

Kraftwirkung in magnetischen Hochfrequenzfeldern



Dr. Hans Martin Sauer
Institut für Druckmaschinen und Druckverfahren, TU Darmstadt
Magdalenenstraße 2
64289 Darmstadt

www.sauerampfer-online.de
Das Physik & Elektronik Archiv
Published under Creative Commons
Licence CC BY-NC-SA 4.0

21.1.2010

Zusammenfassung

Mittels eines hochfrequenten magnetischen Felder läßt sich neben der Wärmewirkung durch Wirbelstrom- und Ummagnetisierungsverluste auch eine Kraft auf ein elektrisch leitendes Substrat übertragen. Im vorliegenden Artikel wird hierzu ein einfaches Modell entwickelt, das den leitenden Metallkörper als einen Metallring annähert. Dieses Model vermag trotz seines offensichtlichen Näherungscharakters die wichtigsten Abhängigkeiten der Kraft- und Wärmewirkung als Funktion von Frequenz, elektrischer Leitfähigkeit und Größe des Metallkörpers qualitativ korrekt vorherzusagen. Zudem wird untersucht, wie effizient diese Kraftübertragung im Verhältnis zur thermischen Wirkung ist. Anschließend wird das Modell in einer Versuchreihe überprüft, bei der Kraft- und Wärmewirkung an massiven Metallplatten, dünnen Metallfolien und Metallringen verschiedener Größe gemessen werden.

Grundlagen der Hochfrequenz-Kraftübertragung

Mittels hochfrequenter Magnetfelder lassen sich nicht nur berührungslos elektrische und thermische Energie übertragen, sondern auch mechanische Kräfte.

Wir untersuchen nun die durch Induktion übertragene Repulsionskraft zwischen einer zylindrischen Spule, die von einem definierten HF-Strom durchflossen wird, und einem Metallring mit Durchmesser D und Drahtquerschnitt A . Der Ring in einem gewissen Abstand vor der Spule angebracht, so dass die Achsen von Spule und Ring zusammenfallen.. Das hochfrequente Magnetfeld der Erregerspule induziert im Metallring einen Strom, der nach dem Gesetz von Biot-Savart [1] eine Kraft erfährt. Diese Kraft ist nach der Lenzschen Regel so gerichtet, dass sie den Ring von der Metallspule wegzubewegen sucht. Wir bezeichnen diese Kraft hier als *Levitationskraft*. Zusätzlich wird auf jedes Teilsegment des Metallrings eine radiale Kraft ausgeübt. Diese Radialkomponente hebt sich entlang der Ringumfangs jedoch insgesamt auf, wenn der Ring konzentrisch vor der Erregerspule gelagert ist. Sie wird im folgenden daher nicht weiter untersucht.

Zur Berechnung der Levitationskraft, die den Metallring in Richtung seiner Achse von der Erregerspule wegdrückt, kann das Biot-Savart-Gesetz verwendet werden:

$$F_{Lev} = I B u f(\theta) \quad (1)$$

wobei die Funktion $f(\theta) \approx \sin \theta \sin^2 \frac{\theta}{2}$ die Divergenz der aus der Erregerspule austretenden Feldlinien in der Ebene des Metallrings beschreibt. Der Winkel θ entspricht der Neigung einer Feldlinie, die am Rand der vom Metallring umschlossenen Querschnittsfläche verläuft, gegenüber der Ringachse. I ist der im Ring induzierte Induktionsstrom, B das magnetische Feld am Ring, und u sein Umfang. Die resultierende Kraft zeigt in Richtung abnehmenden Magnetfeldes und ist am größten, wenn die magnetischen Feldlinien in der Ebene des Metallrings möglichst weit auseinander divergieren, d.h. wenn der Neigungswinkel der Feldlinien gegen die Ringachse etwa 90° beträgt. .

Wie man an Hand des magnetischen Induktionsgesetzes leicht zeigen kann, ist der im Ring induzierte Strom gleich

$$I = \frac{U}{R + i \omega L} = -\frac{i \omega H D \tau}{1 + i \omega \tau} \quad (2)$$

ist, wobei R der elektrische Widerstand des Rings, L seine Induktivität, $D = u / \pi$ der Durchmesser, H die mittlere magnetische Feldstärke in der Querschnittsebene des Rings, und τ die Stromabklingzeit des Induktionsstroms ist. Die Stromabklingzeit berechnet sich aus dem Metallquerschnitt A des Ringleiters und seinem spezifischen Widerstand ρ

$$\tau = \frac{\mu_0 A_{hf}}{4 \rho} \quad (4)$$

Hierbei ist zu beachten, dass für den Leiterquerschnitt A aufgrund des Skin效ekts bei hohen Frequenzen ein verkleinerter, effektiver Querschnitt A_{hf} eingesetzt werden muss, der den geometrischen Querschnitt A des Leiters mitunter um Größenordnungen unterschreitet. Hieraus ergibt sich eine verkürzte Stromabklingzeit. In dicken Leitern berechnet sich diese unter Berücksichtigung des Skin效ekts nämlich zu

$$\tau = \frac{D}{4} \sqrt{\frac{\mu_0}{\rho \omega}} \quad (5)$$

Bei praktischen Berechnungen ist immer die kürzere dieser beiden Zeitskalen zu verwenden.

Setzt man dies in das Biot-Savart-Gesetz ein, dann ergibt sich folgender Ausdruck für die Abstoßungskraft zwischen Metallring und Erregerspule:

$$\begin{aligned} F_{Lev} &= \operatorname{Re} \left(-\frac{i \omega \tau \pi D^2 \mu_0 H^2}{1 + i \omega \tau} \right) \sin \theta \sin^2 \frac{\theta}{2} \\ &= 2 \pi D^2 \frac{\omega \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \left(\frac{\Delta P}{\Delta V} \right)_{HF} \sin \theta \sin^2 \frac{\theta}{2} \end{aligned} \quad (6)$$

Hierbei ist $\left(\frac{\Delta P}{\Delta V} \right)_{HF} = \frac{\mu_0 \omega}{2} H^2$ die Blindleistungsdichte des magnetischen Feldes, welches die Erregerspule im Ring erzeugt.

Man erkennt an diesem Ergebnis leicht, dass es bei gegebener Blindleistungsdichte eine optimale Kreisfrequenz gibt, bei der die Levitationskraft ein Maximum erreicht, nämlich

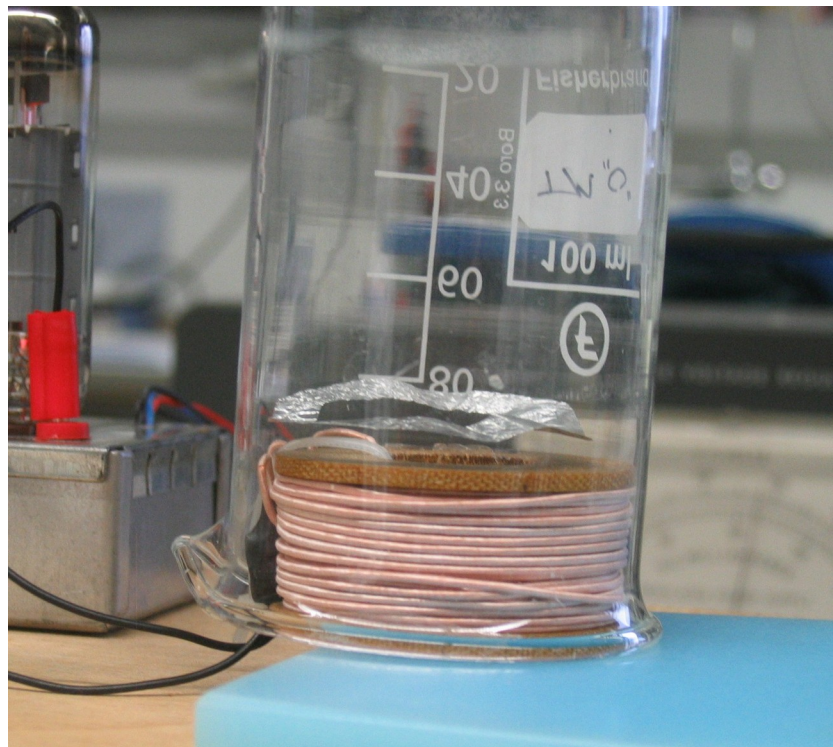
$$\omega = \frac{1}{\tau} \quad (7)$$

Bei höheren wie auch bei niedrigeren Frequenzen ist die Levitationskraft auch bei konstant gehaltener Blindleistungsdichte schwächer.

Zahlenbeispiel und Versuch:

Ein Ringleiter, der aus 10 μm dicker Kupferfolie ($\rho = 1,7 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$) hergestellt wurde, wobei die Kupferbahn eine Breite von 5 mm und einen Durchmesser von 20 mm besitzt, hat eine Stromabklingzeit τ von ungefähr 2 μs . Bei einer Frequenz des Erregerfeldes von 240 kHz, wobei die Blindleistungsdichte 0,3 W/cm^3 beträgt (entsprechend einer Feldstärke von 740 μT), erhält man unter den günstigsten Bedingungen eine Levitationskraft von 0,4 mN, wenn die Divergenz der magnetischen Feldlinien sehr nahe bei 90° liegt.

Zur Überprüfung dieser einfachen Modellrechnung Zweck wurde ein Versuch durchgeführt (Bild rechts) Hierzu wurde aus Aluminiumfolie (Dicke 20 μm) ein Ring mit 40 mm Außendurchmesser und etwa 5 mm Breite ausgeschnitten. Das Gewicht dieses Rings betrug 19,6 mg, so dass mindestens etwa 0,2 mN erforderlich sein würden, um den Ring in den Schwebezustand zu versetzen. Dies gelang mit einem HF-Generator, dessen Schwingkreissspule bei 240 kHz in ein Feld von etwa 740 μT erzeugt, ohne weiteres, den Ring schweben zu lassen, wobei allerdings die seitliche Führung des Rings mechanisch, d.h. durch einen übergestülpten Glasbecher gewährleistet war.



2. *Beispiel:* Verwendet man einen etwas breiteren Alu-Ring mit knapp 10 mm Breite und 20 mm Durchmesser, wobei die Dicke der Alupolie etwa 10 μm beträgt, dann ergibt sich eine Relaxationszeit von 1,57 μs . Bei einer Frequenz von 407 kHz ergibt dies $\omega\tau = 4,0$. Mit einem etwas stärkeren HF-Induktor, der eine Blindleistungsdichte von 10,6 W/cm^3 erzeugt (3 mT), ergibt sich bereits eine Levitationskraft von ca. 10 mN. Diese Anordnung könnte also bereits ein Gewicht von 1 g zum Schweben bringen.

Levitation vs. Gravitation

Eine weitere Fragestellung bezieht sich auf die „Flugfähigkeit“ eines Metallrings im HF-Feld, d.h. auf das Verhältnis zwischen Levitationskraft und Eigengewicht F_g des Rings. Letztere berechnet sich wie folgt, wobei ρ_m die Massendichte des Ringmaterials und g die Gravitationskonstante sind:

$$F_g = m g = \rho_m \pi D A g \quad (8)$$

Somit ergibt sich für das Verhältnis von Levitations- zu Gravitationskraft

$$\frac{F_{Lev}}{F_g} = \frac{2 D \tau}{g \rho_m A} \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \left(\frac{\Delta P}{\Delta V} \right)_{HF} \sin \theta \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (9)$$

Hiermit folgt unter der Voraussetzung, dass die Frequenz des HF-Feldes gemäß der Bedingung $\omega\tau = 1$ optimal angepasst ist, dass nur noch ganz wenige Parameter für das Gelingen eines Levitations-Versuchs entscheidend sind. Zunächst müssen die Massendichte ρ_m des Rings wie auch der spezifische Widerstand ρ möglichst gering sein. Das Verhältnis wird zudem mit wachsendem Durchmesser des Rings günstiger. Auch der Querschnitt A des Rings kürzt sich heraus, sofern der Skineneffekt vernachlässigt werden kann. Die Stromabklingzeit τ ist unter diesen Umständen zu A proportional. Prinzipiell kann man bei gegebener HF-Leistung immer auch einen dickeren und damit schwereren Ring heben, wenn es mit einem dünnen Ring gelingt. Vorausgesetzt werden muss hierbei allerdings, dass der Ring nicht dicker ist als die Eindringtiefe des magnetischen Wechselfeldes.

In Bezug auf die Abhängigkeit der Levitationskraft vom Ringdurchmesser sollte beachtet werden, dass bei gegebener Geometrie der HF-Spule der Öffnungswinkel θ der Feldlinien am Rand des Rings selbst wieder mit D wächst.

Levitation vs. Induktionswärme

Die vom Metallring absorbierte Wärmeleistung berechnet sich nach einer ähnlichen Argumentation wie im vorigen Abschnitt zu

$$P_{therm} = \frac{\pi \mu_0}{32 \rho} \frac{D^5 \omega}{1 + \omega^2 \tau^2} \left(\frac{\Delta P}{\Delta V} \right)_{HF} \quad (10)$$

Das Verhältnis von Levitationskraft zur Wärmeleistung beträgt somit

$$\frac{F_{Lev}}{P_{therm}} = \frac{64 \rho \tau^2}{\mu_0 D^3} \sin \theta \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (11)$$

Dieses Ergebnis vereinfacht sich im Spezialfall, dass der Drahtquerschnitt des Rings größer ist als die Eindringtiefe des magnetischen Feldes ist und die Stromabklingzeit durch Gl. (5) gegeben ist, zu

$$\frac{F_{Lev}}{P_{therm}} \Big|_{\text{Skinereffekt}} = \frac{4}{D \omega} \sin \theta \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (12)$$

Eine wichtige Schlussfolgerung hieraus ist, dass für Metallringe aus Drähten, deren Durchmesser größer ist als die elektromagnetische Eindringtiefe, das Verhältnis von Levitationskraft zu Wärmeleistung bei niedrigerer Frequenz günstiger ist als bei hoher. Dies stimmt z. B. mit den Beobachtungen aus [3] zur Levitation von Aluminiumlegierungen im HF-Feld sehr gut überein.

Falls der Skinereffekt keine Rolle spielt bzw. der Durchmesser des Leiters kleiner ist als die elektromagnetische Eindringtiefe, dann ergibt sich hingegen ein von der Frequenz unabhängiges Verhältnis:

$$\frac{F_{Lev}}{P_{therm}} \Big|_{\text{kein Skinereff.}} = \frac{16 \tau A_{hf}}{D^3} \sin \theta \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (13)$$

Die Ergebnisse (11) bis (13) besagen, dass die Levitationskraft im Verhältnis zur Induktionserwärmung bei kleinen Metallringen und niedrigen Frequenzen bzw. großen Stromabklingzeiten günstiger ist. Damit ist jedoch noch nichts darüber gesagt, wie effizient die Levitation in Bezug auf die aufgewandte HF-Energie ist.

Vorschläge für effizientere Methoden zur magnetischen Levitation

Die Levitationskraft lässt sich bei gegebener HF-Leistungsdichte weiter erhöhen, indem man den Metallring durch eine Spule L mit Schwingkreiskondensator C ersetzt und die Resonanzüberhöhung des Induktionsstromes ausnutzt. Hierzu könnte an Stelle des einfachen Metallrings eine ringförmig gewickelte, sehr flache Spule mit entsprechend vielen Windungen dünnen Drahtes verwendet werden, deren Ende am einen Kondensator angeschlossen sind.

Der Induktionsstrom in diesem Schwingkreis berechnet sich zu

$$I = \frac{U_{ind}}{Z(\omega)} = \frac{i \omega n A_{sp} B}{Z(\omega)} \quad (14)$$

wobei A_{sp} die Querschnittsfläche der Ringspule ist und

$$Z(\omega) = R + i \omega L + \frac{1}{i \omega C} \quad (15)$$

die Serienimpedanz aus Spuleninduktivität L , Verlustwiderstand R und Schwingkreiskondensator C . Nach Einsetzen in das Biot-Savart-Gesetz aus Gl. (1) ergibt sich hieraus folgende Formel für die Levitationskraft:

$$F_{Lev} = \operatorname{Re} \left[\frac{i \omega L}{Z(\omega)} \right] \frac{4 \pi D^2}{\omega} \left(\frac{\Delta P}{\Delta V} \right)_{HF} \sin \theta \sin^2 \frac{\theta}{2} \\ \frac{4 \pi D^2 \omega^3}{\left(\omega^2 - \omega_{Res}^2 \right)^2 + \frac{R^2}{L^2} \left(\omega_{Res}^2 + \frac{R^2}{4 L^2} \right)} \left(\frac{\Delta P}{\Delta V} \right)_{HF} \sin \theta \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (16)$$

Hierbei ist

$$\omega_{Res} = \sqrt{\frac{1}{L C} - \frac{R^2}{2 L^2}} \quad (17)$$

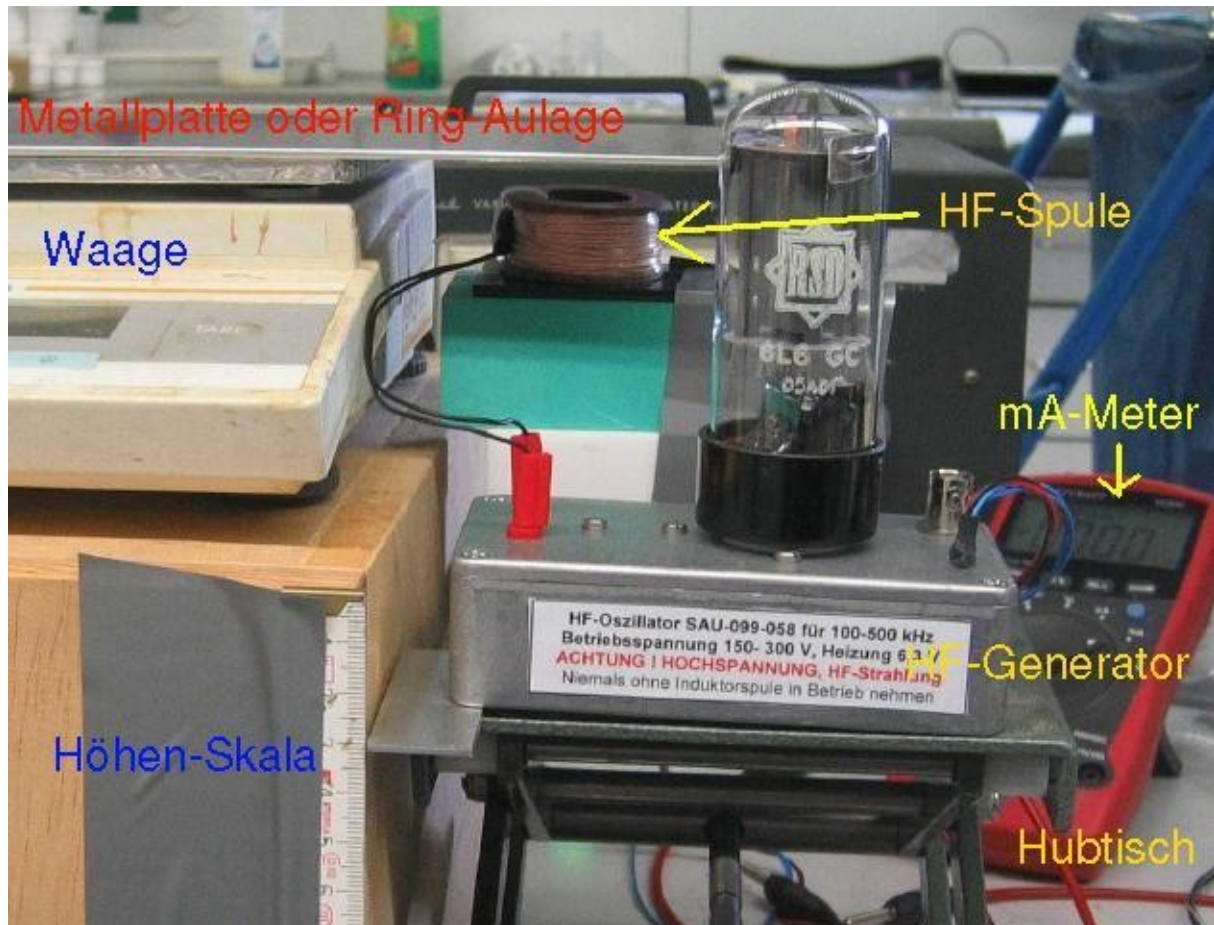
die Eigenresonanzfrequenz des Schwingkreises.

Für den Fall, dass die Arbeitsfrequenz des Oszillators mit der Resonanzfrequenz des Schwingkreises genau übereinstimmt, ergibt sich schließlich

$$F_{Lev}^{Res} = 16 \pi D^2 \frac{\omega_{Res}^3 \tau^4}{1 + 4 \omega_{Res}^2 \tau^2} \left(\frac{\Delta P}{\Delta V} \right)_{HF} \sin \theta \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (18)$$

Wobei wieder $\tau = L/R$ die Stromabklingzeit ist. Selbst im Fall eines stark gedämpften Schwingkreises mit $\omega_{Res} \tau = 1$ ergibt sich bereits eine um 60 % höhere Levitationskraft als beim einfachen Metallring. Es ist hier jedoch zweckmäßig, möglichst hohe Werte von $\omega_{Res} \tau$ anzustreben, da dieser Faktor mit hoher Potenz in die Levitationskraft eingeht. Zudem erkennt man an Gleichung (18), dass es keine optimale Arbeitsfrequenz gibt. Vielmehr sind hohe Frequenzen bei gegebener Blindleistungsdichte des magnetischen Feldes generell günstiger als niedrige.

Experimentelle Ergebnisse



Versuchsaufbau zur Messung von Levitationskraft und Verlustleistung als Funktion des Abstandes zwischen HF-Spule und Metallplatte bzw. Metallringen unterschiedlicher Art.

Versuchsaufbau

Zur Messung der Levitationskraft und der Verlustleistung, die im Induktionskörper auftritt, wurde die Schwingkreisspule eines 20-W-HF-Generators für den Frequenzbereich 100 – 500 kHz auf einem Labor-Hubtisch montiert, der neben einer Laborwaage (Sartorius, Auflösung 10 mg) aufgestellt wurde. Auf die Laborwaage wurde wahlweise eine massive Aluminiumplatte (Dicke 4 mm) oder eine Keramikplatte gelegt, wobei auf die Keramikplatte verschiedene Kupfer- und Aluminiumringe gelegt wurden. Ein Teil der auf die Waage gelegten Platte bzw. der Metallring ragten hierbei seitlich über den Waagenteller hinaus. Die Induktorspule des HF-Oszillators wurde dann unter dem überstehenden Teil der Platte auf dem Hubtisch positioniert. Über die Höheneinstellung des Hubtisches ließ sich die Induktorspule bis dicht unter die Platte bewegen. Die Waage wurde bei abgeschalteter HF austariert, so dass die Waage nach dem Einschalten des HF-Generators nur die ausgeübte Levitationskraft anzeigte. In mehreren Serien von Messungen wurden bei konstanter Betriebsspannung des HF-Generators (300 V) die Höhe des Hubtisches millimeterweise vergrößert und Levitationskraft sowie die vom HF-Generator abgegebene Wirkleistung notiert. Hiermit ließen sich die Levitationskraft und HF-Verlustleistung als Funktion des Abstandes zwischen Spule und Platte exakt und reproduzierbar bestimmen. Die Messung der

vom HF-Generator an die Platte übertragenen Wärmeleistung erfolgte durch Beobachtung des Anodenstroms der Schwingkreisröhre, dieser steigt gegenüber dem Leerlaufstrom an, sobald dem Schwingkreis HF-Energie entzogen wird. Der HF-Generator war diesbezüglich mittels kalorimetrischen Messungen kalibriert worden.

Durch Austausch der Schwingkreisspulen am HF-Generator konnte die Betriebsfrequenz auf 210 bzw. auf 400 kHz umgeschaltet werden. Die HF-Blindleistungsdichten in der Spulenmitte lagen bei $6,1 \text{ W/cm}^3$ bei 210 kHz bzw. $10,6 \text{ W/cm}^3$ bei 400 kHz.

HF-Generator und Felderzeugung

Als HF-Generator dient ein Labor-Induktionsgerät, wie es zum Erwärmen von magnetischen oder metallischen Proben in chemischen Reaktionsgefäßen dient. Es handelt sich um einen selbsterregten Dreipunktoszillator, der im Schwingkreis unabhängig von der durch Induktion entnommenen HF-Leistung eine konstante Spannungsamplitude aufrechterhält. Der im Schwingkreis und in der HF-Spule fließende Strom läßt sich hierbei aus einer Überlagerung eines zur Spannung phasengleichen Wirkstroms und eines dazu um 90° phasenverschobenen Blindstroms auffassen.

Im Belastungsfall bleibt nun der Blindstrom im gleichen Maße lastunabhängig, wie die Schwingkreisspannung. Hingegen nimmt der Wirkstrom proportional zur Belastung des Schwingkreises zu.

Der durch die Senderöhre des Generators gelieferte, im Takt der Arbeitsfrequenz gepulste Anodenstrom ist dem Wirkstrom in der HF-Spule phasen- wie auch betragsmäßig gleich. Hieraus folgt, dass die vom Anodenstrom gelieferte elektrische Leistung mit der Verlustleistung des Schwingkreises, bzw. bis auf geringe Eigenverluste des Kreises mit der von der untersuchten Metallprobe absorbierten Wärmeleistung identisch ist. Auf dieser Beobachtung basiert die Messung der in der Probe anfallenden Wärmeleistung über den Anodenstrom der Senderöhre. Alle Messungen der Levitationskraft werden daher unter der Randbedingung durchgeführt, dass die von der HF-Spule zur Verfügung gestellte Blindleistung konstant ist. Insofern verhält es sich so, als würde ein unbegrenztes Leistungsreservoir für die Erzeugung des HF-Feldes zur Verfügung stehen. Änderungen der HF-Feldstärke in der Umgebung der Metallplatte bzw. der Metallringe als Folge der dort fließenden Induktionsströme sind daher auf die lokale Umgebung dieser Körper begrenzt. Ihre Rückwirkung auf die Erzeugung der HF-Energie im Generator wird daher vernachlässigt.

Materialauswahl

Die Auswahl der Versuchsobjekte folgt einer bestimmten Systematik: Zum einen werden sowohl dünne als auch massive Metallteile untersucht. Durch die dünnen Metallteile, die aus Aluminiumfolie hergestellt wurden, vermag das hochfrequente Magnetfeld hindurch zu dringen. Hierdurch ist der Grenzfall gegeben, dass die Materialdicke kleiner oder von der gleichen Größenordnung ist wie die elektromagnetische Eindringtiefe. Hingegen ist die Materialstärke bei den dickwandigen Metallteilen (Aluplatte bzw. massive Kupferringe) bereits so groß, dass die Wirbelstromverteilung maßgeblich durch den Skin-Effekt bestimmt wird und daher von einem reinen Oberflächenstrom ausgegangen werden kann.

Zudem wird die Levitation sowohl an planaren Metalloberflächen untersucht, deren Ausdehnung wesentlich größer ist als die des magnetischen Streufeldes der Induktionsspule, und an Ringen mit einem Durchmesser, der etwa dem Spulendurchmesser entspricht. Hiermit soll untersucht werden, inwieweit die Abnahme der Levitationskraft vom Abstand zur Spule von der Größe des betrachteten Körpers abhängt.

Levitationskraft an einer dünnen Metallfolie

Zunächst wurde eine 30 µm dicke Aluminiumfolie auf eine keramische Platte gespannt und auf der Waage montiert. Es ist nun zu erwarten, dass zumindest ein Teil des hochfrequenten Magnetfeldes die Folie durchdringt, und dass die Verteilung des Induktionsstromes über den Querschnitt der Folie relativ homogen ist.

Die Abbildungen 2 und 3 zeigen die Levitationskraft und absorbierte HF-Leistung bei 210 und 400 kHz:

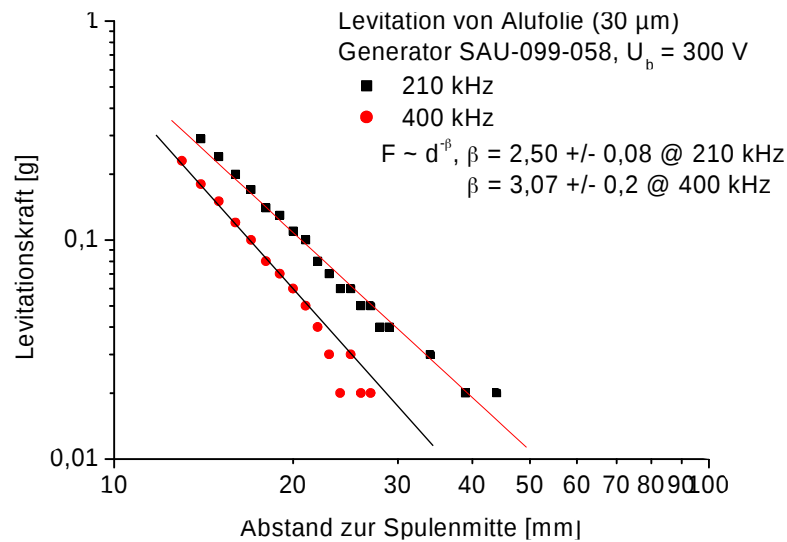


Abb. 2: Levitationskraft an dünner Aluminiumfolie bei 210 und 400 kHz

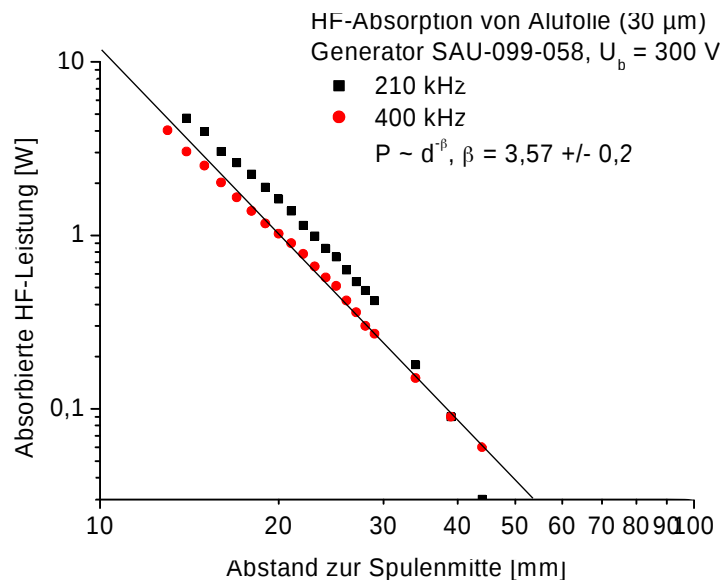


Abb. 3: Die von der dünnen Aluminiumfolie absorbierte HF-Leistung bei 210 und 400 kHz.

Man erkennt hier, dass sowohl Levitationskraft als auch absorbierte HF-Leistung ungefähr nach einem Potenzgesetz mit dem Abstand d von der Induktorspule abnehmen, wobei sich für die Levitationskraft ein Exponent um 2,5 bis 3, für die absorbierte Leistung ein Exponent von ca. 3,6 einstellt. Die Levitationskraft ist bei 400 kHz um etwa 50 % kleiner als bei 210 kHz, obwohl die Blindleistungsdichte der verwendeten Induktionsspule bei 400 kHz etwa größer war als bei 210 kHz ($10,6 \text{ W/cm}^3$ gegenüber $6,1 \text{ W/cm}^3$). Bei der HF-Absorption sind ähnliche, wenngleich kleinere Unterschiede sichtbar.

Im Vergleich zu den Levitationsversuchen an massiven Metallplatten und -Ringen ist die magnetische Verlustleistung in dünnen Metallfolien hoch: sie erreichte 4 bis 5 W. Dies spricht dafür, dass nahezu der gesamte magnetische Fluß in die dünne Metallfolie einzudringen vermag und dort entsprechend große Wirbelströme induziert, wohingegen bei den massiven Metallteilen nur ein Bruchteil des Flusses im Metall zur Wirbelstromerzeugung beiträgt.

Levitationskraft an einer massiven Metallplatte

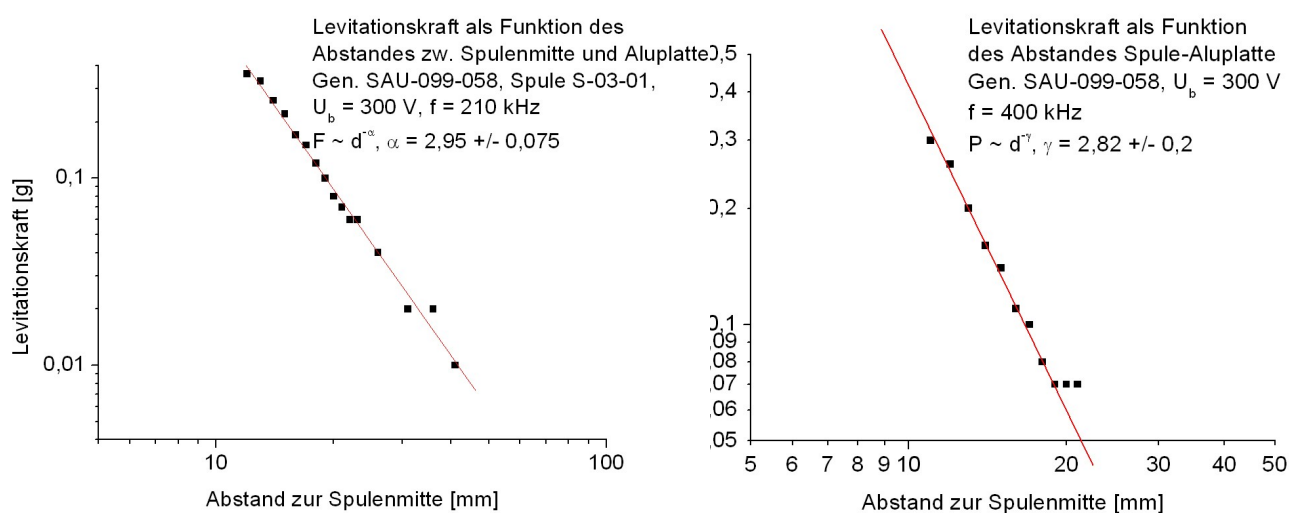


Abb. 4: Levitationskraft bei 210 kHz und 400 kHz als Funktion des Abstandes der Platte von der Spulenmitte.

Die Levitationskraft wurde nun an einer flachen Aluminiumplatte untersucht, die mit 2 mm so dick ist, dass sie das hochfrequente Magnetfeld wegen des Skin-Effekts sicher nicht durchdringen kann. Abb. 4 zeigt, dass die bei 210 und 400 kHz an der Aluminiumplatte auftretenden Levitationskräfte ungefähr gleich groß sind und etwa 30 mN betragen, wenn die Platte bis auf 1 mm an den oberen Rand der Induktorspule angenähert wurde. Mit zunehmendem Abstand d zwischen Platte und Spule nimmt die Levitationskraft ungefähr mit d^3 ab. Dies ist überraschend, wenn man sich die durch den Induktionsstrom in der Platte bewirkte Feldänderung als Feld eines Spiegeldipols vorstellt, der sich im gleichen Abstand d oberhalb der Plattenunterseite befindet. Die Dipol-Dipol-Abstoßung zwischen der Induktorspule und dem Spiegeldipol sollte nämlich nach einem d^4 -Gesetz abnehmen. Die von der Platte aufgenommenen Verlustleistungen sind in folgenden Abbildungen dargestellt.

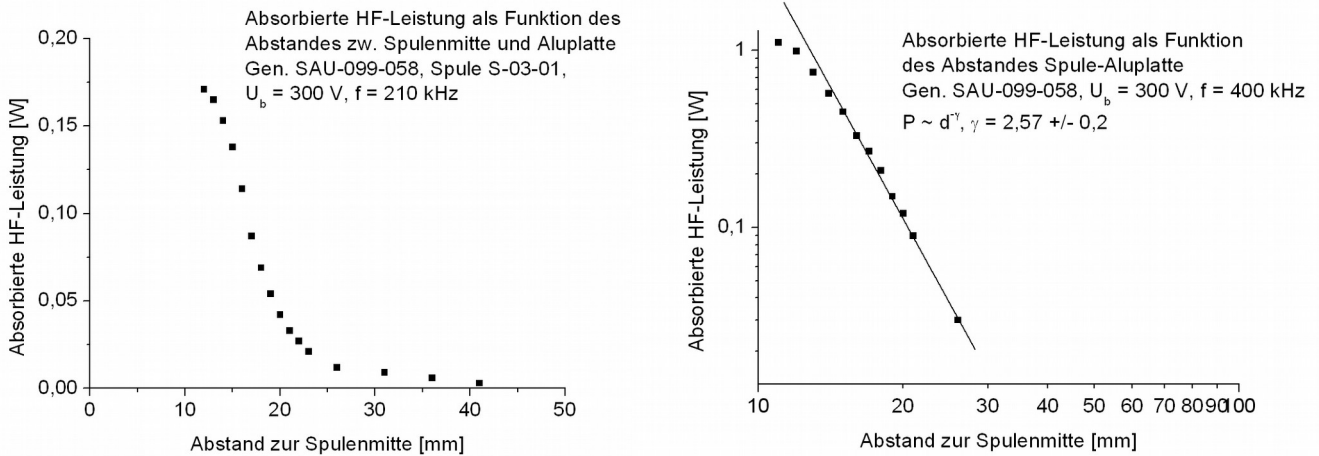


Abb. 5: Verlustleistungen in der Aluminiumplatte bei 210 und 400 kHz.

Hier erkennt man nun sehr deutliche Unterschiede zwischen den beiden HF-Frequenzen. Bei 210 kHz absorbiert die Aluminiumplatte bei maximaler Annäherung der Spule nur 0,17 W. Diese Leistung nimmt mit zunehmendem Abstand schnell ab, allerdings ist hier im Gegensatz zur Levitationskraft kein einfaches Skalengesetz erkennbar. Unter den gleichen Bedingungen beträgt die HF-Absorption bei 400 kHz hingegen 1,1 W. Die mit zunehmendem Abstand beobachtete Abnahme der HF-Absorption kann näherungsweise durch ein Potenzgesetz $P \sim d^{-\gamma}$ beschrieben werden, wobei der Exponent γ etwa bei 2,5 liegt.

Berechnet man das Verhältnis von Levitationskraft zu absorbierter HF-Leistung, dann ergibt sich folgendes Resultat:

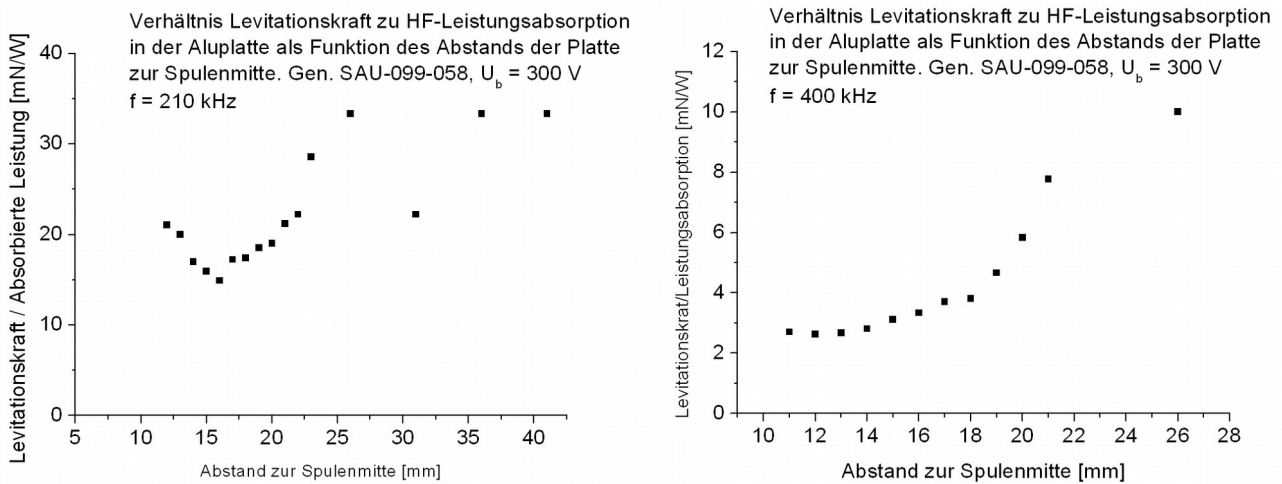


Abb. 6: Verhältnis Levitationskraft zu absorbierter HF-Leistung bei 210 und 400 kHz.

Erwartungsgemäß ist die Effizienz der Levitation im Vergleich zur thermischen Wirkung des HF-Feldes bei 210 kHz deutlich höher als bei 400 kHz. Man beobachtet zudem, dass das Verhältnis mit zunehmendem Abstand zwischen Platte und Spule noch zunimmt. Dies erklärt sich dadurch, dass die magnetischen Feldlinien die Platte umso flacher treffen, je größer der Abstand ist. Somit nimmt der Öffnungswinkel θ des Feldlinienbündels mit wachsendem

Abstand zu, was gemäß der oben erläuterten Modelvorstellung zu einem günstigeren Angriffswinkel der resultierenden Kraft führt.

Levitation von dünnwandigen Metallringen

Neben der planaren Aluminiumplatte wurde auch ein Aluminiumring mit 40 mm Außen- und 20 mm Innendurchmesser getestet, der auf eine PVC-Platte aufgeklebt war. Der Ring wurde aus 20 μm starker Alufolie ausgeschnitten. Levitationskraft und HF-Absorption wurden bei einer Frequenz von 400 kHz gemessen.

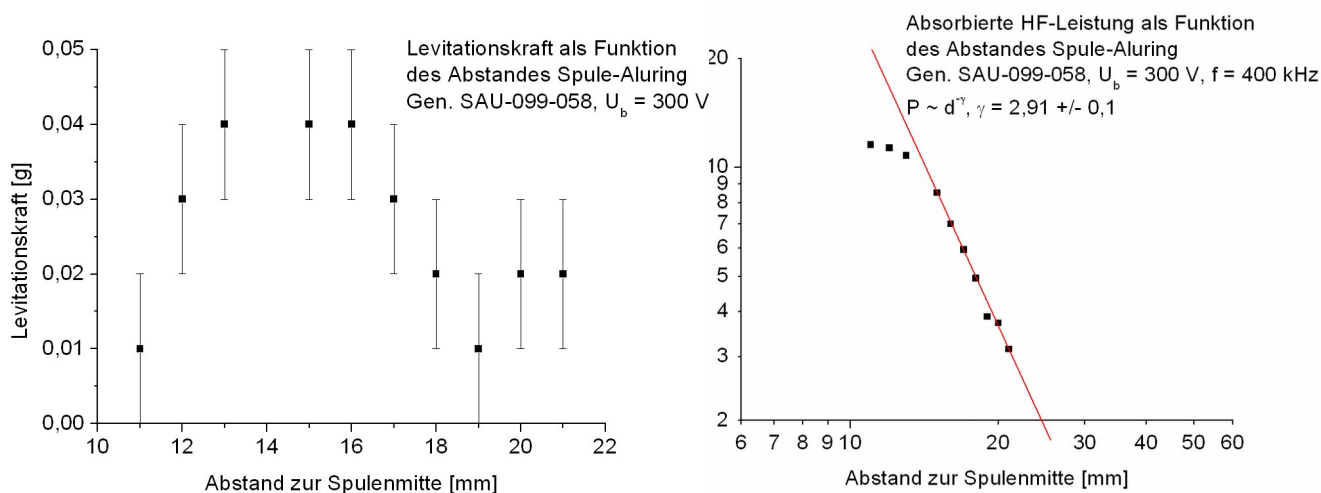


Abb. 7: Levitationskraft und HF-Absorption an einem Aluminiumring bei 400 kHz

Hierbei fällt zunächst auf, dass die Levitationskraft um eine Größenordnung geringer ist als unter gleichen Bestrahlungsbedingungen an der Aluminiumplatte. Die Levitationskraft nimmt mit wachsendem Abstand von der Spule zunächst sogar zu, erreicht ein Maximum, und nimmt dann wieder ab. Dieses Verhalten lässt sich durch den Feldlinienverlauf im Ring sehr gut erklären: Bei geringem Abstand zur Spule treten die magnetischen Feldlinien nahezu senkrecht durch den Ring hindurch. Dies generiert zwar einen sehr starken Induktionsstrom, doch ist die an jedem Ringsegment angreifende elektrodynamische Kraft nach Innen gerichtet und nicht nach oben. Mit zunehmendem Abstand zur Spule werden die Feldlinien dagegen divergenter, so dass die nach oben gerichtete Kraftkomponente zunimmt.

Diese Erklärung wird durch die HF-Absorption bestätigt. Diese ist um eine Größenordnung höher als bei der Aluminiumplatte und nimmt ihren größten Wert dann an, wenn der Ring der Spule am nächsten ist. Sie nimmt stetig mit dem Abstand d ab, wobei asymptotisch ein Potenzgesetz $P \sim d^{-\gamma}$, mit $\gamma \sim 3$ beobachtet wird.

Die starke HF-Absorption des Aluminiumrings lässt darauf schließen, dass bei geringem Abstand zwischen Ring und Spule praktisch der gesamte magnetische Fluß den Ring durchdringt. Bei der massiven Aluplatte ist dies wegen der großen Dicke ausgeschlossen. Hier werden die magnetischen Feldlinien vor der Unterseite zur Seite hin verdrängt. Dies erklärt sowohl die verhältnismäßig hohe Levitationskraft an der Platte wie auch die im Vergleich zum Ring niedrige HF-Absorption. Das Induktionsfeld des Aluminiumrings lässt sich daher nicht durch einen Spiegeldipol beschreiben, wie das bei der Platte möglich war.

Levitationskraft an massiven Metallringen

An Kupferringen mit einem Durchmesser von 19 mm bzw. 29 mm und einer Drahtstärke von 1,8 mm wurden folgende Ergebnisse erzielt:

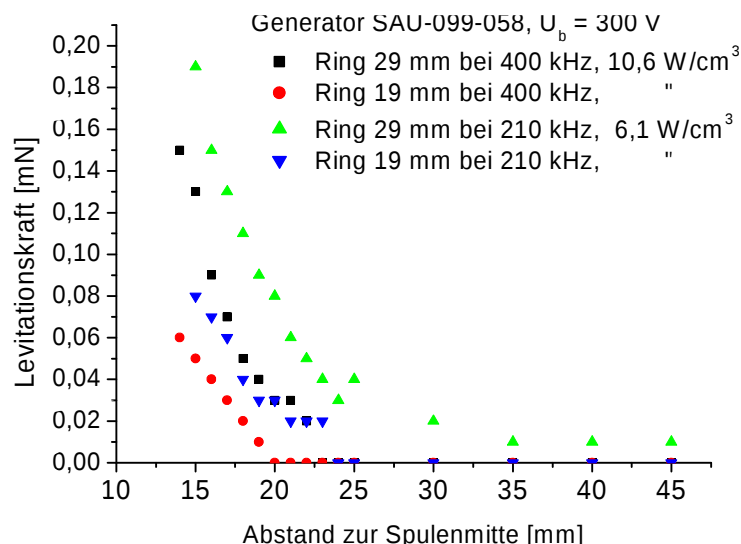


Abb. 8: Levitationskraft an Kupferringen von 19 und 29 mm Durchmesser bei 210 und 400 kHz.

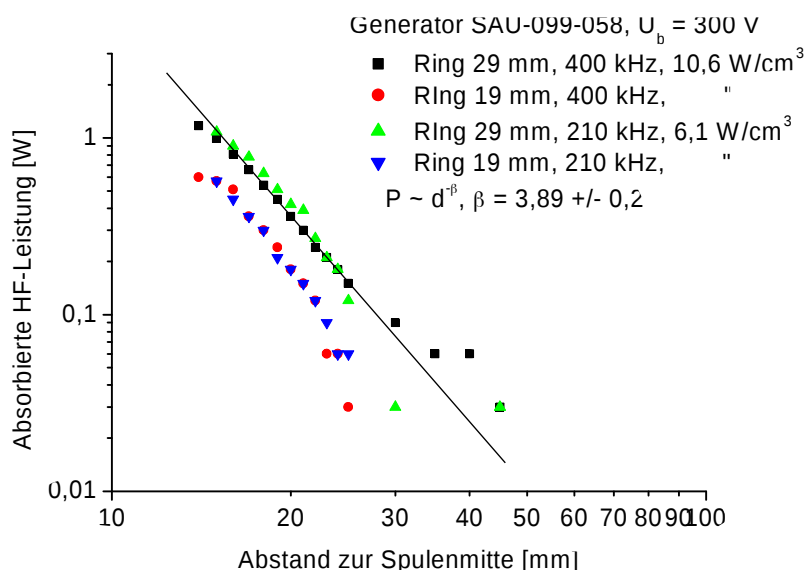


Abb. 9: Absorbierte HF-Leistung an Kupferringen von 19 und 29 mm Durchmesser bei 210 und 400 kHz.

An Abb. 8 ist zu ersehen, dass die Levitationskraft umso größer ist, je größer der Ringdurchmesser und je kleiner die Frequenz ist. Trotz niedrigerer Blindleistungsdichte ergibt sich bei 210 kHz eine maximale Levitationskraft von 1,9 mN beim 29-mm-Ring, und 0,9 mN beim 19-mm-Ring. Diese Werte sind ungefähr zur Ringfläche proportional. Bei 400 kHz ergeben sich trotz höherer Blindleistungsdichte maximale Levitationskräfte von nur 1,5 bzw. 0,7 mN bei gleichem Abstand d von Ring und Spule. In bezug auf die Abhängigkeit der Levitationskraft vom Abstand d zwischen Spule und Ring konnte kein einfaches Potenzgesetz ermittelt werden, was allerdings auch an der geringen Auflösung der Laborwaage lag. Im Gegensatz zum Aluminiumring beobachtet man hier jedoch eine stetige Abnahme der

Levitationskraft mit zunehmendem Abstand. Ein Maximum der Kraft bei einem mittleren Abstand existiert nicht. Dies deutet darauf hin, dass der Verlauf der Feldlinien hier in Folge der vollständigeren Feldverdrängung durch die dicken Kupferdrähte anders ist als beim sehr dünnen Aluminiumring.

Hingegen zeigt Abb. 9, dass die absorbierte HF-Leistung in allen Fällen von der Frequenz praktisch unabhängig ist. Beim 29-mm-Ring werden bei größter Annäherung an die Spule bei 400 kHz etwa 1,17 W Verlustleistung erzeugt. Beim 19-mm-Ring sind es noch 0,6 W, was ungefähr dem Verhältnis der Ringflächen entspricht. Die bei 210 kHz ermittelten Werte sind damit praktisch identisch. Die absorbierte HF-Leistung nimmt als Funktion des Abstandes d ungefähr wie d^4 ab.

Aufgrund des relativ dicken Drahtes, aus dem die Kupferringe hergestellt wurden, kann man davon ausgehen, dass der Skin-Effekt eine entscheidende Rolle bei der Stromverteilung innerhalb des Drahtquerschnitts spielt und das magnetische HF-Feld nicht ganz in den Leiter eindringen kann, im Gegensatz zum oben besprochenen dünnwandigen Aluminiumring. Für das Verhältnis von Levitationskraft und absorbierter HF-Leistung ist daher Gleichung (12) maßgeblich, wonach das Verhältnis der beiden Größen bei gegebenem Ringdurchmesser D umgekehrt proportional zur Frequenz ist.

Zusammenfassung

Im vorliegenden Artikel wurde gezeigt, dass sich wesentliche Aspekte der elektromagnetischen Kraft- und Wärmewirkung eines magnetischen Wechselfeldes auf verschieden geformte Metallgegenstände sich bereits in der Wirkung des Feldes auf einen einfachen geschlossenen Metallring wieder finden. Dadurch lässt sich das Problem nach einfachsten Grundsätzen der Schaltungstechnik verstehen, indem man nämlich den Metallkörper bzw. den Metallring durch ein einfaches elektrisches Ersatzschaltbild beschreibt. Dieses Ersatzschaltbild stellt eine simple Reihenschaltung aus einer Induktivität und einem ohmschen Widerstand dar. Durch die an der Induktivität im magnetischen Wechselfeld entstehende EMK und den resultierenden Scheinwiderstand lassen sich der induzierte Wirbelstrom und alle damit verbundenen Phänomene der Größenordnung nach wie auch in Bezug auf die Abhängigkeit von Frequenz, magnetischer Feldstärke sowie Größe und Material des Körpers korrekt beschreiben.

Literaturhinweise

[1] K. Küpfmüller, „Einführung in die theoretische Elektrotechnik“, J. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1973

[2] M. Bullo, F. Dughiero, M. Forzan, S. Lupi, *Laboratory Prototype of Double Frequency Longitudinal Electromagnetic Levitator for Levitation Melting*, International Scientific Colloquium, Modelling for Material Processing, Riga, June 8-9, 2006.

[3] D. L. Li, X. M. Mad, H. Z. Fu, *Electromagnetic levitation melting of solar grade silicon material*, Jour. Mat. Sci. Lett. **13**, 1066 (1994)