

Das unsichtbare Licht

Optische Nahfelder erlauben die Abbildung über das Abbe-Limit hinaus.

Wolfgang Dieter Pohl

Jedes leuchtende Objekt weist neben dem abgestrahlten Fernfeld auch ein Nahfeld auf, das es wie eine dünne Lichthaut umgibt. Dringt eine Metall- oder Glasfaserspitze darin ein, lässt sich das Objekt mit einer viel höheren Auflösung abrastern als mit einem gewöhnlichen Mikroskop. Die optische Information ergibt sich dabei aus der Intensität des Streulichts der Spitze. Die optische Rasternahfeldmikroskopie hat stimulierend auf eine Reihe moderner Forschungsgebiete gewirkt, z. B. SERS, Plamonik oder optische Antennen.

Klassische optische Mikroskopie hat nach Ernst Abbe eine Auflösungsgrenze von der Größenordnung $\lambda/2$. Da die Wellenlänge λ für sichtbares Licht zwischen ca. 400 nm (blau) und 700 nm (purpurrot) liegt, ist diese Grenze bei Abmessungen von 200 bis 350 nm erreicht. Viele heutzutage wichtige Strukturen, beispielsweise von Zellen oder elektronischen Schaltelementen, sind jedoch kleiner. Die Abbe-Grenze lässt sich überwinden, wenn anstelle des optischen Fernfeldes das Nahfeld abgebildet wird. Dies leisten optische Rasternahfeldmikroskope, die Strukturen bis weit in den Nanometer-Bereich abbilden können. Dies erkannte Edward H. Synge intuitiv bereits 1928 [1], was jedoch wieder in Vergessenheit geriet. Erst 40 Jahre später wurde der Effekt mit Radiofrequenzen simuliert [2] und schließlich 1982 durch uns nachgewiesen, patentiert [3] und 1984 veröffentlicht [4]. Die Bedeutung der Nahfeldoptik geht jedoch über die Mikroskopie hinaus. Insbesondere ergibt die Übertragung von Antenneneigenschaften aus dem Hochfrequenz- in den optischen Bereich überraschende Nahfeldeffekte mit Anwendungspotenzial, worauf ich am Ende zu sprechen komme. Doch zunächst: Was sind eigentlich optische Nahfelder?

Elektromagnetische Nah- und Fernfelder entstehen an der Oberfläche jedes (selbst-)leuchtenden oder beleuchteten Körpers. Während das Fernfeld nach den bekannten Gesetzen abgestrahlt wird, bleibt das Nahfeld an den Körper gebunden. Seine Struktur ergibt sich aus den Kontinuitätsbedingungen für das elektrische Feld (\mathbf{E}) und die Flussdichte (\mathbf{D}) an der Oberfläche. Sie enthält Information über submikroskopische Details der Lichtquelle. Ein ferner Beobachter, der einen Lichtpunkt wahrnimmt, kann deshalb nicht entscheiden, ob es sich um ein submikroskopisches

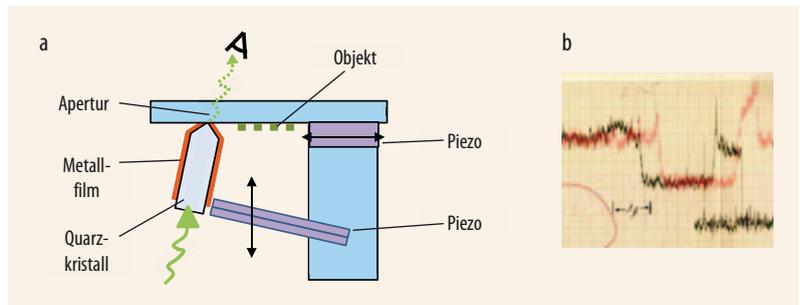


Abb. 1 Beim ersten optischen Rasternahfeldmikroskop wurde die Spitze des metallisierten Quarzkristalls an eine Glasplatte gedrückt, bis an der Spitze ein kleiner Lichtpunkt erkennbar war (a). Als Objekt diente 1982 ein aufgedampftes Metallgitter.

Wenn der Quarzkristall über eine Gitterlinie rastert, wechselt die Lichtintensität abrupt (b). Vorwärts- und Rückwärts-Richtung (rot/schwarz) erscheinen leicht versetzt aufgrund der Hysterese der Piezo-Zustellung.

leuchtendes Partikel, ein beleuchtetes Loch mit entsprechenden Abmessungen oder um den beugungsbegrenzten Fokus eines Lichtstrahls handelt.

Das kleinste leuchtende Partikel ist ein einzelnes fluoreszierendes Molekül. Es lässt sich als Dipolsender der Stärke p_0 darstellen, der von dem Feld

$$E_R = 2 p_0 (R^{-3} + ik_0 R^{-2}) \cos \theta \quad (1a)$$

$$E_\theta = p_0 (R^{-3} + ik_0 R^{-2} - k_0^2 R^{-1}) \sin \theta \quad (1b)$$

$$H_\psi = p_0 (ik_0 R^{-2} - k_0^2 R^{-1}) \sin \theta \quad (1c)$$

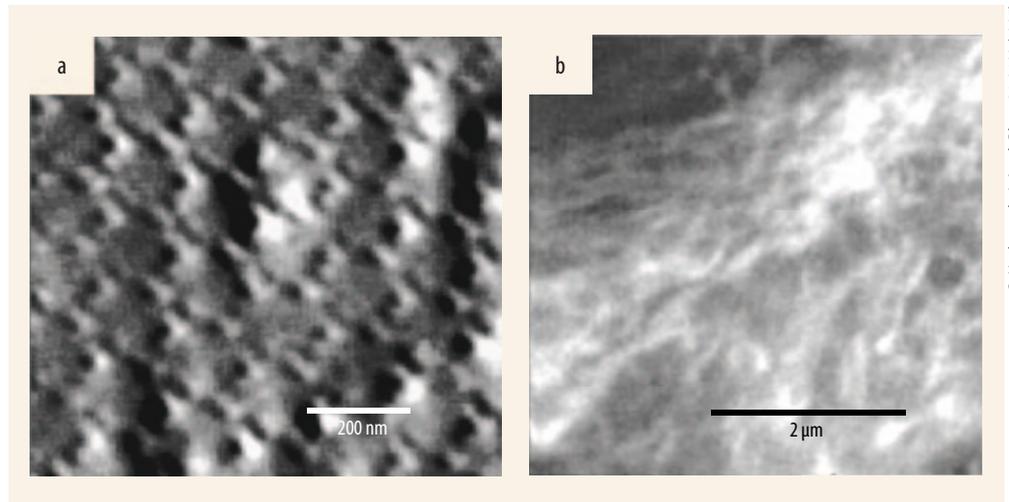
umgeben ist; R , θ , ψ sind dabei sphärische Koordinaten um den Dipol p_0 , dessen Feld durch die Amplituden E_R , E_θ , H_ψ und den Betrag des Wellenvektors k_0 gegeben ist [5]. Die Trennung in Nah- und Fernfeld ist hier ganz offensichtlich: Die $1/R$ -Terme in Gl. (1b, c) bilden das Fernfeld. Der Fluss der Energie (Poynting-Vektor

KOMPAKT

- Jeder leuchtende Körper besitzt neben einem elektromagnetischen Fernfeld auch ein Nahfeld, das an den Körper gebunden bleibt.
- Ein Objekt, das in den Lichttropfen vor einer Apertur eindringt, verändert den Tropfen, d. h. das Nahfeld, sodass Komponenten evaneszenten Lichts propagieren können.
- Durch Rastern entlang seiner Oberfläche entsteht ein optisches Bild. Mit verschwindendem Abstand nähert sich die Auflösung dabei der Aperturgröße. Darauf basiert das optische Raster-Nahfeld-Mikroskop (SNOM).
- Durch Verknüpfung mit verwandten Gebieten wie der Plasmonik („optische Antennen“) lässt sich das Konzept der Nahfeldoptik wesentlich erweitern.

Prof. Dr. Wolfgang Dieter Pohl, Institut für Physik, Universität Basel, Klingelbergstrasse 82, 4056 Basel, Schweiz – Preisträgerartikel anlässlich der Verleihung der Stern-Gerlach-Medaille 2013 auf der DPG-Jahrestagung in Dresden.

Abb. 2 Nahfeldmikroskopie liefert Bilder von Golddreiecken mit ca. 30 nm Kantenlänge auf Glas (a, präpariert von U. Ch. Fischer, U. Münster) und einer T3-Fibroblast-Zelle mit fluoreszierendem Zytoskelett (b, präpariert von P. Descouts und M. Jobin, U. Genf). Die Knäuel von hellen Linien bestehen aus fluoreszierend angefärbten Aktinfilamenten nahe der Oberfläche.



B. Hecht et al., J. Appl. Phys. 81, 2492 (1997)

$S_R = E_\theta \times H_\psi$) geht radial von der Quelle aus und ist innerhalb eines Raumwinkel-Elements $R^2 \sin\theta \, d\theta \, d\psi$ konstant. Die übrigen Terme sind proportional zu R^{-3} bzw. R^{-2} und bilden das Nahfeld des Dipols. Dieses wird nicht abgestrahlt, sondern wickelt sich sozusagen um die Quelle herum. Dominant wird es unterhalb des kritischen Radius R_B , der sich aus $R_B^{-3} = k_0 R_B^{-2} = k_0^2 R_B^{-1}$ ergibt:

$$R_B = 1/k_0 = \lambda_0/2\pi \quad (2)$$

Zum Zentrum hin nimmt die Nahfeldenergie enorm zu, denn sie geht mit $E^2 \sim R^{-6}$ (Die Frage nach der Untergrenze der Gültigkeit von den Gl. (1), die mit der „Größe“ des Moleküls zusammenhängt, sei hier ausgeklammert). So ist das rote Licht ($\lambda = 630 \text{ nm}$, $R_B \approx 100 \text{ nm}$) eines Atoms in 30 nm Entfernung hundertmal stärker, als es der unbefangene Beobachter aufgrund der Fernfeldintensität erwartet: 99 % bleiben in diesem Beispiel „unsichtbar“.¹⁾

Nahfelder hüllen makroskopische, leuchtende Körper mit einer dünnen Lichthaut ein. Selbst „negative“ Strukturen wie ein beleuchtetes, kleines Loch in einem metallischen Schirm (Diaphragma) sind von einem Nahfeld umgeben. Das Loch scheint zwar auf, doch nur ein Bruchteil des auf die Fläche des Loches einfallenden Lichtflusses wird (als Streulicht) abgestrahlt; der Rest hängt wie ein Tropfen am Austritt solcher Aperturen.

Ein Objekt, das in den Lichttropfen eindringt, verändert das optische Feld. Insbesondere wird jetzt k_0 durch $n(x,y) k_0$ ersetzt, sodass Komponenten des „verbotenen“, evaneszenten Lichts erlaubt werden, d. h. propagieren können; dabei ist $n(x,y)$ der komplexe, Absorption beinhaltende, lokale Brechungsindex des Objekts nahe der Apertur. Durch Rastern entlang seiner Oberfläche entsteht ein optisches Bild, das in etwa $n(x,y)$ entspricht. Mit verschwindendem Abstand nähert sich die Auflösung dabei der Aperturgröße. Darauf basiert das „optical stethoscope“ [3, 4], später als optisches Rasternahfeldmikroskop (Scanning Near-field Optical Microscope, SNOM [6] oder NSOM [7]) bekannt geworden. Auch Kontakt-Abbildungen basieren auf diesem Effekt [8].

Hochauflöst im Nahfeld

All diese Betrachtungen machten wir natürlich erst, als die ersten Experimente erfolgreich verlaufen waren. Zunächst ging es darum, eine Abbildungsmethode zu finden, die hinsichtlich der Auflösung über $\lambda/2$ hinausging. Ein beleuchtetes Loch (Apertur) mit Durchmesser $a \ll \lambda/2$ in einem undurchsichtigen Material, in unmittelbarer Nähe über ein Objekt gerastert, schien dafür am besten geeignet. Dennoch machten wir uns wenig Hoffnung auf eine erfolgreiche Supermikroskopie. Vielmehr glaubten wir, dass durch irgendeinen übersehenen optischen Effekt die Abbesche Auflösung wieder hergestellt würde.

Um die Nähe des Lochs zum Objekt zu gewährleisten, bestand die Probe bei unseren ersten Experimenten aus der mit Metall bedampften Spitze eines pyramidal zulaufenden Quarzkristalls. Der Kristall wurde in einem (gewöhnlichen) Mikroskop so montiert, dass sich der intensive Strahl eines Argonlasers durch die Grundfläche auf die Innenseite der Spitze richten ließ (Abb. 1). Dann wurde der Kristall piezoelektrisch so lange gegen ein Probenglas gepresst, bis die Spitze die Metallschicht durchstoßen hatte und ein winziger Lichtpunkt im Mikroskop sichtbar wurde. Das Elektronenmikroskop ergab nach dem Rastern einen Lochdurchmesser von 20 nm, aber das war die Auflösungsgrenze des Elektronenmikroskops.

Auf der Glasplatte befand sich als Probe ein ziemlich beschädigtes Metallgitter mit einer Periodizität von rund 300 nm. Das war nicht ideal, aber das einzige rasch verfügbare Testobjekt. Die beobachtete Kantensteilheit beim Rastern ließ auf eine Auflösung von wenigen 10 nm schließen, was spätere, genauere Aufzeichnungen bestätigten (z. B. in [6, 7]). Das übertrifft das Auflösungsvermögen klassischer Mikroskope um mindestens das Zehnfache, allerdings beschränkt auf die unmittelbare Oberfläche.

Der scheinbare Widerspruch zum Auflösungskriterium löst sich auf, wenn man sich die Fourier-Transformierte der Intensitätsverteilung in der Austrittsebene der Apertur vorstellt. Diese hat starke Komponenten bei $k_a = 2\pi/a \gg k_0$, d. h. mit der Wellenlänge $\lambda_a \approx$

1) Ein bekanntes Beispiel für die erhöhte Lichtintensität ist der Förster-Energie-Transfer (T. Förster, Ann. Physik. 437, 55 (1948)): In einem Gemisch von zwei verschiedenen fluoreszierenden Molekülarten wird die kurzwelligere Art (Donor) angeregt, aber mit zunehmender Konzentration wird dessen Fluoreszenz mehr und mehr durch diejenige des langwelligeren Akzeptors ersetzt. Dies geschieht bei einem statistischen Abstand der beiden Molekülarten von ca. 30 bis 50 nm.

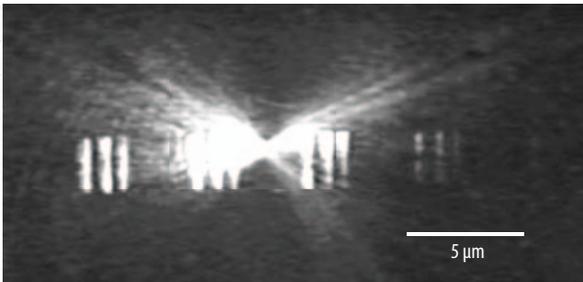


Abb. 3 Die SNOM-Probe eignet sich als Punktquelle von Plasmonen, die in einem ca. 75 nm dicken Silberfilm ca. 10 μm weit propagieren und dabei vielfältige Reflexionen an den eingeschnittenen Linien erfahren. Dort wie auch an den übrigen Unebenheiten des Films verwandelt sich ein Teil der Plasmonen wieder in Photonen zurück, die das Bild im Mikroskop erzeugen.

a. Sie sind zwar stark gedämpft, dominieren aber das Nahfeld (Infokasten).

In den folgenden rund zwanzig Jahren entwickelte sich die Nahfeldoptik (near-field optics, NFO) zunächst sehr schüchtern, ab ca. 1990 aber zunehmend schneller und erfolgreicher in Europa, Fernost und den USA [9, 10]. Optische Hochauflösung gelang nicht nur in Transmission, sondern auch in Reflexion und einer Art Dunkelfeld-Mikroskopie. Angespitzte Glasfasern anstelle des Quarzkristalls oder einer streuenden Spitze erleichterten ganz wesentlich das Arbeiten, sodass vielerorts hochaufgelöste Bilder gelangen, insbesondere auch von biologischen Objekten (Abb. 2). Besonders erwähnenswert ist auch die Verknüpfung mit verwandten Gebieten, z. B. SERS (Surface-enhanced Raman Scattering), Photonik und Plasmonik (Abb. 3) oder mit der räumlichen Kohärenz thermischer Strahler [9–13].

Jede dieser Verknüpfungen ist faszinierend und könnte den Rest dieses Artikels füllen. Ich möchte mich hier jedoch auf einen anderen Aspekt konzentrieren, nämlich auf die „optische Antenne“. Sie ist der Radiotechnik nachempfunden und erweitert meines Erachtens das NFO-Konzept wesentlich.

Die optische Antenne

Ich beginne mit einer persönlichen Bemerkung: Beim „2nd Asia-Pacific Workshop on Near Field Optics“ 1999 in Peking sollte ich den ersten Vortrag halten. Das war zwar eine große Ehre, aber zu diesem Zeitpunkt hatte ich kaum etwas Neues vorzutragen! Bei der Suche nach einem Thema kam mir schließlich die Antenne in den Sinn, deren Eigenschaften ich oft als Beispiel für Auflösung jenseits der Abbe-Grenze gebraucht hatte. So las ich mich versuchsweise in die Antennentheorie ein. Je weiter ich kam, desto mehr Anwendungsmöglichkeiten sah ich. Insbesondere faszinierte mich der Spalt zwischen den beiden Armen eines Dipols, an denen bei einer Radioantenne die Spannung abgegriffen wird. Dieser Spalt ist klein im Vergleich zur Wellenlänge, und die Spannung bewirkt ein beträchtliches Feld darin – offensichtlich ein Nahfeld. Und so hieß mein Vortrag schließlich „Near-field optics seen as an antenna problem“ [15]. Er fand großen Anklang, und

„Antenne“ wurde in der Folge geradezu ein Schlagwort innerhalb der Community.

Der nächste Doktorand in meiner Gruppe an der Universität Basel bekam deshalb sogleich die Aufgabe, optische Dipolantennen herzustellen und zu charakterisieren [16]. Das Ziel war zu zeigen, dass Antennen selbst bei optischen Frequenzen „funktionieren“ und möglicherweise als Quellen für optische Nahfelder von Nutzen sind. Der Vergleich von gespaltenen und ungeteilten Antennen erschien uns in diesem Zusammenhang besonders wichtig. Die Aufgabe war anspruchsvoll, denn die Dipol-Antennen sollten möglichst resonant sein, was bei einer Länge von 100 bis 300 nm zu erwarten war. Nach einigen anfänglichen Schwierigkeiten modellierten wir eine große Zahl von solchen Antennen mittels Elektronenstrahl- und anschließender Ionenstrahl-Lithographie (FIB) aus einem Goldfilm auf Glas. Sie unterschieden sich in Orientierung, Länge und darin, ob sie in der Mitte einen Spalt hatten oder nicht (Abb. 4a, b).

Die Glasplatte mit den Antennen wurde mit einem invertierten konfokalen Mikroskop abgerastert; die Lichtquelle war ein fokussierter, gepulster Laser (830 nm, 80 MHz, 8 ps, 150 mW). Mit diesem (klassischen) Mikroskop ist es zwar nicht möglich, die Antennen aufzulösen, aber Frequenz und Intensität des Streulichts lassen sich in Abhängigkeit von ihrer Position auf der Glasplatte registrieren. Eine Frequenzerhöhung würde auf nichtlineare Prozesse verweisen, die ihrerseits ein Gebiet hoher Intensität anzeigen würden. Dies war eine ziemlich verwegene Hoffnung, denn ein solches Gebiet musste ja, wenn überhaupt vorhanden, recht klein sein!

Als wir aber die primäre Strahlung (830 nm) herausfilterten, sahen wir tatsächlich einige Antennen in verschiedenen Farben, vorwiegend in weiß leuchten, d. h. mit kürzerer Wellenlänge (Abb. 4c, d)! Das war offensichtlich ein nichtlinearer Effekt, und die Intensität dieser Strahlung nahm denn auch mit zweiter bis vierter Potenz der eingestrahelten Intensität zu. Nur

NAHFELDZONE

Das Zustandekommen der Nahfeldzone kann man sich im reziproken k -Raum veranschaulichen: Das Licht ist auf die Fläche des Lochs mit dem Durchmesser $a \ll \lambda_0$ begrenzt. Die Fourier-Zerlegung ergibt dementsprechend starke Parallel-Komponenten (k_p) bis etwa $k_a = 2\pi/a \gg k_0$. Da das elektromagnetische Feld mit der Lichtfrequenz oszilliert, gilt $\omega/c = |k_0|$, wobei $k_0^2 = k_n^2 + k_p^2$ mit der Normalkomponenten k_n . Für $|k_p| > |k_0|$ ist k_n imaginär. Die entsprechenden, parallel zur Austrittsebene verlaufenden und querge-dämpften Wellen werden zunehmend kürzer und langsamer. Per Definition heben sie sich zwar in der Austrittsebene außerhalb der Apertur exakt auf, jedoch nicht vor dem Schirm wegen ihrer unterschiedlichen Bedämpfung. Das resultierende Nahfeld erstreckt sich etwa einen Lochdurchmesser weit vor den Schirm, wie numerische Rechnungen zeigten. Es kann dort mit entsprechend kleinen Objekt-Strukturen so wechselwirken, dass die Bedingung $\omega = ck$ wieder erfüllt ist und das resultierende Licht zum detektierten Fernfeld beiträgt.

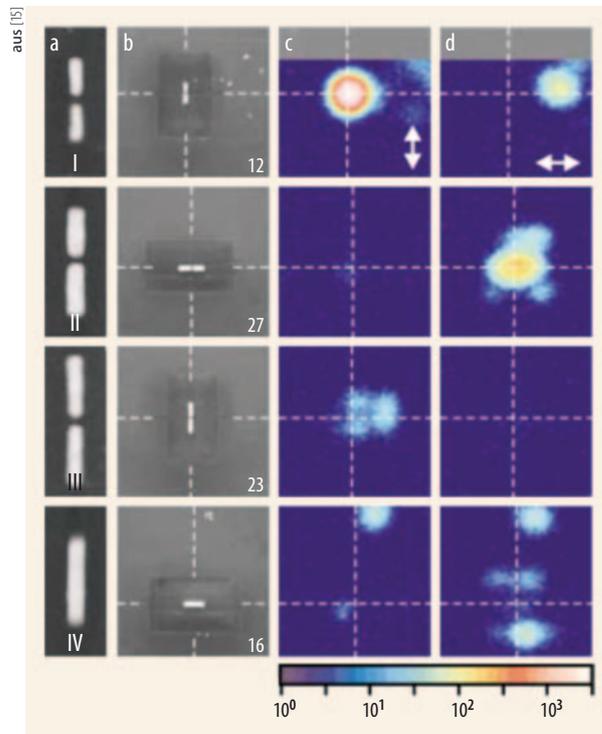


Abb. 4 Je nach Größe, Orientierung und Form der unterschiedlichen Dipol-Antennen (a, b: Elektronenmikroskopaufnahmen) zeigen die konfokalen Rasterbilder deutliche Unterschiede zwischen ihnen. Offensichtlich hat das elektrische Feld in Richtung der Dipolarme zu weisen (c, d). Die stärkste nichtlineare Strahlung erzeugt Antenne (I), bei längeren Antennen (II, III) ist die Emission deutlich geringer. Die Antenne ohne Spalt (IV) strahlt überhaupt nicht, was auf die Spaltregion als Quellengebiet der nichtlinearen Strahlung hinweist.

Antennen von 150 bis 200 nm Länge, parallel zum E -Vektor ausgerichtet und mit Spalt versehen, zeigten diese Resonanz. Doch woher kam sie?

Zwar ist bekannt, dass in Gold eine grüne Zwei-Photonen-Fluoreszenz auftritt, aber für das weiße Licht und seine potenzielle Abhängigkeit war eine andere Erklärung nötig. Könnte das Licht von der Glasunterlage der Antennen und/oder von kondensiertem Wasser in dem engen Spalt zwischen den Antennenarmen stammen? Beides kann über Drei- bis Vier-Photonen-Prozessen zu „Weißlicht“ führen.

Was immer auch die Ursache der Nichtlinearität war: Sie erlaubte es, gleichzeitig die Resonanz einer optischen Antenne zu messen, die erwartete hohe Energiedichte im Spalt zu bestätigen und nichtlineare Optik auf kleinsten Raum zu betreiben – das war ein Glücks-

fall, der in krassem Widerspruch zu Murphys Gesetz („Whatever can go wrong will go wrong.“) steht.

Es fällt etwas schwer, sich unter dem homogenen Feld im Innern eines solch engen Spalts (in Bezug auf $\lambda/2$) eine Lichterscheinung vorzustellen. Tatsächlich ist der Spalt nur ein offen zugänglicher Teil eines komplexen Resonators; den Rest bilden die Antennenarme. Darin schwappt das Gas der Elektronen mit der eingestrahnten Laserfrequenz hin und her. Bei einer Armlänge von je ca. $\lambda/4$ hat diese Schwingung, in quantisierter Form als (Partikel-)Plasmon bezeichnet, die beobachtete Resonanz.

Das starke Licht im Spalt ist, ebenso wie an der Austrittsöffnung der kleinen Apertur des Rasternahfeldmikroskops, „unsichtbar“ – erst wenn eine lumineszierende Probe in Nähe des Spalts kommt, zeigt ihr Aufleuchten, dass hier eine optische Besonderheit existiert. Ein solches Verhalten konnten wir in einem zweiten Experiment beobachten [17]. Der für dieses Experiment verwendete Schmetterlingsdipol (Spreizdipol) war auf der Spitze eines Rasterkraftmikroskops (AFM) platziert. Er ist eine optimale Probe für die Rasternahfeldmikroskopie (**Abb. 5**).

Diese Antenne wurde über einen Quantenpunkt gerastert, in dem ein Laser Exzitonen anregt. Durch Photolumineszenz zerfallen diese normalerweise nach einer typischen Lebensdauer in Photonen. In der Nähe eines Metallfilms koppeln die Exzitonen jedoch viel stärker an Oberflächen-Plasmonen(-Polaritonen) als an Photonen (des freien Raums), sodass die Exziton-Lebensdauer sinkt (**Abb. 6a, c**). In einem unstrukturierten Film wechselwirken diese Plasmonen vorwiegend mit Phononen, und die Fluoreszenz nimmt ab (Quenching, **Abb. 6b**). Die Struktur der optischen Antenne hingegen koppelt die Plasmonen optimal an den konkurrierenden Prozess der Rückumwandlung in Photonen, die mit der Antennen-Charakteristik emittiert werden: Die Fluoreszenz in Vorzugsrichtung nimmt zu (**Abb. 6d**). Die Einkopplung ist am stärksten, wenn die Antenne zentral über dem Quantenpunkt schwebt.

Plasmonik, Photonik und integrierte Optik

Die beiden Experimente zeigen die Stellung der optischen Antenne zwischen Physik und Technologie, zwischen Quanten und Hochfrequenz auf. Wie im HF- und Mikrowellen-Bereich strahlt die optische

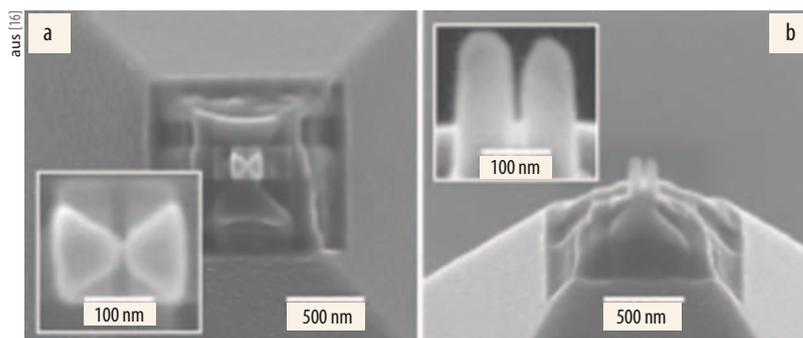


Abb. 5 Diese Schmetterlingsantenne wurde aus einem 40 nm dicken Aluminiumfilm herausgeätzt, der die Spitze einer AFM-Spitze aus Si_3N_4 bedeckte. Die Antenne besteht aus den metallischen Abdeckungen der beiden vorstehenden Spitzen (a; Aufsicht) und ist in Seitenansicht (b) kaum erkennbar.

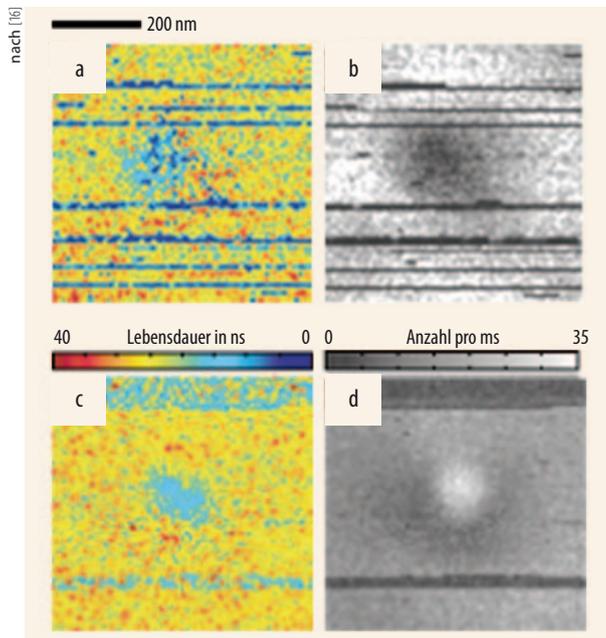


Abb. 6 Durch Abrastern mit einem AFM-ähnlichen Nahfeldmikroskop lässt sich die Lebensdauer von Exzitonen sowie die Photolumineszenz-Zählrate (PL) für einen Quantenpunkt bestimmen, der sich in der Mitte der Teilabbildungen befindet. Als Referenz wurde die Spitze einheitlich metallisiert (a, b); als Nahfeldmikroskop ist sie mit einer ebenfalls metallischen optischen Schmetterlingsantenne (c, d) ausgestattet. Da in beiden Anordnungen das Exziton stark an das Oberflächen-Plasmon im Metall koppelt, nimmt seine Lebensdauer ab, wenn sich die AFM-Spitze dem Quantenpunkt nähert (a, c). Im ausgedehnten Film klingen die Plasmonen strahlungslos ab, und die PL des Quantenpunkts wird schwächer (b); in der optischen Antenne jedoch nimmt die Lumineszenz zu, da die Plasmonen sich mit hoher Quanten-Ausbeute in Photonen umwandeln (d).

Antenne polarisiert und mit einem bestimmten Richtfaktor („directivity“) versehenes Licht aus. Ihre Schwingungen liegen jedoch in dem Frequenzbereich der elektronischen Übergänge (Fluoreszenz, Photolumineszenz, Raman-Effekte, ...). Zudem ist es der Frequenzbereich, in dem Plasmonen merkliche Effekte haben, da die Leitungselektronen den raschen Änderungen des elektrischen Feldes nicht mehr ganz folgen können. Das Zusammenspiel dieser Quanteneffekte mit den technischen Eigenschaften der Antenne [18] hat wissenschaftliches, aber auch technisches Potenzial. Aus der Entwicklung des „scanning nearfield optical microscope“ der 80er-Jahre ist so nach zwanzig Jahren ein aussichtsreiches neues Forschungsgebiet der Optik entstanden.

Insbesondere laden die Richtstrahlung und die hohe Energiedichte im Spalt zur Nutzung nichtlinearer Effekte ein, z. B. zur Erzeugung neuer Frequenzen. Beides ist für die optische Kommunikation besonders interessant. Die Beschränkung des Gebietes mit hoher optischer Energiedichte auf wenige Nanometer wiederum kann zu neuartigen optischen und photovoltaischen Effekten führen. Und die Größe der Antennen erlaubt ihre Integration auf einem Chip, wo ganze Netzwerke davon mit anderen mikro-optischen oder -elektronischen Elementen kombinierbar sind. Wenn das nicht Anwendungen gibt ...!

Danksagung

Die über zwanzigjährige Forschungsarbeit, die hier im Zeitrasterformat geschildert ist, erfolgte am IBM-Forschungslabor Zürich (Rüschlikon) und am Institut für Physik der Universität Basel, wobei der großzügigen Unterstützung durch Prof. Dr. H.-J. Güntherodt besonderer Dank gebührt. Ihr Erfolg war nur durch die Zusammenarbeit und Hilfe von Kollegen, Pre- und Post-Docs bei IBM und am IfP Basel möglich. Ich danke, etwa in zeitlicher Reihenfolge, W. Denk, U. Th. Dürig, U. Ch. Fischer, H. Heinzemann, B. Hecht, L. Novotny, H. Bielefeldt, Y. Inouye, O. J. F. Martin, A. Bouhelier, H.-J. Eisler, P. Mühlischlegel, J. F. Farahani. Die Antennen-Experimente waren eine Kollaboration mit B. Hecht und H.-J. Eisler, denen ich an dieser Stelle besonderen Dank aussprechen möchte. Die Arbeit wurde gefördert durch IBM Research, die U Basel, den Schweizerischen Nationalfonds und die deutsche Humboldt-Gesellschaft.

Literatur

- [1] E. H. Synge, *Phil. Mag.* **6**, 356 (1928)
- [2] E. A. Ash und G. Nicholls, *Nature* **237**, 510 (1972)
- [3] Patente: EP 82111974.0 (1982), US 4,604,520 (1983)
- [4] D. W. Pohl, W. Denk und M. Lanz, *Appl. Phys. Lett.* **44**, 651 (1984)
- [5] M. Born und E. Wolf, *Principles of Optics*, Cambridge University Press, Cambridge (1999), S. 87
- [6] U. Dürig, D. W. Pohl und F. Rohmer, *J. Appl. Phys.* **59**, 3316 (1986)
- [7] E. Betzig et al., *Biophys. J.* **49**, 269 (1986)
- [8] U. Ch. Fischer und H.P. Zingsheim, *Appl. Phys. Lett.* **40**, 195 (1981)
- [9] D. W. Pohl und D. Courjon (Hrsg.), *Near Field Optics: Proc. of the NATO Advanced Research Workshop, Arc-et-Senans, France, October 26-28, 1992*, Springer (1993)
- [10] Seit 1992 (Ref. 9) findet jedes zweite Jahr eine „NFO Conference“ statt, deren Proceedings einen guten Überblick über die Entwicklung der NFO geben. Einige davon sind in den *Journals of Ultra-microscopy*, *J. Microscopy* und *J. Korean Phys. Soc.* erschienen.
- [11] S. Kawata und V. Shalaev (Hrsg.), *Tip Enhancement*, Elsevier, Amsterdam (2006)
- [12] L. Novotny und B. Hecht, *Principles of Nano-Optics*, Cambridge University Press, Cambridge (2006); L. Novotny, *Progress in Optics* **50**, 137 (2007)
- [13] E. Rousseau et al., *Nature Photonics* **3**, 514 (2009)
- [14] A. Zayats und D. Richards, *Nano-Optics and Near-Field Optical Microscopy*, Artech House, Norwood (Mass.) (2009)
- [15] D. W. Pohl in: *Near-Field Optics: Principles and Applications – The Second Asia-Pacific Workshop on Near Field Optics*, Beijing, China, Oct. 20–23, 1999, World Scientific, Singapore (2000), S. 9
- [16] P. Mühlischlegel, H.-J. Eisler, O. J. F. Martin, B. Hecht und D. W. Pohl, *Science* **308**, 1607 (2005)
- [17] J. N. Farahani, D. W. Pohl, H.-J. Eisler und B. Hecht, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 017402 (2005)
- [18] M. Agio und A. Alù (Hrsg.), *Optical Antennas*, Cambridge University Press, Cambridge (2013)

DER AUTOR

Wolfgang Dieter Pohl (FV Mikrosonden) hat in Stuttgart Physik studiert und anschließend an der TU München promoviert. Den Großteil seiner wissenschaftlichen Karriere verbrachte er am IBM-Forschungslabor in Rüschlikon, wo es ihm 1982 erstmals gelang, die Auflösungsgrenze der klassischen Optik zu durchbrechen. Damit begründete er das Feld der Nanooptik, aus der sich später die Plasmonik entwickelte. 1998 wechselte er an die Uni Basel, wo er u. a. mit der „optischen Antenne“ einen wichtigen Beitrag auf diesem Gebiet leistete.

