

((Rubrik:)) Spielwiese
((Kolumnentitel:)) Schweben

((Subhead)) Schweben in elektromagnetischen Feldern

Faszination Levitation

Felix Voigt | Klaus Hinsch

Statisches, stabiles, freies Schweben ist in elektrostatischen oder magnetostatischen Feldern unmöglich. Trotzdem gibt es verschiedene Möglichkeiten, Körper mit elektromagnetischen Feldern schweben zu lassen.

Schon in der Antike träumten die Menschen vom Fliegen und Schweben. Orientalische Erzählungen wie „1001 Nacht“ berichten davon, wie sich Menschen auf Teppichen in die Lüfte heben. Die Yoga-Sûtras von Patañjali aus dem dritten Jahrhundert nach Christi Geburt [Buch-Referenz] geben einen Hinweis, wie man das Schweben lernen könne:

39. „Aufgrund der Herrschaft über den Lebensatem, der im Körper aufsteigt, versinkt man nicht in Wasser, Schlamm oder Dornen, sondern erhebt sich über sie.“

Es ist also nicht erstaunlich, dass sich auch Naturwissenschaftler gerne mit dem Phänomen des „freien Schwebens“ beschäftigen.

Hier wollen wir uns auf experimentelle Anordnungen konzentrieren, die einen Körper durch elektromagnetische Felder im Schwerfeld der Erde zum freien und stabilen Schweben bringen (Abbildung 1). Dafür müssen zwei Bedingungen erfüllt sein:

1. Kräftefreiheit und
2. horizontale und vertikale Stabilität der Schwebeposition.

Es muss also eine Kraft elektromagnetischen Ursprungs geben, die die Gravitationskraft kompensiert – sie genügt jedoch nicht allein. Wenn sich der schwebende Körper etwas aus der Gleichgewichtslage heraus bewegt, muss eine weitere Rückstellkraft ihn wieder in die Gleichgewichtsposition zurück bewegen.

Freies, stabiles Schweben

Die scheinbar einfachste Möglichkeit, einen Körper frei in einem elektromagnetischen Feld schweben zu lassen, wäre folgende: Man platziert einen elektrisch geladenen Körper in

ein geeignet geformtes statisches elektrisches Feld (Abbildung 2) oder einen magnetisierten Ferromagneten in ein statisches magnetisches Feld. Doch solche statische Anordnungen können prinzipiell nicht zum freien Schweben führen, wie der Kleriker und Physiker Samuel Earnshaw bereits 1839 in einem Vortrag vor der Cambridge Philosophical Society bewies (siehe „Earnshaws Theorem“ auf S. XY, [1]). Dieses lautet in der von Werner Braunbeck [2] verallgemeinerten Form:

„Ein statisches, stabiles, freies Schweben eines Systems I im elektrischen, magnetischen und Schwerfeld eines anderen Systems II ist unmöglich, solange nicht in mindestens einem der beiden Systeme diamagnetische Materie vorhanden ist.“

Es gibt jedoch eine Reihe von Schweb-Anordnungen, die nicht gegen dieses Theorem verstoßen. Sie enthalten entweder die als Ausnahme erwähnte diamagnetische Materie. Oder sie führen zu einem nicht-statischen Schweben, bei dem sich entweder eines der beiden Systeme bewegt oder dynamische elektromagnetische Felder wirken (Abbildung 3).

Das Schweben eines idealen Diamagneten, eines Supraleiters, über einem Magneten ist ein faszinierendes Phänomen [3]. Auch nicht-ideale Diamagneten wie Wassertropfen und sogar lebende Frösche können in starken inhomogenen Magnetfeldern statisch frei und stabil schweben [4]. Ein Beispiel für nicht-statisches Schweben, bei dem sich eines der Teilsysteme bewegt, ist der schwebende magnetische Kreisel. Er entfacht seit seiner Vermarktung Anfang 1994 in der Öffentlichkeit und auch in Wissenschaftskreisen Begeisterung [5-7]. Das Patent dafür erhielt Roy M. Harrigan 1983, 1995 wurde die Erfindung von Edward W. Hones und Kollegen erneut patentiert und als „Levitron“ vermarktet. Ob es gerechtfertigt war, nach der Vergabe des ersten Patentes 1983 ein zweites 1995 zu vergeben, kann der Leser selbst entscheiden (siehe „Internet“, S. ZX). Hauptsächlich unterscheiden sich die beiden Patente darin, dass Harrigan von einer schalenförmigen Magnetbasis ausgeht, über welcher der magnetische Kreisel schwebt. Hones sieht dagegen eine flache Magnetbasis mit polygonförmiger Berandung vor. Übrigens hatte Hones vor Beantragung seines Patents Harrigans Patent gekannt und auch einen seiner Prototypen in Aktion gesehen.

Für das nicht-statische Schweben in dynamischen elektromagnetischen Feldern, in Abbildung 3 als rechter Teillast unter „keine Diamagneten (nicht-statisches Schweben)“ zu sehen, gibt es entweder die Möglichkeit, Regeltechnik anzuwenden oder selbststabilisierende Anordnungen zu benutzen. Ein bekanntes Beispiel für das Schweben durch Regeltechnik ist eine schwebende Eisenkugel, wie sie im Deutschen Museum in München ausgestellt ist. Diese wird von oben von einem Elektromagneten angezogen, der über eine die Position der

Kugel kontrollierende Lichtschranke geregelt wird. Folgt man weiter dem Ast „keine Regeltechnik“, so sieht man in dem dort wahrscheinlich unvollständigen Baumdiagramm zwei Teiläste. Der erste Teilast, das Schweben in harmonischen elektromagnetischen Wechselfeldern, wird ausführlich im nächsten Abschnitt behandelt. Die zweite Realisierung ist das Schweben von Teilchen im Lichtfeld eines Lasers [8]. Mit dieser Methode können zum Beispiel Glaskügelchen von etwa 20 μm Durchmesser im Erdgravitationsfeld stabil zum Schweben gebracht werden. Außerdem findet das Prinzip als optische Pinzette in der Mikrotechnik Anwendung.

Selbststabilisierendes Schweben

Zwei Schwebearraturen, bei denen metallene Körper – entweder eine dünnwandige Hohlkugel oder eine Kreisscheibe – selbststabilisierend in elektromagnetischen Wechselfeldern schweben, werden inklusive Bauanleitung in [9] beschrieben. Bei beiden Geräten schwebt der Körper über einer Anordnung von konzentrischen Spulen, die von sinusförmigem Wechselstrom durchflossen werden. Zum Teil sind metallene Hohlzylinder ebenfalls konzentrisch eingefügt. In den schwebenden Körpern werden Ströme induziert, auf die im Magnetfeld der Spulen Lorentz-Kräfte wirken. Einen an der Universität Oldenburg angefertigten Nachbau der Hohlkugelschwebearratur zeigt Abbildung 4.

Die Hohlkugel aus Aluminium hat einen Außendurchmesser von etwa 10 cm und wiegt rund 65 g. Das magnetische Wechselfeld, in dem die Kugel stabil schwebt, erzeugt eine dreiteilige, konzentrische Anordnung: eine Kupferdrahtspule auf einem Eisenhohlzylinder, der unter anderem als Wickelkörper fungiert und im Inneren ein Kupferzylinder. Eine detaillierte Beschreibung des Experiments befindet sich auf www.uni-oldenburg.de/~felix. Die Versuchsanordnung kann allerdings nur kurzzeitig betrieben werden, da sich die Aluminiumkugel bald stark erwärmt. Dabei steigt ihr elektrischer Widerstand und stört das Gleichgewicht.

Im Palais de la Découverte in Paris kann man eine Apparatur bestaunen, die diese Art des Schwebens auf sehr spektakuläre Weise verwirklicht (Abbildung 1). Durch die Windungen der im unteren Bereich sichtbaren Spulen fließt Wechselstrom von effektiv 1000 A bei 1000 Hz. Das schwebende Blech erreicht Temperaturen bis zu 200 °C. Hans-Joachim Wilke von der TU Dresden benutzt eine schlichte Anordnung aus vier mit Wechselstrom betriebenen Spulen und vier U-förmigen Eisenkernen, um eine Aluminiumkreisscheibe schweben zu lassen (Abbildung 5). Man kann sogar die schwebende Scheibe rotieren lassen, indem man zwei Magnetpole teilweise mit einem Blechstreifen abschirmt.

Wie die Kugeln und Scheiben schweben

Warum schweben die Gegenstände in diesen Experimenten, und warum schweben sie insbesondere stabil in der Horizontalen?

Zur Beantwortung dieser Fragen untersuchen wir zunächst die Kräftefreiheit in der Vertikalen. Abbildung 6 veranschaulicht anhand einer vereinfachten Schaltskizze das Grundprinzip, aus dem für die drei oben gezeigten Schwebeapparaturen die aufwärtsgerichtete „Schwebekraft“ resultiert. Die obere Windung mit dem Kreisstrom I_S stellt einen exemplarisch herausgegriffenen Wirbelstrompfad des schwebenden Körpers dar: In ihm müssen die Induktivität L und der Ohmsche Widerstand R berücksichtigt werden. Die im Strompfad induzierte Spannung U_{ind} ist nach dem Induktionsgesetz proportional zur Änderung \dot{I}_0 des in der felderzeugenden Spule fließenden Stroms:

$$U_{\text{ind}} = \mathbf{b} \cdot \dot{I}_0, \quad \mathbf{b} > 0.$$

Wir nehmen an, dass die Wechselströme in der felderzeugenden Spule harmonisch oszillieren, also

$$I_0 = \hat{I}_0 e^{i\omega t},$$

dies gelte auch für einen Strompfad des schwebenden Körpers:

$$I_S = \hat{I}_S e^{i\omega t}.$$

Dann folgt mithilfe der Maschenregel

$$U_{\text{ind}} + L\dot{I}_S + RI_S = 0$$

die Beziehung

$$\hat{I}_S = -\frac{\mathbf{b} / L}{1 + R/(i\omega L)} \hat{I}_0$$

zwischen den komplexen Amplituden der Ströme. Abbildung 7 zeigt die Phasenlage der Ströme für drei Spezialfälle.

Nun fassen wir die stromerzeugende Spule und den Strompfad im schwebenden Körper als je einen magnetischen Dipol auf. Das erlaubt uns den Schluss, dass die nach oben gerichtete Komponente F_{Sy} der auf den schwebenden Körper wirkenden Kraft proportional zu $-I_0 I_S$ ist. Anhand Abbildung 7 wird deutlich:

Für $R \gg \omega L$ sind I_S und I_0 um 90° zueinander phasenverschoben, weshalb F_{Sy} sinusförmig um Null oszilliert. Da F_{Sy} die Hälfte der Zeit nach oben und die andere Hälfte nach unten gerichtet ist, ergibt sich als Mittelwert Null. Mit wachsendem Verhältnis $\omega L/R$ nimmt auch das zeitliche Mittel der Kraft F_{Sy} zu und wird für $\omega L \gg R$ maximal - dabei werden die Amplituden $|\hat{I}_0|$, $|\hat{I}_S|$ als konstant angenommen. Im letzten Fall gleichen die Magnetfelder von felderzeugender Spule und Strompfad im schwebenden Körper denen zweier magnetischer Dipole, die sich gegenseitig abstoßen und synchron zur Wechselstrom-Frequenz umpolen.

Die elektromagnetischen Kräfte nehmen mit dem Abstand von felderzeugender Spule und schwebendem Körper ab, während die auf den schwebenden Körper wirkende Gewichtskraft nahezu unabhängig vom Ort des Schwebekörpers ist. Daher strebt der schwebende Körper in vertikaler Richtung auf eine Gleichgewichtslage zu, in der die Summe der auf ihn wirkenden Kräfte im zeitlichen Mittel Null ist. Um diese Gleichgewichtslage oszilliert er mit kleiner Amplitude.

Die horizontale Stabilität der Schwebeposition ist eine delikaterere Angelegenheit. Sehen wir uns Abbildung 6 noch einmal genauer an. Unter der Annahme $\omega L \gg R$ fließen die Ströme I_K und I_S exakt gegenphasig. Daher ergibt sich an jeder Stelle eines konzentrisch zu der Erregerspule liegenden Wirbelstrompfades eine nach oben und zum Zentrum zeigende Lorentz-Kraft (Abbildung 8).

Die Definition der Lorentz-Kraft macht klar, dass sich ihre vertikale Komponente, die die Gewichtskraft kompensiert, aus der horizontalen Komponente des Magnetfeldes ergibt. Die horizontale, für die seitliche Stabilität des schwebenden Körpers verantwortliche Komponente der Lorentz-Kraft entsteht dagegen aus der vertikalen Komponente des Magnetfeldes.

Um horizontale Stabilität zu gewährleisten, müssen die Lorentz-Kräfte den Wirbelstrompfad wie ein Potentialtopf gefangen halten. Wandert der schwebende Körper aus der zentralen Gleichgewichtslage heraus, dann müssen die zum Zentrum der Erregerspule weisenden Lorentz-Kraft-Komponenten an der Seite des Pfades zunehmen, die sich vom Zentrum entfernt hat. Folglich sind es die vertikalen Komponenten des Magnetfeldes, die in der Umgebung des Wirbelstrompfades nach außen hin wachsen müssen.

Bei einer einzelnen Erregerspule ist das nie der Fall. Eine Möglichkeit, horizontale Schwebestabilität zu erreichen, bietet eine zweite Erregerspule, die in das Innere einer Erregerspule konzentrisch platziert ist. Die zweite Spule muss von einem Strom durchflossen werden, der gegenphasig zur

ersten Spule läuft. Eine alternative Konstruktionsweise enthält im Inneren der Erregerspule Metallzylinder. In ihnen werden Ströme induziert, die das Magnetfeld geeignet modifizieren. Als dritte Möglichkeit kommen mehr als zweispulige Aufbauten wie die in Abbildung 5 gezeigte in Betracht.

Die einfachen, in den Abbildungen 6 und 8 dargestellten Modelle nähern den in Wirklichkeit komplizierten Verlauf der Wirbelströme im schwebenden Körper nur sehr grob an. Insbesondere wurde auch die gegenseitige Wechselwirkung der Wirbelstrompfade vernachlässigt.

Eine allgemeinere Beschreibung der Bedingungen, unter denen ein Metallkörper in elektromagnetischen Wechselfeldern horizontal stabil schwebt, liefert ein von Hans-Joachim Wilke formuliertes Postulat: „Es muß eine Feldform vorliegen, die bedingt, dass ein Abweichen von der angestrebten Lage nicht zu einer Verringerung, sondern zu einer Vergrößerung des magnetischen Flusses führt, der den Körper durchsetzt“ [10].

Anwendungen

Neben bezaubernden Spielereien gibt es eine Reihe von technischen Anwendungen des Schwebens in elektromagnetischen Feldern. Eine Anwendung sind Achsen, die magnetisch berührungsfrei gelagert sind. Sie werden hauptsächlich in schnell laufende Turbomolekularpumpen eingebaut. Eine bekanntere Anwendung sind die Schwebebahnen wie der deutsche Transrapid und der japanische Chuo Shinkansen.

Danksagung

Wir bedanken uns herzlich bei Dr. Christian Ucke für nützliche Anregungen und Verbesserungsvorschläge zum Text und bei Rolf Harms für die praktischen Arbeiten zum Nachbau der Hohlkugelschwebeapparatur.

Zusammenfassung

Statisches, stabiles, freies Schweben ist in elektrostatischen oder magnetostatischen Feldern unmöglich. Trotzdem gibt es verschiedene Möglichkeiten, Körper mit elektromagnetischen Feldern schweben zu lassen. Eine Möglichkeit bieten aktive regelungstechnische Steuerungen. Noch geschickter sind Spulen-Anordnungen, die den schwebenden Körper mit harmonischen Wechselfeldern in einer zentralen Gleichgewichtslage halten.

Stichworte

Nicht-statisches Schweben in elektromagnetischen Feldern, Wirbelstromscheiben in elektromagnetischen Feldern, Transrapid.

Literatur

- [1] S. Earnshaw, Trans. Cambridge Phil. Soc. **1842**, 7, 97.
- [2] W. Braunbeck, Z. Phys. **1939**, 112, 753.
- [3] T.D. Rossing, J.R. Hull, The Physics Teacher **1991**, 29, 552.
- [4] V. Drach, Physik in unserer Zeit **2000**, 33(2), 93. [5] C. Ucke, H.-J. Schlichting, Physik in unserer Zeit **1995**, 26(5), 217.
- [6] M. V. Berry, Proc. R. Soc. Lond. **1996**, A 452, 1207.
- [7] T. B. Jones et al., J. Appl. Phys. **1997**, 82, 883.
- [8] A. Ashkin, J.M. Dziedzic, Appl. Phys. Lett. **1971**, 19, 283.
- [9] E. R. Laithwaite, Propulsion Without Wheels, 2. Aufl. The English University Press LTD, London, 1972.
- [10] H.-J. Wilke, CONTACT **1996**, 1, 12.

Die Autoren

Felix Voigt, Studium der Physik in Göttingen und Oldenburg, Diplom im Jahr 2000. Zurzeit Doktorand an der CvO-Universität Oldenburg, AG Halbleiterphysik und Strahlungswandlung.

Klaus Hinsch, Professor am Fachbereich Physik der CvO-Universität Oldenburg, Leiter der Arbeitsgruppe Angewandte Optik. Verantwortlich für die Anfänger-Vorlesungen und ihre Demonstrationsexperimente.

Anschrift: Felix Voigt, Prof. Dr. Klaus Hinsch, CvO-Universität Oldenburg, FB Physik, 26111 Oldenburg.

felix.voigt@uni-oldenburg.de
klaus.hinsch@uni-oldenburg.de

((Infokasten))

Internet

Patente von Roy M. Harrigan (US4382245) und Edward W. Hones (US5404062)

www.uspto.gov/patft/index.html

Weiteres Material zum Thema

((Infokasten))

Earnshaws Theorem

Der Kern von Samuel Earnshaws Theorem lässt sich an einem Spezialfall verstehen: Die Unmöglichkeit des statischen, stabilen, freien Schwebens positiver Punktladung q in einem elektrostatischen Feld (Abbildung). Der Einfachheit halber wird sie als masselos angenommen.

q soll also *frei* schweben. Dann könnte man eine Kugelschale S mit dieser Ladung q im Zentrum finden, in deren Inneren keine anderen elektrisch geladenen Körper sind. Somit kann nichts aus dem Kugelinneren zu einem elektrischen Feld \mathbf{E}_a beitragen, das q in der Schwebe hält. Nimmt man weiter an, die Kugel würde *stabil* schweben, dann müssten bei ausreichend klein gewähltem Kugelradius die Feldlinien des Feldes \mathbf{E}_a an jedem Punkt der Kugelschale S in Richtung der Ladung q zeigen. Dann wäre das Flächenintegral

$$\oiint_S \mathbf{dA} \cdot \mathbf{E}_a < 0. \quad (1).$$

Andererseits muss nach dem Gaußschen Satz

$$\oiint_S \mathbf{dA} \cdot \mathbf{E}_a = \frac{1}{\epsilon_0} Q(S) = 0 \quad (2)$$

sein, wobei $Q(S)$ die gesamte sich in S befindliche Ladung sei, die das Feld \mathbf{E}_a erzeugt. ϵ_0 ist die elektrische Feldkonstante. Da innerhalb von S nur die Ladung q ist und eine ruhende Punktladung kein auf sich selbst wirkendes Feld hervorruft, ist $Q(S) = 0$.

Der Widerspruch zwischen (1) und (2) beweist, dass statisches, stabiles, freies Schweben einer masselosen Punktladung im elektrostatischen Feld unmöglich ist.

((Bildunterschrift Infokasten))

Masselose Ladung im elektrostatischen Feld.

((Abbildungsunterschriften))

Abb. 1 Kreisblech-Schwebeapparatur: Induzierte Spannungen bringen die elektrischen Glühlampen auf dem schwebenden Blech

zum Leuchten. Mit freundlicher Genehmigung des Palais de la Découverte (Paris).

ABB. 2 SCHWEBEN IN STATISCHEM FELD

Kann eine elektrische Ladung in einem elektrostatischen Feld schweben?

ABB. 3 SCHWEBETECHNIKEN

Ordnungsbaum verschiedener Möglichkeiten, Körper in elektromagnetischen Feldern frei schweben zu lassen.

Abb. 4 Hohlkugel-Schwebeapparatur. Linkes Bild: abgeschaltet. Rechtes Bild: schwebende Kugel. Nachbau nach [9].

ABB. 5 SCHEIBEN-SCHWEBENAPPARATUR

Eine einfache Anordnung, eine Aluminiumkreisscheibe frei und stabil in einem elektromagnetischen Wechselfeld schweben zu lassen [10]. Mit freundlicher Genehmigung der Zeitschrift CONTACT.

Abb. 6 KRÄFTEGLEICHGEWICHT

Das Grundprinzip, nach dem die für das Schweben erforderliche nach oben gerichtete Kraft F_{sy} erzeugt wird.

ABB. 7 PHASENLAGEN

Phasenlage des Stromes I_s durch den schwebenden Körper relativ zum Strom I_0 durch die felderzeugende Spule für $R \gg \omega L$, $R = \omega L$, $R \ll \omega L$ über zwei Periodendauern T (t : Zeit). Aus I_s und I_0 ergibt sich die Kraft F_{sy} auf den Strompfad.

ABB. 8 HORIZONTALE STABILITÄT

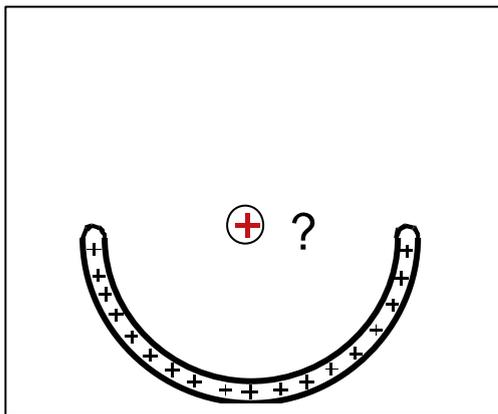
Horizontale Stabilität des schwebenden Körpers.

Momentaufnahme: I_0 und I_s fließen in entgegengesetztem Richtungssinn. Die auf den schwebenden Körper wirkende Lorentz-Kraft F_s zeigt an jeder Stelle des Wirbelstrompfades in dessen Zentrum und nach oben.

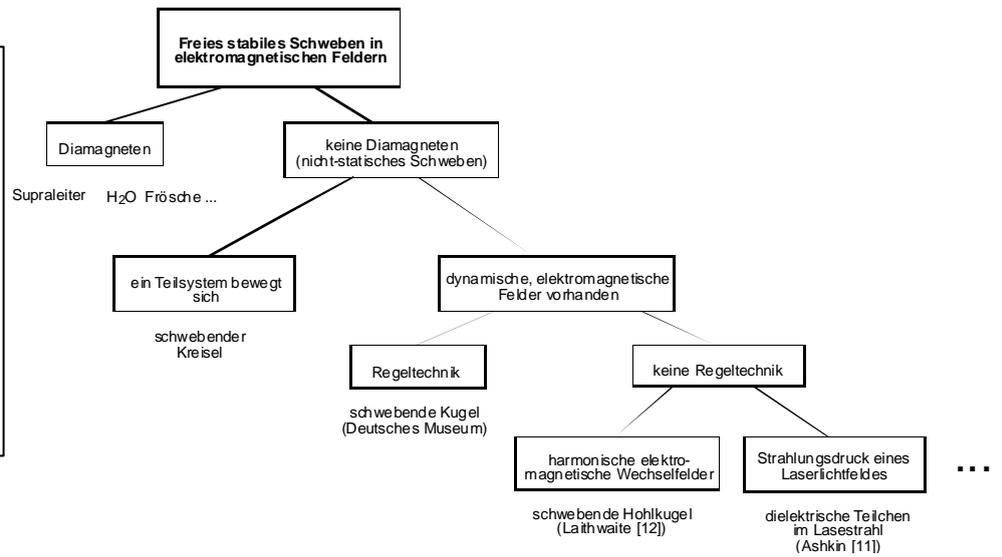
Abbildungen



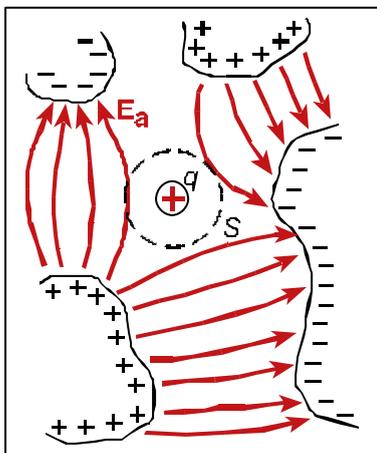
1



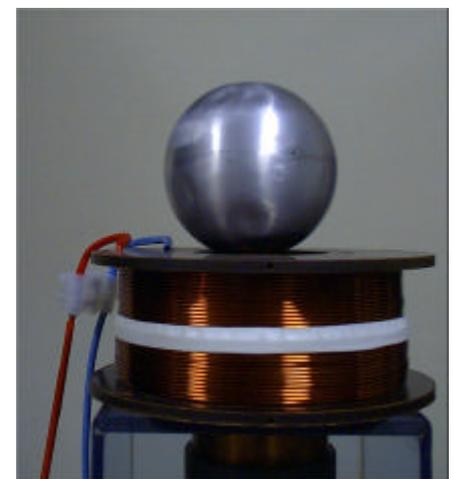
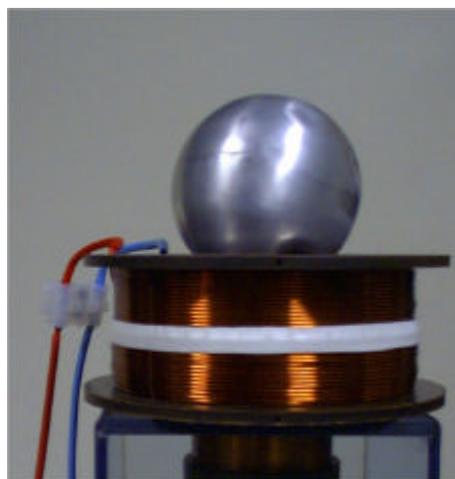
2



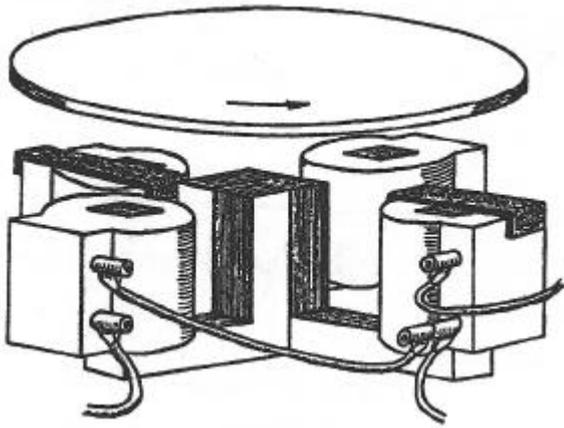
3



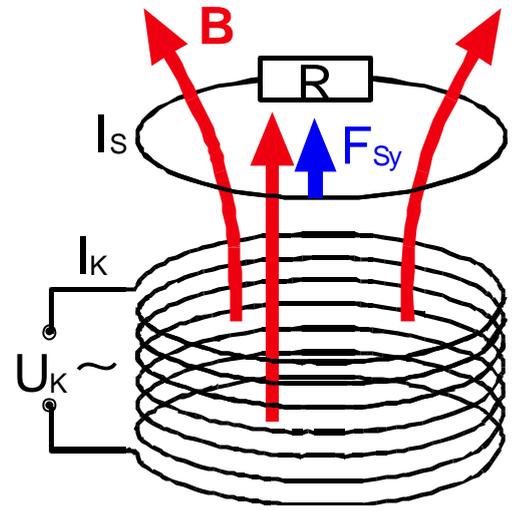
Infokasten



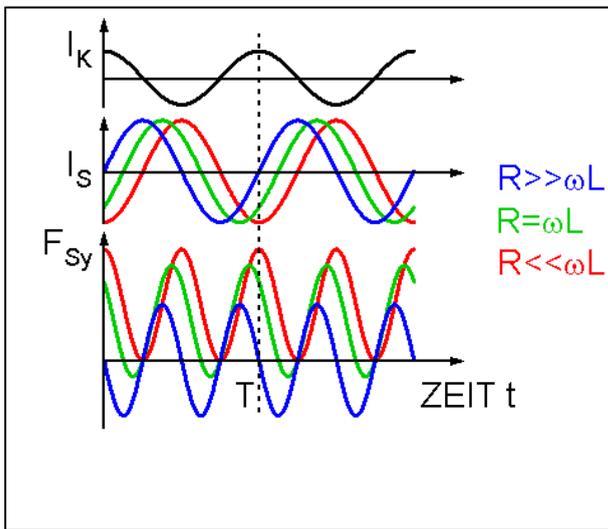
4



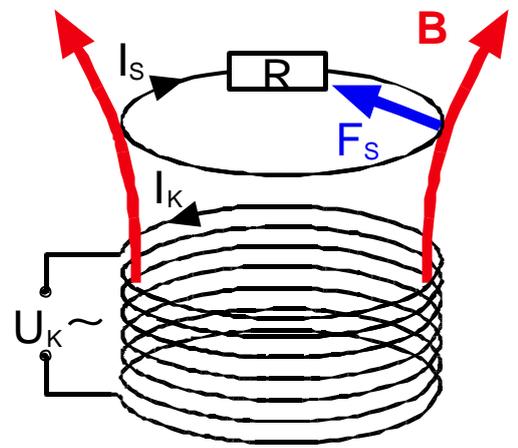
5



6



7

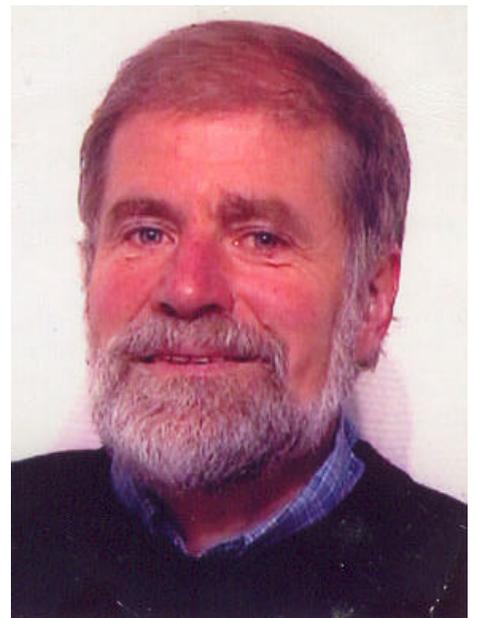


8

Autorenfotos



Felix Voigt



Klaus Hinsch