/m}$ ergeben würde.

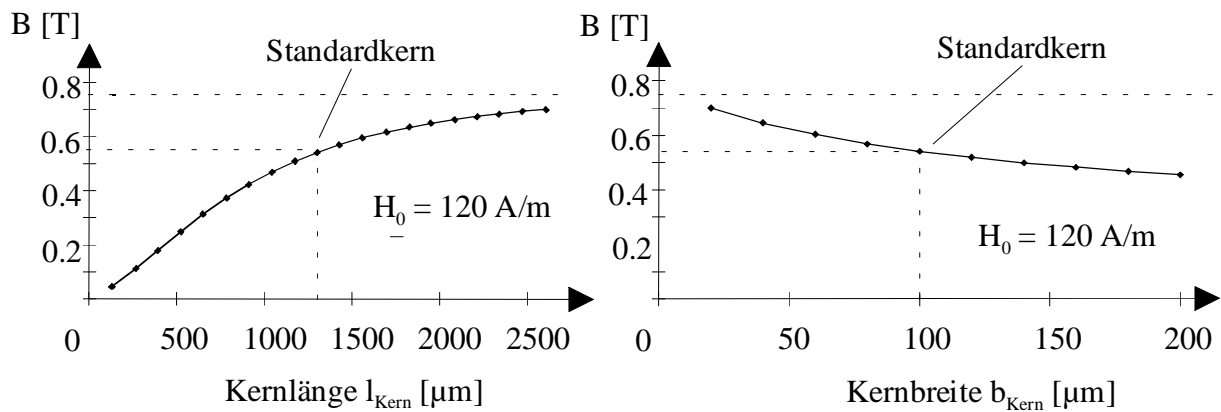
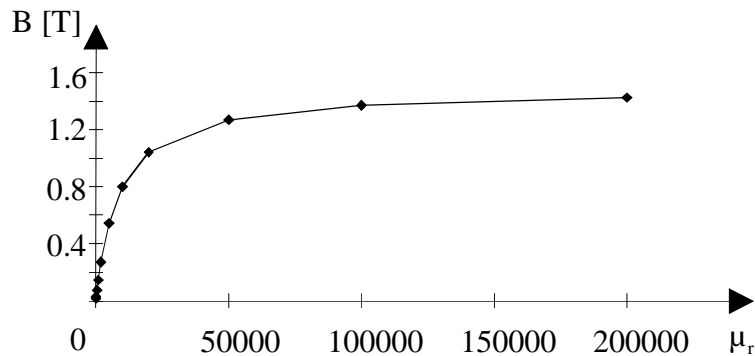
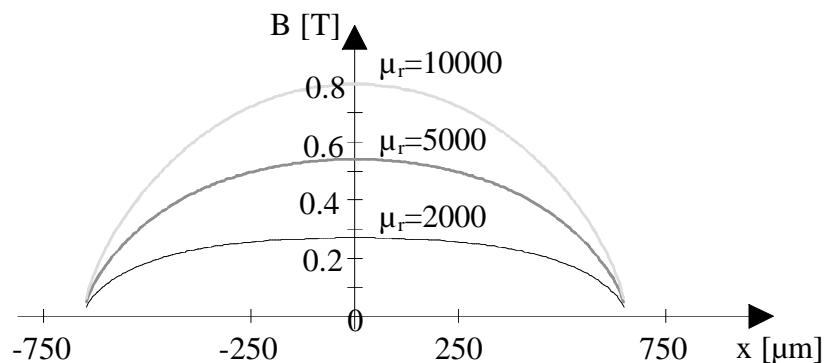


Abb. 2.5: Induktion B bei Variation von Kernlänge und Kernbreite

Zur Charakterisierung der Technologie ist die Abhängigkeit von den kritischen Parametern relative Permeabilität μ_r und Kerndicke d und wichtig.

Abb. 2.6: Induktion B bei Variation von μ_r

Der unerwartete, nahezu asymptotische Verlauf der Abhängigkeit für große μ_r ist auf die Zunahme der Entmagnetisierung zurückzuführen. Die folgende Grafik zeigt, wie sich der Verlauf der Induktion entlang der Kernachse und damit die Entmagnetisierung in Abhängigkeit von μ_r ändert.

Abb. 2.7: Induktion B entlang der Kernachse bei Variation von μ_r

Die Erhöhung der Kerndicke führt zu einer Verringerung von B. Allerdings steigt der für die in den Meßspulen induzierte Spannung relevante Fluß Φ_{Pick} trotzdem wie erwartet mit der Kerndicke d .

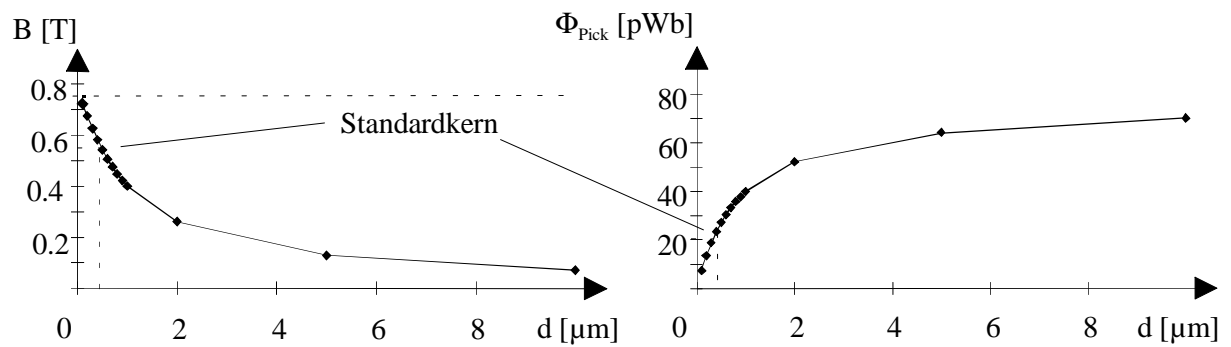


Abb. 2.8: Induktion B und Fluß Φ_{Pick} bei Variation der Kerndicke

Damit konnten mit Hilfe des Summationsverfahrens die grundlegenden Abhängigkeiten der Magnetisierung der Sensorkerne durch ein homogenes Magnetfeld erfaßt werden. An die Technologie ergibt sich daraus die Forderung, möglichst dicke Kerne mit hohem μ_r der Kernlegung herzustellen. Bezüglich der Designgrößen Kernbreite und Kernlänge scheinen zunächst lange, schmale Kerne wünschenswert. Allerdings sind Chipfläche, ohmscher Widerstand der Spulenleitbahnen und Via-Kontakte sowie die an der Meßspule zu erzielende Spannung (Φ_{Pick} sinkt für schmalere Kerne) weitere, zu berücksichtigende Faktoren.