

3 Physikalische Grundlagen für passiv versorgte RFID- und RFIDS-Systeme

Zum besseren technischen Verständnis der physikalischen Zusammenhänge bei den Vorgängen der Energie- und Datenübertragung in RFID- und RFIDS-Systemen wird in diesem Abschnitt intensiv auf die Theorie der magnetischen Felder eingegangen. Zunächst soll gezeigt werden, warum der weitaus größte Teil der auf dem Markt erhältlichen RFID- und RFIDS-Systemen, die passiv versorgt werden, nach dem Prinzip der induktiven Kopplung arbeitet. Dazu muß die magnetische Feldkomponente im Nah- und Fernfeld betrachtet werden. Anschließend soll die Abhängigkeit des Kopplungsfaktors von der Übertragungsdistanz aufgezeigt werden. Der Kopplungsfaktor spielt bei der Wahl des richtigen Übertragers ebenso eine Rolle, wie die Abhängigkeit der Rauschbandbreite von dem als ohmsche Last angenommenen Verbraucher. Zum Schluß wird der Bezug zwischen der Eingangsleistung und der am Verbraucher abgegebenen Leistung aufgeführt. Weitere Betrachtungen zeigen die Abhängigkeit der Eingangsleistung vom Kopplungsfaktor auf.

3.1 Magnetischen Feldkomponenten im Nah- und Fernfeld

Ein sich zeitlich änderndes Magnetfeld im Raum induziert ein elektrisches Feld mit in sich geschlossenen Feldlinien, die das magnetische Feld umfassen und in sich selbst zeitlich verändert wird. Infolge der zeitlichen Änderung der elektrischen Feldlinien entsteht im Raum ein magnetisches Feld mit in sich geschlossenen Feldlinien. Dieses umfaßt das elektrische Feld und ist selbst zeitlich veränderlich, was wiederum eine Erzeugung eines elektrischen Feldes zur Folge hat. Durch die gegenseitige Abhängigkeit der sich zeitlich ändernden Felder ist die Verkettung der elektrischen und magnetischen Felder im Raum gegeben. Voraussetzung für das Zustandekommen der Strahlung ist die endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektro-

magnetischen Feldes [26], [29]. Sie verhindert die verzögerungsfreie Änderung des Feldes im Raum auf eine zeitliche Änderung der Antennenspannung, denn dadurch enden noch im Raum befindliche Halbwellen nicht auf der Antenne, sondern schließen sich durch Bildung abgeschnürter Wirbel in sich selbst. Diese werden dann durch sich neu lösende Halbwellen mit umgekehrtem Richtungssinn von der Antenne weggedrängt. Erst in einem gewissen Abstand haben sich die Felder von der Antenne gelöst und damit den Beginn der elektromagnetischen Strahlung, also das Fernfeld, eingeleitet. Bei hohen Frequenzen und damit kleinen Wellenlängen ist die entstehende Strahlung besonders wirksam, da hier die Ablösung bereits in unmittelbarer Nähe der Antenne auftritt und noch sehr hohe Feldstärken vorhanden sind. Die Wellenlänge λ einer ebenen elektromagnetischen Welle im freien Raum ergibt sich aus dem Quotienten von Lichtgeschwindigkeit c und der Frequenz der Strahlung:

$$\lambda = \frac{c}{f}. \quad (3.1)$$

In einer Entfernung $\lambda/2\pi$ löst sich das elektromagnetische Feld von der Rahmenantenne ab und wandert als elektromagnetische Welle in den Raum. Ab dieser Entfernung wird das abgelöste elektromagnetische Feld als Fernfeld bezeichnet. Die magnetische Feldstärke nimmt dann mit zunehmender Entfernung d nur noch im Verhältnis $1/d$ ab. Dies entspricht einer Dämpfung von 20 dB pro Dekade auf die Entfernung bezogen, was in erster Linie durch die Feiraumdämpfung herrührt. Das **Bild 3.1** zeigt den Verlauf der magnetischen Feldstärke H in Abhängigkeit der Entfernung bei einer Sendespule mit einem Durchmesser von 5 cm und drei Windungen, wie sie bei den später vorgestellten Systemen eingesetzt werden soll. Es ist deutlich zu erkennen, daß der Verlauf der magnetischen Feldstärke im Bezug auf den Abstand in der Größenordnung des Radiuses der Spule konstant bleibt und anschließend mit 60 dB pro Dekade abfällt. Dieser Bereich wird als Nahfeld bezeichnet. Bei der verwendeten Frequenz von 13,56 MHz liegt die Fernfeldgrenze bei einem Abstand $d = 3,521$ m, wie mit Hilfe der Gleichung (3.1) der folgende Zusammenhang zeigt:

$$d_{\text{Fernfeldgrenze}} = \frac{\lambda}{2 \cdot \pi} = \frac{c}{2 \cdot \pi \cdot f} = \frac{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{2 \cdot \pi \cdot 13,56 \cdot 10^6 \text{ 1/s}} = 3,521 \text{ m}. \quad (3.2)$$

Zusätzlich läßt sich feststellen, daß die magnetische Feldstärke H im Fernfeld nur noch sehr kleine Werte annimmt. Hingegen im Bereich des Radiuses der Spule ist die magnetische Feldstärke noch sehr groß. Dies ist auch der Grund warum passiv versorgte RFID- und RFIDS-Systeme nur im Nahfeld und aktiv versorgte Systeme hauptsächlich im Fernfeld eingesetzt

werden können. Im Fernfeld reicht das magnetische Feld nicht mehr aus um ein System ausreichend mit Energie zu versorgen, so daß dort zusätzliche Energiequellen nötig sind. Im Rahmen dieser Arbeit wird das Fernfeld nicht weiter betrachtet und es sei hier auf die Literaturstelle [65] verwiesen.

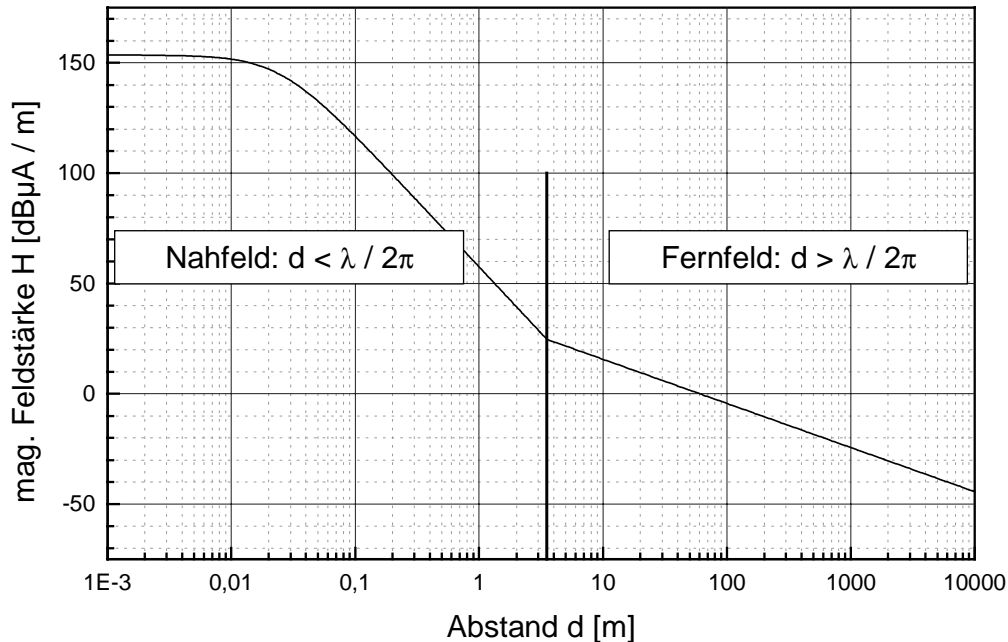


Bild 3.1: Verlauf der magnetischen Feldstärke H beim Übergang von Nah- zum Fernfeld bei einer Frequenz von 13,56 MHz

Der magnetische Feldverlauf im Nahfeld soll in erster Näherung durch das Gesetz von Biot-Savart [65], [123] für eine kreisförmige Spule mit N_1 Windungen und einem Radius r_B , wobei der Spulendraht dünn gegenüber dem Radius der Spule ist, für die ortsabhängige magnetische Feldstärke $\vec{H}(\vec{r}, t)$ betrachtet werden:

$$\vec{H}(\vec{r}) = \frac{N_1 \cdot I_1}{4 \cdot \pi} \cdot \oint_{C'} \frac{d\vec{r}' \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3}. \quad (3.3)$$

C' ist dabei eine parametrisierte Kurve, die den Verlauf des Spulendrahtes beschreibt, durch den der Strom I_1 fließt. \vec{r}' ist ein Punkt auf dieser Kurve, $d\vec{r}'$ beschreibt Richtung und Länge eines infinitesimal kleinen Kurvenelementes und \vec{r} ist der Ortsvektor des Punktes an dem das magnetische Feld bestimmt wird.

Nach einigen Umformungen, die in [65], [101] verfolgt werden können, gilt im zylindrischen Koordinatensystem $\vec{r}(r, \varphi, z)$ für das magnetische Feld $\vec{H}(\vec{r})$:

$$\begin{aligned} \vec{H}(\vec{r}) = & \frac{N_1 \cdot I_1}{2 \cdot \pi \cdot r} \cdot \frac{z}{\sqrt{(r_B + r)^2 + z^2}} \left(-K(k_{ell}) + \frac{r_B^2 + r^2 + z^2}{(r_B - r)^2 + z^2} E(k_{ell}) \right) \cdot \vec{e}_r \\ & + \frac{N_1 \cdot I_1}{2 \cdot \pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{(r_B + r)^2 + z^2}} \left(K(k_{ell}) + \frac{r_B^2 - r^2 - z^2}{(r_B - r)^2 + z^2} E(k_{ell}) \right) \cdot \vec{e}_z, \end{aligned} \quad (3.4)$$

dabei wurde die Definition

$$k_{ell}^2 = \frac{4 \cdot r \cdot r_B}{(r + r_B)^2 + z^2} \quad (3.5)$$

eingeführt. $K(k_{ell})$ und $E(k_{ell})$ werden als vollständige elliptische Integrale erster und zweiter Art bezeichnet und lassen sich wie folgt bestimmen:

$$K(k_{ell}) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\sqrt{1 - k_{ell}^2 \cdot \sin^2 \varphi}} d\varphi \quad (3.6)$$

und

$$E(k_{ell}) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - k_{ell}^2 \cdot \sin^2 \varphi} d\varphi. \quad (3.7)$$

Wird nun der Fall betrachtet, daß der Abstand des Aufpunktes vom Ursprung viel größer als der Radius r_B ist, dann gilt:

$$\sqrt{r^2 + z^2} \gg r_B \quad (3.8)$$

und damit können, wegen $k_{ell} \ll 1$ die elliptischen Integralen $K(k_{ell})$ und $E(k_{ell})$ durch die ersten Glieder ihrer Reihenentwicklung

$$\begin{aligned} K(k_{ell}) &= \frac{\pi}{2} \cdot \left(1 + 2 \cdot \frac{k_{ell}^2}{8} + 9 \cdot \left(\frac{k_{ell}^2}{8} \right)^2 + \dots \right) \\ E(k_{ell}) &= \frac{\pi}{2} \cdot \left(1 - 2 \cdot \frac{k_{ell}^2}{8} - 3 \cdot \left(\frac{k_{ell}^2}{8} \right)^2 + \dots \right) \end{aligned} \quad (3.9)$$

ersetzt werden. Es soll nun nur die magnetische Feldstärke auf der z-Achse betrachtet werden,

so daß die Radialkomponente zu Null gesetzt wird. Daraus folgt dann mit Gleichung (3.5), daß auch $k_{ell} = 0$ ist und somit gilt dann für die beiden elliptischen Integralen $K(k_{ell})$ und $E(k_{ell})$:

$$\begin{aligned} K(k_{ell} = 0) &= \frac{\pi}{2} \cdot \left(1 + 2 \cdot \frac{0}{8} + 9 \cdot \left(\frac{0}{8} \right)^2 + \dots \right) = \frac{\pi}{2} \\ E(k_{ell} = 0) &= \frac{\pi}{2} \cdot \left(1 - 2 \cdot \frac{0}{8} - 3 \cdot \left(\frac{0}{8} \right)^2 + \dots \right) = \frac{\pi}{2}. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Eingesetzt in die Gleichung (3.4) folgt damit für die magnetische Feldstärke H nur noch eine z-Komponente:

$$\begin{aligned} H_z &= \frac{N_1 \cdot I_1}{2 \cdot \pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{r_B^2 + z^2}} \left(\frac{\pi}{2} + \frac{r_B^2 - z^2}{r_B^2 + z^2} \cdot \frac{\pi}{2} \right) \\ &= \frac{N_1 \cdot I_1}{2} \cdot \frac{r_B^2}{\left(\sqrt{r_B^2 + z^2} \right)^3}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Der Verlauf dieser Gleichung ist in **Bild 3.1** schon dargestellt worden. An hand der Gleichung (3.11) ist deutlich der 60 dB Abfall pro Dekade der magnetischen Feldstärke zu erkennen. Die Berechnung der z-Komponente des magnetischen Feldes wird für die weiteren Betrachtung zweier induktiv gekoppelten Spulen benötigt.

3.2 Berechnung des Kopplungsfaktors in Abhängigkeit der Übertragungsdistanz

Für die weiteren Betrachtungen ist nur die magnetische Feldstärke H im Nahfeld von Bedeutung, da fast alle passiv versorgte RFID- und RFIDS-Systeme hier ausreichend mit Energie versorgt werden können. Um ein System mit ausreichender Energie versorgen zu können, muß möglichst viel vom erzeugten magnetischen Feld der Sendespule durch die Spule des Transceivers strömen. Dies hängt natürlich davon ab, wo sich die Transceiverspule befindet. Je mehr die beiden Spulen zueinander verkippt sind und je weiter der Versatz der Mittelpunkte der beiden Spule ist, um so geringer ist das durchströmende Feld durch die Transceiverspule. Doch wenn der Radius r_T der Transceiverspule sehr viel kleiner ist als der Radius der Spule der Basiseinheit r_B , dann spielen diese Effekte keine so große Rolle, wie im Gegensatz dazu die Abhängigkeit des Feldes vom Abstand d der beiden Spulen zueinander. Deshalb wird auch nur die Anordnung zweier Spulen betrachtet, wie sie in **Bild 3.2** dargestellt ist.

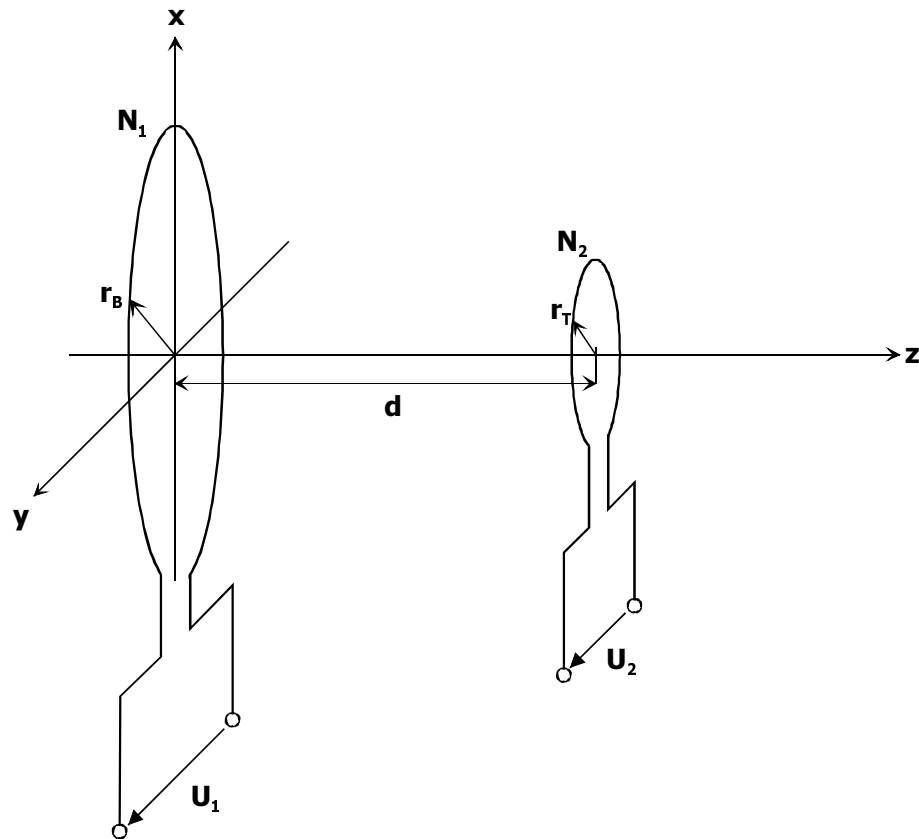


Bild 3.2: Anordnung zweier Spulen

Bei der Spule der Basiseinheit handelt es sich um eine Rahmenantenne, deren Strahlungswiderstand R_S nach [83] bei einer Trägerfrequenz von 13,56 MHz

$$R_S \approx 197 \Omega \cdot N_1^2 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot r_B}{\lambda} \right)^4 = 4,6 \mu\Omega \quad (3.12)$$

ergibt. Dieser Wert ist sehr gering im Verhältnis zum Verlustwiderstand $R_{L1} = 0,34 \Omega$, so daß bei der Rahmenantenne ausschließlich die magnetische Feldkomponente betrachtet werden kann [83] und damit bei der Anordnung dieser Spulen von einer magnetischen Kopplung zwischen den Spulen gesprochen wird. Das heißt: Fließt durch eine Spule ein Strom und es bildet sich ein magnetisches Feld, so durchströmt ein Teil des magnetischen Feldes eine zweite Spule und induziert dort einen Stromfluß, der dann abhängig ist vom Stromfluß der ersten Spule. Somit besteht eine Kopplung zwischen den beiden Spulen. Im Anhang wird auf genaue Herleitung der zustande kommenden Kopplung eingegangen. Im folgenden soll untersucht werden, wie diese Kopplung abhängig vom Abstand der beiden Spulen zueinander ist. Allgemein gilt für die Spannungen an zwei gekoppelten Spulen:

$$\begin{aligned} u_1 &= L_1 \cdot \frac{di_1}{dt} + M \cdot \frac{di_2}{dt} \\ u_2 &= M \cdot \frac{di_1}{dt} + L_2 \cdot \frac{di_2}{dt}, \end{aligned} \quad (3.13)$$

dabei sind $L_{1,2}$ die Eigeninduktivitäten der beiden Spulen und M die Gegeninduktivität zwischen den Spulen. Die Gegeninduktivität M hängt mit dem Kopplungsfaktor k nach

$$M = k \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2} \quad (3.14)$$

zusammen. Der Kopplungsfaktor k ist der Mittelwert der Kopplungsfaktoren der einzelnen Spulen. Sie sind als das Verhältnis des eingekoppelten magnetischen Flußes zum eigenen magnetischen Fluß definiert:

$$\begin{aligned} k_1 &= \frac{\Phi_{m21}}{\Phi_{m1}} = \frac{N_1 \cdot M}{N_2 \cdot L_1} \\ k_2 &= \frac{\Phi_{m12}}{\Phi_{m2}} = \frac{N_2 \cdot M}{N_1 \cdot L_2}. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Wird nun der Mittelwert von den beiden Kopplungsfaktoren gebildet, dann wird der Zusammenhang aus Gleichung (3.14) deutlich:

$$k = \sqrt{k_1 \cdot k_2} = \sqrt{\frac{N_1 \cdot M}{N_2 \cdot L_1} \cdot \frac{N_2 \cdot M}{N_1 \cdot L_2}} = \frac{M}{\sqrt{L_1 \cdot L_2}}. \quad (3.16)$$

Die Berechnung der Gegeninduktivität M erfolgt über den verketteten magnetischen Fluß Ψ_{21} , der durch den in der Spule der Basiseinheit fließenden Strom I_1 in der Spule des Transceivers erzeugt wurde. Es gilt:

$$M = \frac{\Psi_{21}}{I_1} = \frac{N_2 \cdot \Phi_{m21}}{I_1} = \frac{N_2}{I_1} \cdot \int_{A_T} \vec{B}_1 \cdot \vec{n}_2 \, dA. \quad (3.17)$$

\vec{B}_1 ist die magnetische Flußdichte, die aufgrund des Stromes I_1 in der Spule der Basiseinheit erzeugt wurde und die an der Stelle der Transceiverspule über die Fläche dieser Spule integriert werden muß. Der Vektor \vec{n}_2 zeigt in Normalenrichtung eines infinitesimal kleinen Flächenelementes dA der Fläche A_T . Nach [16], [101] kann die Vereinfachung eingeführt werden, daß die magnetische Flußdichte durch die Transceiverspule als homogen über die

Fläche A_T angesehen werden kann, da der Radius r_T der Transceiverspule sehr viel kleiner ist im Verhältnis zu dem Radius r_B der Spule der Basiseinheit. In diesem Fall vereinfacht sich die Gleichung (3.17) zu

$$M = \frac{N_2}{I_1} \cdot \vec{B}_1 \cdot \vec{n}_2 \cdot A_T = \frac{N_2 \cdot \pi \cdot r_T^2}{I_1} \cdot \vec{B}_1 \cdot \vec{n}_2. \quad (3.18)$$

Wird nun davon ausgegangen, daß sich in näherer Umgebung der Spulenanordnung keine ferromagnetischen oder metallische Körper, in denen Wirbelströme induziert werden könnten, befinden, so läßt sich die magnetische Flußdichte über den einfachen Zusammenhang

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H} \quad (3.19)$$

berechnen.

Mit den zuvor gemachten Annahmen, wie

- der Radius r_T der Transceiverspule viel kleiner als der Radius r_B der Spule der Basiseinheit,
- die Durchmesser der Spulendrähte sind sehr dünn gegenüber ihren Radien,
- die magnetische Flußdichte ist homogen über die Fläche der Transceiverspule,
- beide Spulenzentren befinden sich auf der z-Achse
- und keine ferromagnetischen oder metallischen Körper befinden sich in der Nähe der Anordnung,

kann jetzt die im letzten Abschnitt berechnete magnetische Feldstärke H_z aus Gleichung (3.11) eingesetzt werden und damit existiert dann auch nur eine z-Komponente für die magnetische Flußdichte:

$$B_z = \mu_0 \cdot \frac{N_1 \cdot I_1}{2} \cdot \frac{r_B^2}{\left(\sqrt{r_B^2 + z^2}\right)^3}. \quad (3.20)$$

Nach dem Einsetzen von Gleichung (3.20) in Gleichung (3.18) und diesen Zusammenhang wieder in Gleichung (3.16) eingesetzt, erfolgt die Abhängigkeit des Kopplungsfaktors k und damit dem Abstand d auf der z-Achse im **Bild 3.2**:

$$k(z = d) = \frac{\mu_0 \cdot \pi \cdot N_1 \cdot N_2}{2 \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2}} \cdot \frac{r_B^2 \cdot r_T^2}{\left(\sqrt{r_B^2 + d^2}\right)^3} \quad (3.21)$$

In **Bild 3.3** ist die Abhängigkeit des Kopplungsfaktors k vom Abstand d eines später vorgestellten RFIDS-Systems aufgeführt. Dieses System arbeitet mit einer Trägerfrequenz von 13,56 MHz. Die Spule der Basiseinheit hat einen Radius $r_B = 25$ mm und $N_1 = 3$ Windungen. Der Radius der Transceiverspule ($N_2 = 30$) ist mit $r_T = 3$ mm wesentlich kleiner und somit sind die Voraussetzungen der vorherigen gemachten Annahmen erfüllt.

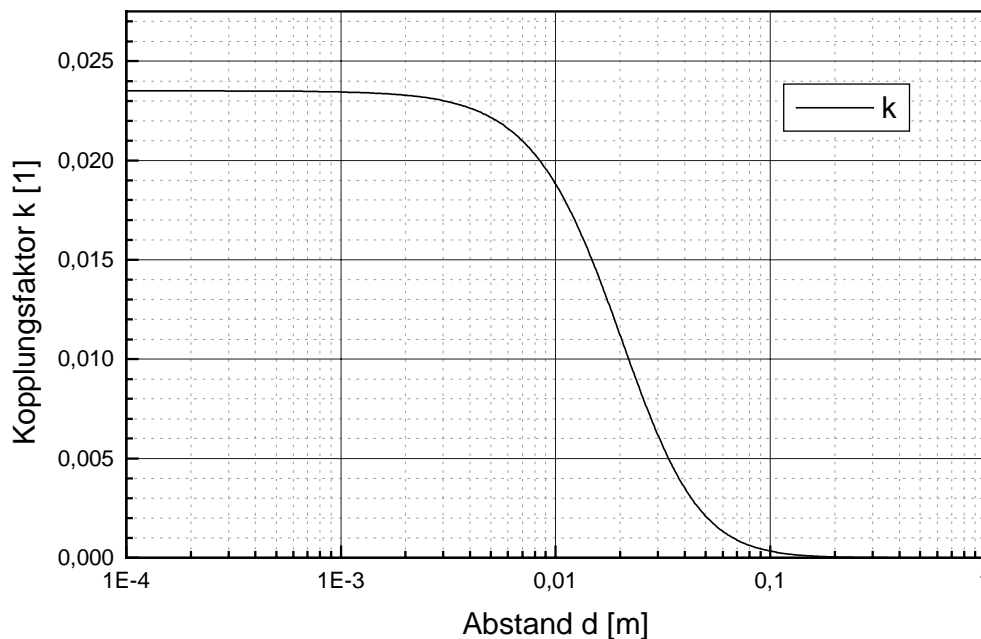


Bild 3.3: Abhängigkeit des Kopplungsfaktors k vom Abstand d bei einem im 13,56 MHz Bereich arbeitenden RFIDS-System

Bei einem Abstand im Bereich des Radiuses der Transceiverspule ist der Kopplungsfaktor mit $k = 0,023$ konstant. Doch schon ab einem Abstand von $d = 100$ mm strebt der Kopplungsfaktor k gegen Null. Das **Bild 3.4** zeigt unterschiedliche Verläufe der Kopplungsfaktoren in Abhängigkeit des Verhältnisses der beiden Spulenradien zueinander. Dies kann jedoch nur eine quantitative Betrachtung sein, da die zu den vorherigen Berechnungen gemachten Annahmen verletzt werden. Der Kopplungsfaktor k_1 zeigt den zuvor schon dargestellten Fall $r_B \gg r_T$. Im Falle k_2 , daß beide Radien ungefähr gleich groß sind, ist eine Erhöhung des Kopplungsfaktors zu erkennen. Jedoch verringert sich der Bereich, in dem der Kopplungsfaktor konstant ist, um das Vierfache. Diese Tendenz läßt sich fortführen, wenn der Unterschied zwischen den Radien noch größer wird, wie im Falle k_3 , wo $r_B \ll r_T$ ist.

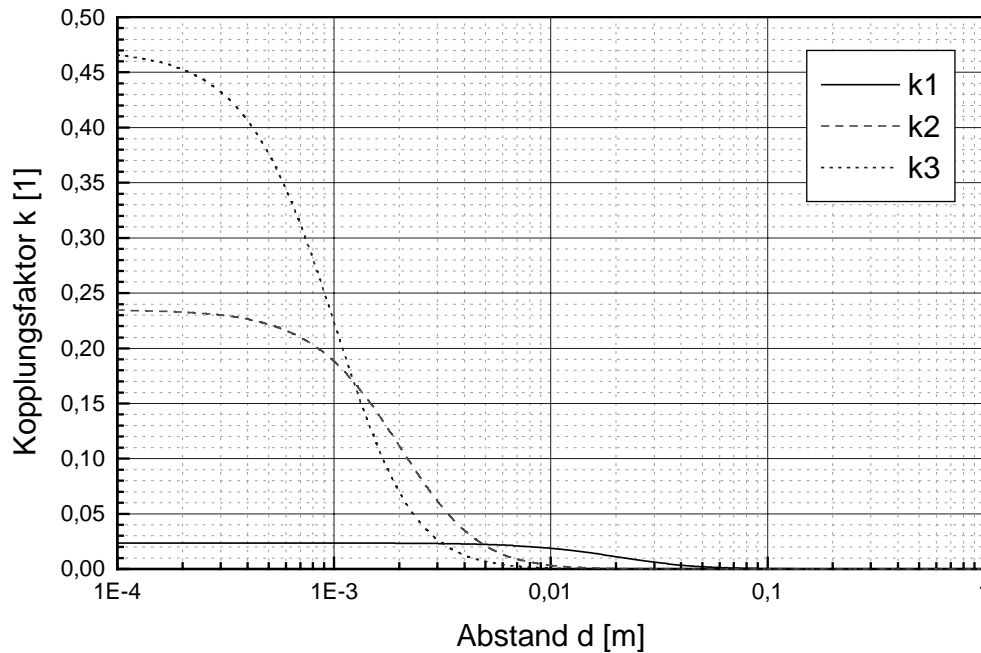


Bild 3.4: Abhängigkeit des Kopplungsfaktors k vom Abstand d bei unterschiedlichen Verhältnissen der Radien beider Spulen zueinander

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß der Kopplungsfaktor k einen entscheidenden Einfluß auf die Übertragungsdistanz hat. Innerhalb eines Abstandes im Bereich des Radiuses der Spule der Basiseinheit kann der Kopplungsfaktor konstant angenommen werden, wenn die Transceiverspule klein gegenüber der Spule der Basiseinheit ist. Aufgrund des sehr kleinen Kopplungsfaktors wird auch von einer losen Kopplung zwischen der Basiseinheit und der Transceiverspule gesprochen. Im folgenden Abschnitt soll nun untersucht werden, welchen Einfluß der Kopplungsfaktor k auf die Übertragung der Energie und Signale hat und in wie weit durch die lose Kopplung Rausch- und Störgrößen bei Signalübertragung eingekoppelt werden.

3.2.1 Wahl des Übertragers

Die Wahl des richtigen Übertragers ist im Bezug auf die Energie- und Signalübertragung sehr wichtig, wobei im zweiten Falle nicht nur die Signalleistung wichtig ist, sondern auch die Rausch- und Störbandbreite. Aufgrund von Kostenersparnissen wird nur eine Transceiverspule, bzw. Transceiverantenne verwendet, so daß auch nur eine Spule für Daten- und Energieempfang zur Verfügung steht. Da dem Nutzsignal bei der Übertragung additive Störgrößen überlagert werden können, muß der Übertrager für beide Übertragungen optimiert werden. Diese additiven Störgrößen können Überlagerungen von Fremdsendern oder rauschartige Störgröße, wie zum Beispiel thermisches Rauschen, atmosphärisches Rauschen oder ähnliches,

sein. Sie führen zu sehr großen Rausch- und Störbandbreiten. Theoretisch könnte die Sendeleistung erhöht werden, um die in den Übertragungskanal eingekoppelten Störungen zu kompensieren. Doch aufgrund von Kostenersparnis durch die Nutzung der frei zugänglichen ISM-Frequenzbänder muß mit begrenzten Sendeleistungen gearbeitet werden. Die Lizenzgebühren für eigene Frequenzbänder, in denen dann unbegrenzt gesendet werden kann, stehen in keiner Relation zu den Systemkosten. Die Wahl des richtigen Übertragers ist aufgrund der begrenzten Sendeleistung wichtig. Zusätzlich ist eine Betrachtung der Lastabhängigkeit sowie die Abhängigkeit vom Kopplungsfaktor von Bedeutung, da darüber eine Aussage über die Übertragungsdistanz gemacht werden kann. **Bild 3.5** zeigt den prinzipiellen Aufbau eines Übertragers, der einmal über eine Spannungsquelle mit der Spannung U_1 oder zum anderen mit einer Stromquelle mit dem Strom I_1 versorgt werden kann. Die Unterscheidung ist bei der Aufstellung der Übertragungsfunktionen wichtig. Der Verbraucher wird als ein rein ohmscher Anteil betrachtet, an dem die ausgangsseitige Spannung U_2 abfällt und der einen Strom I_{RL} verbraucht. Dabei stellt der Widerstand R_L den Ersatzwiderstand, der der allgemeinen ohm'schen Belastung des Übertragers durch CMOS-Schaltungen des Transceivers entspricht, dar. Da hier nur ein Übertrager für die Energie- als auch für die Signalübertragung verwendet wird, gelten die folgenden Überlegungen für beide Fälle.

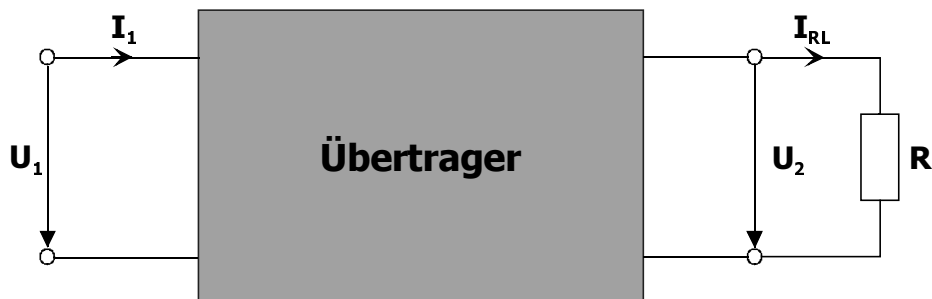


Bild 3.5: Prinzipieller Aufbau eines Übertragers

Bei der Realisation eines Übertragers kann zwischen vier Möglichkeiten gewählt werden:

- (1) Schmalbandiger Übertrager mit einem Resonanzschwingkreisen sowohl auf der Seite der Basiseinheit als auch auf der Seite des Transceivers
- (2) Schmalbandiger Übertrager mit einem Resonanzschwingkreis nur auf der Seite der Basiseinheit
- (3) Schmalbandiger Übertrager mit einem Resonanzschwingkreis nur auf der Seite des Transceivers
- (4) Breitbandiger Übertrager.

Mit Hilfe des in **Bild 3.6** dargestellten Resonanzübertragers, der sowohl auf der Seite der Basiseinheit einen Resonanzschwingkreis hat als auch auf der Transceiverseite, können die Übertragungsfunktionen der Ausgangsspannung U_2 in Abhängigkeit der Eingangsgrößen U_1 und I_1 aufgestellt werden. Der Wicklungssinn der beiden Spulen ist gleichsinnig und somit nimmt die Gegeninduktivität M einen positiven Wert an. Für die Betrachtungen der weiteren Fälle werden dann entsprechende Vereinfachungen gemacht.

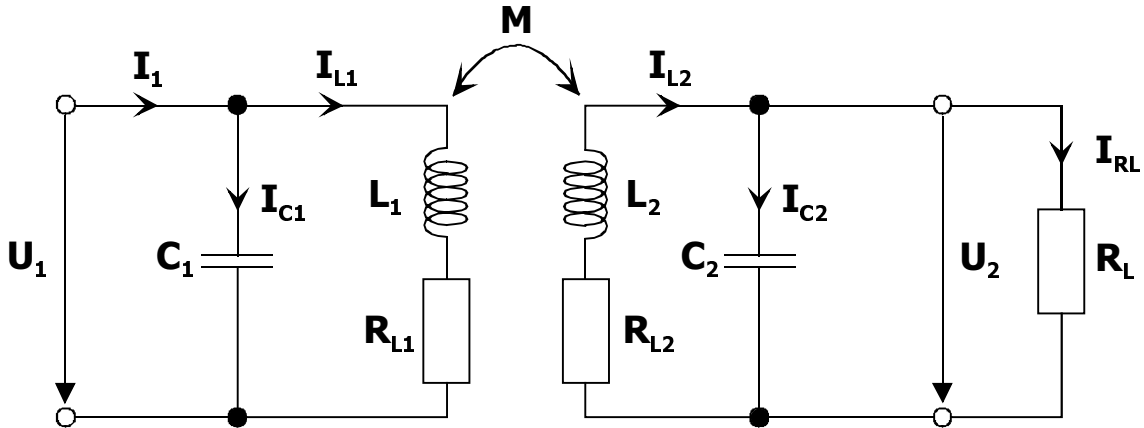


Bild 3.6: Resonanzübertrager mit beidseitigen Resonanzschwingkreisen

Über die Knoten- und Maschengleichungen kann die Ausgangsspannung U_2 in Abhängigkeit des eingepprägten Stromes I_1 bestimmt werden. Die Herleitung dieser Übertragungsfunktion $H_I(s)$ kann dem Anhang entnommen werden. Es gilt:

$$H_I(s) = \frac{U_2(s)}{I_1(s)} = \frac{s \cdot M}{1 + A + s \cdot B + s^2 \cdot C + s^3 \cdot D + s^4 \cdot E}$$

mit

$$A = \frac{R_{L2}}{R_L}$$

$$B = C_2 \cdot R_{L2} + \frac{L_2}{R_L} + C_1 \cdot R_{L2} + \frac{C_1 \cdot R_{L1} \cdot R_{L2}}{R_L} \quad (3.22)$$

$$C = C_2 \cdot L_2 + \frac{L_1 \cdot C_1 \cdot R_{L2}}{R_L} + C_1 \cdot C_2 \cdot R_{L1} \cdot R_{L2} + \frac{C_1 \cdot R_{L1} \cdot L_2}{R_L} + L_1 \cdot C_1$$

$$D = L_1 \cdot C_1 \cdot C_2 \cdot R_{L2} + \frac{L_1 \cdot L_2 \cdot C_1}{R_L} + C_1 \cdot C_2 \cdot R_{L1} \cdot L_2 - \frac{M^2 \cdot C_1}{R_L}$$

$$E = L_1 \cdot L_2 \cdot C_1 \cdot C_2 - M^2 \cdot C_1 \cdot C_2.$$

Um die Übertragungsfunktion $H_I(s)$ weiter auswerten zu können, wird eine Vereinfachung vorgenommen. Die Widerstände R_{L1} und R_{L2} stellen die Verluste der Spulen da. Jedoch sind sie so klein, daß sie vernachlässigt werden können.

$$R_{L1} = R_{L2} = 0. \quad (3.23)$$

Die Übertragungsfunktion $H_I(s)$ vereinfacht sich damit zu:

$$H_I(s) = \frac{U_2(s)}{I_1(s)} = \frac{s \cdot M}{1 + s \cdot B + s^2 \cdot C + s^3 \cdot D + s^4 \cdot E}$$

mit

$$A = 0$$

$$B = \frac{L_2}{R_L} \quad (3.24)$$

$$C = C_1 \cdot L_1 + C_2 \cdot L_2$$

$$D = \frac{L_1 \cdot L_2 \cdot C_1 - M^2 \cdot C_1}{R_L}$$

$$E = L_1 \cdot L_2 \cdot C_1 \cdot C_2 - M^2 \cdot C_1 \cdot C_2.$$

In Analogie zur Übertragungsfunktion $H_I(s)$ können die selben Überlegungen für eine Übertragungsfunktion $H_U(s)$ gemacht werden. Der Unterschied zur Übertragungsfunktion $H_I(s)$ ist, daß die Ausgangsspannung U_2 in Abhängigkeit der Eingangsspannung U_1 betrachtet wird. Die Herleitung der Übertragungsfunktion $H_U(s)$ befindet sich ebenfalls im Anhang.

$$H_U(s) = \frac{U_2(s)}{U_1(s)} = \frac{s \cdot M}{A + s \cdot B + s^2 \cdot C + s^3 \cdot D}$$

mit

$$A = R_{L1} + \frac{R_{L1} \cdot R_{L2}}{R_L}$$

$$B = L_1 + \frac{R_{L1} \cdot L_2}{R_L} + \frac{R_{L2} \cdot L_1}{R_L} + C_2 \cdot R_{L1} \cdot R_{L2} \quad (3.25)$$

$$C = C_2 \cdot R_{L2} \cdot L_1 + \frac{L_1 \cdot L_2}{R_L} + C_2 \cdot R_{L1} \cdot L_2 - \frac{M^2}{R_L}$$

$$D = L_1 \cdot L_2 \cdot C_2 - M^2 \cdot C_2.$$

Auch hier führt die Vernachlässigung aus Gleichung (3.23) zu einer einfacheren Übertragungsfunktion $H_U(s)$:

$$H_U(s) = \frac{U_2(s)}{U_1(s)} = \frac{M}{L_1} \cdot \frac{1}{B + s \cdot C + s^2 \cdot D}$$

mit

$$A = 0$$

$$B = 1$$

(3.26)

$$C = \frac{L_2}{R_L} - \frac{M^2}{L_1 \cdot R_L}$$

$$D = L_2 \cdot C_2 - \frac{M^2 \cdot C_2}{L_1}$$

Es wird nun der Fall (1) betrachtet:

Unter der Voraussetzung, daß jeder einzelne Resonanzschwingkreis auf die gleiche Resonanzfrequenz abgestimmt ist, gilt:

$$L_1 \cdot C_1 = L_2 \cdot C_2 = \frac{1}{\omega_0^2}$$

(3.27)

und mit dem Zusammenhang für die Gegeninduktivität M aus Gleichung (3.14) kann dann für die Übertragungsfunktion $H_I(s)$ in Abhängigkeit des Kopplungsfaktors k und der Last R_L geschrieben werden:

$$H_I(s) = \frac{U_2(s)}{I_1(s)} = \frac{s \cdot k \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2}}{1 + s \cdot \frac{L_2}{R_L} + s^2 \cdot \frac{2}{\omega_0^2} + s^3 \cdot (1 - k^2) \cdot \frac{L_2}{\omega_0^2 \cdot R_L} + s^4 \cdot \frac{1 - k^2}{\omega_0^4}}$$

(3.28)

Es können nun zwei Extremfälle betrachtet werden:

- I. $k \cong 1$: Die beiden Schwingkreise sind sehr eng miteinander gekoppelt, wie bei den „close-coupling“-Systemen.
- II. $k \ll 1$: Die beiden Schwingkreise sind lose miteinander gekoppelt, wie bei den meisten RFID- und RFIDS-Systemen.

Hier kann im **Falle I** für die Übertragungsfunktion $H_I(s)$ angenommen werden:

$$H_I(s) = \frac{U_2(s)}{I_1(s)} = \frac{s \cdot k \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2}}{1 + s \cdot \frac{L_2}{R_L} + s^2 \cdot \frac{2}{\omega_0^2}}$$

(3.29)

Ist das System auf Resonanz abgestimmt, so muß für die Resonanzfrequenz ω_{res} gelten:

$$1 + s^2 \cdot \frac{2}{\omega_0^2} = 0 \Rightarrow \omega_{res} = \frac{\omega_0}{\sqrt{2}} \quad (3.30)$$

Sie ist unabhängig von dem Kopplungsfaktor k und der Last R_L . Hingegen die Übertragungsfunktion $H_I(s)$ ist an der Stelle der Resonanzfrequenz ω_{res} des Übertragers proportional zum Kopplungsfaktor und zur Last R_L , wie folgender Zusammenhang zeigt:

$$H_I = \left. \frac{U_2}{I_1} \right|_{\omega=\omega_{res}} = k \cdot \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \cdot R_L \quad (3.31)$$

Bei der Betrachtung des **Falles II** kann für die Übertragungsfunktion $H_I(s)$ festgehalten werden:

$$\begin{aligned} H_I(s) &= \frac{U_2(s)}{I_1(s)} = \frac{s \cdot k \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2}}{1 + s \cdot \frac{L_2}{R_L} + s^2 \cdot \frac{2}{\omega_0^2} + s^3 \cdot \frac{L_2}{\omega_0^2 \cdot R_L} + s^4 \cdot \frac{1}{\omega_0^4}} \\ &= \frac{s \cdot k \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2}}{\left(1 + s \cdot \frac{L_2}{R_L} + s^2 \cdot \frac{1}{\omega_0^2}\right) \cdot \left(1 + s^2 \cdot \frac{1}{\omega_0^2}\right)} \end{aligned} \quad (3.32)$$

Für die Resonanzfrequenz dieses Übertragers gilt:

$$1 + \frac{s^2}{\omega_0^2} = 0 \Rightarrow \omega_{res} = \omega_0 \quad (3.33)$$

Dies ist aber gleichbedeutend damit, daß die Übertragungsfunktion H_I an der Stelle der Resonanzfrequenz ω_{res} gegen einen unendlichen Wert strebt und somit eine Polstelle der Übertragungsfunktion $H_I(s)$ darstellt. Für die Betrachtungen über die Abhängigkeit vom Kopplungsfaktor k und von der Last R_L ist diese Übertragungsfunktion nicht brauchbar.

Jedoch kann die Übertragungsfunktion $H_U(s)$ für diesen Übertrager weiter helfen, die wie folgt aussieht:

$$H_U(s) = \frac{U_2(s)}{U_1(s)} = \frac{k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}}{1 + s \cdot (1 - k^2) \cdot \frac{L_2}{R_L} + s^2 \cdot (1 - k^2) \cdot \frac{1}{\omega_0^2}} \quad (3.34)$$

Im **Fall I** gilt dann für die Übertragungsfunktion $H_U(s)$:

$$H_U(s) = \frac{U_2(s)}{U_1(s)} = k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}. \quad (3.35)$$

Sie ist damit unabhängig von der Resonanzfrequenz und von der Last R_L , lediglich proportional zum Kopplungsfaktor k .

Im **Fall II** gilt dann für die Übertragungsfunktion $H_U(s)$:

$$H_U(s) = \frac{U_2(s)}{U_1(s)} = \frac{k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}}{1 + s \cdot \frac{L_2}{R_L} + s^2 \cdot \frac{1}{\omega_0^2}}, \quad (3.36)$$

wobei daraus für die Resonanzfrequenz ω_{res} folgt:

$$1 + \frac{s^2}{\omega_0^2} = 0 \quad \Rightarrow \quad \omega_{res} = \omega_0. \quad (3.37)$$

Sie ist unabhängig von dem Kopplungsfaktor k und der Last R_L . Hingegen die Übertragungsfunktion $H_U(s)$ ist an der Stelle der Resonanzfrequenz ω_{res} des Übertragers proportional zum Kopplungsfaktor und zur Last R_L , wie folgender Zusammenhang zeigt:

$$H_U = \frac{U_2}{U_1} \Big|_{1 + \frac{s^2}{\omega_0^2} = 0} = \frac{k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}}{s \cdot \frac{L_2}{R_L}} \Rightarrow \quad (3.38)$$

$$H_U = \frac{U_2}{U_1} \Big|_{\omega_0} = \frac{k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}}{\omega_0 \cdot \frac{L_2}{R_L}} = \frac{R_L}{\omega_0 \cdot L_2} k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}$$

Es wird nun der Fall (2) betrachtet:

In diesem Fall braucht in **Bild 3.6** lediglich die Kapazität C_2 gestrichen und in der Übertragungsfunktion $H_1(s)$ in Gleichung (3.24) zu Null gesetzt werden. Es gilt dann mit folgenden Annahmen

$$R_{L1} = 0, R_{L2} = 0, C_2 = 0, L_1 \cdot C_1 = \frac{1}{\omega_0^2}, M = k \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2} \quad (3.39)$$

für die Übertragungsfunktion $H_I(s)$ der Ausdruck

$$H_I(s) = \frac{U_2(s)}{I_1(s)} = \frac{s \cdot k \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2}}{1 + s \cdot \frac{L_2}{R_L} + s^2 \cdot \frac{1}{\omega_0^2} + s^3 \cdot (1 - k^2) \cdot \frac{L_2}{\omega_0^2 \cdot R_L}}. \quad (3.40)$$

Im **Fall I** gilt für die Übertragungsfunktion $H_I(s)$ dann die Abschätzung

$$H_I(s) = \frac{U_2(s)}{I_1(s)} = \frac{s \cdot k \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2}}{1 + s \cdot \frac{L_2}{R_L} + s^2 \cdot \frac{1}{\omega_0^2}}. \quad (3.41)$$

für die Resonanzfrequenz ω_{res} folgt daraus:

$$1 + \frac{s^2}{\omega_0^2} = 0 \quad \Rightarrow \quad \omega_{res} = \omega_0, \quad (3.42)$$

so daß für die Übertragungsfunktion H_I an der Stelle der Resonanzfrequenz $\omega_{res} = \omega_0$ eine proportionale Abhängigkeit von dem Kopplungsfaktor k sowie von der Last R_L aber keine Abhängigkeit von der Resonanzfrequenz ω_0 festgestellt werden kann, wie auch folgender Zusammenhang zeigt:

$$H_I = \left. \frac{U_2}{I_1} \right|_{1 + \frac{s^2}{\omega_0^2} = 0} = \frac{k \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2}}{\frac{L_2}{R_L}} = k \cdot R_L \cdot \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \quad (3.43)$$

Für den **Fall II** gilt folgende Abschätzung die Übertragungsfunktion $H_I(s)$:

$$\begin{aligned} H_I(s) &= \frac{U_2(s)}{I_1(s)} = \frac{s \cdot k \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2}}{1 + s \cdot \frac{L_2}{R_L} + s^2 \cdot \frac{1}{\omega_0^2} + s^3 \cdot \frac{L_2}{\omega_0^2 \cdot R_L}} \\ &= \frac{s \cdot k \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2}}{\left(1 + s \cdot \frac{L_2}{R_L}\right) \cdot \left(1 + s \cdot \frac{1}{\omega_0^2}\right)}. \end{aligned} \quad (3.44)$$

Auch hier ist zu erkennen, daß wie im Fall des Resonanzübertragers mit beidseitigen Schwingkreisen, eine weitere Betrachtung nicht sinnvoll ist, denn die Übertragungsfunktion H_U strebt an der Stelle der Resonanzfrequenz ω_{res} gegen einen unendlichen Wert und hat dort somit eine Polstelle.

Mit den in Gleichung (3.39) aufgestellten Voraussetzungen gilt für die Übertragungsfunktion $H_U(s)$ der folgende Ansatz:

$$H_U(s) = \frac{U_2(s)}{U_1(s)} = \frac{k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}}{1 + s \cdot (1 - k^2) \cdot \frac{L_2}{R_L}}. \quad (3.45)$$

Im **Fall I** gilt dann für die Übertragungsfunktion $H_U(s)$ auch wieder:

$$H_U(s) = \frac{U_2(s)}{U_1(s)} = k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}. \quad (3.46)$$

Sie ist damit dann auch unabhängig von der Resonanzfrequenz und von der Last R_L , lediglich proportional zum Kopplungsfaktor k .

Im **Fall II** gilt dann für die Übertragungsfunktion $H_U(s)$:

$$H_U(s) = \frac{U_2(s)}{U_1(s)} = \frac{k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}}{1 + s \cdot \frac{L_2}{R_L}} \quad (3.47)$$

Unter der Annahme

$$s \cdot \frac{L_2}{R_L} \gg 1 \quad \Leftrightarrow \quad s \gg \frac{R_L}{L_2} \quad (3.48)$$

folgt für die Übertragungsfunktion H_U

$$H_U = \frac{U_2}{U_1} \Bigg|_{\substack{s \cdot L_2 \gg 1 \\ R_L}} = \frac{R_L}{s \cdot L_2} k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}} \quad (3.49)$$

$$H_U = \frac{U_2}{U_1} \Bigg|_{\omega \gg \frac{R_L}{L_2}} = \frac{R_L}{\omega \cdot L_2} k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}.$$

eine proportionale Abhängigkeit vom Kopplungsfaktor k und von der Last R_L .

Es wird nun der Fall (3) betrachtet:

In diesem Fall braucht in **Bild 3.6** lediglich die Kapazität C_1 gestrichen und in der Übertragungsfunktion $H_I(s)$ in Gleichung (3.24) zu Null gesetzt werden. Es gilt dann mit folgenden Annahmen

$$R_{L1} = 0, R_{L2} = 0, C_1 = 0, L_2 \cdot C_2 = \frac{1}{\omega_0^2}, M = k \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2} \quad (3.50)$$

für die Übertragungsfunktion $H_I(s)$ der Ausdruck

$$H_I(s) = \frac{U_2(s)}{I_1(s)} = \frac{s \cdot k \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2}}{1 + s \cdot \frac{L_2}{R_L} + s^2 \cdot \frac{1}{\omega_0^2}} \quad (3.51)$$

In diesem Fall brauchen keine unterschiedlichen Abschätzungen erfolgen, denn für die Resonanzfrequenz ω_{res} gilt in beiden **Fällen I und II**:

$$1 + \frac{s^2}{\omega_0^2} = 0 \quad \Rightarrow \quad \omega_{res} = \omega_0, \quad (3.52)$$

so daß für die Übertragungsfunktion H_I an der Stelle der Resonanzfrequenz $\omega_{res} = \omega_0$ eine proportionale Abhängigkeit von dem Kopplungsfaktor k sowie von der Last R_L aber keine Abhängigkeit von der Resonanzfrequenz ω_0 festgestellt werden kann, wie auch folgender Zusammenhang wieder zeigt:

$$H_I = \frac{U_2}{I_1} \Big|_{1 + \frac{s^2}{\omega_0^2} = 0} = \frac{k \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2}}{\frac{L_2}{R_L}} = k \cdot \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \cdot R_L \quad (3.53)$$

Der Vollständigkeit halber wird auch hier die Übertragungsfunktion $H_U(s)$ betrachtet. Mit den in Gleichung (3.50) aufgestellten Voraussetzungen gilt für die Übertragungsfunktion $H_U(s)$ der folgende Ansatz:

$$H_U(s) = \frac{U_2(s)}{U_1(s)} = \frac{k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}}{1 + s \cdot (1 - k^2) \cdot \frac{L_2}{R_L} + s^2 \cdot (1 - k^2) \cdot \frac{1}{\omega_0^2}}. \quad (3.54)$$

Im **Fall I** gilt dann für die Abschätzung der Übertragungsfunktion $H_U(s)$ in der Form:

$$H_U(s) = \frac{U_2(s)}{U_1(s)} = k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}. \quad (3.55)$$

Sie ist damit dann auch unabhängig von der Resonanzfrequenz und von der Last R_L , lediglich proportional zum Kopplungsfaktor k .

Im **Fall II** gilt dann für die Übertragungsfunktion $H_U(s)$:

$$H_U(s) = \frac{U_2(s)}{U_1(s)} = \frac{k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}}{1 + s \cdot \frac{L_2}{R_L} + s^2 \cdot \frac{1}{\omega_0^2}}. \quad (3.56)$$

Die Resonanzfrequenz ω_{res} lässt sich folgendermaßen ableiten:

$$1 + \frac{s^2}{\omega_0^2} = 0 \quad \Rightarrow \quad \omega_{res} = \omega_0 \quad (3.57)$$

und an ihrer Stelle gilt für die Übertragungsfunktion H_U :

$$H_U = \left. \frac{U_2}{U_1} \right|_{1 + \frac{s^2}{\omega_0^2} = 0} = \frac{k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}}{s \cdot \frac{L_2}{R_L}} \Rightarrow \quad (3.58)$$

$$H_U = \left. \frac{U_2}{U_1} \right|_{\omega_0} = \frac{k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}}{\omega_0 \cdot \frac{L_2}{R_L}} = \frac{R_L}{\omega_0 \cdot L_2} k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}},$$

wobei eine proportionale Abhängigkeit vom Kopplungsfaktor k und von der Last R_L festzustellen ist.

Es wird nun der Fall (4) betrachtet:

In diesem Fall müssen in **Bild 3.6** beide Kapazitäten C_1 und C_2 gestrichen und in der Übertragungsfunktion $H_I(s)$ in Gleichung (3.24) zu Null gesetzt werden. Mit folgenden Annahmen

$$R_{L1} = 0, R_{L2} = 0, C_1 = 0, C_2 = 0, M = k \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2} \quad (3.59)$$

gilt für die Übertragungsfunktion $H_I(s)$:

$$H_I(s) = \frac{U_2(s)}{I_1(s)} = \frac{s \cdot k \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2}}{1 + s \cdot \frac{L_2}{R_L}}. \quad (3.60)$$

In diesem Fall brauchen keine unterschiedlichen Abschätzungen erfolgen, denn in beiden **Fällen I und II** gilt folgende Vereinbarung:

$$s \cdot \frac{L_2}{R_L} \gg 1 \quad \Leftrightarrow \quad s \gg \frac{R_L}{L_2}, \quad (3.61)$$

so daß für die Übertragungsfunktion H_U geschrieben werden kann:

$$H_U = \frac{U_2}{U_1} \Bigg|_{\substack{sL_2 \gg 1 \\ R_L}} = \frac{R_L}{s \cdot L_2} k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}} \quad (3.62)$$

$$H_U = \frac{U_2}{U_1} \Bigg|_{\omega \gg \frac{R_L}{L_2}} = \frac{R_L}{\omega \cdot L_2} k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}$$

und sich eine proportionale Abhängigkeit vom Kopplungsfaktor k und von der Last R_L zeigt.

Der Vollständigkeit halber wird auch hier die Übertragungsfunktion $H_U(s)$ betrachtet. Mit den in Gleichung (3.59) aufgestellten Voraussetzungen gilt für die Übertragungsfunktion $H_U(s)$ der folgende Ansatz:

$$H_U(s) = \frac{U_2(s)}{U_1(s)} = \frac{k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}}{1 + s \cdot (1 - k^2) \cdot \frac{L_2}{R_L}}. \quad (3.63)$$

Im **Fall I** gilt dann für die Abschätzung der Übertragungsfunktion $H_U(s)$ in der Form:

$$H_U(s) = \frac{U_2(s)}{U_1(s)} = k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}. \quad (3.64)$$

Sie ist damit unabhängig von der Resonanzfrequenz und von der Last R_L , lediglich proportional zum Kopplungsfaktor k .

Im **Fall II** gilt dann für die Übertragungsfunktion $H_U(s)$:

$$H_U(s) = \frac{U_2(s)}{U_1(s)} = \frac{k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}}{1 + s \cdot \frac{L_2}{R_L}} \quad (3.65)$$

Mit der Vereinfachung aus Gleichung (3.61) folgt für die Übertragungsfunktion H_U

$$\begin{aligned} H_U &= \frac{U_2}{U_1} \bigg|_{\substack{s \cdot L_2 \gg 1 \\ R_L}} = \frac{R_L}{s \cdot L_2} k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}} \\ H_U &= \frac{U_2}{U_1} \bigg|_{\omega \gg \frac{R_L}{L_2}} = \frac{R_L}{\omega \cdot L_2} k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}} \end{aligned} \quad (3.66)$$

eine Abhängigkeit, die sowohl beim Kopplungsfaktor k als auch bei der Last R_L proportional ist.

Um eine Entscheidung welcher Übertrager ist die beste Lösung zur drahtlosen Energieübertragung bei gleichzeitiger Signalübertragung treffen zu können, muß ein Kriterium festgelegt werden, das einen Vergleich der unterschiedlichen Systeme zuläßt. So ein Kriterium ist zum Beispiel die Rauschbandbreite eines Übertragers. Wird die Rauschbandbreite durch den Übertrager begrenzt, so erhöht sich dadurch das Signal-Rauschverhältnis, da durch die Datenrate das Übertragungsband fest vorgegeben ist. Die Daten lassen sich mit höherem Signal-Rauschabstand einfacher demodulieren. Im nächsten Abschnitt wird eine zum Bandpaßfilter zweiter Ordnung äquivalente Rauschbandbreite für jeden Übertrager bestimmt und die Abhängigkeit von der Last untersucht, da ein Ansteigen der Rauschbandbreite proportional zur Last wieder zu einer Verschlechterung des Signal-Rauschabstandes führt.

3.2.2 Äquivalente Rauschbandbreite

Für die Untersuchungen zur Rauschbandbreite wird zur Vereinfachung nur weißes Rauschen angenommen. Es ist bekannt, daß dem Nutzsignal noch einige andere Rausch- und Störgrößen überlagert sind. Doch die Berücksichtigung aller Komponenten würde die Betrachtungen zu kompliziert machen. Der Resonanzübertrager in **Bild 3.6** gleicht in seinem Aufbau einem Bandpaßfilter zweiter Ordnung. Aus [114] kann die Übertragungsfunktion eines solchen Bandpaßfilters übernommen werden, die da lautet:

$$H(s) = \frac{s \cdot \omega_0 \cdot \frac{H_0}{Q}}{s^2 + s \cdot \frac{\omega_0}{Q} + \omega_0^2} = \frac{s \cdot \frac{1}{\omega_0} \cdot \frac{H_0}{Q}}{\frac{s^2}{\omega_0^2} + s \cdot \frac{1}{\omega_0 \cdot Q} + 1}, \quad (3.67)$$

wobei ω_0 die Resonanzfrequenz, Q die Güte des Bandpaßfilters und H_0 die Übertragungsfunktion H an der Stelle $\omega = \omega_0$ sein soll. Die äquivalente Rauschbandbreite für weißes Rauschen eines Bandpaßfilters bestimmt sich dann wie folgendermaßen:

$$B_{\text{äq}} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot H_0^2} \cdot \int_{\omega_n}^{\omega_h} |H(\omega)|^2 d\omega. \quad (3.68)$$

Wird nun von Gleichung (3.67) der Betrag gebildet

$$|H(\omega)|^2 = \frac{\left(\frac{\omega}{\omega_0} \cdot \frac{H_0}{Q} \right)^2}{\left(1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \right)^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_0 \cdot Q} \right)^2}, \quad (3.69)$$

so bestimmt sich die äquivalente Rauschbandbreite $B_{\text{äq}}$ wie folgt:

$$\begin{aligned}
 B_{\dot{a}q} &= \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot H_0^2} \cdot \int_{\omega_n}^{\omega_h} |H(\omega)|^2 d\omega \\
 B_{\dot{a}q} &= \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot H_0^2} \cdot \int_{\omega_n}^{\omega_h} \frac{\left(\frac{\omega}{\omega_0} \cdot \frac{H_0}{Q}\right)^2}{\left(1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right)^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_0 \cdot Q}\right)^2} d\omega \\
 B_{\dot{a}q} &= \frac{\omega_0}{4 \cdot Q}.
 \end{aligned} \tag{3.70}$$

Den genauen Lösungsweg des Integrals kann dem Anhang entnommen werden.

Es gilt nun diesen Ansatz auf den Resonanzübertrager in **Bild 3.6** zu übertragen. So läßt sich für die Übertragungsfunktion $H_{\ddot{U}}(s)$ in Analogie zu Gleichung (3.67) schreiben:

$$H_{\ddot{U}}(s) = \frac{s \cdot \omega_{res} \cdot \frac{H_0}{Q}}{s^2 + s \cdot \frac{\omega_{res}}{Q} + \omega_{res}^2} = \frac{s \cdot \frac{1}{\omega_{res}} \cdot \frac{H_0}{Q}}{\frac{s^2}{\omega_{res}^2} + s \cdot \frac{1}{\omega_{res} \cdot Q} + 1}, \tag{3.71}$$

ebenso gilt für das Quadrat des Betrages der Übertragungsfunktion $H_{\ddot{U}}$ in Abhängigkeit von ω :

$$|H_{\ddot{U}}(\omega)|^2 = \frac{\left(\frac{\omega}{\omega_{res}} \cdot \frac{H_0}{Q}\right)^2}{\left(1 - \left(\frac{\omega}{\omega_{res}}\right)^2\right)^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_{res} \cdot Q}\right)^2}. \tag{3.72}$$

Mit diesem Zusammenhang läßt sich dann eine äquivalente Rauschbandbreite $B_{\dot{a}q\ddot{U}}$ für den Resonanzübertrager aus **Bild 3.6** bestimmen:

$$\begin{aligned}
 B_{\ddot{a}q\ddot{U}} &= \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot H_0^2} \cdot \int_{\omega_n}^{\omega_h} |H_{\ddot{U}}(\omega)|^2 d\omega \\
 B_{\ddot{a}q\ddot{U}} &= \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot H_0^2} \cdot \int_{\omega_n}^{\omega_h} \frac{\left(\frac{\omega}{\omega_{res}} \cdot \frac{H_0}{Q}\right)^2}{\left(1 - \left(\frac{\omega}{\omega_{res}}\right)^2\right)^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_{res} \cdot Q}\right)^2} d\omega \\
 B_{\ddot{a}q\ddot{U}} &= \frac{\omega_{res}}{4 \cdot Q}
 \end{aligned} \tag{3.73}$$

Diese Berechnungen gelten nur für weißes Rauschen und für die Betrachtungen mit der Übertragungsfunktion $H_U(s)$.

Für die Übertragungsfunktion $H_I(s)$ müssen extra Überlegungen angestellt werden. Wird wieder nur weißes Rauschen angenommen, so gilt für das Rauschen an der Last am Ausgang des Resonanzübertragers bei einer Anregung mit einer Stromquelle auf der Eingangsseite:

$$\begin{aligned}
 \overline{u_{n2}^2} &= |H_I(\omega)|^2 \cdot \overline{i_{n1}^2} \\
 &= T_{\ddot{a}q} \cdot \frac{\overline{i_{n1}^2}}{\Delta f},
 \end{aligned} \tag{3.74}$$

wobei der zweite Faktor bei der Betrachtung von nur weißem Rauschen konstant ist.

Für die Übertragungsfunktion $H_U(s)$ ist die äquivalente Rauschbandbreite $B_{\ddot{a}q\ddot{U}}$ bekannt. Es gilt jetzt einen ähnlichen Zusammenhang für die Übertragungsfunktion $H_I(s)$ zu finden. Es wird angenommen:

$$H(s) = \frac{U_2(s)}{U_1(s)} = \frac{U_2(s)}{U_x(s)} = \frac{U_2(s)}{I_1(s) \cdot R_x} = \frac{H_I(s)}{R_x} \tag{3.75}$$

Dann folgt mit Gleichung (3.29) für die Übertragungsfunktion $H(s)$

$$H(s) = \frac{H_I(s)}{R_x} = \frac{s \cdot k \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2}}{R_x} \cdot \frac{1}{1 + s \cdot \frac{L_2}{R_L} + s^2 \cdot \frac{2}{\omega_0^2}} \tag{3.76}$$

und durch einen Vergleich mit Gleichung (3.71)

$$s \cdot \frac{H_0}{\omega_0 \cdot Q} \cdot \frac{1}{1 + s \cdot \frac{Q}{\omega_{res}} + s^2 \cdot \frac{1}{\omega_{res}^2}} = s \cdot \frac{k \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2}}{R_x} \cdot \frac{1}{1 + s \cdot \frac{L_2}{R_L} + s^2 \cdot \frac{2}{\omega_0^2}} \quad (3.77)$$

kann mit folgenden Bedingungen

$$\begin{aligned} \frac{H_0}{\omega_{res} \cdot Q} &= \frac{k \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2}}{R_x} &\Rightarrow H_0 &= \frac{k \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2} \cdot \omega_{res} \cdot Q}{R_x} = \frac{R_L}{R_x} \cdot k \cdot \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \\ \frac{\omega_{res}}{Q} &= \frac{L_2}{R_L} &\Rightarrow Q &= \frac{R_L}{\omega_{res} \cdot L_2} \\ \frac{1}{\omega_{res}^2} &= \frac{2}{\omega_0^2} &\Rightarrow \omega_{res} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \omega_0 \end{aligned} \quad (3.78)$$

für die Übertragungsfunktion $H_I(s)$ die selbe äquivalente Rauschbandbreite $B_{\text{äqÜ}}$ verwendet werden, wie für die Übertragungsfunktion $H_U(s)$. Wenn R_x frequenzunabhängig ist, dann gilt:

$$T_{\text{äq}} = B_{\text{äqÜ}} = \frac{\omega_{res}}{4 \cdot Q}. \quad (3.79)$$

Mit den gewonnenen Erkenntnissen läßt sich für jeden Fall der im letzten Abschnitt bearbeiteten Übertragern die äquivalente Rauschbandbreite bestimmen. In der **Tabelle 3.1** sind die Ergebnisse zusammengefaßt und auf der rechten Seite ist die Abhängigkeit von der Last R_L dargestellt.

Tabelle 3.1: Abhängigkeit der äquivalenten Rauschbandbreite $B_{\ddot{a}q\ddot{U}}$ von der Last R_L

Art des Übertragers	Fall I $k \cong 1$	Fall II $k \ll 1$	Fall I $k \cong 1$	Fall II $k \ll 1$	$B_{\ddot{a}q\ddot{U}}$ $k \ll 1$
(1)	$\omega_{res} = \omega_0 / \sqrt{2}$ $H_I = k \cdot \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \cdot R_L$ $T_{\ddot{a}q} = \frac{\omega_0^2 \cdot L_2}{8 \cdot R_L}$		$H_U = k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}$ $B_{\ddot{a}q\ddot{U}} = \infty$	$\omega_{res} = \omega_0$ $H_U = \frac{R_L \cdot k}{\omega_0 \cdot L_2} \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}$ $B_{\ddot{a}q\ddot{U}} = \frac{\omega_0^2 \cdot L_2}{4 \cdot R_L}$	$\sim \frac{1}{R_L}$
(2)	$\omega_{res} = \omega_0$ $H_I = k \cdot \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \cdot R_L$ $T_{\ddot{a}q} = \frac{\omega_0^2 \cdot L_2}{4 \cdot R_L}$		$H_U = k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}$ $B_{\ddot{a}q\ddot{U}} = \infty$	$\omega \gg R_L / L_2$ $H_U = \frac{R_L \cdot k}{\omega \cdot L_2} \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}$ $B_{\ddot{a}q\ddot{U}} \cong \frac{R_L}{4 \cdot L_2}$	$\sim R_L$
(3)	$\omega_{res} = \omega_0$ $H_I = k \cdot \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \cdot R_L$ $T_{\ddot{a}q} = \frac{\omega_0^2 \cdot L_2}{4 \cdot R_L}$	$\omega_{res} = \omega_0$ $H_I = k \cdot \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \cdot R_L$ $T_{\ddot{a}q} = \frac{\omega_0^2 \cdot L_2}{4 \cdot R_L}$	$H_U = k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}$ $B_{\ddot{a}q\ddot{U}} = \infty$	$\omega_{res} = \omega_0$ $H_U = \frac{R_L \cdot k}{\omega_0 \cdot L_2} \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}$ $B_{\ddot{a}q\ddot{U}} = \frac{\omega_0^2 \cdot L_2}{4 \cdot R_L}$	$\sim \frac{1}{R_L}$
(4)	$\omega \gg R_L / L_2$ $H_I = k \cdot \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \cdot R_L$ $T_{\ddot{a}q} = \infty$	$\omega \gg R_L / L_2$ $H_I = k \cdot \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \cdot R_L$ $T_{\ddot{a}q} = \infty$	$H_U = k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}$ $B_{\ddot{a}q\ddot{U}} = \infty$	$\omega \gg R_L / L_2$ $H_U = \frac{R_L \cdot k}{\omega \cdot L_2} \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}$ $B_{\ddot{a}q\ddot{U}} \cong \frac{R_L}{4 \cdot L_2}$	$\sim R_L$

Die Abhängigkeit der äquivalenten Rauschbandbreite von der Last R_L zeigt, daß die beiden Übertrager, die in den Fällen (2) und (4) betrachtet wurden, proportional mit der Last steigen. Hingegen sind die beiden in den Fällen (1) und (3) betrachteten Übertrager umgekehrt proportional zur Last bezüglich der äquivalenten Rauschbandbreite. Da nur eine begrenzte Sendeleistung am Eingang aufgrund von Vorschriften zur Verfügung steht, muß bei einem fest vorgegebenen Spannungsversorgungsbereich mit kleinen Strömen und deshalb mit großen

Lasten gearbeitet werden. Dies hat zur Folge, daß eine Bandbegrenzung auf der Seite des Transceivers besser ist. Aus diesem Grund beziehen sich die weiteren Betrachtungen nur auf die beiden Übertrager, die in den Fällen (1) und (3) bearbeitet wurden.

3.2.3 Abschätzung der benötigten Eingangsleistung

Es wird von einer reinen „ohmschen“-Last R_L auf der Seite des Transceivers ausgegangen, so daß für die an der Last verbrauchte Wirkleistung P_2 gilt:

$$P_2 = U_2 \cdot I_{RL} = \frac{U_2^2}{R_L} \quad \text{mit} \quad I_{RL} = \frac{U_2}{R_L}. \quad (3.80)$$

In Analogie dazu soll nun die Leistung P_1 auf der Seite der Basiseinheit untersucht werden. Hier gilt ebenfalls:

$$P_1 = U_1 \cdot I_1. \quad (3.81)$$

Mit den im Fall (3) zuvor aufgestellten Übertragungsfunktionen H_U und H_I an der Stelle der Resonanzfrequenz $\omega_{\text{res}} = \omega_0$ lassen sich zum Beispiel folgende Zusammenhänge für die Eingangsspannung U_1 und den Eingangsstrom I_1 finden:

$$\begin{aligned} H_U = \frac{U_2}{U_1} \Big|_{\omega=\omega_{\text{res}}=\omega_0} &= \frac{k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}}{1 + j \cdot \omega_0 \cdot (1 - k^2) \cdot \frac{L_2}{R_L} - \omega_0^2 \cdot (1 - k^2) \cdot \frac{1}{\omega_0^2}} \\ &= \frac{k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}}{k^2 + j \cdot \omega_0 \cdot (1 - k^2) \cdot \frac{L_2}{R_L}} \\ \Rightarrow U_1 &= \frac{k^2 + j \cdot \omega_0 \cdot (1 - k^2) \cdot \frac{L_2}{R_L}}{k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}} \cdot U_2 \end{aligned} \quad (3.82)$$

und

$$\begin{aligned}
 H_I = \frac{U_2}{I_1} \Big|_{\omega=\omega_{res}=\omega_0} &= \frac{j \cdot \omega_0 \cdot k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}}{1 + j \cdot \omega_0 \cdot \frac{L_2}{R_L} - \omega_0^2 \cdot \frac{1}{\omega_0^2}} \\
 &= k \cdot \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \cdot R_L \\
 \Rightarrow I_1 &= \frac{1}{k \cdot \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \cdot R_L} \cdot U_2.
 \end{aligned} \tag{3.83}$$

Werden diese Zusammenhänge in Gleichung (3.81) eingesetzt, so läßt sich die Scheinleistung am Eingang P_1 in zwei Anteile aufteilen:

$$\begin{aligned}
 P_1 \Big|_{\omega=\omega_{res}=\omega_0} = U_1 \cdot I_1 &= \frac{k^2 + j \cdot \omega_0 \cdot (1 - k^2) \cdot \frac{L_2}{R_L}}{k \cdot \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}} \cdot U_2 \cdot \frac{1}{k \cdot \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \cdot R_L} \cdot U_2 \\
 &= \frac{U_2^2}{R_L} \cdot \frac{k^2 + \frac{j \cdot \omega_0 \cdot L_2}{R_L} \cdot (1 - k^2)}{k^2} \\
 &= P_2 \cdot \left(1 + \frac{j \cdot \omega_0 \cdot L_2}{R_L} \cdot \left(\frac{1}{k^2} - 1 \right) \right) \\
 &= P_2 + j \cdot \frac{\omega_0 \cdot L_2}{R_L} \cdot \left(\frac{1}{k^2} - 1 \right) \cdot P_2.
 \end{aligned} \tag{3.84}$$

Bei den zwei Teilen der Scheinleistung P_1 handelt es sich zum einen um den „ohmschen“ Anteil, d. h. die Wirkleistung, der durch die Last R_L verbraucht wird, und zum anderen um eine Blindleistung, die ebenso zum Aufbau des magnetischen Feldes benötigt wird. Die Basiseinheit muß somit den Betrag der Scheinleistung P_1 liefern:

$$|P_1 \Big|_{\omega=\omega_{res}=\omega_0} = P_2 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\omega_0 \cdot L_2}{R_L} \right)^2 \cdot \left(\frac{1}{k^2} - 1 \right)^2}. \tag{3.85}$$

An Hand dieses Zusammenhangs kann die Abhängigkeit der Eingangsleistung P_1 vom Kopplungsfaktor k sehr gut festgestellt werden. Zum Zweck der Betrachtung der Energieübertragung wird in **Bild 3.7** die Abhängigkeit des Verhältnisses von Eingangsscheinleistung P_1 zur Ausgangswirkleistung P_2 vom Kopplungsfaktor k dargestellt. Bei der Wirkleistung P_2 ist von

einer Betriebsspannung $U_2 = 3,3 \text{ V}$ und einem Stromverbrauch von $I_{RL} = 80 \text{ }\mu\text{A}$ ausgegangen worden. Diese Werte entsprechen einer später vorgestellten Anwendung.

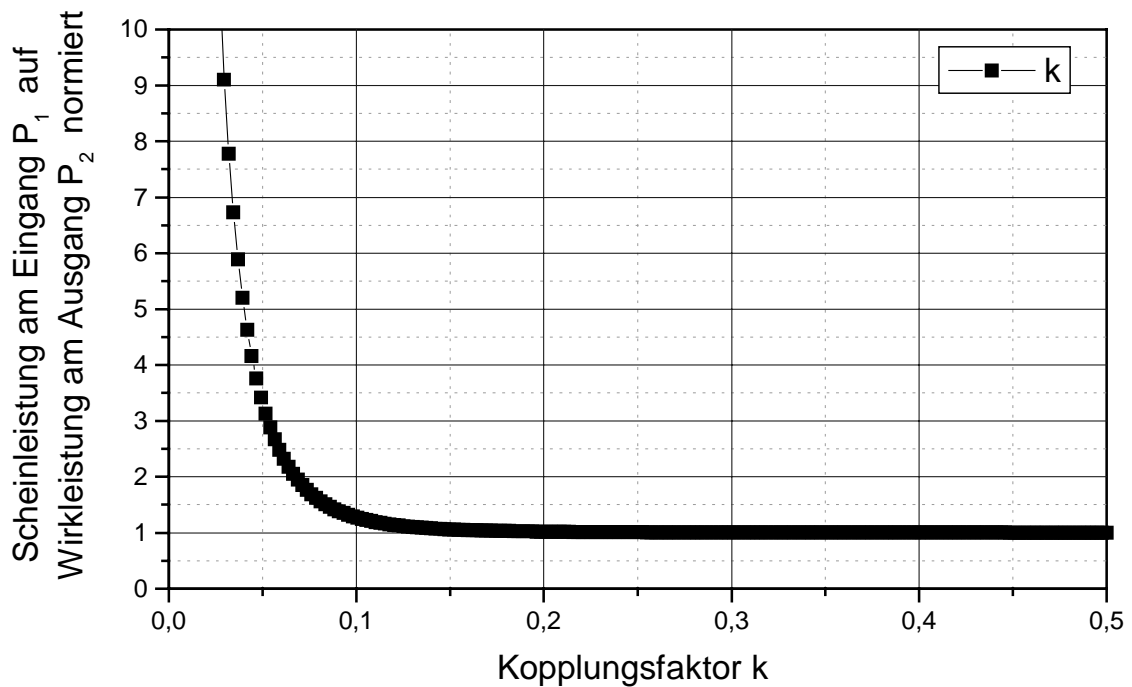


Bild 3.7: Abhängigkeit des Verhältnisses von Scheinleistung am Eingang P_1 zur Wirkleistung am Ausgang P_2 vom Kopplungsfaktor k

Hat der Übertrager eine sehr gute Kopplung zwischen Basiseinheit und Transceiver, d. h. $k \cong 1$, dann wäre die Ausgangswirkleistung am Transceiver, bzw. an der Last R_L , gleich der Eingangswirkleistung aus der Basiseinheit. Je loser der Kopplung zwischen Basiseinheit und Transceiver, um so größer muß die Eingangsblindleistung sein, damit sich das magnetische Feld aufbauen kann. Würde der Kopplungsfaktor k gegen Null gehen, so müßte die Eingangsscheinleistung gegen unendlich streben.

Aus Gleichung (3.82) kann der Betrag für die Eingangsspannung U_1 gebildet werden, so daß gilt:

$$\begin{aligned}
 |U_1| &= \sqrt{\frac{k^4 + \omega_0^2 \cdot (1 - k^2)^2 \cdot \left(\frac{L_2}{R_L}\right)^2}{k^2 \cdot \frac{L_2}{L_1}}} \cdot U_2 \\
 &= \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \cdot \sqrt{k^2 + \left(\frac{1}{k^2} - 1\right)^2 \cdot \left(\frac{\omega_0 \cdot L_2}{R_L}\right)^2} \cdot U_2.
 \end{aligned} \tag{3.86}$$

Für sehr kleine Kopplungsfaktoren $k \ll 1$ kann dann folgender Zusammenhang abgeschätzt werden:

$$|U_1| = \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \cdot \frac{\omega_0 \cdot L_2}{R_L} \cdot \frac{1}{k^2} \cdot U_2 \quad \text{für } k \ll 1. \quad (3.87)$$

Für die Eingangsstromstärke I_1 kann ebenfalls der Betrag angegeben werden:

$$|I_1| = \frac{1}{k \cdot \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \cdot R_L} \cdot U_2 \quad (3.88)$$

Es ist zu bemerken, daß die Gleichungen (3.86), (3.87) und (3.88) sowohl für die Energie- als auch Signalübertragung gelten. Daraus folgt, daß der Abstand, bzw. die Kopplung für beide Übertragungen bestimmt werden muß. Für die Energieübertragung ist schon erwähnt worden, daß die Scheinleistung am Eingang nicht unbegrenzt erhöht werden kann, denn die internationalen Zulassungsvorschriften begrenzen die magnetische Feldstärke, so daß nur ein begrenzter Strom für die Scheinleistung am Eingang zur Verfügung steht. Im nächsten Abschnitt wird kurz auf die Zulassungsvorschrift für den für die vorgestellten Anwendungen gültigen Frequenzbereich von 13,56 MHz eingegangen. Auf die Signalübertragung wird im nächsten Kapitel näher eingegangen.

3.2.4 Internationale Zulassungsvorschrift

Die von der ETSI (European Telecommunications Standards Institute) ausgearbeiteten Standards dienen den nationalen Fernmeldebehörden als Vorlage bei der Schaffung nationaler Regulierungsvorschriften für die Funk- und Fernmeldeverwaltung. Für die später vorgestellten Anwendungen gilt die als Norm vorliegende EN 300330 mit dem Titel „Electromagnetic compatibility and Radio spectrum Matters (ERM); Short Range Devices (SRD); Technical characteristics and test methods for radio equipment in the frequency range 9 kHz to 25 MHz and inductive loop systems in the frequency range 9 kHz to 30 MHz“. Sie definiert Frequenzbereiche und maximal zulässige Feldstärken für induktive Funkanlagen, sowie Meßverfahren, mit denen die Einhaltung der angegebenen Grenzwerte reproduzierbar nachgemessen werden kann.

Für den Frequenzbereich von 13,56 MHz definiert die Norm EN 300330 für eine beliebige

Spulengeometrie, lediglich die von der Spule aufgespannte Fläche muß kleiner 30 m^2 sein, in einem 10 m Abstand eine magnetische Feldstärke von $42 \text{ dB}\mu\text{A/m}$. In **Bild 3.8** sind für verschiedene Radien einer kreisförmigen Spule der Betrag der z-Komponente der magnetischen Feldstärke H in z-Richtung in Abhängigkeit des Abstandes d dargestellt. Wie in Gleichung (3.3) schon gezeigt wurde liegt für ein System, das mit $13,56 \text{ MHz}$ Trägerfrequenz arbeitet, der in der Norm EN 300330 gemessene Wert im Fernfeldbereich. Über den Zusammenhang

$$\begin{aligned} H_z(d = 3,521) &= H_z(d = 10) + 20 \cdot (\log(10) - \log(3,521)) \\ &= 42 \text{ dB}\mu\text{A/m} + 9 \text{ dB}\mu\text{A/m} \\ &= 51 \text{ dB}\mu\text{A/m} \end{aligned} \quad (3.89)$$

wird die maximale z-Komponente der magnetischen Feldstärke an der Fernfeldgrenze berechnet. Ab hier kann jetzt der Verlauf der magnetischen Feldstärke über den Abstand $z = d$ mit der Gleichung (3.11) bestimmt werden. Das dafür benötigte Produkt aus Stromstärke I und Windungszahl N_1 wurde so gewählt, daß die Norm EN 300330 eingehalten wurde.

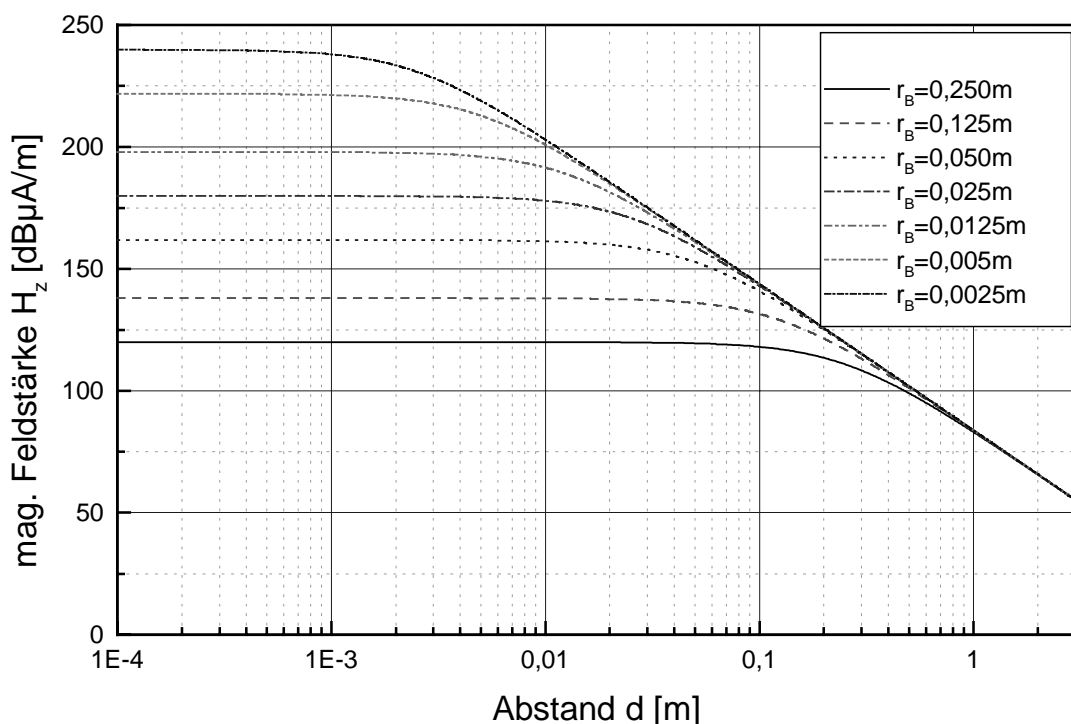


Bild 3.8: Betrag der z-Komponente der magnetischen Feldstärke H in z-Richtung in Abhängigkeit des Abstandes d

Für ein Systemkonzept kann jetzt für eine Spule mit einem Radius r_B über die magnetische Feldstärke der maximale zulässige verkettete Strom IN_1 in einem gewünschten Abstandsbereich bestimmt werden. Als Beispiel wird eine Spule einer Basiseinheit mit einem Radius $r_B = 25 \text{ mm}$ betrachtet. Mit Hilfe des Zusammenhangs aus Gleichung (3.11) läßt sich ein

maximaler verketteter Strom $I_{N_1} = 50 \text{ A}$ bestimmen. Die maximale Eingangsscheinleistung P_1 ist dann von der Beschaffenheit der Spule der Basiseinheit abhängig. In Bezug zur bereits realisierten Spule der Basiseinheit wird von $N_1 = 3$ Windungen und einem Widerstand von $R_{L1} = 0,34 \text{ } \Omega$ ausgegangen, so daß sich die maximale Eingangsscheinleistung $P_{1\text{max}}$ nach

$$P_{1\text{max}} = U_1 \cdot I_1 = R_{L1} \cdot I_1^2 = R_{L1} \cdot \left(\frac{N_1 \cdot I}{N_1} \right)^2 = 94,4 \text{ W} \quad (3.90)$$

berechnen läßt. Dieser Wert darf nicht überschritten werden. Für das betrachtete System kann mit den Vorgaben zum Verbraucher ($U_2 = 3,3 \text{ V}$; $I_{RL} = 80 \text{ } \mu\text{A}$) mit Hilfe der Gleichung (3.85) kann der minimal mögliche Kopplungsfaktor $k = 0,005$ bestimmt werden. Über den Zusammenhang aus Gleichung (3.21) oder aus dem **Bild 3.3** abgelesen, können nun Rückschlüsse auf den maximal möglichen Abstand d gemacht werden. Würde mit maximal möglicher Eingangsscheinleistung $P_{1\text{max}}$ gearbeitet, so könnte ein Abstand $d = 40 \text{ mm}$ erreicht werden. Da jedoch in vielen Anwendungen der Leiterquerschnitt des Spulendrahtes auf der Seite der Basiseinheit nicht beliebig dick gewählt werden kann, um den hohen Strom noch verarbeiten zu können, wird nicht mit der maximalen Eingangsscheinleistung gearbeitet und somit ist die Reichweite der Systeme auch in den meisten Fällen auf dem Bereich des Radiuses der Spule der Basiseinheit begrenzt.