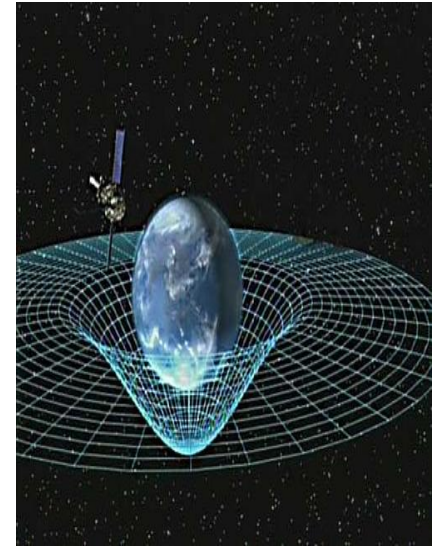
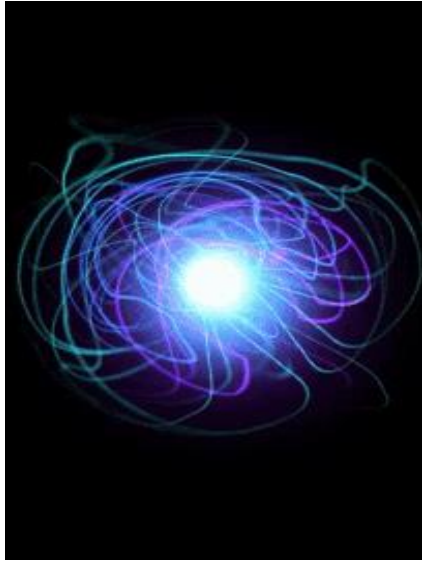


ALLES ÜBER METAMATERIAL UND MÖBIUS BÄNDER



Prof. Dr. Ing. habil Ulrich L. Rohde

Warum Metamaterial ?



“Häufig sagt man, dass sich jegliche fortgeschrittene Technologie nicht von Magie unterscheidet ”
Dirigieren von Stoffen und Energie: Herausforderungen für Wissenschaft und Vorstellung!!!

Metamaterialien:

Ein **Metamaterial** ist eine künstlich hergestellte **Struktur**, deren Durchlässigkeit für [elektrische](#) und [magnetische Felder](#) ([Permittivität](#) und [Permeabilität](#)) von der in der Natur üblichen abweicht. Das wird erreicht durch speziell angefertigte, meist periodische, mikroskopisch feine Strukturen (*Zellen, Einzelemente*) aus elektrischen oder magnetisch wirksamen Materialien in ihrem Inneren.

Potenzielle Anwendungen:

Imaging, Unsichtbarkeits-Tarnkappe, Sensoren, Photonen-Management, Nichtlineare Optik, Antennen, Wellen-Absorber...

Was sind Metamaterialien (MM)?

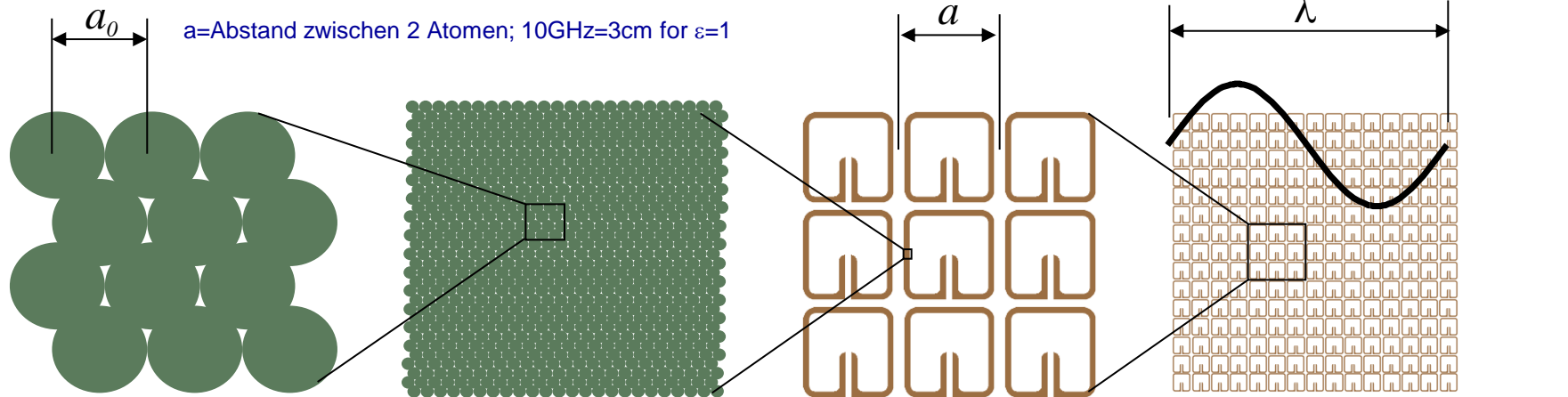
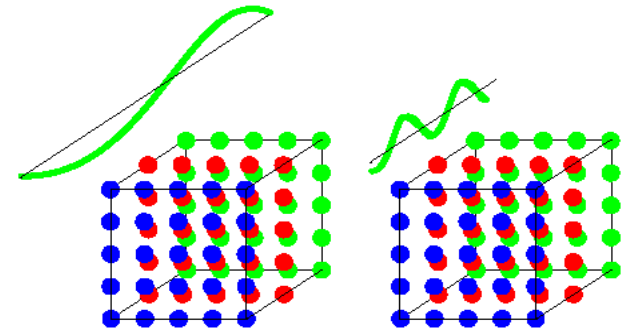
MM: Technisch veränderte Materialien mit Eigenschaften, die in der Natur nicht auftreten

Die Materialeigenschaften werden durch die Eigenschaften von deren Untereinheiten und deren räumlicher Verteilung bestimmt

Für $a \ll \lambda \rightarrow$ effektive Medien-Theorie

Für $a \sim \lambda \rightarrow$ photonische Effekte

$a_0 \ll a \ll \lambda$ (Größenordnung des Materialmaßstabs bestimmt die Eigenschaften, Ausbreitung)



Atomarer Maßstab

Atomare Homogenisierung

Metaatomarer Maßstab

Effektives Medium (zweite Homogenisierung)

Materialklassifizierung

$$\begin{cases} \mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E} \\ \mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H} \end{cases}$$

D= Dielektrische Verschiebung

B= Magnetische Flussdichte

$$\begin{cases} \varepsilon > 0 \\ \mu > 0 \end{cases}$$

Doppelpositives Substrat

Ausbreitung

$$\begin{cases} \varepsilon < 0 \\ \mu > 0 \end{cases}$$

ENG

Einfachnegatives Substrat

$$\begin{cases} \varepsilon > 0 \\ \mu < 0 \end{cases}$$

MNG

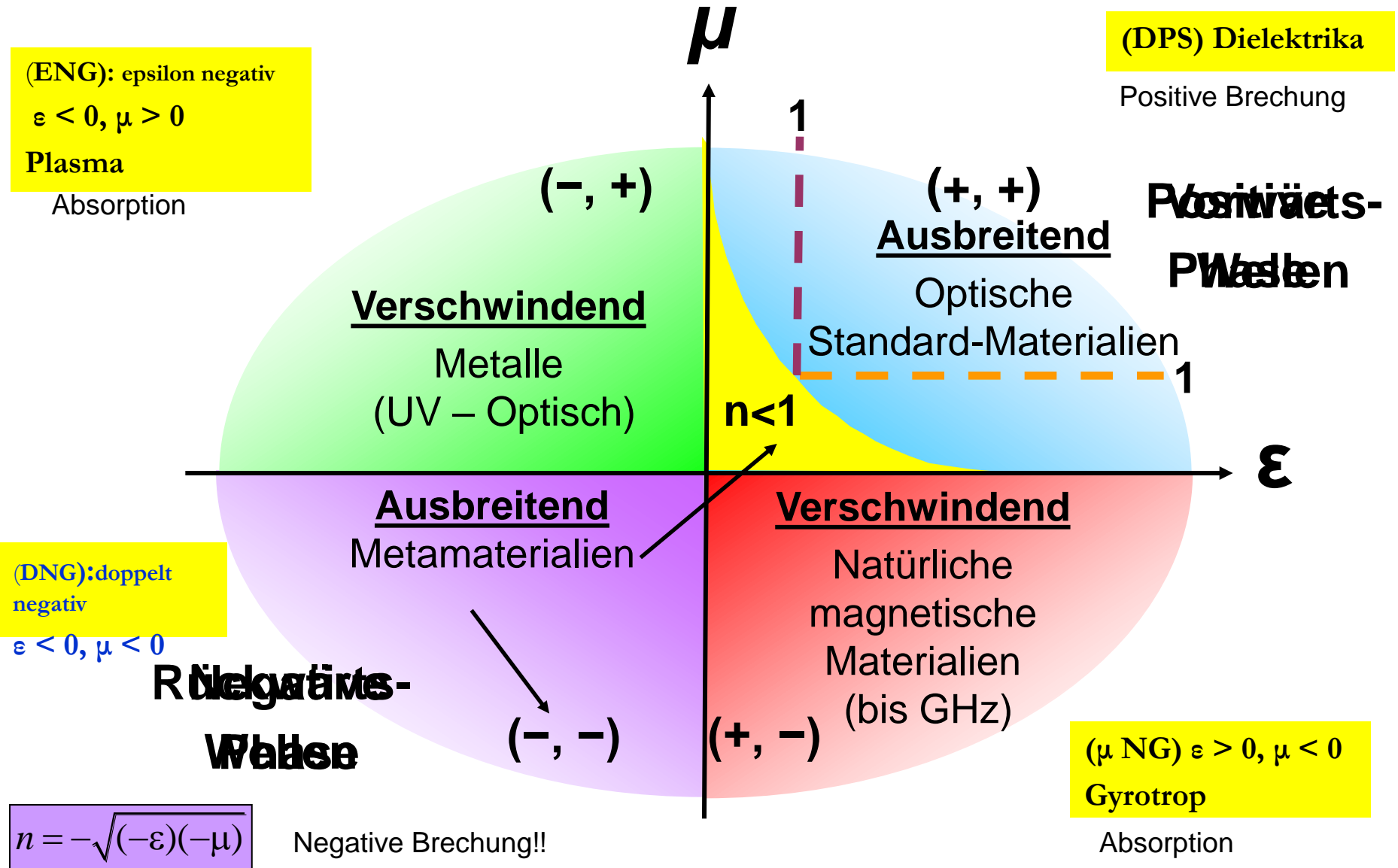
Doppelnegatives Substrat

Ausbreitung

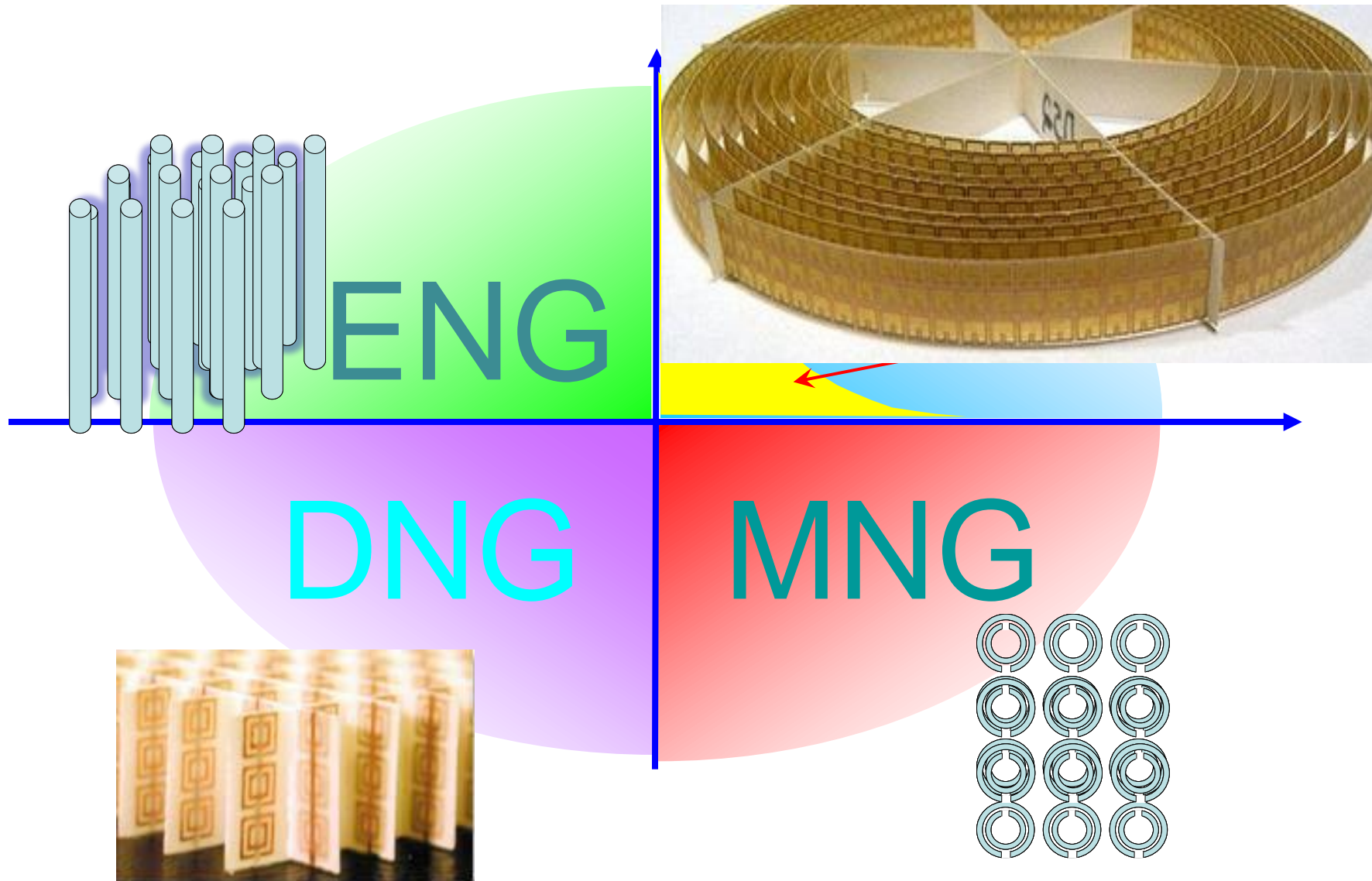
$$\begin{cases} \varepsilon < 0 \\ \mu < 0 \end{cases}$$

Evanescence
Siehe die letzten Seiten

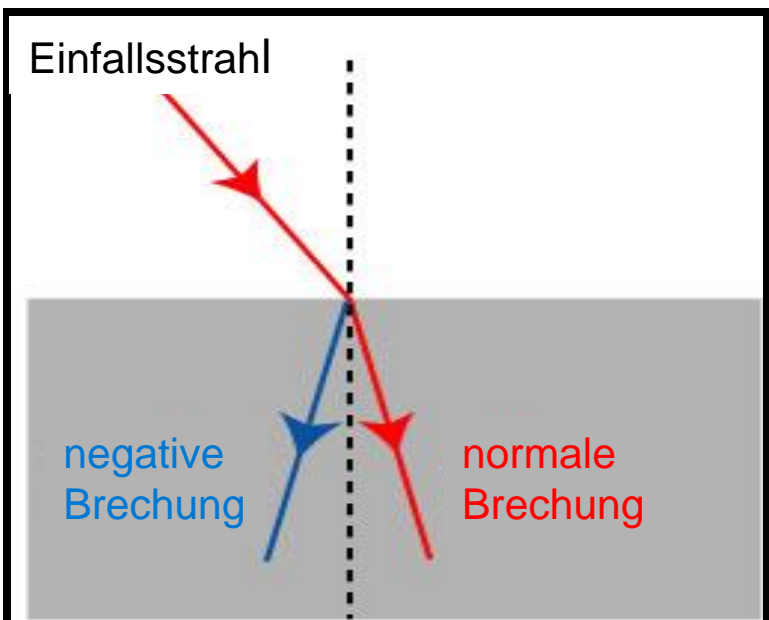
Standard-Klassifizierung der Materialien



Realisierung von Metamaterialien

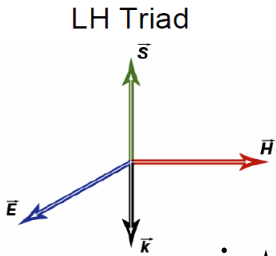
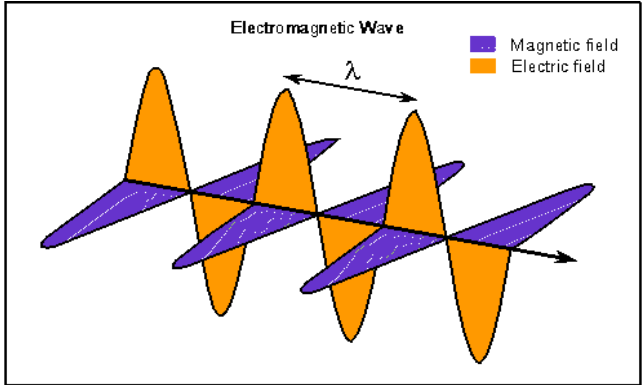
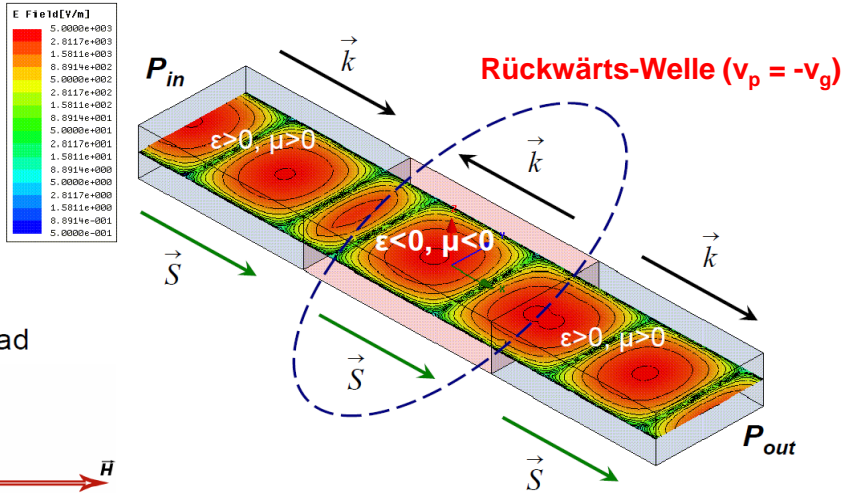


Metamaterial-Physikalischer Effekt (Einbildung?)

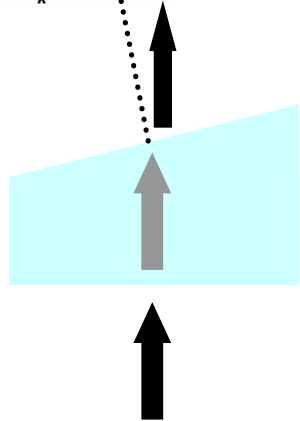


Metamaterial-Charakteristiken

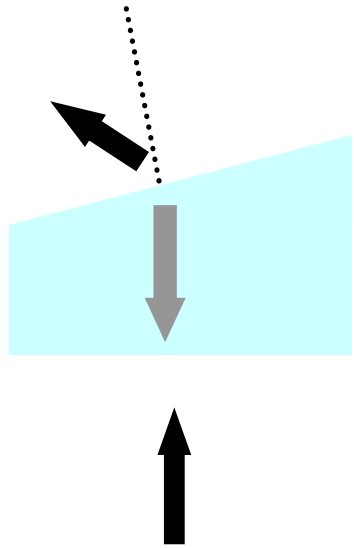
Negativindex-Material (Metamaterial) : **Löst Rückwärts-Welle aus**



Metamaterial löst Rückwärts-Welle aus



Positiver Brechungsindex

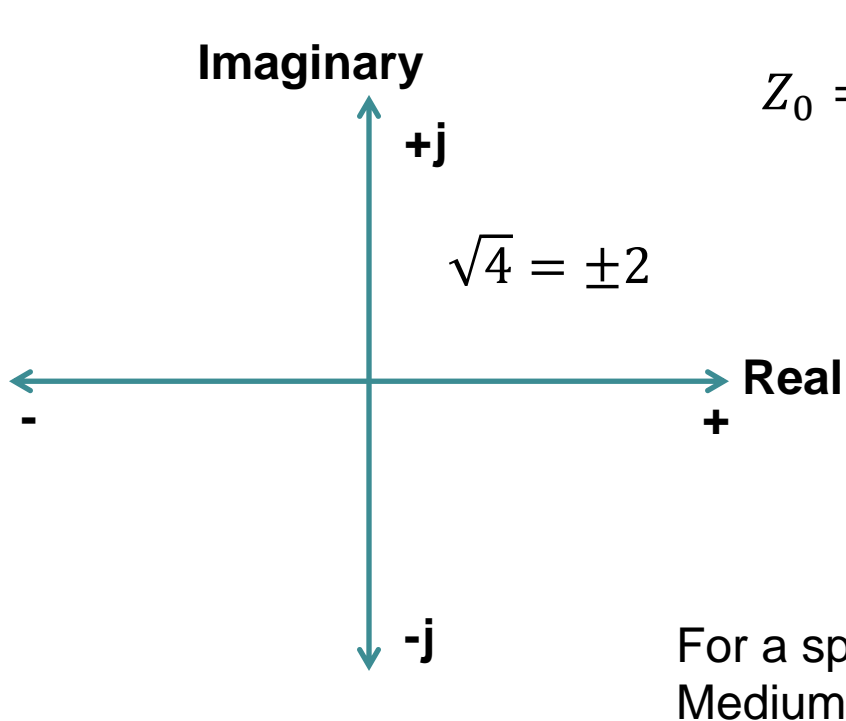


Negativer Brechungsindex

Metamaterial-Charakteristiken

Remember: Real and Imaginary Axes

Positive and Negative Numbers



$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 377\Omega$$

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\mu_r \epsilon_r}$$
$$c = \sqrt{\frac{1}{\mu_0 \epsilon_0}} \sim 3 \times 10^8$$

n=index of refraction, c is the speed of light in vacuum, and v is the phase velocity of light in the medium

Permeability of free space
 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} H/m$

Permittivity of free space
 $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} F/m$

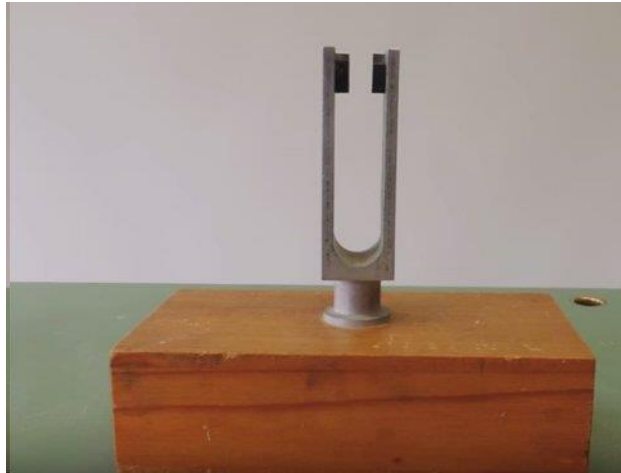
$$\mu = a + jb$$

$$\epsilon = c + jd$$

Resonator

Schallerzeugung

Physikalisch gesehen ist die Stimmgabel ein [Biegeschwinger](#). Die Zinken schwingen beim Anschlagen gegensinnig. Sobald sich die Zinken nach außen bewegen, wird die Luft vor ihnen verdichtet, während sie zwischen ihnen verdünnt wird. Beim Zurückschwingen kehrt sich die Dichteverteilung um. Die sich wellenförmig ausbreitenden Druckunterschiede nehmen wir als [Schall](#) wahr.



Resonanz (von [lateinisch resonare](#) „widerhallen“) ist in [Physik](#) und [Technik](#) das verstärkte Mitschwingen eines [schwingfähigen Systems](#), wenn es einer zeitlich veränderlichen Einwirkung unterliegt

Beispiele für ungedämpfte Systeme:

Resonanzfrequenzen treten in Systemen mit mindestens zwei verschiedenartigen Energiespeichern auf. Bei einfachen (theoretischen) Systemen ohne Dämpfung ist die Resonanzfrequenz gleich der ungedämpften Eigenfrequenz (Kennfrequenz). Bei gedämpften Systemen ist die Frequenz bei der die maximale Amplitude auftritt stets kleiner als die ungedämpfte Eigenfrequenz.

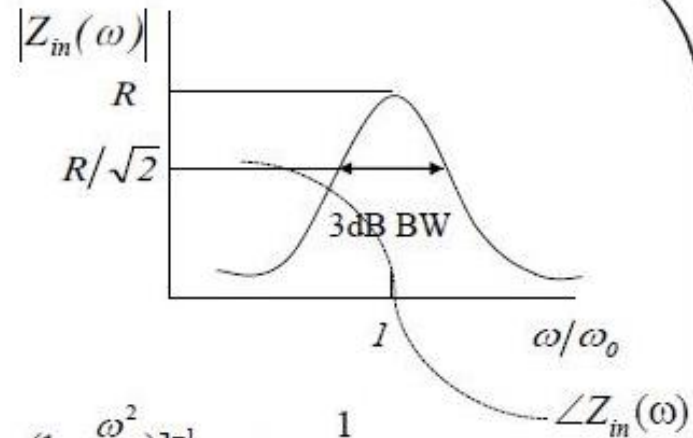
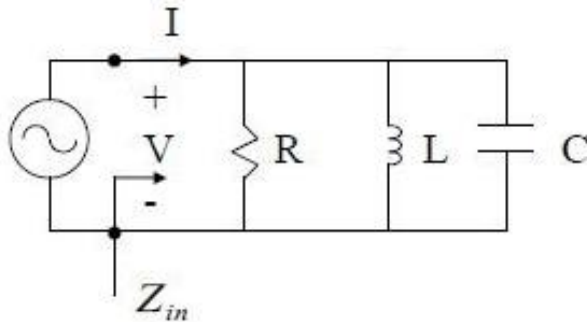
In einem LC-[Schwingkreis](#) gilt die [thomsonsche Schwingungsgleichung](#)

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

wobei L für die [Induktivität](#) der [Spule](#) und C für die [Kapazität](#) des Kondensators stehen. Dabei wandelt sich die Feldenergie des Kondensators periodisch in die magnetische Energie der Spule um.

Parallel Tuned Resonator

- parallel RLC resonator

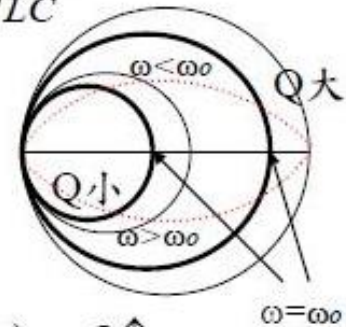


$$Z_{in}(\omega) = \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{j\omega L} + j\omega C \right)^{-1} = \left[\frac{1}{R} + \frac{1}{j\omega L} \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right) \right]^{-1}, \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

$$\equiv \frac{2P_{in}}{|I|^2} = \frac{P_{loss} + 2j\omega(W_m - W_e)}{|I|^2/2}$$

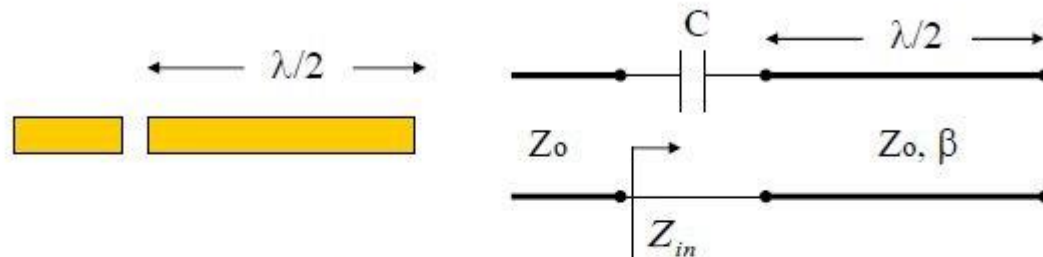
$$P_{loss} = \frac{1}{2} \frac{|V|^2}{R}, W_m = \frac{1}{4} |I_L|^2 L = \frac{1}{4} |V|^2 \frac{1}{\omega^2 L}, W_e = \frac{1}{4} C |V|^2$$

$$Q(\omega_0) = \omega_0 \frac{2W_e}{P_{loss}} = \omega_0 \frac{2C|V|^2/4}{|V|^2/2R} = \omega_0 RC = \frac{R}{\omega_0 L}, R \uparrow (\text{loss} \downarrow) \Rightarrow Q \uparrow$$



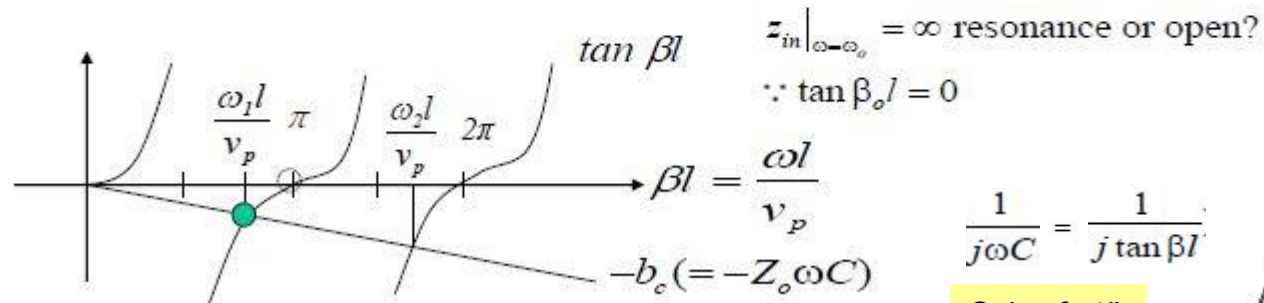
High Q Resonator

- Gap-coupled $\lambda/2$ open-circuited microstrip resonator



$$z_{in}|_{\omega=\omega_1} = \frac{Z_{in}}{Z_o} \Big|_{\omega=\omega_1} = \frac{1}{Z_o} \left(\frac{1}{j\omega C} + \frac{Z_o}{j \tan \beta l} \right) \Big|_{\omega=\omega_1} = -j \frac{\tan \beta l + b_c}{b_c \tan \beta l} \Big|_{\omega=\omega_1} = 0, \quad b_c = Z_o \omega C$$

\Rightarrow solve the resonant frequency ω_1



$z_{in}|_{\omega=\omega_0} = \infty$ resonance or open?

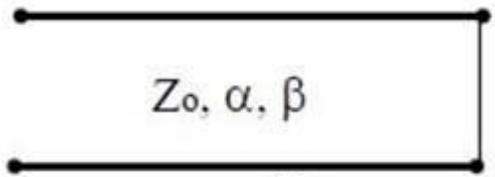
$\therefore \tan \beta_o l = 0$

$$\frac{1}{j\omega C} = \frac{1}{j \tan \beta l}$$

Solve for 'l'

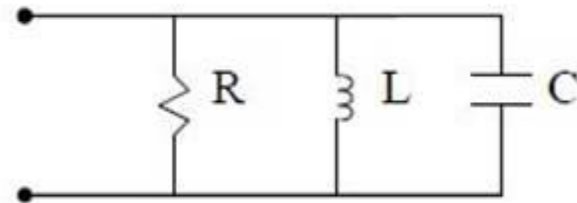
- Short-circuited $\lambda/4$ line

← $(2n+1)\lambda/4$ →



$$Z_{in} \approx \frac{Z_0}{\alpha l + j \frac{\pi \Delta \omega}{2 \omega_0}}$$

≡



$$Z_{in} = \frac{R}{1 + 2j\Delta\omega RC}$$

$$R = \frac{Z_0}{\alpha l}, C = \frac{\pi}{4\omega_0 Z_0}, L = \frac{1}{\omega_0^2 C}$$

(derivation)

$$Z_{in} = Z_0 \frac{Z_L + Z_0 \tanh \gamma l}{Z_0 + Z_L \tanh \gamma l} \Big|_{Z_L=0} = Z_0 \tanh(\alpha + j\beta)l = Z_0 \frac{\tanh \alpha l + j \tan \beta l}{1 + j \tan \beta l \tanh \alpha l} \times \frac{-j \cot \beta l}{-j \cot \beta l} = Z_0 \frac{-j \cot \beta l \tanh \alpha l + 1}{-j \cot \beta l + \tanh \alpha l}$$

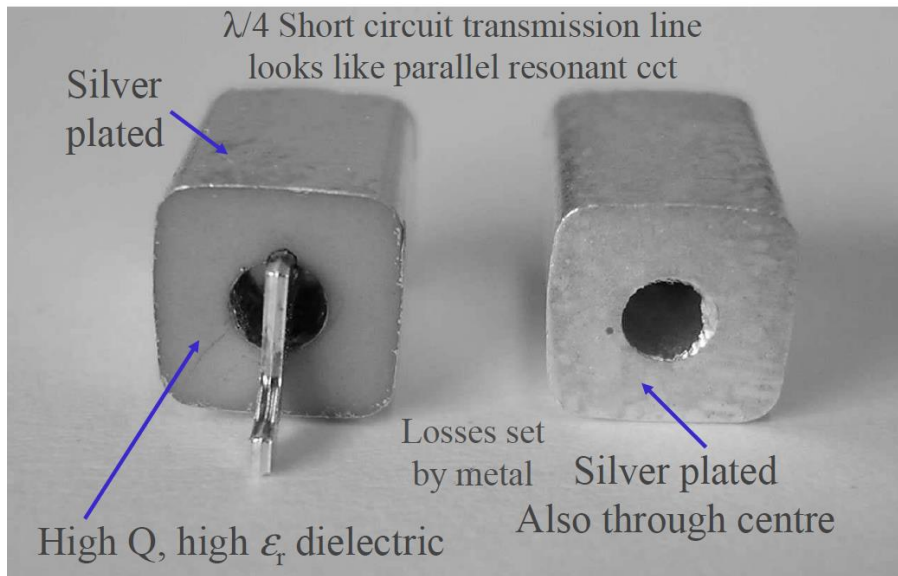
$$\because \beta l = \frac{\omega}{v_p} \frac{\lambda_0}{4} = \frac{\omega_0 + \Delta\omega}{v_p} \frac{v_p}{4f_0} = \frac{\omega_0 + \Delta\omega}{4\omega_0 / 2\pi} = \frac{\pi}{2} + \frac{\pi \Delta\omega}{2\omega_0}, \cot \beta l = -\tan\left(\frac{\pi \Delta\omega}{2\omega_0}\right) \approx -\frac{\pi \Delta\omega}{2\omega_0}$$

$$Z_{in} \approx Z_0 \frac{j \frac{\pi \Delta\omega}{2\omega_0} \alpha l + 1}{j \frac{\pi \Delta\omega}{2\omega_0} + \alpha l} \approx \frac{Z_0}{\alpha l + j \frac{\pi \Delta\omega}{2\omega_0}} = \frac{R}{1 + j2\Delta\omega RC}, Q_U(\omega_0) = \omega_0 RC = \omega_0 \frac{Z_0}{\alpha l} \frac{\pi}{4\omega_0 Z_0} = \frac{\pi}{4\alpha l} = \frac{\beta_0}{2\alpha}$$

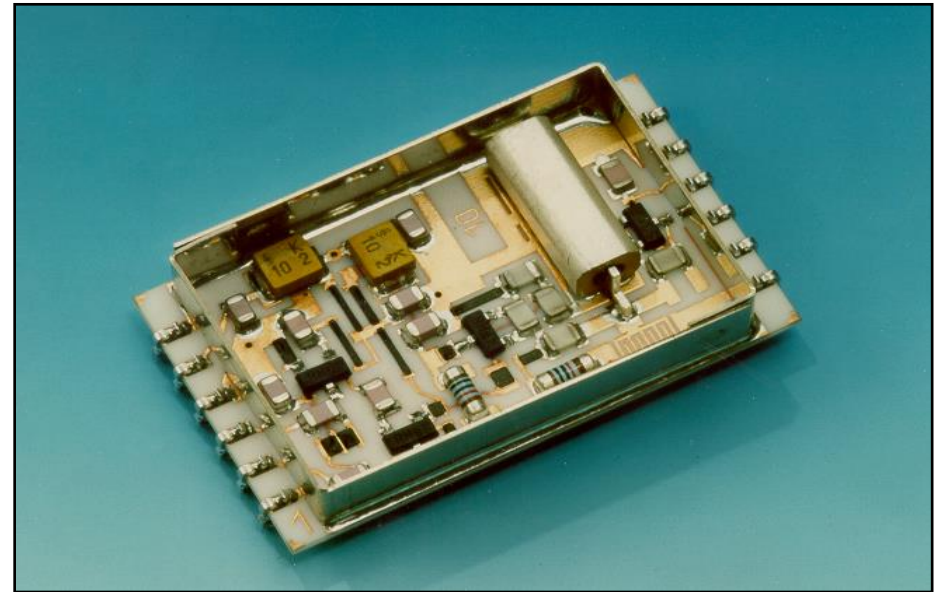
Not quite valid due to the definition of Q. No 3dB point

Ceramic Resonators

Ceramic Coaxial Resonator - 6mm



1.6 GHz CRO



Ceramic resonator

- Shows reasonably good Q at high frequencies (> 1 GHz) but
- Sensitive to thermal drift, mode-jumping and phase hits
- Not an Integrable solutions

Dielectric Resonator (DR)

Dielectric Resonators

For Base Transfer Station



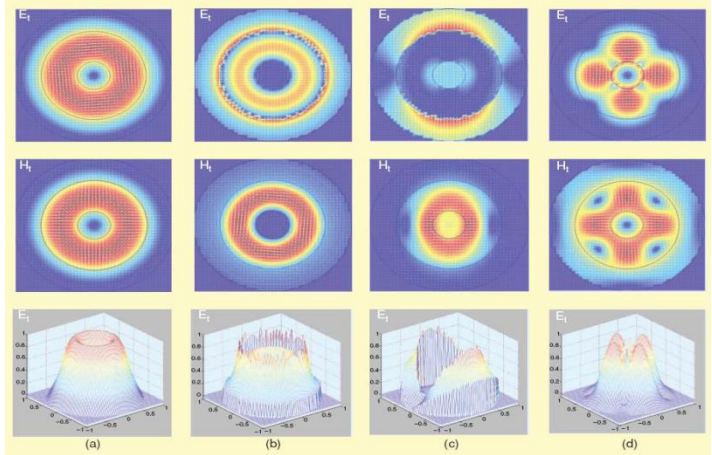
For Satellite Broadcasting



For Car Navigation GPS

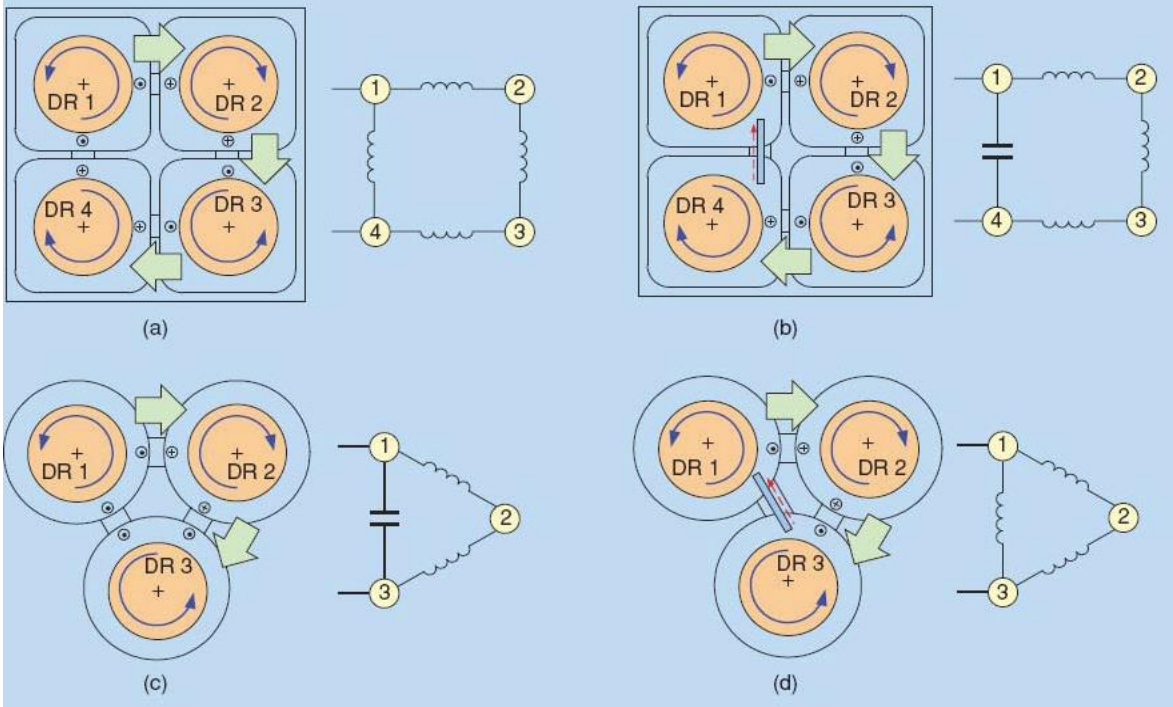


3-D Field Distribution of DRs

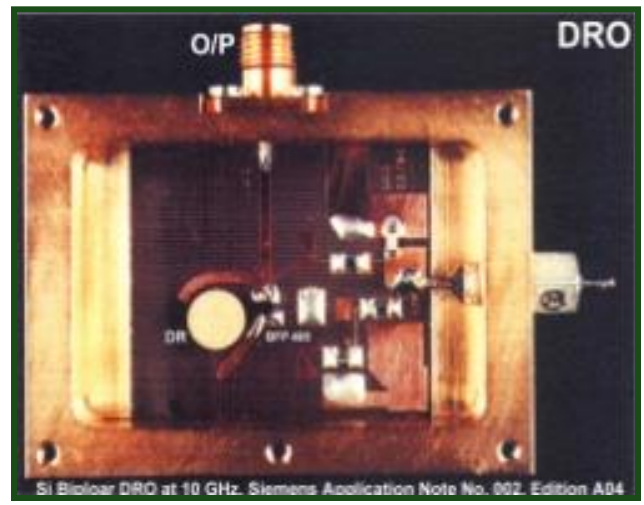


(a) TE_{01} , (b) TM_{01} , (c) HE_{11} , and (d) HE_{21} modes.

Tunable High Q Resonator: Coupled DRs



10 GHz DRO



Si Bipolar DRO at 10 GHz. Siemens Application Note No. 902. Edition A84

Dielectric Resonators

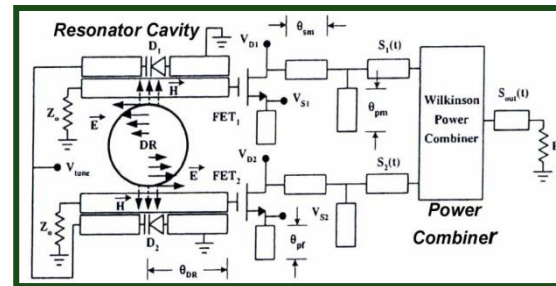
Dielectric Resonators



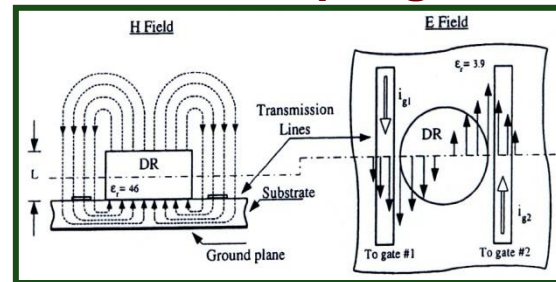
High ϵ_r
typically
 $\epsilon_r \sim 30$

Place in metal box to reduce radiation loss
but keep away from metal to reduce losses

12 GHz DRO circuit



EM field coupling

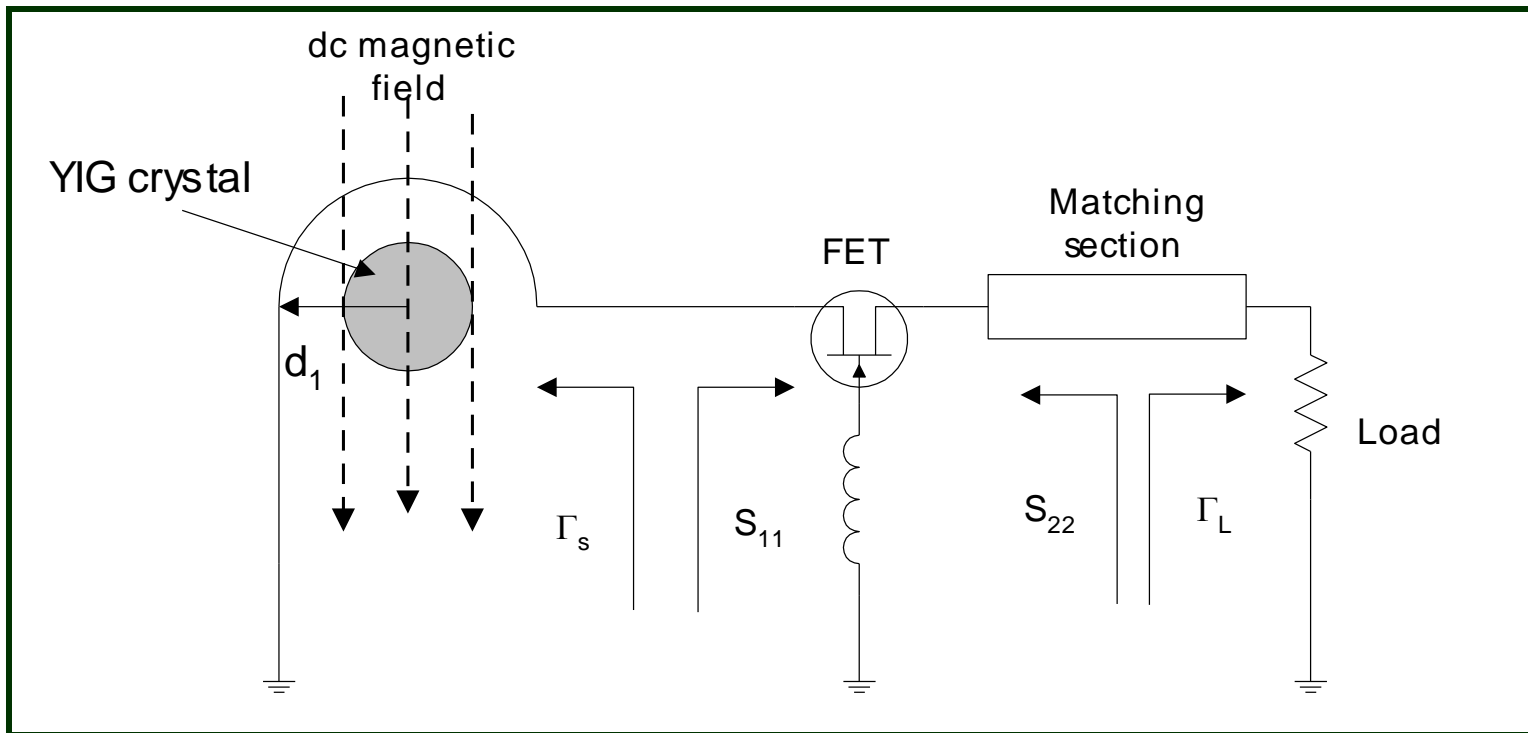


Disadvantages:

- Sensitive to Vibration
- Power-Hungry
- Not Integrable
- Not Concurrent

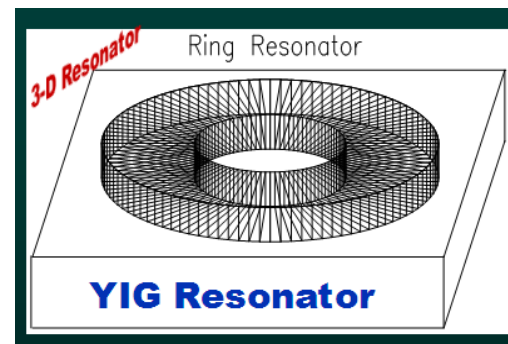
Although DR has been widely used as high performance signal sources, design communities have recently endeavored to replace DR with a state-of-the-art active printed coupled resonator for low phase noise applications in MMIC process !!!

YIG Resonators



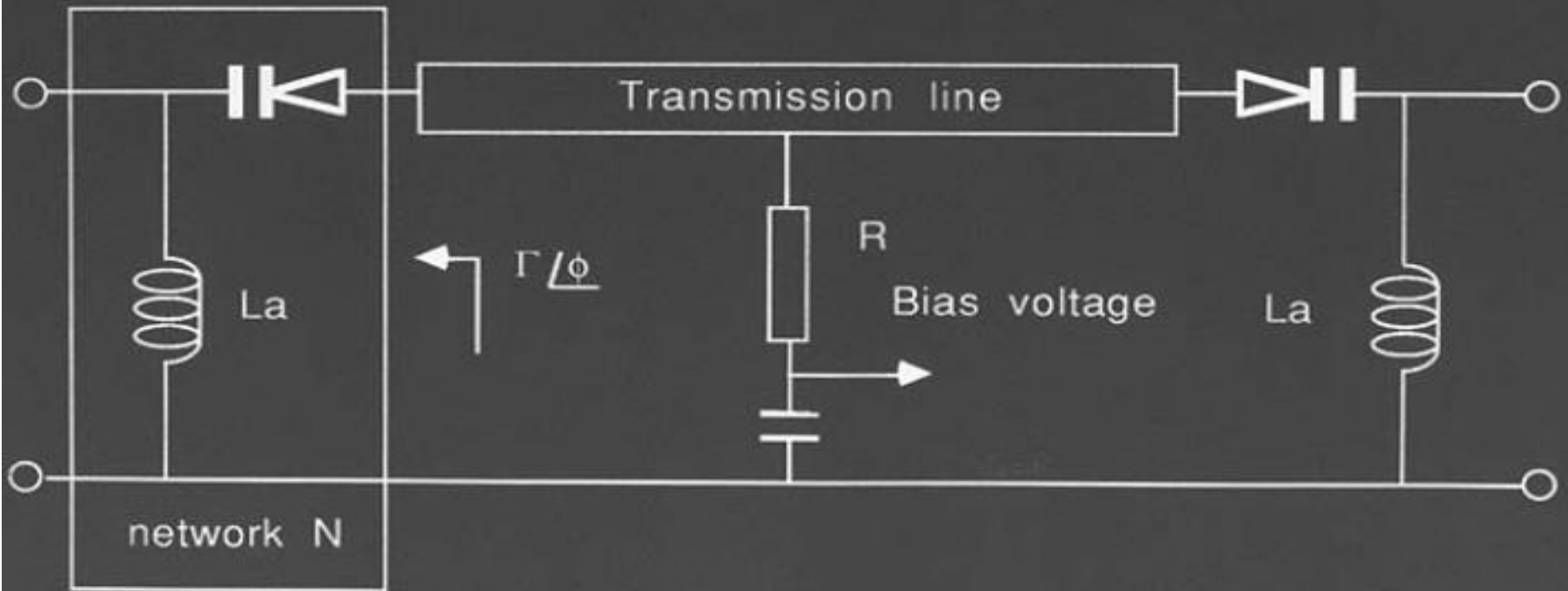
■ YIG Resonator

- Low phase noise
- Multi-Octave Band Tunability
- Sensitive to microphonics
- Power hungry, not integrable



Transmission Line Resonators

TUNABLE TRANSMISSION LINE RESONATOR



Advantages (TLR):

- Integrable, Low Cost

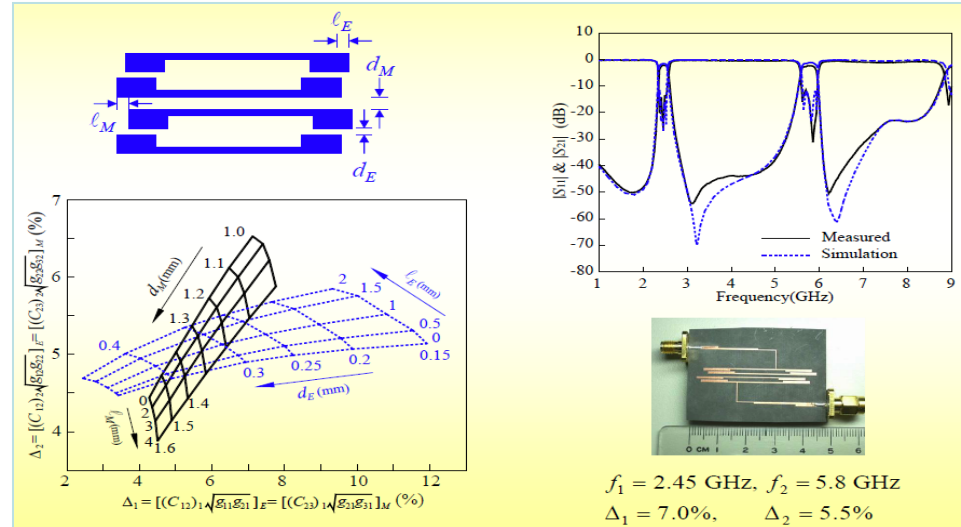
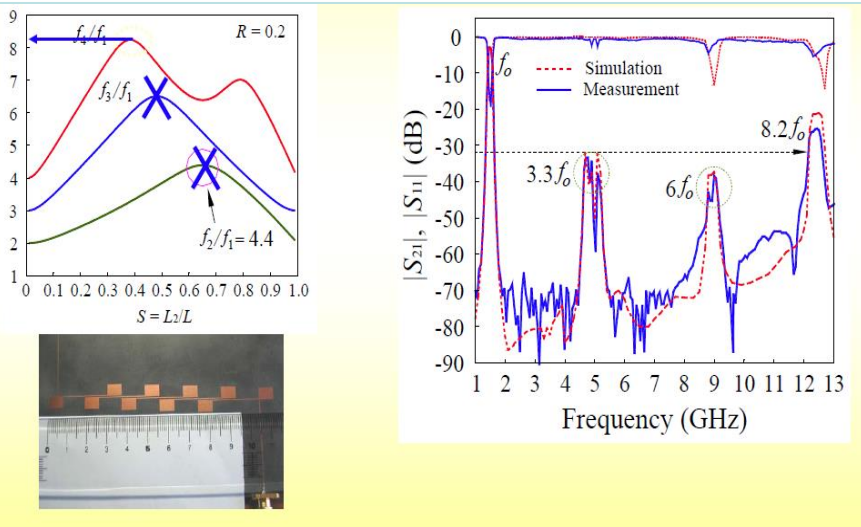
Drawbacks (TLR):

- Low Q-factor, Large Area, Lower SRF

Timing Device: Planar Resonators

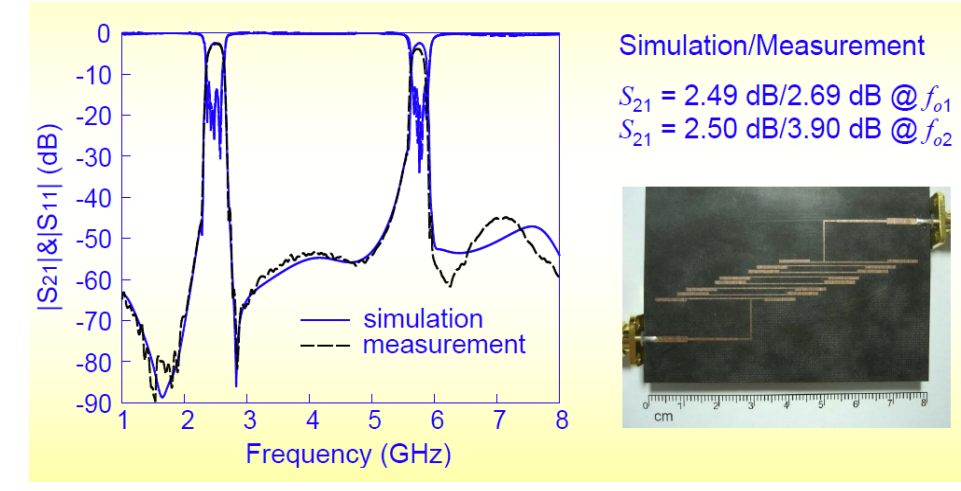
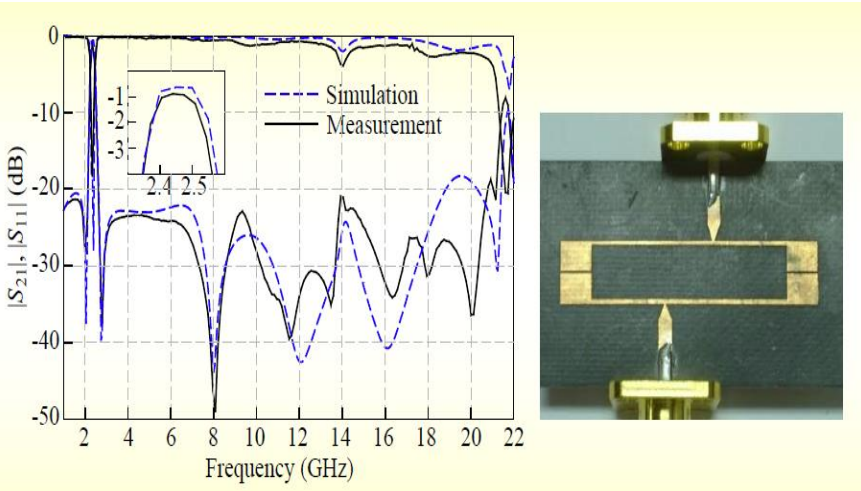
Stepped-Impedance Resonator (SIR)

Parallel-Coupled SIRs



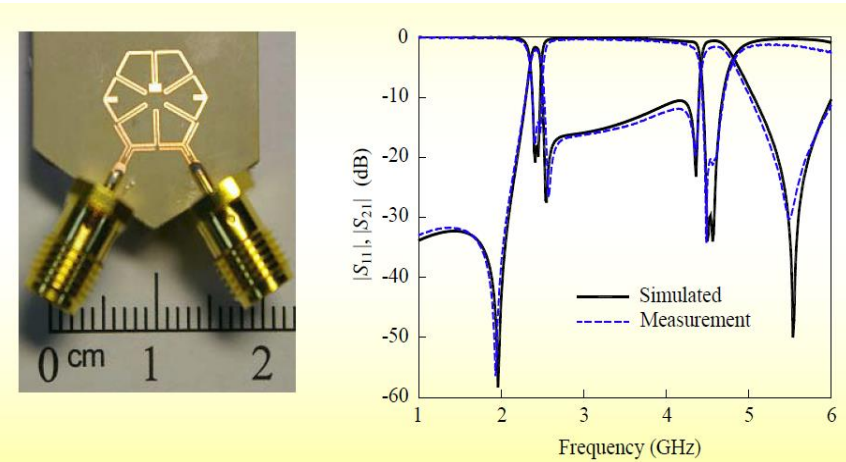
Stepped-Impedance Resonator (SIR)

Parallel-Coupled SIRs

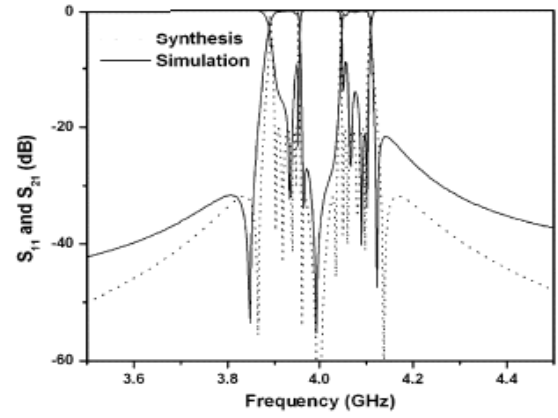
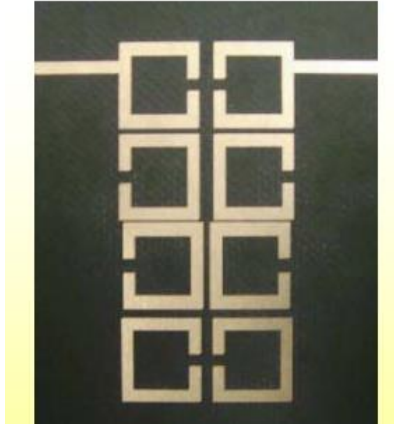


Multi-Mode Planar Resonators

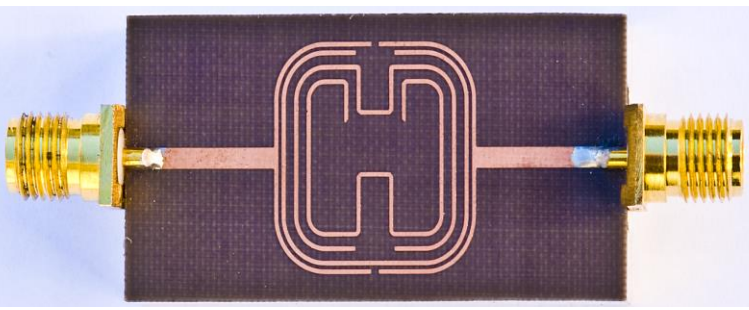
Dual-Mode Ring Resonator



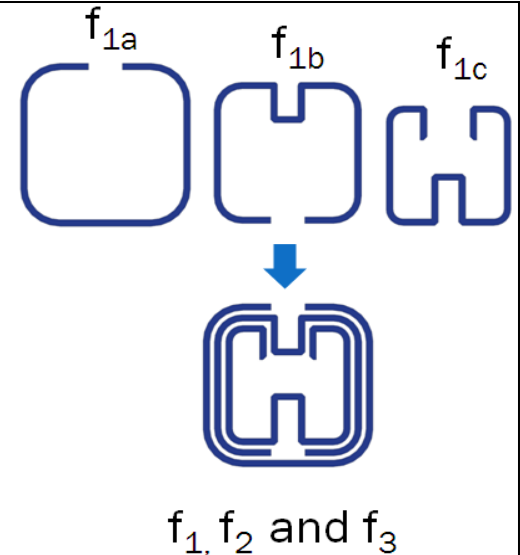
Dual-Mode Resonators



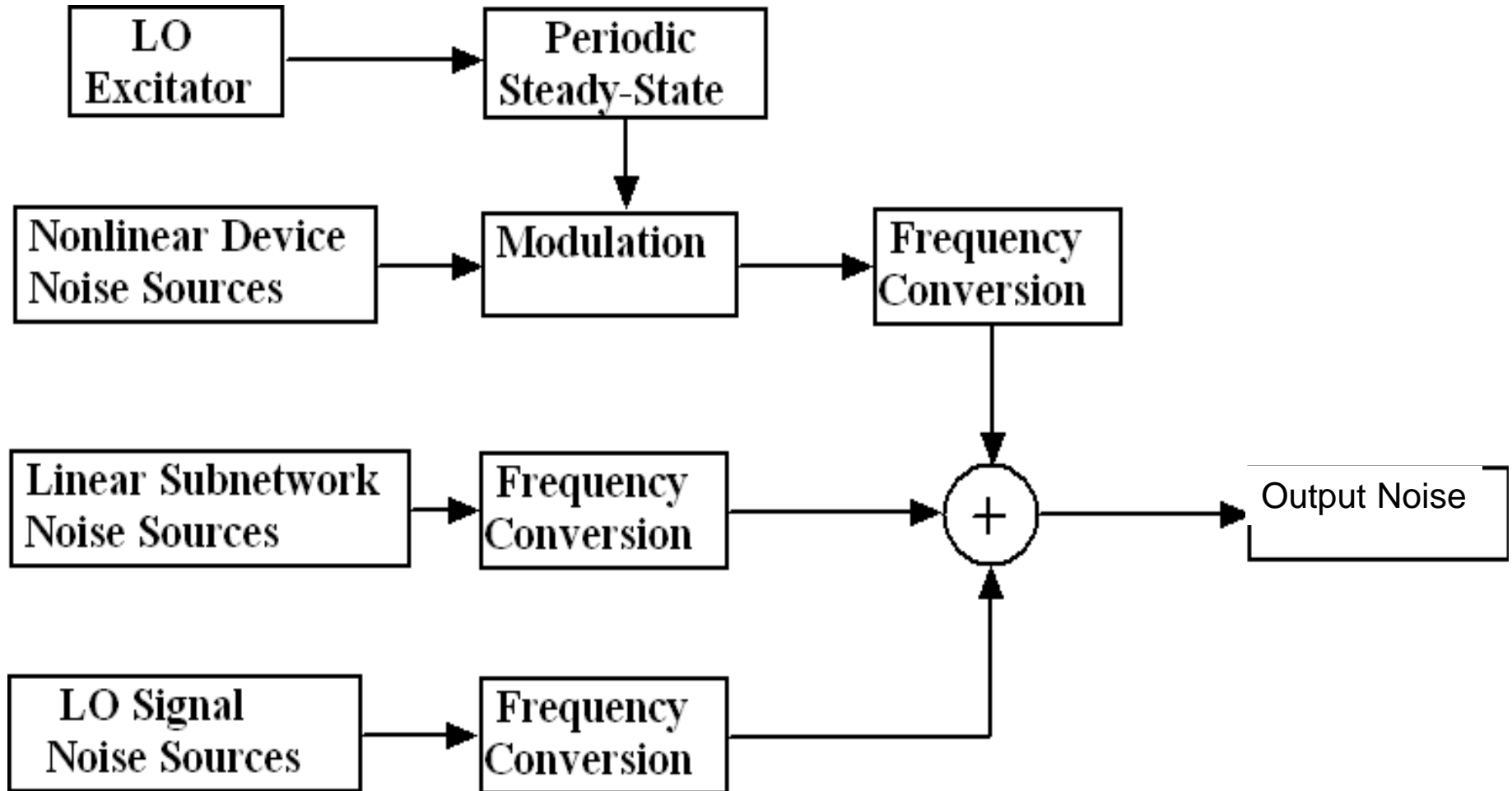
Multi-Mode Resonators



- First consider case of desired equal spacing of resonances
- Three synchronously tuned resonators in a split-ring resonator configuration
- Coupling between resonators produces three fundamental resonances: evenly spaced
- Close coupling shifts resonances further apart



Noise Sources in Oscillators



Oscillator Phase Noise Model

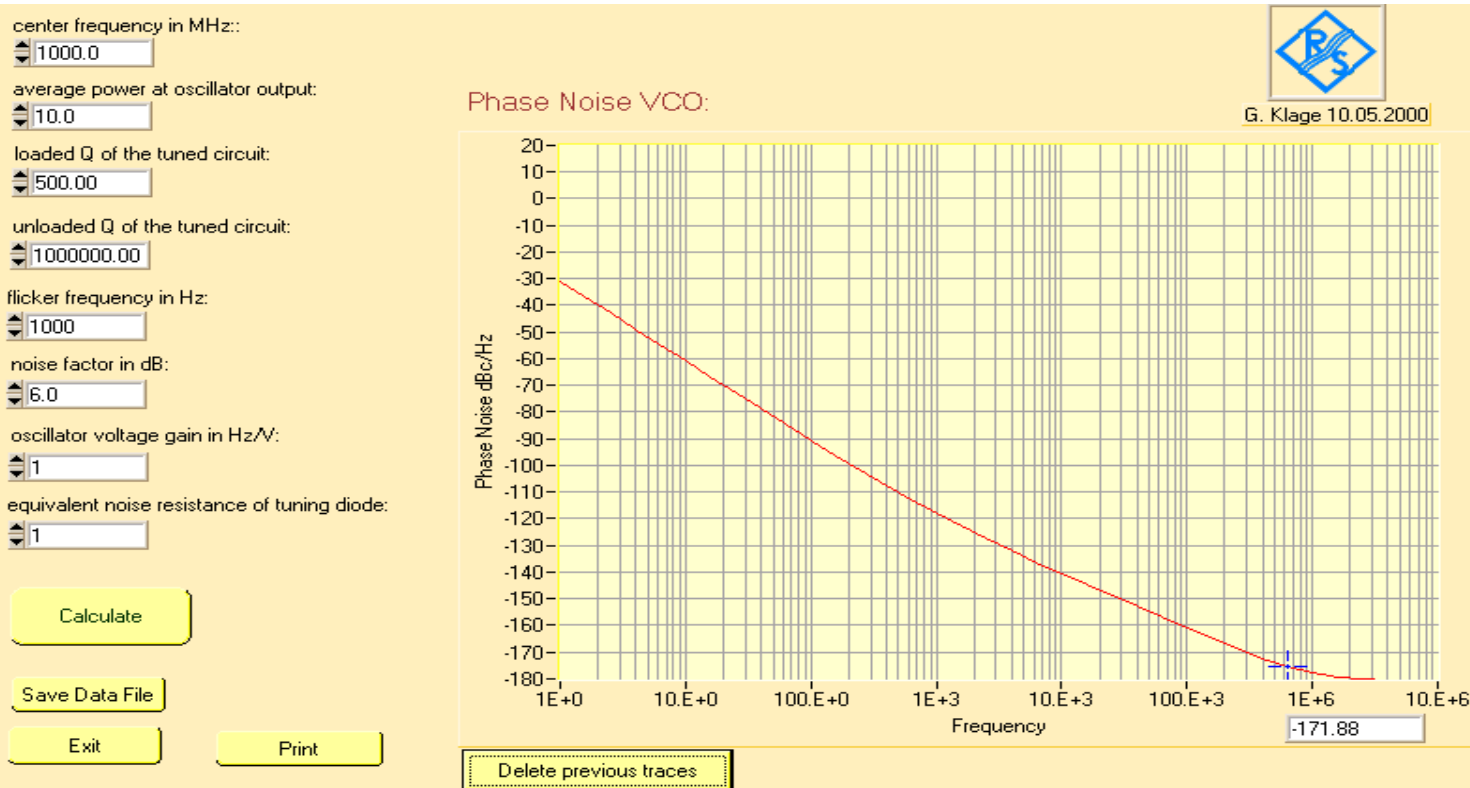
- **Leeson: First general attempt to calculate the phase noise in oscillators. Modified by Rohde with VCO term.**

$$\mathcal{L}(f_m) = 10 \log \left\{ \left[1 + \frac{f_0^2}{(2f_m q_{load})^2} \right] \left(1 + \frac{f_c}{f_m} \right) \frac{FkT}{2P_{sav}} + \frac{2kTRK_0^2}{f_m^2} \right\}$$


VCO term

- **Advantages:** - Easy to understand, Good approximation
- **Disadvantages:** - F , f_c , P_{sav} , and q_{load} are rarely known
- Accuracy depends on good assumptions
- **Kurokawa :** Simplified time domain analysis of noisy R_n .
- **Rizzoli:** Solved the general noise analysis in Harmonic Balance simulation. Not suited for synthesis. Very accurate for optimization.
- **Lee and Hajimiri:** Noise analysis based on narrow conducting angle of the oscillator collector current and exact timing of pulses to sustain oscillation and low noise operation. Not suited for synthesis or general noise analysis/optimization.

Oscillator Phase Noise Plot



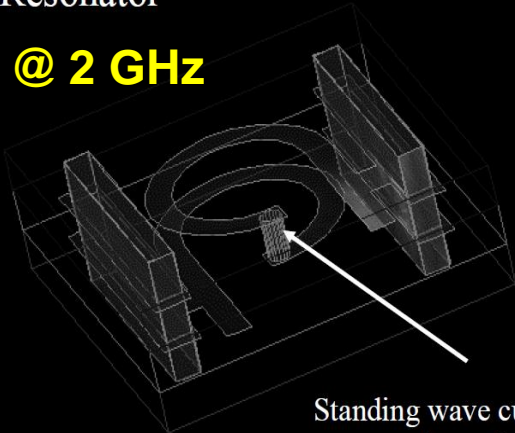
A typical phase noise plot for an ideal 1 GHz oscillator phase noise of about – 140 dBc/Hz at offset of 10 kHz offset, assuming unloaded Q of 1 million loaded Q of 500, noise factor 6 dB, flicker frequency 1kHz, oscillator voltage gain 1Hz/V, equivalent noise resistance of tuning diode 10ohm and average power at oscillator output 10 dBm. (No diode contribution)

Printed Helical Resonator

Printed
Helical Resonator

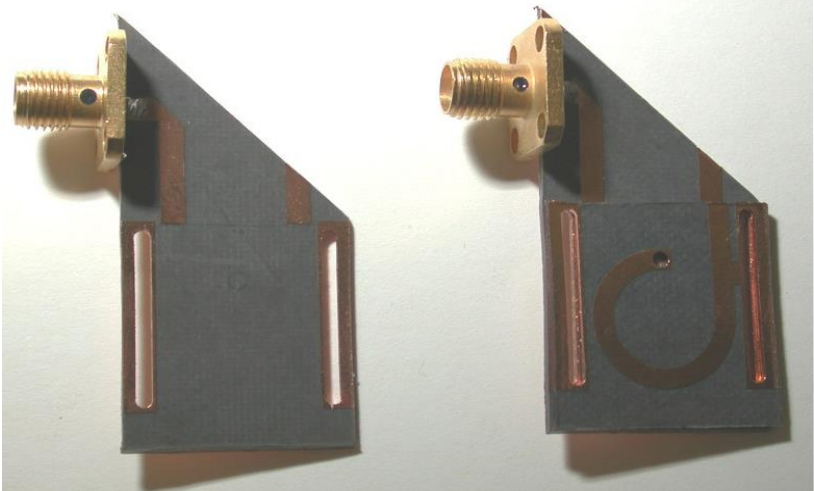
spiralresonator33b
Tue Nov 07 10:20:08 2000

Q-200 @ 2 GHz



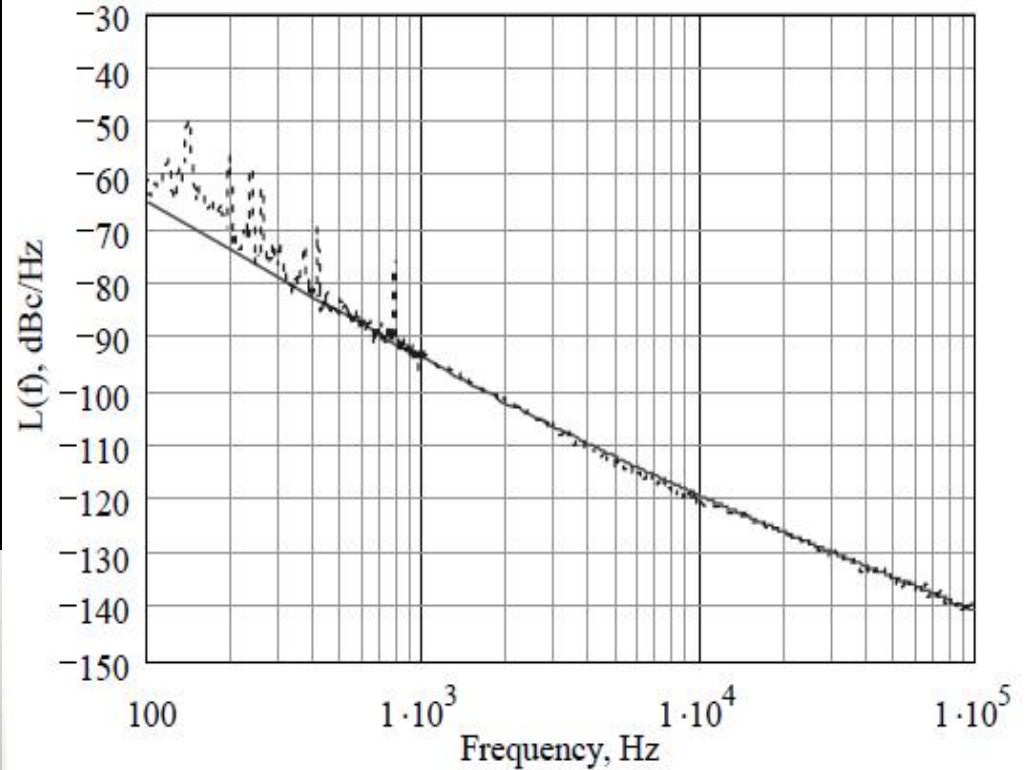
Standing wave current is near
zero through via hole.
Can use resistor to
suppress harmonics

Everard, Broomfield IEEE FCS 2003
IEEE UFFC Trans. 07



1.9GHz resonator PCB $\epsilon_r = 2.2$

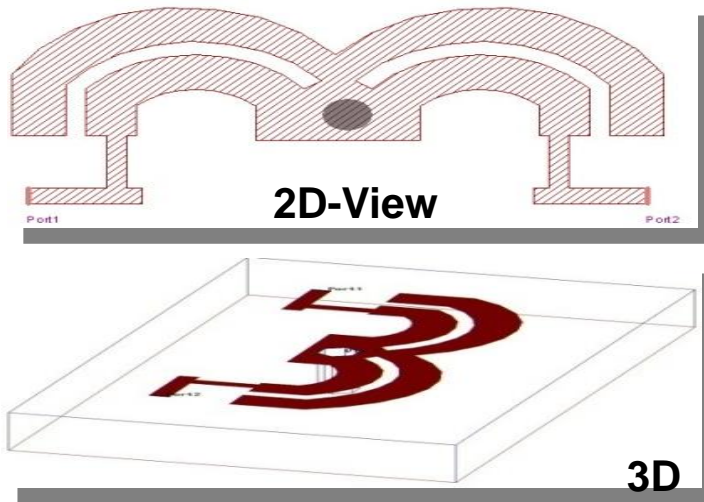
Phase Noise Plot



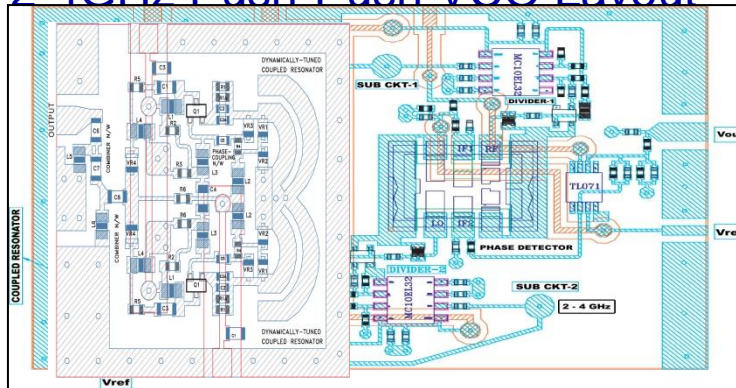
Everard/Broomfield, IEEE FCS 2003,
IEEE UFFC Trans Sept 07

Broadband Planar Resonator

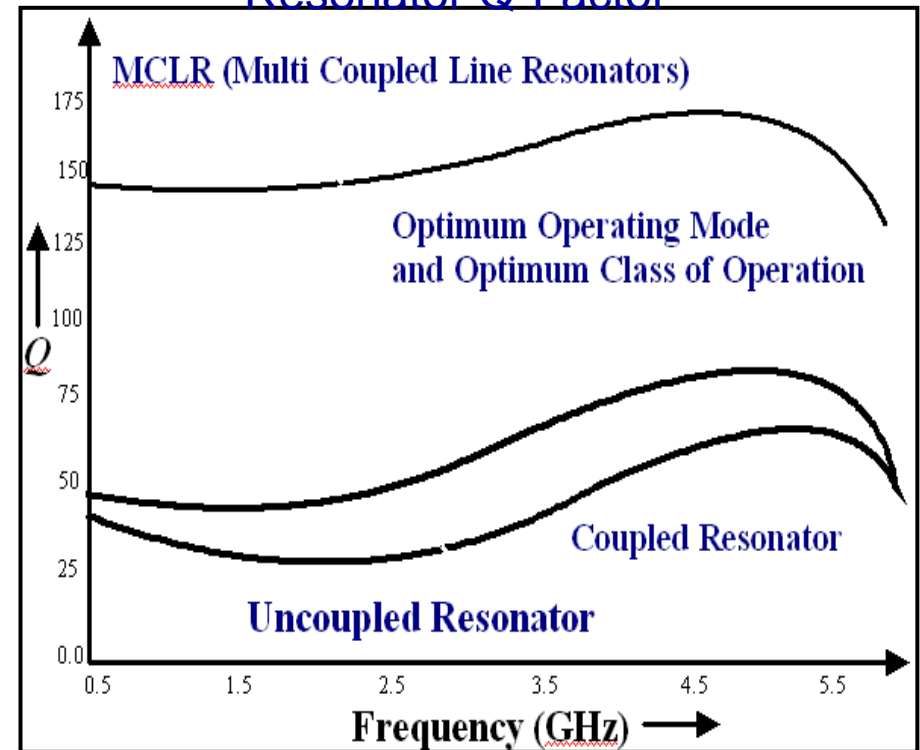
Coupled Planar Resonator



2-4GHz Push-Push VCO Layout



Resonator Q-Factor



Advantages:

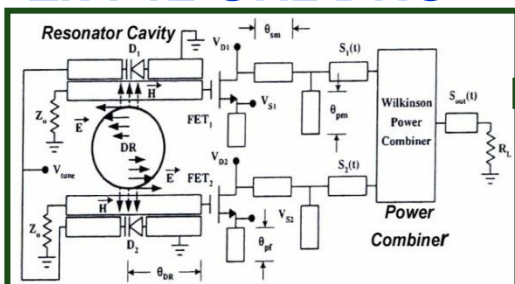
- Reconfigurable Resonator
- Uniform Q Over The Band

Drawbacks:

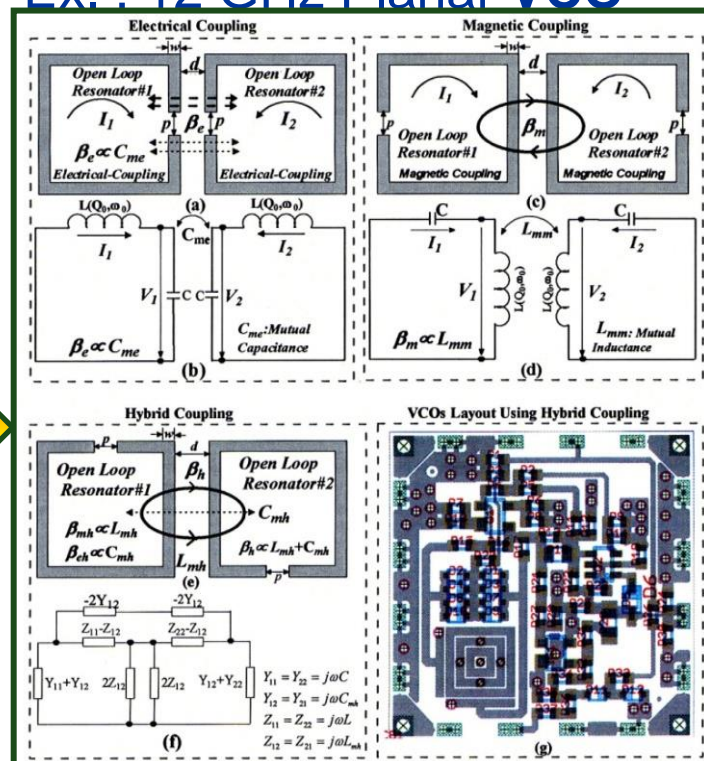
- Mode-Jumping
- Complex Coupling Mechanism

Configurable Oscillator

Ex.: 12 GHz DRO



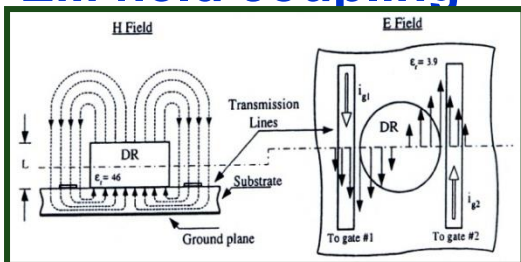
Ex.: 12 GHz Planar VCO



Pros :
 Low Phase Noise
 Stable Freq Source
 Low Thermal Drift

Cons :
 Vibration Sensitive
 Power-Hungry
 Not Integrable

EM field coupling



Advantages :
 Vibration Insensitive
 Power-Efficient
Integrable

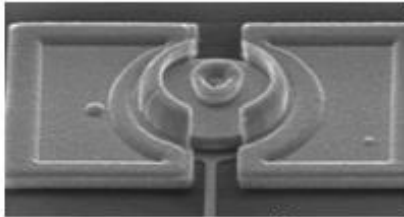
Disadvantages :
 Poor Phase Noise Performances
 High Thermal Drift

RF MEMS Resonators

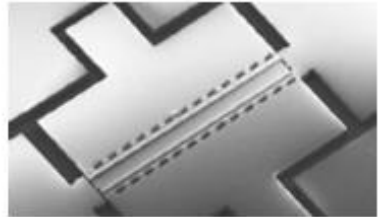
Advantages of MEMS resonators

- Size and manufacturing cost
- Potential for CMOS Integration
- High-Q and stability

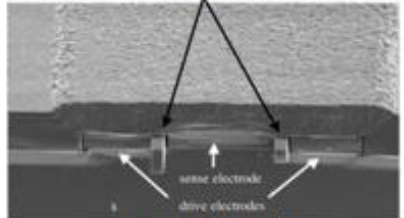
➔ *Frequency Reference Oscillators*



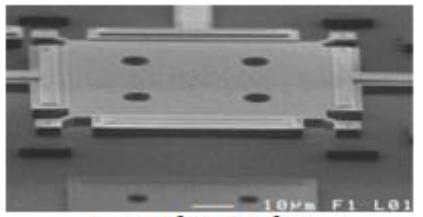
U. Michigan/UCB



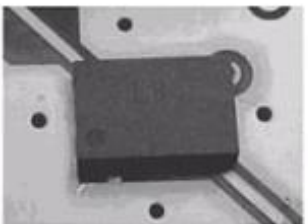
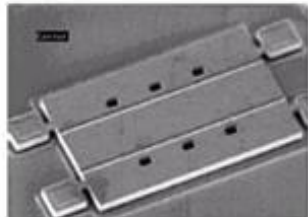
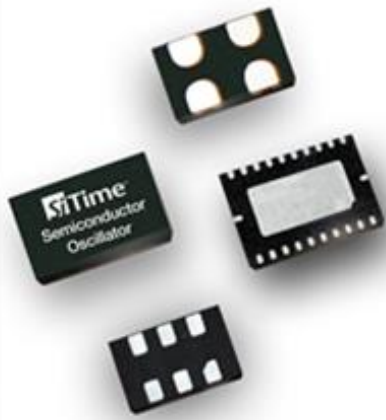
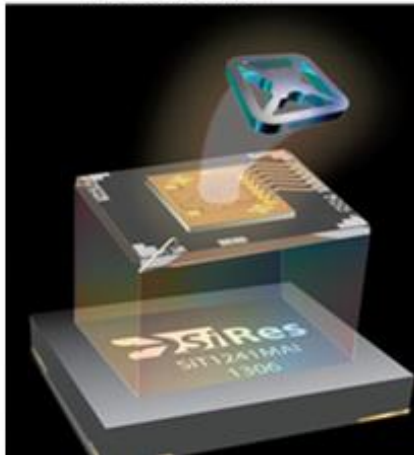
Georgia Tech



Stanford

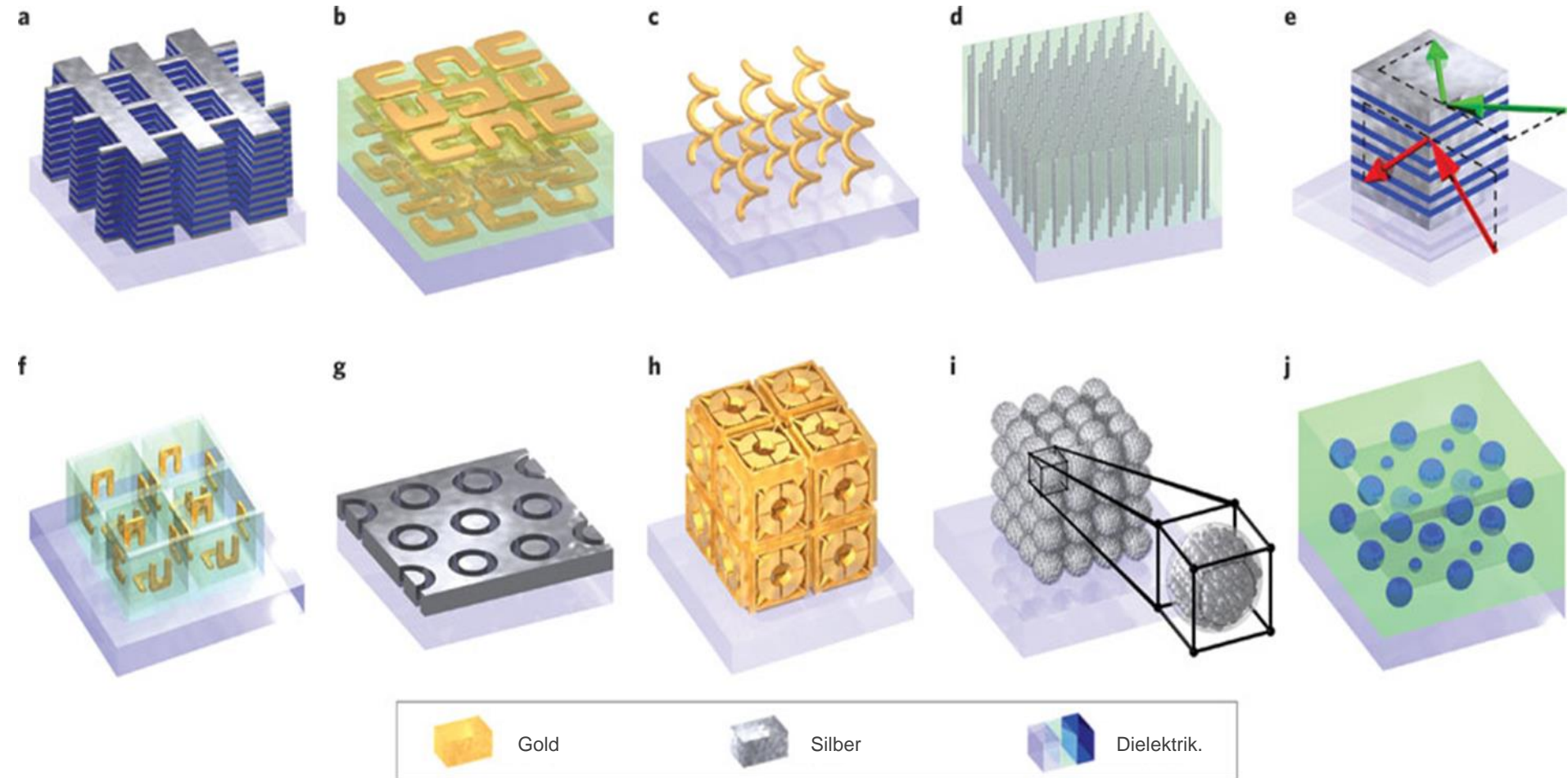


Sandia Labs



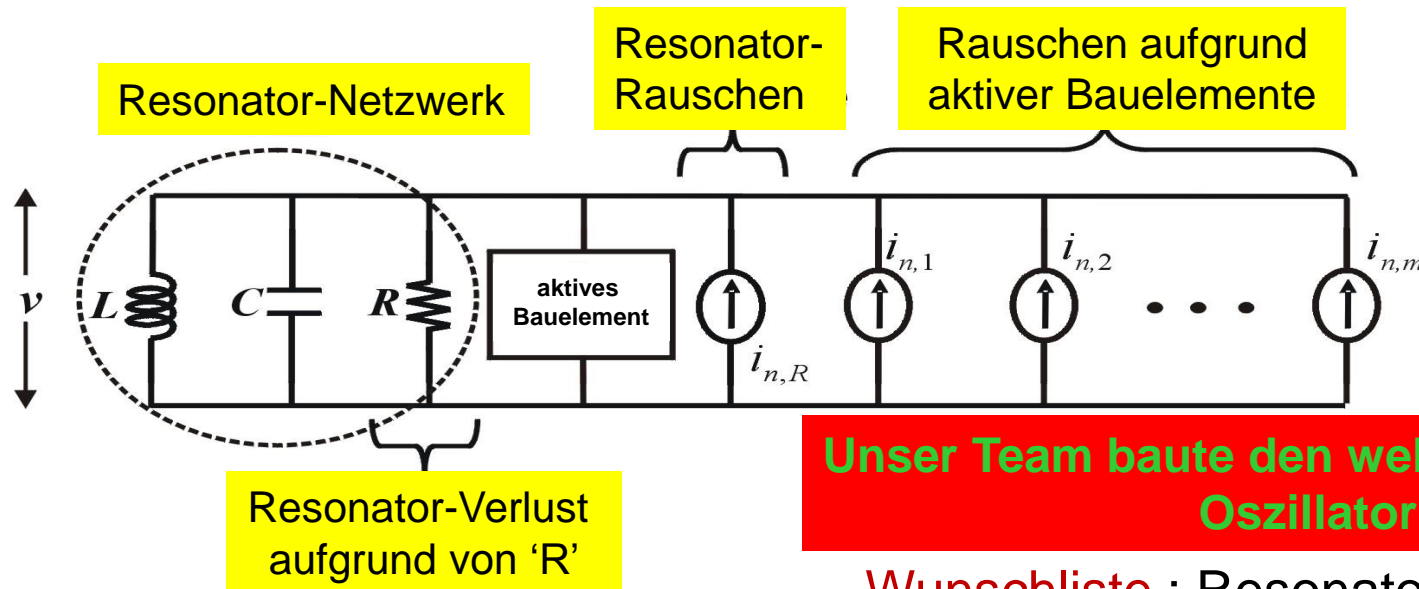
Silicon MEMS resonator based oscillators, encroaching on Quartz timing device markets starting from low-end applications !!!!

Metamaterial-Struktur: Herstellungs-Technologien



Mikrowellen-Oszillator: Unsere Beiträge

Typisches, vereinfachtes Modell für eine Mikrowellen-Oszillatorschaltung



Unser Team baute den weltbesten μ -Wellen-Oszillator !

Wunschliste : Resonator-Verlust $\rightarrow 0$!

Design-Herausforderungen:

- Verlustarmer Resonator (hoher Gütefaktor)
- Planar & kompatibel mit ICs (Integrierte Schaltungen)
- Kompakte Größe und kosteneffizient
- Mehrband- & Mehrmoden-Betrieb
- Unempfindlich für Mikrophonie, Schock, Vibration

Design-Aufgaben:

- Neue Typen von Hoch-Q-Faktor-Resonatoren
- **Metamaterial-Möbius-Streifen(MMS)-Resonator**
- Entwicklung von rauscharmen Oszillatoren
- Mehrband-, Mehrmoden-Oszillatoren

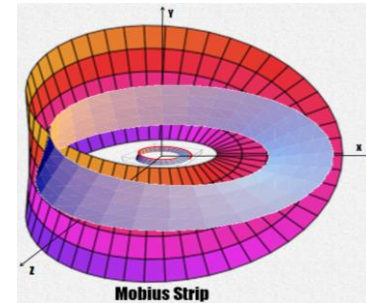
Neuartige Lösung: Der Möbius-Resonator

Ein auf einem Möbius-Resonator basierender Oszillator bietet im Vergleich mit konventionellen planaren Resonatoren vorgegebener Größe einige Vorteile:

- hoher Q-Faktor und verbesserte Trennschärfe
- einfache Integration in MIC/MMIC-Technologien
- geringe Abmessungen und Gewicht
- Mehrband-Charakteristiken
- Relativ unempfindlich auf EMI und EMC

Die **Aufgabe** war es, teure Hoch-Q-Faktor SAW-, BAW-STW-, CR-, DR-, WGM-, YIG-, OE-Resonatoren für Referenz-Signalquellen und Synthesizer-Anwendungen zu ersetzen.

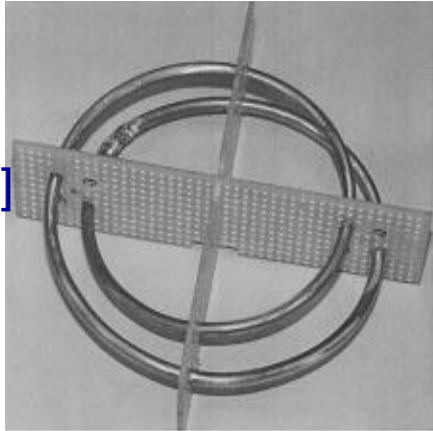
- Ein typischer Möbius ist eine Oberfläche mit nur einer Seite und nur einer Grenzkomponente, wobei deren mathematische Eigenschaften nicht orientierbar sind.
- Das Konzept der Möbius-Streifen basiert auf der Tatsache, dass ein in den Streifen eingekoppeltes Signal keinem Hindernis begegnen soll, wenn es die Schleife durchquert, und die Schleife soll sich wie eine unendliche Übertragungsleitung verhalten und dadurch eine sehr große Gruppenverzögerung aufweisen, die einen verbesserten Q-Faktor ergibt.
- **Herausforderung: 3-D-Struktur ist nicht für SMD-Soln zugänglich**



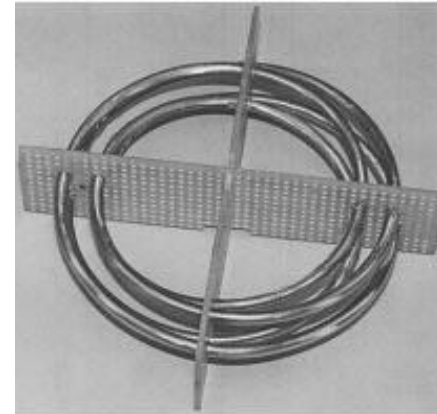
Möbius-Streifen: Planare Struktur

Nichtplanarer 3-D-Möbius-Drahtresonator

Dual-Modus [1]



Quad-Modus [2]



Motivation

- Ein Möbius-Streifen vergrößert die **Umfangslänge** des Resonators mit demselben Radius für einen vorgegebenen konventionellen Ring-Resonator
- Dieses Charakteristikum einer Möbius-Schleife ermöglicht eine Miniaturisierung der physischen Abmessungen des Resonators und erhält dieselbe Resonanz-Frequenz
- Die neuartige Möbius-Streifen-Resonatorkonfiguration zeigt das **Mehrmodenresonanz**-Charakteristikum und die Fähigkeit, die Evaneszenz-Modus-Energie zu speichern, zum Verbessern der Gruppenverzögerung, des Q-Faktors, und zum Ermöglichen eines **Selbstinjektions-Modus & Phasenregelung**

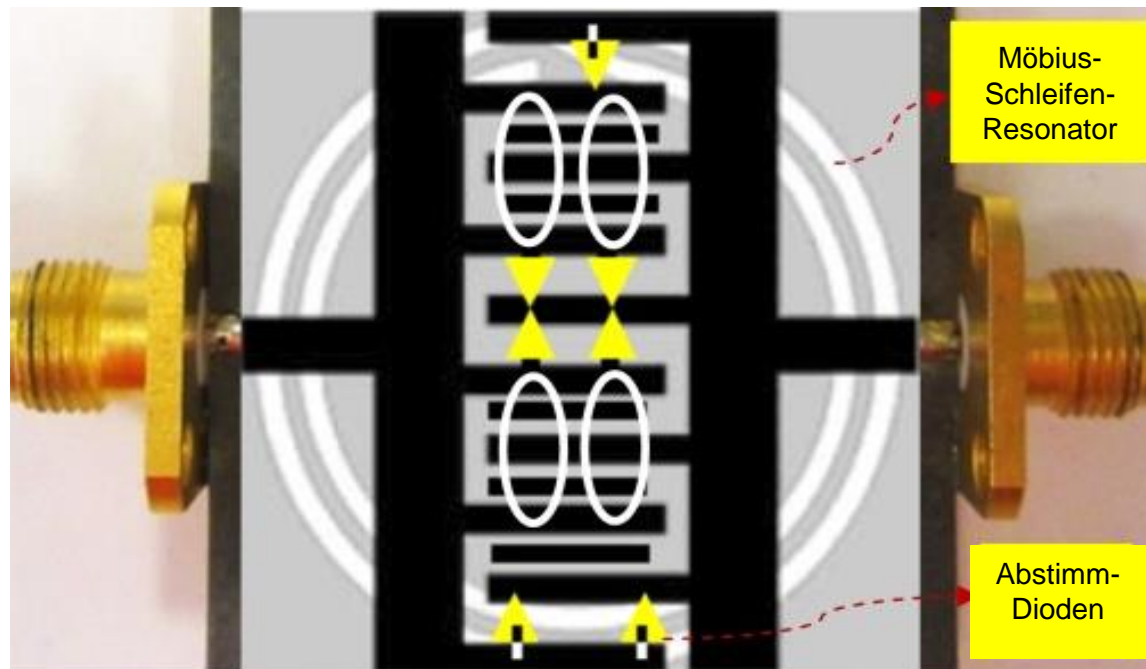
[1] J. M. Pond, "Mobius Dual Mode Resonators and Bandpass Filter", IEEE. Trans. of MTT Vol. 48, No.12, Dec 2000, pp 2465-2471.

[2] J.M.Pond, et.al. "Bandpass Filters Using Dual-Mode and Quad-Mode Mobius Resonators," IEEE Trans on MTT vol.49, pp.2363-2368, Dec.2001.

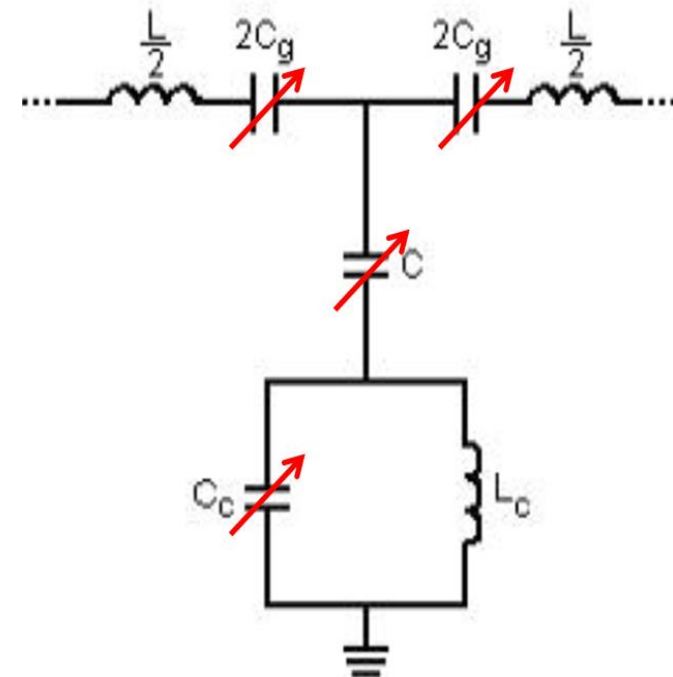
Metamaterial zusammen mit Möbius-Streifen

Ein Möbius-Ring-Resonator zeigt eine topologische Halbdrehungs-Transformation, die sich in halbzahlige und ganzzahlige Normalmodenindizes aufteilt. Die Eigenfunktionen des Möbius-Resonators bilden eine Orthogonal-Basis; dies bietet eine interessante Möglichkeit für das Design eines Hoch-Q-Faktor-Resonators für die Anwendung in abstimmbaren Oszillatoren und Filterschaltungen.

Gedruckter Möbius- & Metamaterial-Resonator



Ersatz-Schaltung

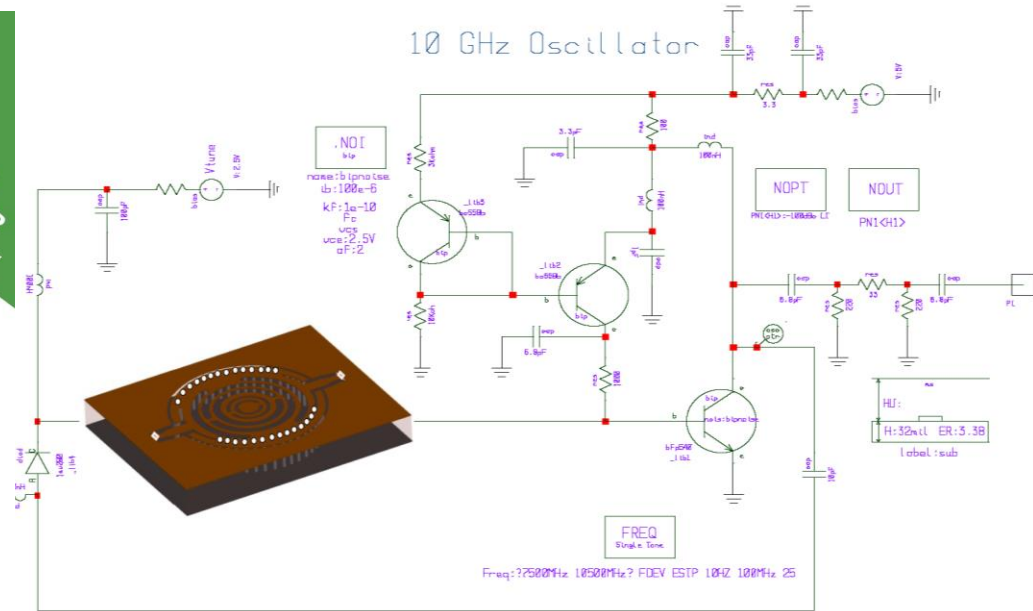


„MTT Student Design Competition“ Juni 2014

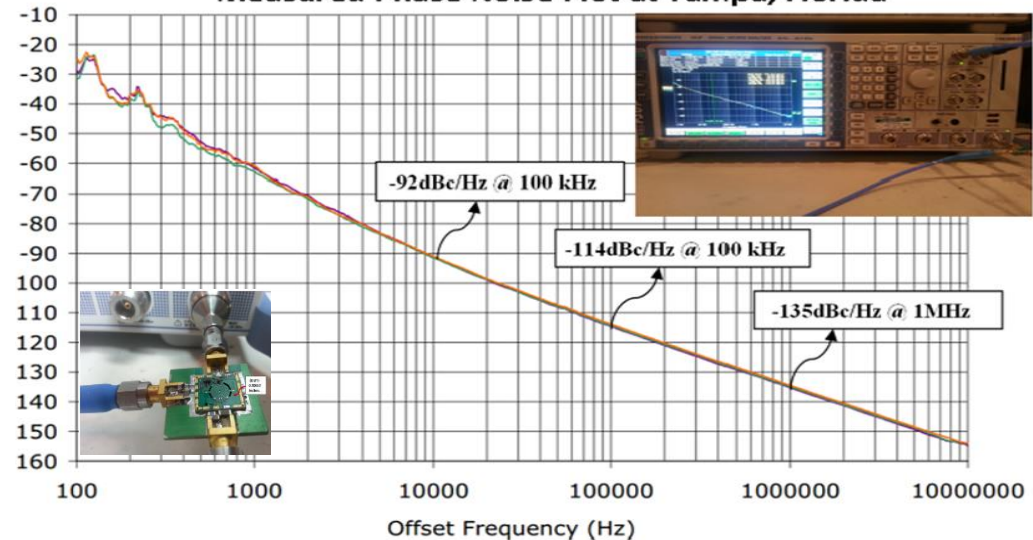


A Novel Low Phase Noise X-Band Oscillator

Anisha M. Apte, Ajay K. Poddar, Matthias Rudolph, and Ulrich L. Rohde



IMS 2014 STUDENT DESIGN COMPETITION: 10 GHz Oscillator Measured Phase Noise Plot at Tampa, Florida



Signal sources at the X-band are the keys for radio detection and ranging (radar) applications. To have good resolution and dynamic range for radar systems, the signal source or oscillator needs to have low phase noise [1]. Toward this end, resonators used in oscillator designs play a critical role. A resonator of high quality factor (Q) implies low loss, thereby providing the capability to lower the phase noise of the oscillators.

A detailed phase-noise equation can be written for the general oscillator and is given by [2]

$$\mathcal{E}(f_m) = 10 \log \left[\left(1 + \frac{f_0^2}{(2f_m Q_L)^2} \left(1 - \frac{Q_L}{Q_0} \right)^2 \right) \left(1 + \frac{f_c}{f_m} \frac{FKT}{2P_0} \right) \right], \quad (1)$$

where $\mathcal{E}(f_m)$ = ratio of sideband power in a 1-Hz bandwidth at f_m to total power in decibels, f_m = frequency

offset from the carrier, f_0 = center frequency, f_c = flicker frequency, Q_L = loaded Q of the tuned circuit, Q_0 = unloaded Q of the tuned circuit, F = noise factor, $kT = 4.1 \times 10^{-21}$ at 300 K (room temperature), and P_0 = average power at oscillator output.

From (1), the phase noise in oscillators is inversely proportional to the square of the resonator loaded Q factor, indicating that the insertion loss of the resonator can be linked and the figure of merit (FOM) can be given as

$$[\text{Resonator}]_{\text{FOM}} = 10 \log \left(\frac{\text{Insertion Loss}}{Q_L^2} \right). \quad (2)$$

From (2), for low phase noise, the designer should optimize the resonator FOM. At microwave frequencies, resonators can be passive or active, depending on the application.

Anisha M. Apte (anisha_apt@yahoo.com) and Matthias Rudolph (rudolph@tu-cottbus.de) are with Brandenburg University of Technology, Cottbus, Germany. Ajay K. Poddar (akpoddar@synergymw.com) and Ulrich L. Rohde (ulr@synergymw.com) are with Brandenburg University of Technology, Cottbus, Germany, and Synergy Microwave Corp., Paterson, New Jersey, United States.

Digital Object Identifier 10.1109/MIM.2014.2367957
Date of publication: 14 January 2015

Won 1st Place by 30 dB PN Improvement

— -40 Degree C — +25 Degree C — +85 Degree C

„MTT Student Design Competition“ Juni 2014



Dr. Paul Khanna (Preisrichter) verifiziert die Phasenrausch-Messung



Anwendungstechniker von R&S unterstützen die Messung



Prof. Michael Wu, der den 2. Preis gewann, misst das Phasenrauschen

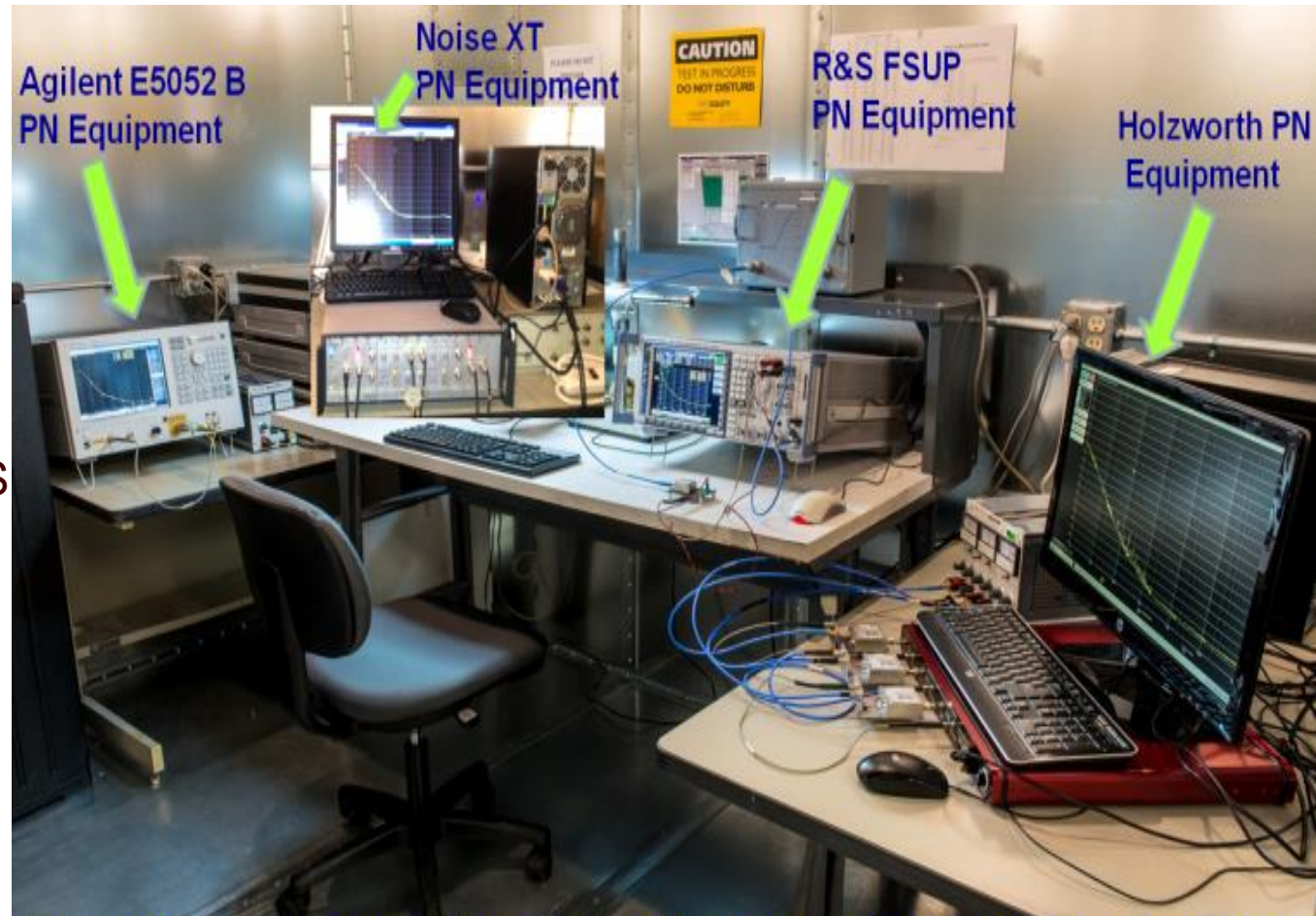


Frau Apte empfängt den 1. Preis von Prof. Rohde (Chef-Preisrichter)

PN-Messung & Verifikation

PN-Messungen wurden mit verschiedenen Geräten in einem Faraday-Käfig durchgeführt:

1. Agilent E5052B
2. R&S FSUP
3. Holzworth HA7402-A
4. Noise XT DCNTS
5. Anapico APPH6000-IS



Das Bild zeigt den Messaufbau für Phasenrauschmut in einem Faraday-Käfig

Zeitablauf: Möbiusbasierter Metamaterial-HF-Resonator

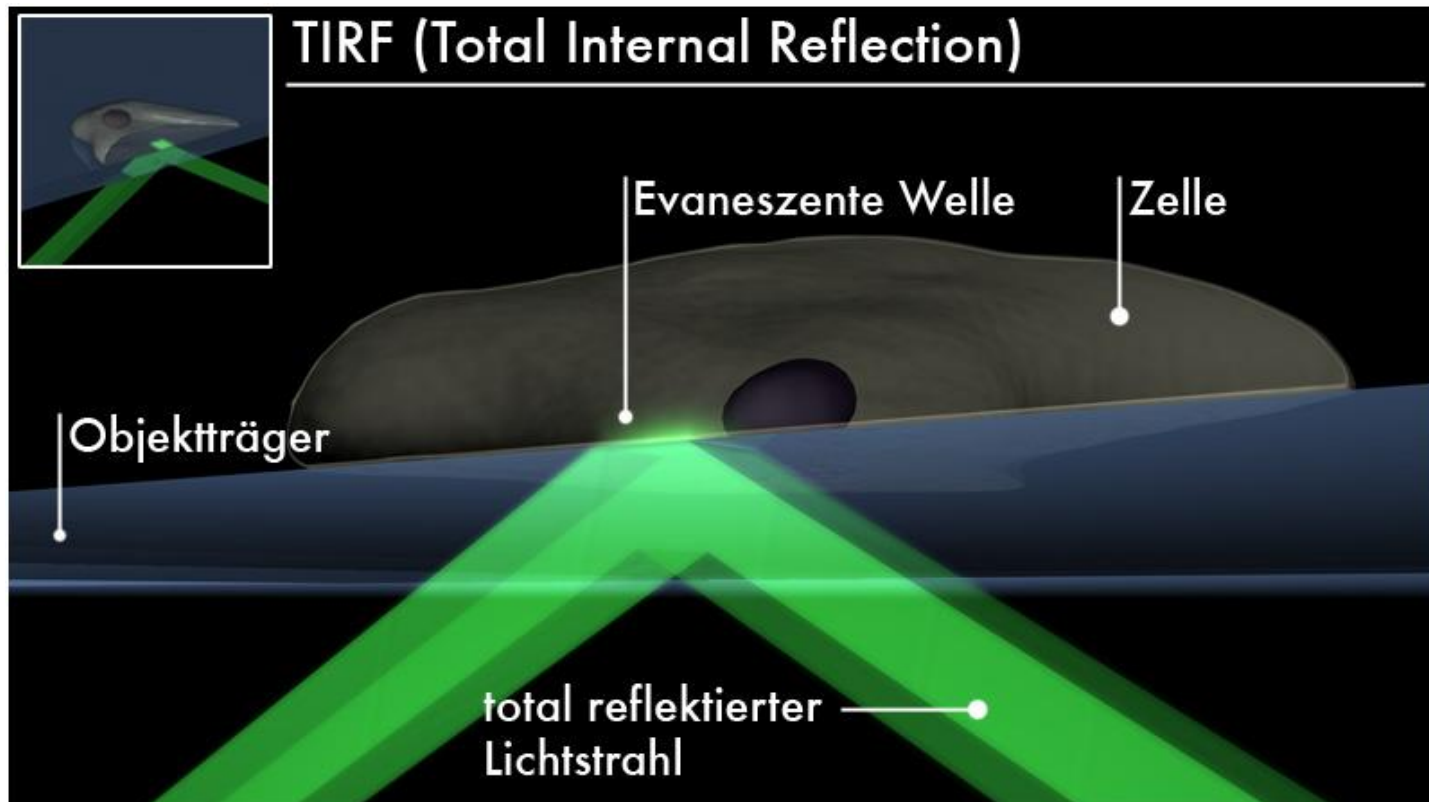
- Am Ende des 19. Jahrhunderts hat es eine extensive Suche nach künstlichen Materialien zum Manipulieren elektromagnetischer Wellen gegeben.
- Theoretische Vorschläge für linkshändiges Material wurden 1968 zuerst von **Veselago** gemacht.
- **Mandelstam** veröffentlichte zuerst über negative Brechung, 1951 gefolgt von **Malyuzhinets**, der die Sommerfeld-Bedingung an Rückwärts-Wellen-Medien untersuchte.
- 1993-1995 entwickelten Sundarrajan, Poddar und Rohde Möbius-Streifen für Sende-Empfangs-Antennen (INSAT B Satellit).
- **Pendry** et al verwendeten 1996 ein künstliches Draht-Medium, dessen Permittivität negativ ist, um ein künstliches elektrisches Plasma zu realisieren, 1999 gefolgt von einem mit einem **Spalt-Ring-Resonator** (SRR) realisierten magnetischen Plasma, dessen Permeabilität negativ ist.
- 2005 realisierten **Smith** et al ein Gradientenbrechungsindex-Medium, um elektromagnetische Wellen zu biegen. 2006 wird eine optische Transformation vorgeschlagen, um elektromagnetische Wellen zu steuern und zu manipulieren, und es gibt einen Vorschlag für eine unsichtbare Tarnkappe.
- 2012-2013 schlugen **Itoh** (UCLA, USA), **Rohde** (Uni Cottbus) und **Poddar** (Synergy Microwave) einen **Metamaterial-Möbius-Resonator** für ultra-phasenrauscharme Oszillator-Anwendungen vor (IEEE, IMS 2013, USA).
- 2013-2014 entwickelte **Google** eine **Superlinsen-Brille**, um die Sehfähigkeit zu verbessern.
- 2013-2014 entwickelte **Guy Lipworth** (Duke University, Carolina, USA) eine Superlinse aus magnetischem Metamaterial für vergrößerte Reichweite von drahtloser Leistungsübertragung.
- Im Januar 2015 berichtet das IEEE Microwave Magazine von einer 30 dB-Verbesserung des PN bei einer vorgegebenen Größe und Leistungsaufnahme, Synergy Microwave Corp. (Rohde's Doktorand Anisha Apte)

**Vielen Dank
für
Ihre Aufmerksamkeit**



Evaneszenz

Evaneszenz (lat. *evanescere* ‚verschwinden‘, ‚sich verflüchtigen‘) beschreibt das Phänomen, dass Wellen in ein Material, in dem sie sich nicht ausbreiten können, eindringen und unter dessen Oberfläche exponentiell abklingen. Evaneszente Wellen treten beispielsweise in der Optik an totalreflektierenden Grenzflächen und in der Akustik in Rohren oder anderen Leitungen auf.



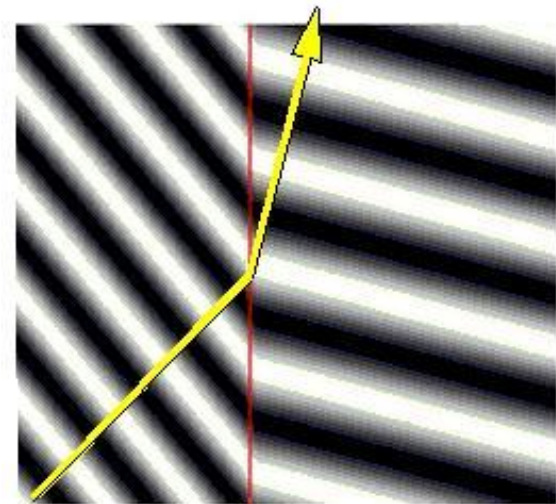
Evaneszenz

Allgemeine Beschreibung

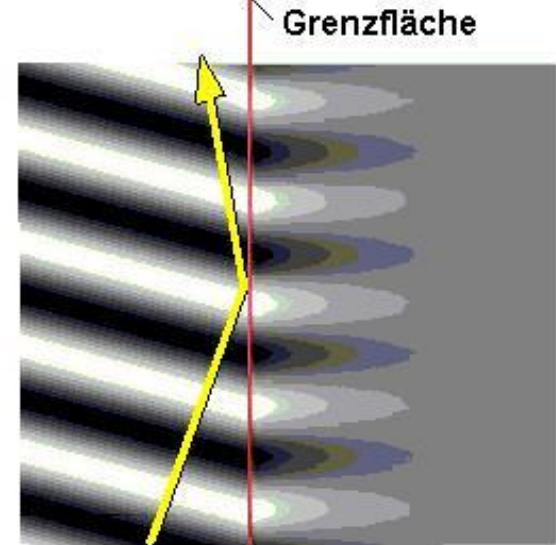
Trifft eine Welle auf ein Medium, in dem sie sich nicht ausbreiten kann, so fällt ihre Amplitude hinter der Grenzfläche nicht direkt auf Null ab. Die Amplitude klingt dort stattdessen exponentiell ab und hat daher an der Grenzfläche keinen Sprung, sondern einen stetigen Verlauf. Der Wellenvektor ist im klassisch verbotenen Bereich komplexwertig. Eine solche Welle heißt **evaneszent**. Dieser Effekt lässt sich nur wellenmechanisch erklären.

In der Quantenmechanik führt dies dazu, dass sich Teilchen in einem klassisch verbotenen Bereich aufhalten können, da in ihm die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten (als Wahrscheinlichkeitsinterpretation einer Wellenmechanik) exponentiell absinken, aber noch vorhanden sind. Dies ermöglicht zum Beispiel den Tunneleffekt.

Evaneszente Wellen treten z. B. in oder hinter Flächen auf, an denen Wellen reflektiert werden. Da keine Energie wegtransportiert wird, gilt dies auch bei vollständiger Reflexion und Totalreflexion an einer Grenzfläche zweier Medien.



Brechung



Totalreflexion
mit evaneszentem Feld

hoch-

niedrigbrechend

Evaneszenz

Herleitung im Wellenbild

An der Grenzfläche, hinter der das evaneszente Feld auftritt, gelten die [Stetigkeitsbedingungen](#) für die [Tangentialkomponenten](#) des E-Feldes, und aus diesen folgt:^[1]

$$(\vec{k}_e - \vec{k}_r) \cdot \vec{r} = 0$$

$$(\vec{k}_e - \vec{k}_t) \cdot \vec{r} = 0$$

Dabei bezeichnet der Index e den einfallenden, der Index r den reflektierten und der Index t den transmittierten k -Vektor. Ebenso sind im Folgenden die Brechungsindizes der Medien beidseitig der Grenzfläche mit den Indizes der zugehörigen Wellenvektoren bezeichnet. Die Grenzfläche sei in der x/z -Ebene angesiedelt und beschrieben durch $y = 0$. Es wird hier also ein 2D-Problem behandelt, das heißt, der Wellenvektor der einfallenden Welle liegt in der x/y -Ebene.

Berechnet man das [Skalarprodukt](#) in den obigen Stetigkeitsbedingungen und setzt für die y -Komponente des r -Vektors 0 ein, so ergibt sich, dass die Komponenten tangential zur Grenzfläche (in x -Richtung) bei allen drei Wellenvektoren gleich sind.

$$k_{e,x} = k_{r,x} = k_{t,x}$$

Die x -Komponente des k -Vektors lässt sich auch mit dem [Einfallswinkel](#) φ beschreiben, der vom Lot auf die Grenzfläche aus gemessen wird. Der Betrag des Vektors wird durch die [Dispersionsrelation](#) beschrieben.

$$k_{e,x} = |\vec{k}_e| \sin \varphi = \frac{n_e \omega}{c} \sin \varphi$$

Das Gleiche gilt für den k -Vektor der transmittierten Welle:

$$|\vec{k}_t| = \frac{n_t \omega}{c} = \sqrt{k_{t,x}^2 + k_{t,y}^2}$$

Stellt man diese Gleichung nach $k_{t,y}^2$ um und setzt für $k_{t,x}$ den oben hergeleiteten Ausdruck für $k_{e,x}$ ein, erhält man

$$k_{t,y}^2 = \left(\frac{n_t \omega}{c}\right)^2 - \overbrace{\left(\frac{n_e \omega}{c}\right)^2 \sin^2 \varphi}^{k_{t,x}^2 = k_{e,x}^2} = \underbrace{\left(\frac{n_t \omega}{c}\right)^2}_{k_t^2} \cdot \underbrace{\left(1 - \frac{n_e^2}{n_t^2} \sin^2 \varphi\right)}_{< 0}$$

Evaneszenz

Der erste Faktor in diesem Produkt ist positiv. Der zweite Faktor wird jedoch negativ, weil der Einfallswinkel φ größer ist als der **Grenzwinkel der Totalreflexion**. Damit wird $k_{t,y}$ imaginär.

$$k_{t,y} = \pm i k_t \underbrace{\sqrt{\frac{n_e^2}{n_t^2} \sin^2 \varphi - 1}}_{:=\beta} = \pm i \beta k_t$$

Nun setzt man für den transmittierten Strahl eine **ebene Welle** mit Amplitude A an der Grenzfläche an:

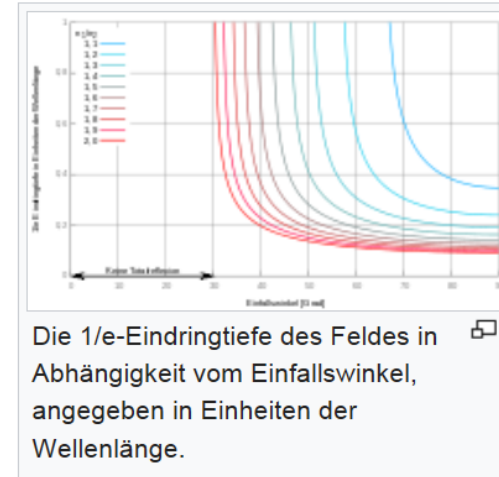
$$\vec{E}_t = \vec{A} e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} = \vec{A} e^{-\beta k_t y} e^{i k_{t,x} x - i \omega t}$$

Der Term mit β im Exponenten beschreibt den exponentiellen Abfall der Amplitude, je weiter die evaneszente Welle in y -Richtung fortschreitet. Aus β lässt sich auch explizit berechnen, wie stark die Amplitude der evaneszenten Welle in einem bestimmten Abstand hinter der Grenzfläche bereits abgefallen ist. Zur Orientierung bietet sich hier die **Eindringtiefe** an, nach der die Amplitude der Welle auf 1/e abgefallen ist.

$$y_{\frac{1}{e},E} = \frac{1}{k_t \beta}$$

Man beachte, dass es sich hierbei um einen Abfall der Amplitude handelt, nicht um die Intensität, also das **Betragsquadrat** der Amplitude. Die 1/e-Eindringtiefe der Intensität ergibt sich aus dem Betragsquadrat der Wellenfunktion:

$$y_{\frac{1}{e},I} = \frac{1}{2 k_t \beta}$$



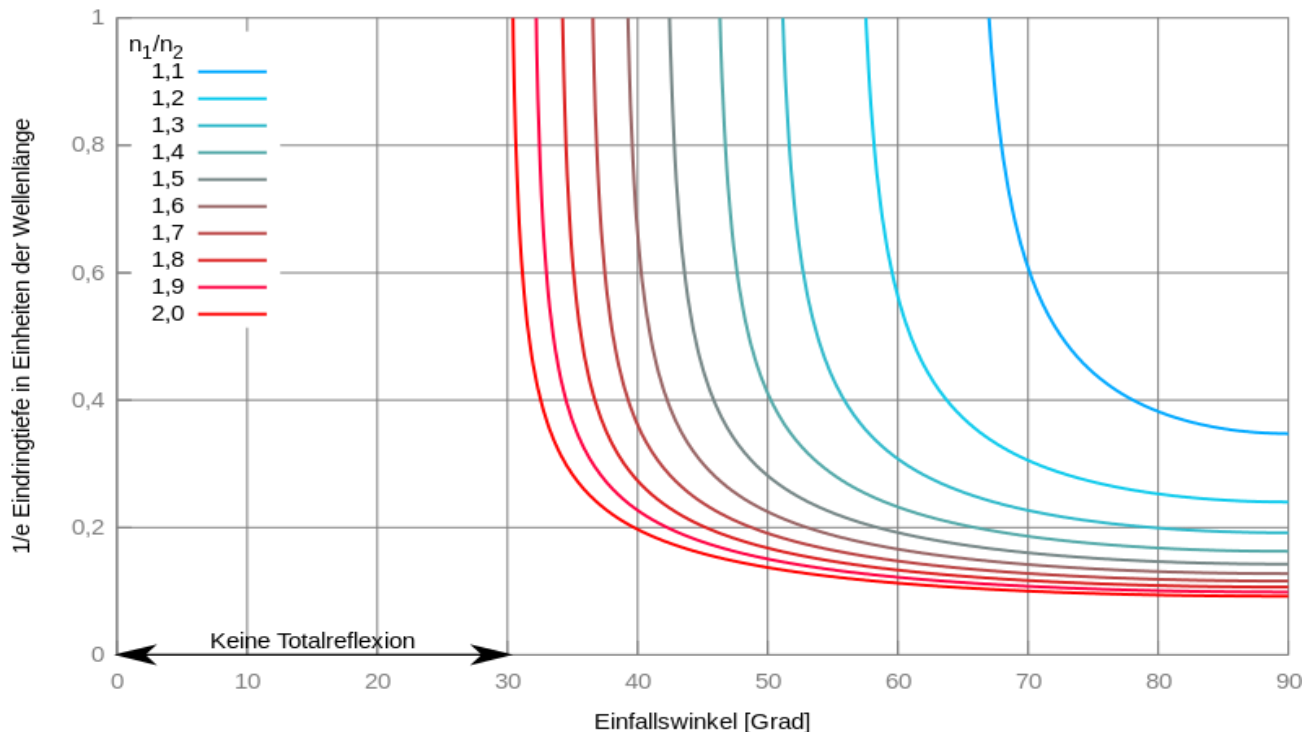
Evaneszenz

Der erste Faktor in diesem Produkt ist positiv. Der zweite Faktor wird jedoch negativ, weil der Einfallswinkel φ größer ist als der **Grenzwinkel der Totalreflexion**. Damit wird $k_{t,y}$ imaginär.

$$k_{t,y} = \pm i k_t \underbrace{\sqrt{\frac{n_e^2}{n_t^2} \sin^2 \varphi - 1}}_{:=\beta} = \pm i \beta k_t$$

Nun setzt man für den transmittierten Strahl eine **ebene Welle** mit Amplitude \vec{A} an der Grenzfläche an:

$$\vec{E}_t = \vec{A} e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} = \vec{A} e^{-\beta k_t y} e^{i k_{t,x} x - i \omega t}$$



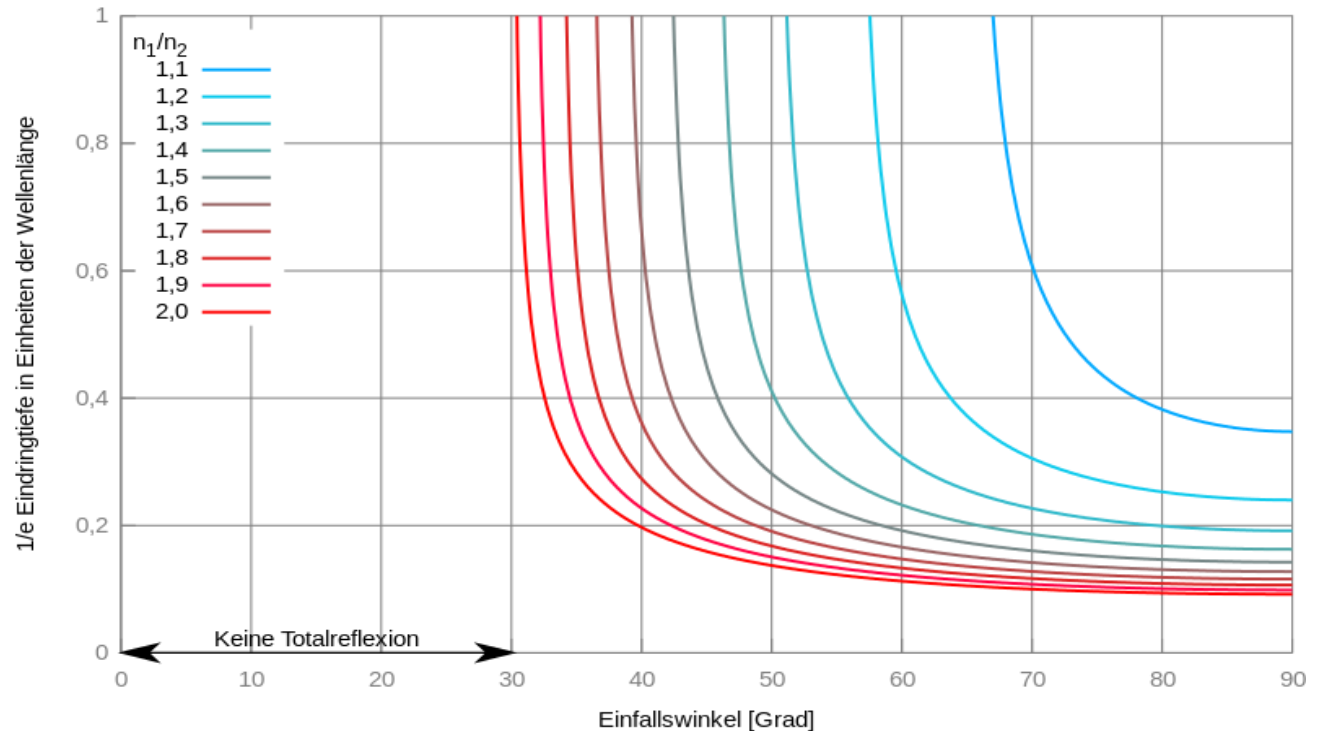
Evaneszenz

Der Term mit β im Exponenten beschreibt den exponentiellen Abfall der Amplitude, je weiter die evaneszente Welle in y -Richtung fortschreitet. Aus β lässt sich auch explizit berechnen, wie stark die Amplitude der evaneszenten Welle in einem bestimmten Abstand hinter der Grenzfläche bereits abgefallen ist. Zur Orientierung bietet sich hier die [Eindringtiefe](#) an, nach der die Amplitude der Welle auf $1/e$ abgefallen ist.

$$y_{\frac{1}{e},E} = \frac{1}{k_t \beta}$$

Man beachte, dass es sich hierbei um einen Abfall der Amplitude handelt, nicht um die Intensität, also das [Betragsquadrat](#) der Amplitude. Die $1/e$ -Eindringtiefe der Intensität ergibt sich aus dem Betragsquadrat der Wellenfunktion:

$$y_{\frac{1}{e},I} = \frac{1}{2k_t \beta}$$



Evaneszenz

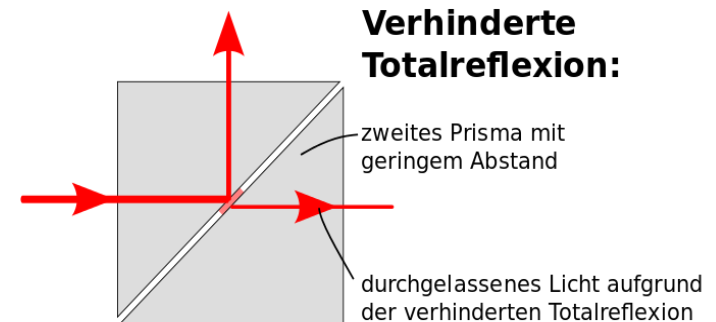
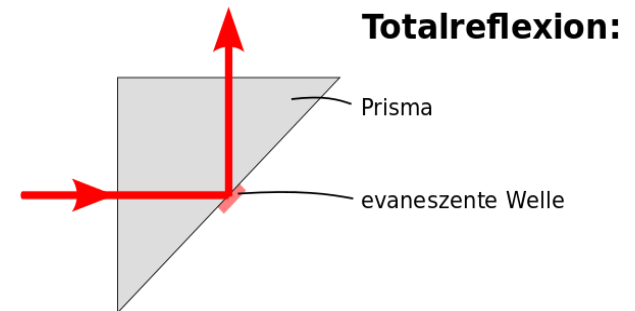
Nachweis durch verhinderte Totalreflexion

Bringt man zwei [Glasprismen](#) sehr nahe zusammen (siehe Abbildung), kann man Licht messen, wo keines sein dürfte, nämlich hinter dem zweiten Prisma (transmittierter Lichtstrahl). Aufgrund des evaneszenten Feldes hinter dem ersten Prisma kann aber trotzdem Licht transmittiert werden, falls das zweite Prisma in das evaneszente Feld eintaucht. Die Intensität sinkt exponentiell mit dem Abstand der Prismen. Diesen Effekt nennt man verhinderte oder gestörte Totalreflexion ([englisch](#) *frustrated internal total reflection, FITR*), da eigentlich alles Licht nach oben reflektiert werden müsste. Dies ähnelt dem endlich hohen [Potentialtopf](#) in der [Quantenmechanik](#), wo die [Wellenfunktion](#) im verbotenen Bereich exponentiell abklingt. Daher ist dieser Effekt auch als optischer Tunneleffekt bekannt. Bei speziellen [Strahlteilern](#) wird der beschriebene Effekt ausgenutzt, wobei durch den Abstand der Prismen das Verhältnis der Intensitäten zwischen transmittiertem und reflektiertem Strahl sehr genau eingestellt werden kann.

Der Effekt der gestörten Totalreflexion wird bei der [ATR-Spektroskopie](#) ausgenutzt, um Verunreinigungen und Fehler von Oberflächen und dünnen Schichten sichtbar zu machen (siehe auch: [Evanescent Wave Scattering](#)). Auch die optische [Nahfeldmikroskopie](#) und die [interne Totalreflexionsfluoreszenzmikroskopie](#) (TIRF) nutzen evaneszente Wellen.

In [Lichtwellenleitern](#) befinden sich evaneszente Wellen im niedrigbrechenden Mantel ([englisch](#) *cladding*) der Faser. Der Mantel verhindert einen Strahlungsausstritt aus dem Faserkern, indem er verhindert, dass sich Schmutz oder Wasser dem evaneszenten Feld um den Kern nähern und so die Totalreflexion stören können.

Die aus Lochblech bestehende Tür von [Mikrowellenherden](#) muss durch eine zusätzliche Scheibe geschützt werden, da die [Mikrowellen](#) ([Wellenlänge](#) im Zentimeterbereich) im Ofeninneren zwar nicht durch die Tür gelangen können, jedoch unmittelbar hinter den Löchern evaneszente Felder erzeugen, die bei Annäherung z. B. eines Fingers zur Auskoppelung von Mikrowellen führen würden.



Permittivity 'ε'

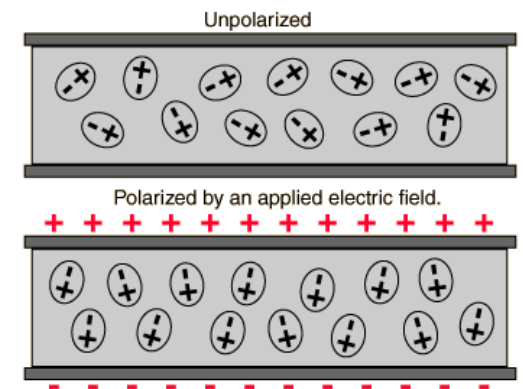
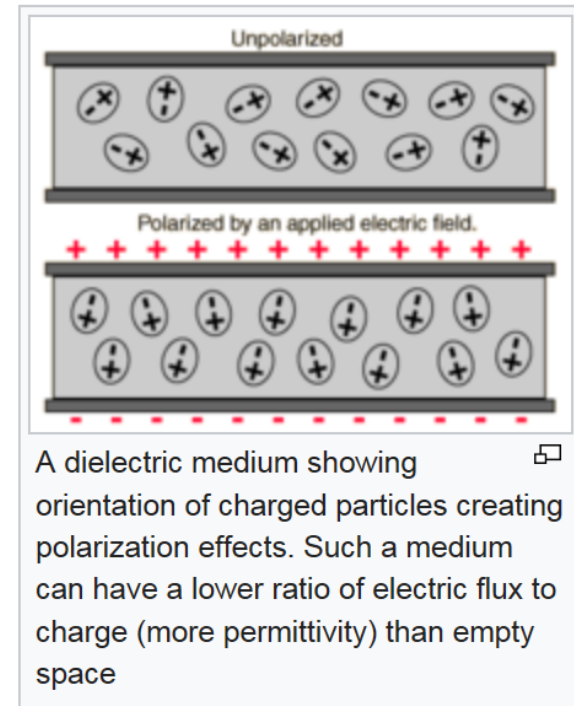
In **electromagnetism**, **permittivity** or **absolute permittivity**, usually denoted by the Greek letter ϵ (epsilon), is the measure of resistance that is encountered when forming an **electric field** in a particular **medium**. More specifically, permittivity describes the amount of charge needed to generate one unit of **electric flux** in a particular medium. Accordingly, a charge will yield more electric flux in a medium with low permittivity than in a medium with high permittivity. Thus, permittivity is the measure of a material's ability to **resist** an electric field, not its ability to 'permit' it (as the name 'permittivity' might seem to suggest).

The **SI** unit for permittivity is **Farad per meter** (F/m or $F \cdot m^{-1}$).

The lowest possible permittivity is that of a vacuum. Vacuum permittivity, sometimes called the electric constant, is represented by ϵ_0 and has a value of approximately 8.85×10^{-12} F/m.

The permittivity of a **dielectric** medium is often represented by the ratio of its absolute permittivity to the electric constant. This dimensionless quantity is called the medium's **relative permittivity** (ϵ_r) or dielectric constant (κ).

$$\kappa = \epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$$



Metamaterial-Charakteristiken

How can we alter a material's electromagnetic properties?

- Method is to introduce periodic features that are electrically small over a given frequency range, that appear “atomic” at those frequencies
- Can achieve negative index of refraction, zero index of refraction, magnetism at optical frequencies, etc.

Example: How to achieve negative index of refraction

$$n = \sqrt{\mu_r \epsilon_r}$$

- Negative refraction can be achieved when both μ_r and ϵ_r are negative

$$\sqrt{\mu_r \epsilon_r} = \left((e^{-j\pi})(e^{-j\pi}) \right)^{1/2} = (e^{-j\pi/2})(e^{-j\pi/2}) = e^{-j\pi} = -1$$

- Negative μ_r and ϵ_r occur in nature, but not simultaneously
 - silver, gold, and aluminum display negative ϵ_r at optical frequencies
 - resonant ferromagnetic systems display negative μ_r at resonance
- What if the structures that cause this frequency variance of μ_r and ϵ_r at an atomic scale could be replicated on a larger scale?
- To appear homogeneous, the structures would have to be electrically small and spaced electrically close

Metamaterial-Charakteristiken

Why is $n < 0$?

1. Simple explanation $n = \sqrt{\varepsilon \cdot \mu} = \sqrt{-\varepsilon \cdot -\mu} = \sqrt{-\varepsilon} \cdot \sqrt{-\mu} = i \cdot \sqrt{|\varepsilon|} \cdot i \sqrt{|\mu|} = -\sqrt{|\varepsilon \cdot \mu|}$

2. A physical consideration

$$\mathbf{n} \equiv +\sqrt{\varepsilon\mu}, \quad \mathbf{n} \equiv -\sqrt{\varepsilon\mu}, \quad \mathbf{n} \equiv +\sqrt{(-\varepsilon)(-\mu)}, \quad \mathbf{n} \equiv -\sqrt{(-\varepsilon)(-\mu)}$$

2nd order Maxwell equation:

$$\omega^2 \varepsilon \mu \vec{E} = c^2 \vec{k}^2 \vec{E}$$

1st order Maxwell equation:

$$\vec{k} \times \vec{E} = \mu \mu_0 \omega \vec{H} = n \frac{\omega}{c} \vec{e}_k \times \vec{E}$$

$$\vec{k} \times \vec{H} = -\varepsilon \varepsilon_0 \omega \vec{E} = n \frac{\omega}{c} \vec{e}_k \times \vec{H}$$

RHS: $\varepsilon > 0, \mu > 0, n > 0$

LHS: $\varepsilon < 0, \mu < 0, n < 0$

Metamaterial-Charakteristiken

Left-handed metamaterials (LHMs) are composite materials with effective electrical permittivity, ϵ , and magnetic permeability, μ , both **negative** over a common frequency band.

What is changed in electrodynamics due to these properties?

Taking plane monochromatic fields Maxwell's equations read

$$\begin{aligned}c \cdot \text{rot} \vec{E} &= +i\omega\mu(\omega) \vec{H} = -i \cdot c \left[\vec{k} \times \vec{E} \right] \\c \cdot \text{rot} \vec{H} &= -i\omega\epsilon(\omega) \vec{E} = -i \cdot c \left[\vec{k} \times \vec{H} \right].\end{aligned}$$

Note, the **changed** signs

Metamaterial-Charakteristiken

By the standard procedure we get for the wave equation

$$\omega \varepsilon \vec{E} = c \left[\vec{k} \times -\frac{c}{\omega \mu} (\vec{k} \times \vec{E}) \right]$$

$$\omega^2 \varepsilon \mu \vec{E} = -c^2 \left\{ \vec{k} \cdot (\vec{E} \cdot \vec{k}) - (\vec{k} \cdot \vec{k}) \vec{E} \right\} = c^2 \vec{k}^2 \vec{E}$$

$$\vec{k}^2 = (\vec{k}' + i \cdot \vec{k}'')^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mu \quad \varepsilon \mu = n^2 = (n + i \kappa)^2.$$

no change between
LHS and RHS

Poynting vector

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} (\vec{E} \times \vec{H}) = -\frac{c^2}{4\pi\omega\mu} (\vec{E} \times \vec{k} \times \vec{E}) = -\frac{c^2}{4\pi\omega\mu} \left[\vec{k} (\vec{E} \cdot \vec{E}) - \vec{E} (\vec{k} \cdot \vec{E}) \right]$$

$$= -\frac{c^2}{4\pi\omega\mu} \vec{k} (\vec{E} \cdot \vec{E}) = -\frac{c^2 \vec{k}}{4\pi\omega\mu} (\vec{E} \cdot \vec{E}) \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|} = -\frac{c\sqrt{\varepsilon}}{4\pi\sqrt{\mu}} (\vec{E} \cdot \vec{E}) \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|}.$$

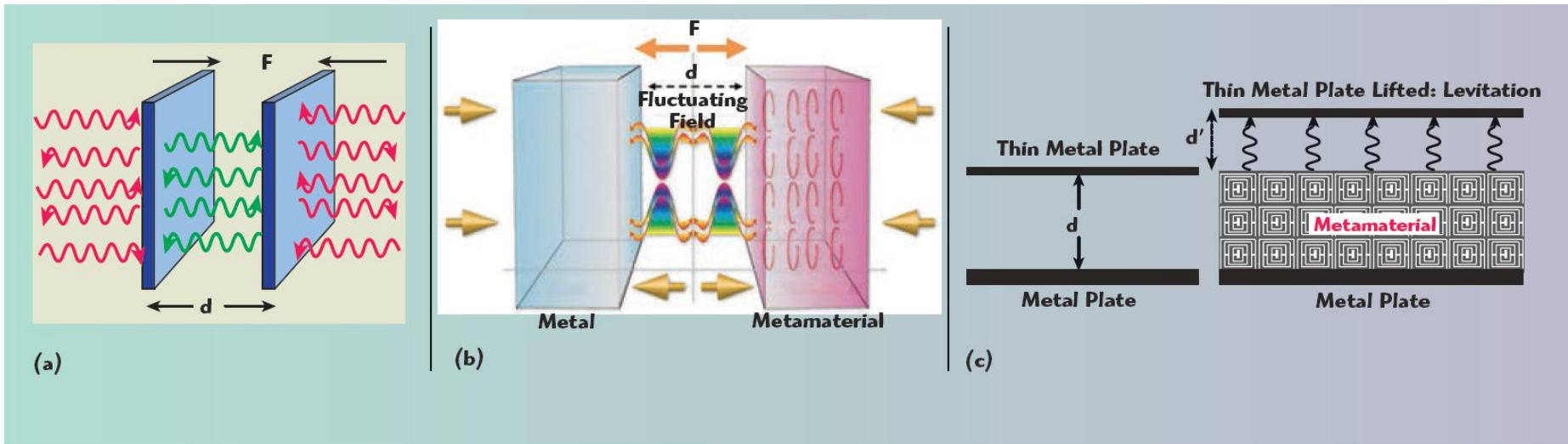
Negative Index Medium
(Evanescent Mode amplification)



Metamaterial-Charakteristiken

What makes an Metamaterial structure unique is its topology and size [1]. It interacts with forces at the nanoscale, so that interface dynamics can be explained by quantum mechanics. The same structure scaled much larger than its wavelength would no longer exhibit the same properties. Its characteristics can be described by conventional structural engineering and material science. At the nanoscale, an MMI structure can exhibit the repulsive Casimir force, which has important practical applications in creating anti-gravity and levitation. **Figure 1a** shows the Casimir force 'F' on parallel plates in a vacuum, the effective force F is proportional to A/d^4 , where A is the area of plate and d is the distance between the plates.⁹ It can be either an attraction or a repulsion depending on the specific arrangement of the two plates. **Figure 1b** shows the repulsive Casimir force 'F' on parallel plate kept in vacuum,¹¹ while **Figure 1c** shows how this can be used to balance the weight of a mirror. The Casimir force arises from the interaction of the surfaces with the surrounding electromagnetic spectrum, and includes a complex dependence on the full dielectric function of both surfaces and the region between. On the more theoretical side, the Metamaterial structure can produce a powerful Casimir effect (force from nothing), which enables the transport of matter, i.e., the use of this effect to attract or repel physical matter. Some practical applications include auto focusing camera lenses, more efficient servos, silicon array propulsion systems and high speed rail systems. The implications of a repulsive Casimir force for the micro-electromechanical systems (MEMS) industry could be significant with potential applications including stiction prevention in sensors, contactless bearings and contactless power transmission.

Reference [1]: Ulrich L. Rohde, "Möbius Metamaterial Inspired Next Generation Circuits and Systems", MWJ, pp. 62-90, May 2016



▲ Fig. 1 The Casimir force (F) on a parallel plate kept in vacuum (a)⁹ the repulsive Casimir force (F) on parallel plate (b)¹¹ Casimir force levitating a mirror (c).¹²

Metamaterial: RF & MW Beyond Application

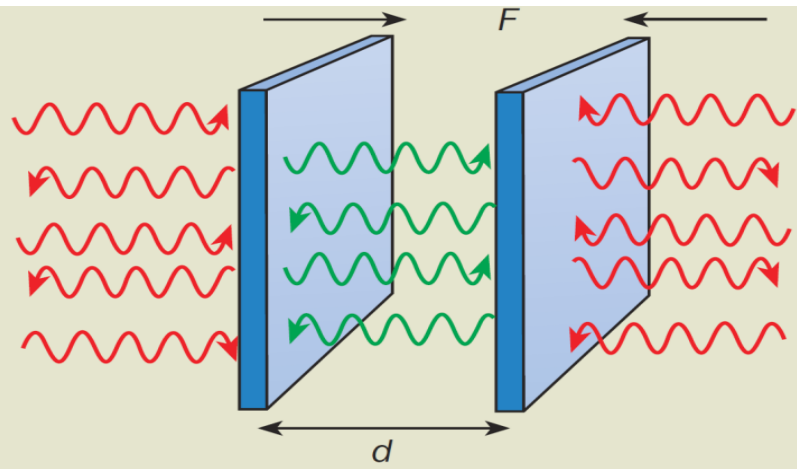


Fig.1: Shows the practical evidence of Casimir force 'F' on parallel plate kept in vacuum, the effective force $F \propto A/d^4$, where A is the area of plate and d is the distance between the plate

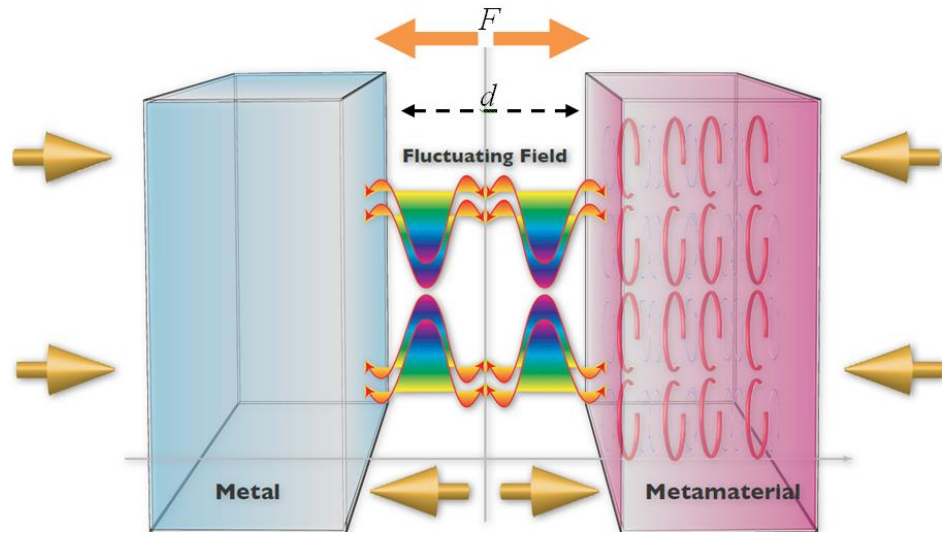


Fig. 2: Shows the repulsive Casimir force 'F' on parallel plate kept in vacuum, the effective force $F \propto - A/d^4$, where A is the area of plate and d is the distance between the plate

