

Die Herrschaft der Ringe

Mit neuartigen magnetischen Metamaterialien werden Nahfeldlinsen möglich

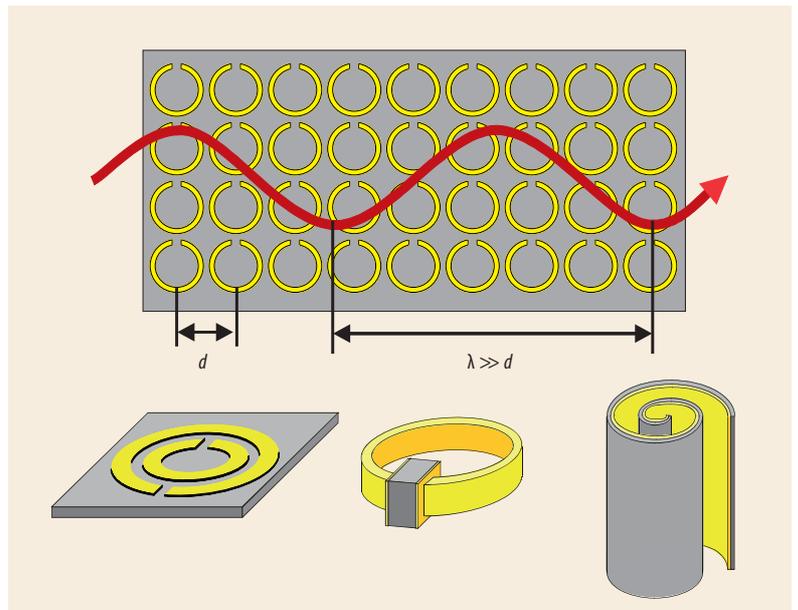
Ekaterina Shamonina

Magnetische Metamaterialien sind künstliche Strukturen aus kleinen resonanten Elementen, die stark auf magnetische Wechselfelder reagieren. Anders als gewöhnliche Linsen erlauben sie es, das Nahfeld kleiner Objekte detailgetreu zu rekonstruieren.

gut hundert Jahre lang glaubten Wissenschaftler fest daran, dass die Auflösungsgrenze eines Mikroskops rund eine Wellenlänge des verwendeten Lichts beträgt. Die Ursache, so wusste man, liegt in der Wellennatur des Lichtes, die dazu führt, dass eine Punktquelle nicht punktförmig, sondern als Fleck abgebildet wird. Beobachtet man zwei sich nähernde Punktobjekte, so fließen deren Bilder ineinander, und ab einem bestimmten Abstand kann man die beiden Objekte nicht mehr trennen. Als qualitatives Maß führten der Brite Lord Rayleigh und Ernst Abbe in Deutschland das Kriterium ein, dass sich zwei Punkte unterscheiden lassen, wenn zwischen den Spitzen der Gesamtverteilung noch ein klares Minimum zu sehen ist. Daraus ergibt sich ein Auflösungsvermögen von etwa einer Wellenlänge.

Nachdem die fundamentale Ursache dieser Beugungsbegrenzung in der Mikroskopie verstanden war, hatten Wissenschaftler wenig Hoffnung, mit sichtbarem Licht eine Auflösung wesentlich unterhalb von $0,5 \mu\text{m}$ zu erreichen. Doch 1922 behauptete Carl Wilhelm Oseen, dass eine Antenne mit gegebener Apertur eine beliebig scharf gebündelte Strahlung erzeugen könne, nannte den Effekt „Einsteinsche Nadelstichstrahlung“ und zeigte, dass der theoretische Beweis dafür direkt aus den Maxwell'schen Gleichungen folgt [1]. Daraus entstand das zuerst in der Antennentheorie als Supra-Richtung und dann in der Mikroskopie als Supra-Auflösung bekannte Verfahren.

Eine revolutionäre Idee zur weiteren Auflösungsverbesserung lieferte die Methode der Scanning-Nahfeldmikroskopie, zuerst wieder bei Mikrowellen und später bei sichtbarem Licht. Die Idee ist sehr einfach. Man betrachte zwei Punktobjekte in einem gewissen Abstand voneinander und nehme an, eines der Objekte werde von einer Lichtquelle beleuchtet, die viel näher an diesem Objekt als am zweiten liegt. Fällt dabei die Lichtstärke der Quelle so schnell ab, dass das zweite Objekt kaum noch beleuchtet wird, so bezieht sich die gesamte verfügbare Information nur auf das erste und nicht auf das zweite Objekt. Da der Abstand Quelle-Objekt be-



Magnetische Metamaterialien (oben) bestehen aus resonanten magnetischen „Atomen“, wie z. B. dem Split-Ring-Resonator, kapazitiven Schlitzröhrchen oder

„Schweizer Röllchen“ (unten, von links) (gelb: Metall, grau: Dielektrikum). Die Gitterkonstante d der „Atome“ ist wesentlich kleiner als die Wellenlänge λ .

liebig klein sein kann – kleiner als die Lichtwellenlänge – und die Strahlungsintensität scharf abfallen kann, hat diese Technik keine offensichtliche Begrenzung. Diese schnell abfallenden (evaneszenten) Wellen machen das Nahfeld aus, den nicht-propagierenden Anteil des Fourier-Spektrums eines Subwellenlängenobjekts.

Die jüngste Idee zur Verbesserung der Auflösung kam im Jahre 2000 von John Pendry im Zusammenhang mit der Entstehung einer neuen Klasse elektromagnetischer Metamaterialien mit negativer Brechzahl [2]. Das Konzept negativer Brechung geht bereits auf

KOMPAKT

- Mikroskopische Eigenschaften magnetischer Metamaterialien werden durch die stark anisotrope Wechselwirkung zwischen einzelnen Bausteinen bestimmt.
- Diese Wechselwirkung führt zur Ausbreitung langsamer magnetoinduktiver Wellen mit Wellenlängen, die viel kürzer als die Wellenlänge der elektromagnetischen Strahlung sind.
- Das eröffnet neuartige Möglichkeiten zur Konstruktion miniaturisierter Nahfeldlinsen.

Priv.-Doz. Dr. Ekaterina Shamonina, Universität Osnabrück, Fachbereich Physik, Osnabrück 49069 – Preisträgerartikel anlässlich der Verleihung des Hertha-Sponer-Preises 2006 auf der 70. DPG-Jahrestagung in München.

das Jahr 1904 zurück, als Arthur Schuster zeigte, dass eine Welle beim Eintreten in ein Medium, das Rückwärtswellen trägt (Wellen mit entgegengesetzten Phasen- und Gruppengeschwindigkeit), „falsch herum“ geknickt wird [3]. 1967 stellte Victor Veselago die Frage, welche Eigenschaften wohl Medien mit gleichzeitig negativen Permittivität ϵ und Permeabilität μ hätten [4]. Er führte den Begriff „negative Brechzahl“ ein und taufte solche hypothetische Medien „linksdrehende Materialien“, da in ihnen die drei Vektoren E , H und k (elektrisches Feld, Magnetfeld und Wellenvektor) ein linkes Dreibein bilden. Offensichtlich wäre ein solches Medium ein Rückwärtswellenmedium, da der Poynting-Vektor (Energiestromdichte) dem Wellenvektor entgegengesetzt wäre. Ausgehend vom Phänomen negativer Brechung zeigte er, dass eine flache Linse mit parallelen Grenzflächen ein divergierendes Strahlenbündel hinter der Linse wieder im Fokus vereint. Die offensichtliche Schwierigkeit bei der Realisierung dieser Medien bestand darin, dass Materialien mit gleichzeitig negativem ϵ und μ zu dieser Zeit einfach nicht existierten – obwohl negative Permittivität bzw. Permeabilität unabhängig voneinander von verschiedenen natürlichen Materialien bekannt waren. Veselagos Artikel blieb lange Zeit unbeachtet, bis David R. Smith et al. die Idee wieder aufleben ließen [5]. Diesen Autoren gelang es, ein künstliches Medium mit negativer Brechzahl herzustellen, ein Metamaterial, das zwei Arten von künstlichen „Atomen“ in einem Baustein vereint – solche, die ein negatives ϵ erzeugten (Metalldrähte), und solche, die zu negativem μ führen (Split-Ring-Resonatoren).

In der Zwischenzeit entwickelte Pendry das Konzept von Veselagos Linse weiter und zeigte, dass sie

für die Subwellenlängenauflösung geeignet war [2]. Pendry erklärte, dass ein Metamaterial mit $n = -1$ aus zwei Gründen als „perfekte Linse“ geeignet wäre. Zum einen führt die negative Brechung der propagierenden Komponenten an beiden Oberflächen des Metamaterials dazu, dass sich das Auseinanderlaufen der Lichtstrahlen in der Luft und deren Zusammenlaufen in der Platte kompensieren. Doch damit die Platte auch wie eine perfekte Linse wirkt, d. h. in der Lage ist, Subwellenlängenobjekte detailgetreu abzubilden, müssen alle räumlichen Komponenten, die das Nahfeld ausmachen, in der Abbildungsebene rekonstruiert werden (siehe Infokasten „Fernfeld und Nahfeld“). Der Schlüssel zur Funktionsweise der perfekten Linse liegt also darin, dass die in der Luft evaneszenten Komponenten innerhalb des Metamaterials wieder zunehmen müssen, sodass sich die Abnahme in der Luft und die Zunahme im Metamaterial gegenseitig kompensieren. Dies gelingt durch die Anregung von Oberflächen-Resonanzmoden [6] mit Wellenlängen, die kürzer sind als die Wellenlänge des einfallenden Lichtes. Wegen ihrer hohen räumlichen Frequenzen sind diese Oberflächenmoden nicht in der Lage, an die propagierenden Wellen zu koppeln, wohl aber an die nicht propagierenden, evaneszenten Komponenten des Fourier-Spektrums des Objekts.

Magnetische Metamaterialien

Seit dem Erscheinen von Pendrys Artikel mit dem Konzept der perfekten Linse treibt die Suche nach geeigneten Strukturen die Entwicklung von Metamaterialien schnell voran. Eine besondere Rolle spielen dabei magnetische Metamaterialien. Wenn wir verstehen wollen, wie sich solche Strukturen zum Manipulieren des Nahfeldes eignen, benötigen wir genaue Kenntnisse über deren „mikroskopische“ Eigenschaften, über die Art und Weise, wie elektrische und magnetische Felder von mehreren resonanten Bausteinen erzeugt und umgewandelt werden.

Magnetische Metamaterialien bestehen aus resonanten Elementen mit Abständen, die viel kleiner als die Wellenlänge der elektromagnetischen Strahlung im Vakuum sind. Die Elemente sind nichts anderes als LCR-Schwingkreise, die sich als kreisförmige Filamentströme modellieren lassen. Die Wechselwirkung zwischen zwei Elementen hängt von deren Lage und Orientierung ab und wird mit der Kopplungskonstante $\kappa = 2M/L$ beschrieben, dem doppelten Verhältnis der Gegeninduktivität M zur Selbstinduktivität L (Abb. 1). Die magnetische Kopplung kommt dadurch zustande, dass der Wechselstrom in einem der Elemente ein Magnetfeld induziert, das das benachbarte Element durchdringt und in diesem einen elektrischen Stromfluss erzeugt. Ein Ausdruck für die Gegeninduktivität basierend auf dem Vektorpotential kann analytisch in Form von elliptischen Funktionen hergeleitet werden [7].

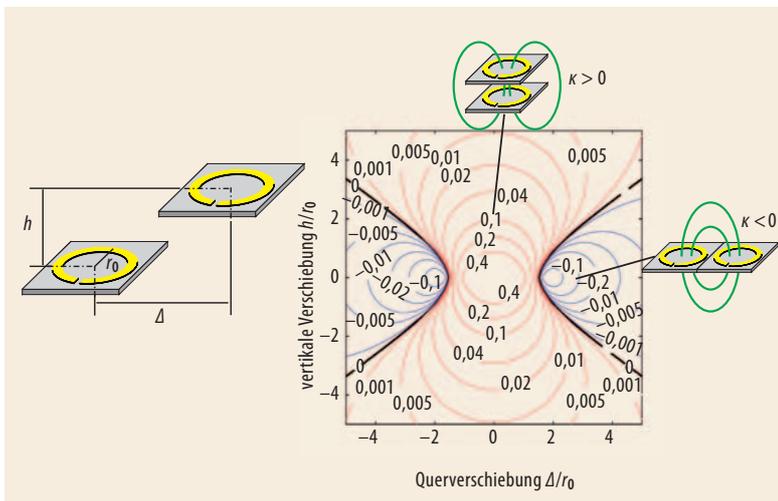


Abb. 1 Die Kopplungskonstanten κ zwischen „magnetischen“ Atomen hängen von der relativen Lage der Elemente ab. Diese wird durch den Radius r_0 , die Querverschiebung Δ und die relative vertikale Verschiebung h beschrieben. In der axialen Konfiguration (Elemente übereinander, $\Delta = 0$) ist die Kopplung positiv, in der planaren Konfiguration (Elemente Seite an Seite, $h = 0$) ist sie negativ. Dies liegt daran, dass im axialen

Fall das Magnetfeld des einen Elements das andere Element in gleicher Richtung durchdringt, im planaren Fall dagegen in umgekehrter Richtung. Bei $\kappa = 0$ verschwindet der Magnetfluss des ersten Elements durch das zweite Element, $\kappa = 1$ bedeutet eine effektive Wechselwirkung, bei der die Hälfte des Gesamt magnetflusses des ersten Elements die Fläche des zweiten Elements durchdringt, $M = L/2$.

Magnetoinduktive Wellen

Wird ein Metamaterialelement durch ein äußeres magnetisches Wechselfeld angeregt, so induziert der in dem Element fließende Strom ein Magnetfeld, welches das benachbarte Element durchdringt und in ihm einen Strom erzeugt. Der Strom in diesem Element regt seinerseits das nächste Element an, usw. So können sich die Ströme als wellenförmige Anregung im Material fortpflanzen. Man nennt so etwas eine magnetoinduktive oder MI-Welle [7]. Die Dispersionsrelation für MI-Wellen lassen sich durch die Betrachtungen des direkten und des reziproken Gitters, ganz analog zu gängigen Methoden der Festkörperphysik, herleiten. Im einfachen Fall eines regelmäßigen 3D-Gitters mit gleichorientierten Elementen an Orten $\mathbf{r}_{n_1, n_2, n_3} = n_1 \mathbf{d}_1 + n_2 \mathbf{d}_2 + n_3 \mathbf{d}_3$ mit den Vektoren des direkten Gitters \mathbf{d}_j und ganzzahligen n_j führt der Wellenansatz $I(\mathbf{r}, t) = I_0 \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_{n_1, n_2, n_3}) \exp(i\omega t)$ zur Dispersionsgleichung

$$1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} - \frac{i}{Q} + \sum_{j=1}^3 \sum_{n_j=1}^N \kappa_{j, n_j} \cos[n_j \mathbf{k} \cdot \mathbf{d}_j] = 0. \quad (1)$$

Hier sind nur die Kopplungen κ_{j, n_j} zwischen Elementen entlang derselben Koordinatenrichtung j mitberücksichtigt. $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ ist die Resonanzfrequenz des Elements und $Q = \omega L/R$ sein Gütefaktor. Der Wellenvektor $\mathbf{k} = \boldsymbol{\beta} - i\boldsymbol{\alpha}$ ist im Allgemeinen eine komplexe Größe, sein Realteil ist die Ausbreitungskonstante, der Imaginärteil die Dämpfungskonstante. Die MI-Welle kann sich nur in einem Passband um die Resonanzfrequenz fortpflanzen. Außerhalb des Passbands wird

die MI-Welle zu einer evaneszenten, nicht-propagierenden Welle. Das Passband ist umso breiter, je stärker die Wechselwirkungen zwischen den Elementen ist. Magnetoinduktive Wellen sind langsame Wellen, deren Phasengeschwindigkeit um zwei Größenordnungen kleiner als die Lichtgeschwindigkeit sein kann.

Die Dispersionsrelation der MI-Wellen lässt sich leicht maßschneidern, indem man Materialparameter wie Elementdurchmesser, Größe der Kapazität, Abstand zwischen Elementen sowie deren Orientierung variiert. An der Grenze zweier Medien können MI-Wellen sowohl positiv als auch negativ gebrochen werden. Zwischen Phasen- und Gruppengeschwindigkeit lässt sich praktisch jeder Winkel realisieren. Abb. 2 zeigt zwei typische Beispiele von 2D-Metamaterialien samt ihren Dispersionsrelationen für MI-Wellen in der ersten Brillouin-Zone. In der planaren Konfiguration mit einer hexagonalen Einheitszelle (Abb. 2a) ist die Dispersionsrelation im Zentrum der Brillouin-Zone isotrop, $\omega/\omega_0 \propto \text{const} - (k_x^2 + k_y^2)$. Der planar-axiale Fall mit einer rechteckigen Einheitszelle (Abb. 2b) zeigt hingegen eine starke Anisotropie, da die Gegeninduktivität in der axialen Richtung positiv, in der planaren Richtung aber negativ ist. Wie analytische Rechnungen zeigen, treten bei MI-Wellen alle relevanten Wellenphänomene wie Beugung, Brechung und Reflexion auf (Abb. 3).

Bald nach der theoretischen Voraussage der MI-Wellen wurde deren Existenz experimentell für eine Reihe magnetischer Metamaterialien aus kapazitiven Spulen, „Schweizer Röllchen“ und Schlitzringen [7, 8]

FERNFELD UND NAHFELD

Das Konzept des Fern- und Nahfeldes ist für die Erklärung des Abbildungsprinzips von zentraler Bedeutung. Einem Objekt im realen Raum entspricht sein Fourier-Spektrum im reziproken Raum. Ist das Objekt z. B. eine Gaußsche Magnetfeldverteilung der Breite D in der Ebene $z = 0$,

$$H_z(x) \Big|_{z=0} \propto \exp\left[-(x/D)^2\right],$$

so ist sein Spektrum eine Gaußverteilung der Breite $d = 2\pi/D$,

$$h(k_x) \Big|_{z=0} \propto \exp\left[-(k_x/d)^2\right].$$

Es gilt: Je schmaler das abzubildende Objekt, desto breiter sein Spektrum. Das Spektrum eines Subwellenlängenobjektes ($D < \lambda \rightarrow 2\pi/D > 2\pi/\lambda$) enthält einen wesentlichen Anteil mit den Wellenzahlen $k_x > k = 2\pi/\lambda$, die größer sind als die Wellenzahl der Lichtwelle der Wellenlänge λ (Abb.). Die vom Objekt ausgesendeten elektromagnetischen Wellen

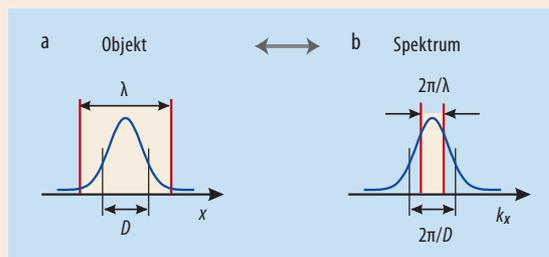
$$\sum_{k_x} \exp[-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}] = \sum_{k_x} \exp[-i(k_x x + k_z z)]$$

haben Wellenvektoren $\mathbf{k} = (k_x, k_z)$ mit den z-Komponenten

$$k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2} \rightarrow \begin{cases} \text{reell für } k_x < k \\ \text{(propagierender Anteil: Fernfeld)} \\ \text{imaginär für } k_x > k \\ \text{(nicht-propagierender Anteil: Nahfeld)} \end{cases}$$

Die Anteile des Spektrums mit $k_x < k$ bilden das **Nahfeld**: Aufgrund der imaginären z-Komponenten des Wellenvektors nimmt die Feldstärke mit der Entfernung von der Objektebene $z = 0$ exponentiell ab. Ihre Wirkung ist also räumlich begrenzt. Die Anteile des Spektrums mit reellen z-Komponenten ($k_x > k$) können sich dagegen in z-Richtung frei fortpflanzen. Aus diesem Grund nennt man sie **Fernfeld**.

Beim Abbilden geht es darum, ein Objekt in der Bildebene $z = d$ detailgetreu wiederzugeben. Für eine perfekte Abbildung sind beide Anteile des Spektrums nötig: der propagierende und der nicht-propagierende. Im Falle einer Wellenausbreitung im Vakuum oder in einem gewöhnlichen Medium (z. B. Luft oder Linse) verliert das Spektrum eines Subwellenlängenobjektes aber seinen hochfrequenten Anteil mit $k_x > k$ und wird dadurch bei der Ankunft in der Bildebene schmaler. Als Folge ist das Bild breiter als das Objekt. Das fehlende Nahfeld kann man jedoch mit einer Metamaterial-Linse rekonstruieren. Der Mechanismus dabei ist die Anregung von Oberflächen-Resonanzmoden mit Wellenlängen kleiner als die Wellenlänge des einfallenden Lichtes. Wegen ihrer hohen Wellenzahlen sind diese Oberflächenmoden in der Lage, an die nicht-propagierenden, evaneszenten Komponenten des Objektspektrums zu koppeln und sie weiterzutransportieren.



Subwellenlängenobjekt (a) und sein Spektrum (b).

bestätigt. Anwendungen als miniaturisierte Wellenleiter mit Abmessungen, die kleiner als die Wellenlänge der elektromagnetischen Strahlung sind, und Wellenleiterkomponenten wie Strahlteiler, Richtkoppler, Feldkompressor, Verzögerungslinien und Phasenschieber [8, 9] und Nahfeldlinsen [10, 11] wurden vorgestellt.

Wege zur Nahfeldlinse

Ein potenzielles Anwendungsfeld magnetischer Metamaterialien ist die Magnetresonanztomographie (MRT). Bei diesem Verfahren werden ein starkes konstantes Magnetfeld und schwache RF-Magnetfelder eingesetzt. Ferromagnetische Materialien sind ungeeignet, da sie auf das konstante Feld reagieren. Man braucht stattdessen ein Material mit einer starken magnetischen Antwort in einem engen Frequenzbereich um die Magnetresonanz, das aber gleichzeitig bei konstanten Magnetfeldern nicht magnetisch ist. Magnetische Metamaterialien, die MI-Wellen führen, genügen allen diesen Anforderungen. Vom besonderen Vorteil kann dabei das Fehlen der durchgehenden Metallbahn im Wellenleiter sein, wenn Verluste durch Erhitzung (in kryogenen Anwendungen) oder die Anregung von Wirbelströmen vermieden werden sollen.

Wiltshire et al. konnten mit ihren Experimenten zeigen, dass eine „Schweizer-Röllchen-Linse“ (eine

Schicht aus resonanten Schweizer Röllchen) in der Lage ist, die Subwellenlängeninformation von einem Objekt zur Abbildungsebene zu übertragen, was von Bedeutung für MRT-Anwendungen ist [12]. Die vorgeschlagene Anordnung funktioniert allerdings nur gut bei Frequenzen unterhalb und oberhalb der Resonanzfrequenz der Elemente, wenn sich diese nur schwach anregen lassen. Daher ist das Signal-Rausch-Verhältnis schlecht, und die schwache Amplitude des nutzbaren Signals liegt nicht weit über dem Niveau des Hintergrundrauschens. Eine Abbildung ist bei einer Frequenz in der Nähe der Resonanz nicht möglich, stattdessen werden dabei räumliche Resonanzmoden angeregt, welche die Pixel-zu-Pixel-Bildübertragung verhindern, und die Abbildung verzerren. Dieser Effekt lässt sich mithilfe des mikroskopischen Bilds von stark wechselwirkenden Einheitszellen des Metamaterials und der Anregung der magnetoinduktiven Wellen erklären [10] (Abb. 4).

Damit die Nahfeldinformation vom Objekt zur Abbildungsebene gelangen kann, darf man die Ausbreitung von MI-Wellen in Querrichtung nicht zulassen. Die Experimente von Freire und Marques zeigen, dass ein zweischichtiges magnetisches Metamaterial eine bessere Alternative für die Nahfeld-Abbildung ist [11]. Sie taufen ihre Anordnung „magnetoinduktive Linse“ und mutmaßten, dass MI-Wellen in Längsrichtung (von Objektebene zur Bildebene) eine positive

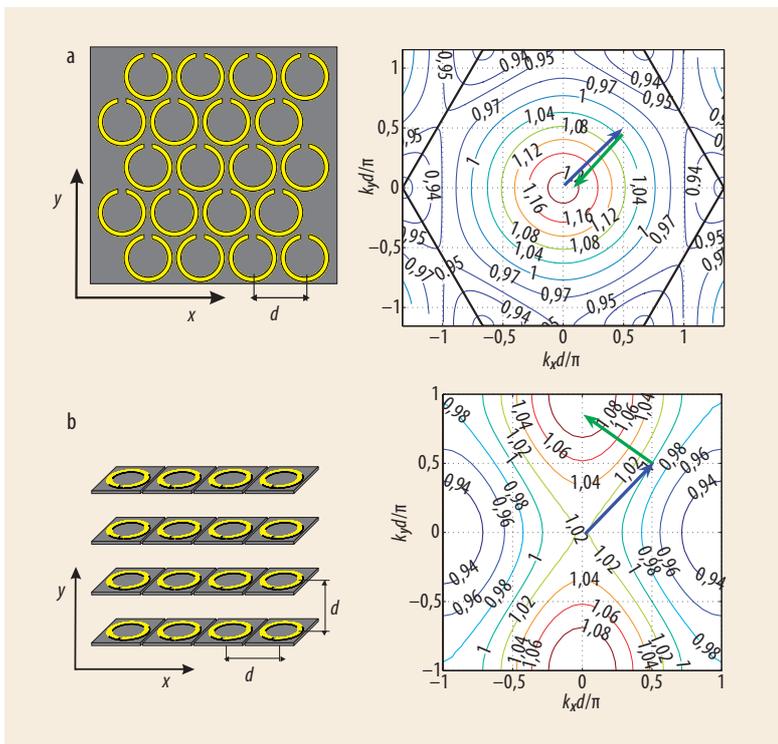


Abb. 2 Die Eigenschaften der Dispersionsrelation $\omega(k_x, k_y)/\omega_0$ im reziproken Raum (rechts, Contourplot) hängen direkt von der Struktur der Einheitszellen ab (links; planare bzw. planar-axiale Konfiguration mit hexagonaler (a) bzw. quadratischer Einheitszelle (b)). Die Pfeile veranschaulichen die Richtungen der Phasengeschwindigkeit ω/k (blau, Rich-

tung: k) und der Gruppengeschwindigkeit $d\omega/dk$ (grün) für $k_x = k_y = \pi/2d$. Im isotropen Fall (a) sind sie antiparallel (außer am Rand der Brillouin-Zone), im anisotropen Fall (b) ist der Winkel zwischen den beiden kleiner als π und kann praktisch beliebige Werte annehmen. Parameter: $r_0 = 1$ cm, $d = 2,25$ cm, $\omega_0/2\pi = 60$ MHz.

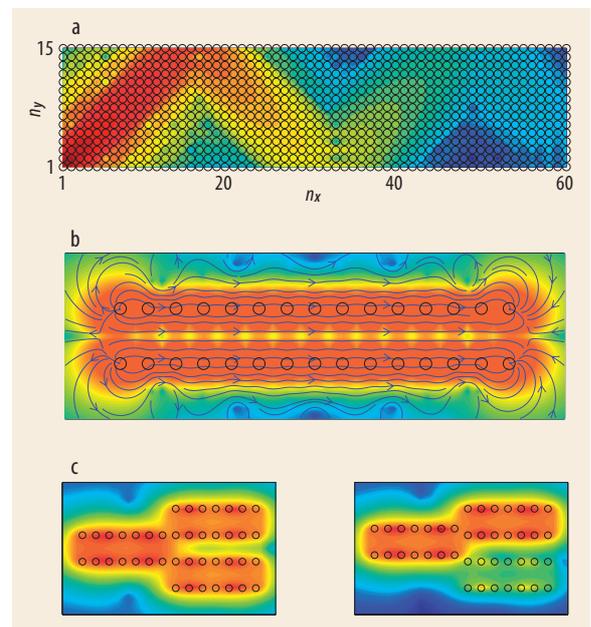


Abb. 3 Von MI-Wellen hervorgerufene Nahfeldeigenschaften magnetischer Metamaterialien: (a) Die Verteilung der Stromamplitude $I(n_x, n_y)$ an Metamaterelementen im planaren 60×15 -Gitter (Contourplot) spiegelt die Reflexion der MI-Welle (Anregung links unten) an den Grenzen des Mediums wider. (b) Bei diesem axialen Subwellenlängen-Wellenleiter aus 15 Elementen zeigt der Poynting-Vektor (Contourplot und Feldlinien im Querschnitt entlang der Strukturachse) den Energiefluss von Sender (links) zu Empfänger (rechts). (c) Magnetfeldverteilung als Contourplot der Amplitude im Querschnitt entlang der Strukturachse in einem axialen Subwellenlängen-Strahlteiler für symmetrische (links) bzw. asymmetrische Ausgangszweige (rechts). Kleine Kreise deuten die Elemente an.

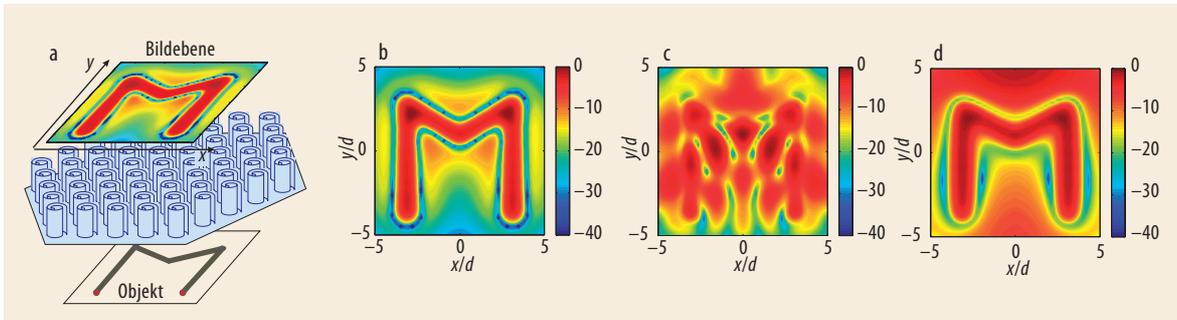


Abb. 4 Nahfeld-Abbildung mit einer Linse aus Schweizer Röllchen. (a) Das Objekt ist eine M-förmige Sendeanenne, das Bild wird rekonstruiert, indem die Empfängerantenne die Magnetfeldverteilung in der Ebene oberhalb der Linse

abtastet. (b)–(d) Magnetfeldverteilung in der Bildebene (Contourplot in dB). Eine Abbildung ist nur außerhalb des Passbandes für MI-Wellen möglich (s. auch Dispersionsrelation in Abb. 2a), z. B. im unteren Stoppband für $\omega/\omega_0 = 0,9$ (b)

oder im oberen Stoppband für $\omega/\omega_0 = 1,2$ (d). Bei der Resonanzfrequenz von 46 MHz führt die Anregung von MI-Wellen dagegen zur Zerstörung des Bildes (c).

Rolle spielen und zu wachsenden evaneszenten Feldern im Zwischenraum zwischen den beiden Schichten führen könnten, ähnlich wie bei Pendry's perfekter Linse [2].

Die einfachste Version der magnetoinduktiven Nahfeldlinse hat die Form von zwei eindimensionalen planaren Reihen ringförmiger Elemente (**Abb. 5a**). Das Objekt ist eine kleine Sendeanenne unter der Linse, die Abbildung ergibt sich, indem die Empfängerantenne die Magnetfeldverteilung oberhalb der Linse abtastet. Einzeln betrachtet würde jeder der beiden Linien magnetoinduktive Wellen im Passband um die Resonanzfrequenz führen. Bringt man die beiden Linien näher zueinander, so führt dies zu einer starken Wechselwirkung zwischen den Elementen der beiden Reihen. Die Dispersionskurve der isolierten Reihe spaltet dabei in einen oberen und einen unteren Zweig auf, analog zu den „akustischen“ and „optischen“ Zweigen der Phononen in einem diatomischen Festkörper [13]. Ist der Abstand zwischen den Linien klein genug, so wird diese Aufspaltung in der Dispersion so stark, dass eine vollständige Bandlücke um die Resonanzfrequenz entsteht (**Abb. 5b**).

Für eine scharfe Abbildung muss man Frequenzen in einem der Stoppbänder benutzen. Da die Anregung der Elemente in den Außenstoppbändern zwangsläufig schwach sein muss, wird das Signal-Rausch-Verhältnis leiden, genauso wie im Fall der einschichtigen Linse aus Schweizer Röllchen. Die innere Bandlücke um die Resonanzfrequenz eignet sich dagegen am besten für die Nahfeld-Abbildung. In diesem Fall werden die Elemente einerseits resonant, also effektiv, angeregt, was zu einem guten Signal-Rausch-Verhältnis führt. Andererseits ist die unerwünschte Ausbreitung der MI-Wellen in Querrichtung in dieser Bandlücke unterdrückt. Die Übereinstimmung zwischen Messungen zur frequenzabhängigen Feldverteilung in der Bildebene (**Abb. 5c**) und den theoretischen Voraussagen (**Abb. 5d**) ist bemerkenswert. Der wesentliche Unterschied zwischen Experiment und Theorie ist die Signalamplitude in den Stoppbändern. In der experimentellen Feldverteilung dominiert das Rauschniveau von etwa 50 dB (grün). Die theoretische Feldverteilung weist in den Stoppbän-

dern viel kleinere Signale auf (blau bis dunkelblau), was auch zu erwarten ist, da das Rauschen im theoretischen Modell nicht erfasst wird. Man sieht, wie in beiden Passbändern die Anregung der gesamten Struktur durch MI-Wellen in einer breiten Feldverteilung in der Abbildungsebene resultiert. Die Bandlücke zwischen den Passbändern führt dagegen zur gewünschten scharfen Abbildung.

Magnetoinduktive Wellen haben Anwendungspotenzial wegen ihrer Vielseitigkeit und der Möglichkeit, magnetische Metamaterialien mit maßgeschneiderten Eigenschaften herzustellen, sowie wegen der

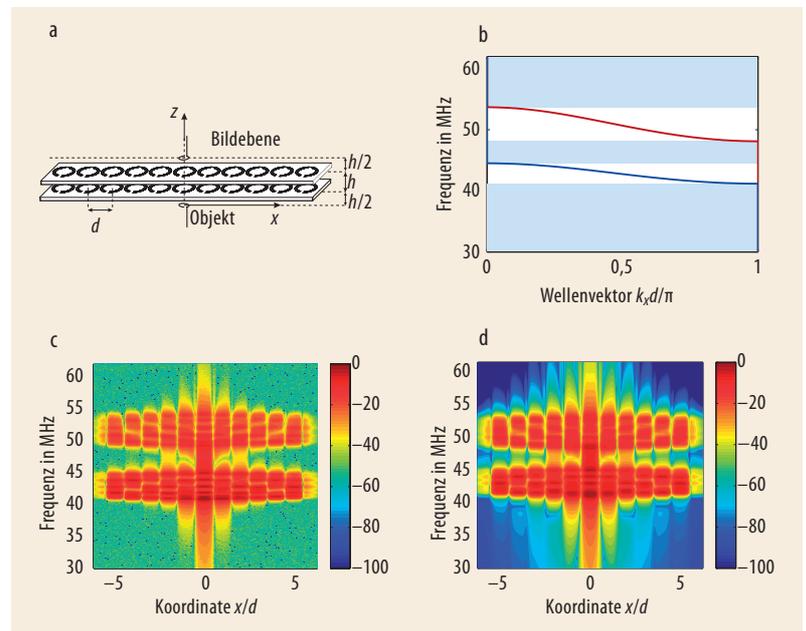


Abb. 5 Nahfeld-Abbildung mit der magnetoinduktiven Doppellinse. (a) Aufbau mit einem kleinen Objekt (Sendeanenne von 3 mm Durchmesser), dem Metamaterial aus 15×2 kapazitiven Schlitzröhrchen ($r_0 = 1$ cm, $d = 2,25$ cm, $h = 1$ cm, $\omega_0/2\pi = 46,2$ MHz) und der Empfängerantenne, die das Magnetfeld entlang der x -Achse in der Abbildungsebene abtastet. (b) Dispersionskurven der biatomaren Metamaterialkette. Die Stoppbänder,

die die Subwellenlängen-Abbildung zu lassen, sind grau markiert. (c, d) Magnetfeldverteilung in der Bildebene (Contourplot in dB), Experiment (c) und Theorie (d). Während es in den Passbändern $0,84 < \omega/\omega_0 < 0,96$ und $1,04 < \omega/\omega_0 < 1,16$ zahlreiche Mehrfachbilder bei $x \neq 0$ gibt, entsteht bei der Resonanzfrequenz in der Mitte des inneren Stoppbands nur das eine korrekte Bild.

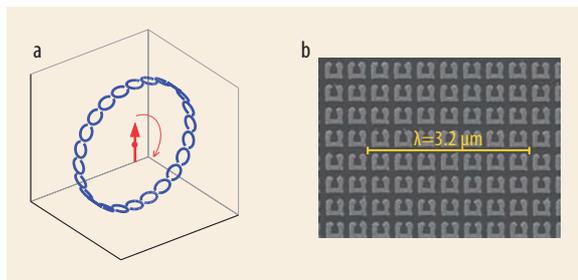


Abb. 6 In der Medizin können magnetoinduktive Wellenleiter die in-situ Magnetresonanztomographie verbessern, z. B. mit der im Text vorgestellten Anordnung (a). Das Nahfeld im sichtbaren Spektralbereich und im Nahinfraroten kann mit Nanostrukturen aus Schlitzringen wie in (b) manipuliert werden. (Quelle (b): Martin Wegener, FZ Karlsruhe)

relativ einfachen mathematischen Beschreibung ihrer Funktionsweise und der großen Breite des Frequenzbereichs (von MHz bis hin zu THz), in dem sie einsetzbar sind.

Nano-Ringe für das Sichtbare

Für die Erzeugung und das Detektieren der Signale in der Magnetresonanztomographie eignet sich eine originelle ringförmige Anordnung aus magnetischen Metamaterialelementen (Abb. 6a). Eine neuartige Resonanz entsteht, falls die Winkelgeschwindigkeit des rotierenden Magnetfeldes eines präzessierenden Kern-Dipolmoments und die Phasengeschwindigkeit der MI-Welle übereinstimmen [14]. Das physikalische Phänomen ist gewissermaßen ein Analogon der Resonanz in einem Magnetron, in dem ein rotierender Elektronenstrahl mit einer Reihe von Mikrowellen-Hohlraumresonatoren wechselwirkt. Dabei ist eine deutliche Verbesserung sowohl der Stärke des empfangenen Signals als auch des Signal-Rausch-Verhältnisses zu erwarten, was zukünftige Experimente noch zeigen sollen. Die zusätzliche Flexibilität beim Maßscheidern der Dispersionseigenschaften schafft Bedingungen auch für nichtlineare Phänomene wie z. B. parametrische Verstärkung magnetoinduktiver Wellen an nichtlinearen Einschlüssen (z.B. Varaktordioden) [13].

Zu den jüngsten Fortschritten auf dem Gebiet der Metamaterialienforschung gehört die Miniaturisierung der Schlitzringe mit Hilfe der Nanotechnologie (Abb. 6b). Die damit einhergehende enorme Erhöhung der magnetischen Resonanzfrequenz auf bis zu 300 THz [15] ermöglicht, magnetische Metamaterialien für das Nahfeld-Manipulieren im sichtbaren Bereich herzustellen. Wir haben ein Modell entwickelt, das mit komplexen Kopplungskonstanten arbeitet, wie sie aufgrund von Retardierungseffekten notwendig werden. Das Modell wird sich beim Design von Nanostrukturen als nützlich erweisen.

Wann immer wir auf eine neue Weise elektromagnetische Phänomene betrachten oder eine neue Art

von Wellen entdeckt wird: Die Chancen sind hoch, dass neuartige Anwendungen folgen. Das Gebiet magnetischer Metamaterialien ist noch für viele Überraschungen gut.

Danksagung

Ich danke meinen zahlreichen Kollegen für die gute Zusammenarbeit. Insbesondere danke ich Prof. Laszlo Solymar für seine stete Unterstützung und seinen ansteckenden Enthusiasmus und der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Finanzierung meiner Forschungsarbeiten.

Literatur

- [1] C. W. Oseen, *Ann. d. Phys.* **69**, 202 (1922)
- [2] J. B. Pendry, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3966 (2000)
- [3] A. Schuster, *An introduction to the theory of optics*, Edward Arnold, London (1904)
- [4] V. G. Veselago, *Sov. Phys. Usp.* **10**, 509 (1968)
- [5] D. R. Smith et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4184 (2000)
- [6] E. Shamonina et al., *Electron. Lett.* **37**, 1243 (2001)
- [7] E. Shamonina et al., *Electron. Lett.* **38**, 371 (2002); E. Shamonina et al., *J. Appl. Phys.* **92**, 6252 (2002)
- [8] E. Shamonina und L. Solymar, *J. Magn. Magn. Mater.* **300**, 38 (2006)
- [9] E. Shamonina und L. Solymar, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37**, 362 (2004); I. S. Nefedov und S. A. Tretyakov, *Microw. Opt. Technol. Lett.* **45**, 98 (2005); M. J. Freire et al., *Appl. Phys. Lett.* **85**, 4439 (2004)
- [10] O. Zhuromskyy et al., *Opt. Express* **13**, 9299 (2005)
- [11] M. J. Freire und R. Marques, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 182505 (2005)
- [12] M. C. K. Wiltshire et al., *Science* **291**, 849 (2001); M. C. K. Wiltshire et al., *Opt. Express* **11**, 709 (2003)
- [13] O. Sydoruk et al., *Appl. Phys. Lett.* **87**, 072501 (2005); O. Sydoruk et al., *Phys. Rev. B* **73**, 24406 (2006); O. Sydoruk et al., *Opt. Express*, eingereicht (2006)
- [14] L. Solymar et al., *J. Appl. Phys.* **99**, 123908 (2006)
- [15] S. Linden et al., *Science* **306**, 1351 (2004)

DIE AUTORIN

Ekaterina Shamonina (hier bei der Preisverleihung mit DPG-Präsident Knut Urban) studierte an der Universität Moskau und promovierte 1998 an der Universität Osnabrück. Nach Forschungsaufenthalten in Campinas, Brasilien, Oxford sowie am Imperial College, London, leitet sie seit 2003 eine Emmy Noether-Nachwuchsgruppe in Osnabrück und beschäftigt sich mit der Theorie elektromagnetischer Metamaterialien. Sie hat gerade ihre Habilitation abgeschlossen.



F. M. Schmidt