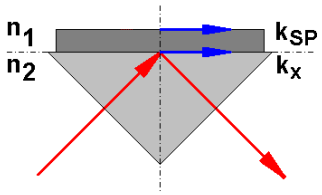
# Plasmonen




## Materialauswahl, Anregung, Geometrien

Dipl.-Ing. Björnstjerne Zindler, M.Sc.

www.Zenithpoint.de

Erstellt: 28. Januar 2010 - Letzte Revision: 19. Oktober 2026

## Inhaltsverzeichnis

**1 Materialauswahl** **3**
1.1 Plasmafrequenz . . . 4
1.2 Permittivitäten . . . 5

**2 Plasmonenanregung** **11**

**3 Reflexionsverhältnisse** **13**
3.1 Ohne Plasmonenanregung . . . 13
3.2 Mit Plasmonenanregung . . . 14

**4 Geometrien** **15**
4.1 Standardgeometrien . . . 15
4.1.1 Otto-Konfiguration . . . 15
4.1.2 Kretschmann-Konfiguration . . . 16
4.2 Weitere Kopplergeometrien . . . 17
4.2.1 Sinusförmige Gitterstrukturen . . . 17
4.2.2 Raue Oberflächen . . . 18
4.2.3 Symmetriebruch . . . 19

---

## Literatur

[001] Keine für vorliegenden Text.

[J. ] J. R Sambles et. al. Optical excitation of surface plasmons: an introduction.

---

# 1 Materialauswahl

Theoretisch könnten fast alle Metalle mehr oder weniger gut zwecks Anregung eines Oberflächen-Plasmons an einem Übergang von Dielektrikum zu Metall genutzt werden. Jedoch wird eine Reihe von diesen Materialien durch praktische Gründe ausgegrenzt. So ist zum Beispiel Indium viel zu teuer, Natrium zu reaktiv, Aluminium und Kupfer weisen ungünstige Plasmafrequenzen auf und Silber hat das Problem der sehr leichten Oxidierbarkeit. [001]ff.

Die Seite der einfallenden Strahlung zugewandt, sollte rein metallisch sein. Oxid- oder Sulfidschichten, welche sich unweigerlich an der Luft bilden, verändern die Anregungsbedingung des Oberflächenplasmons (es sei denn, man will gerade diese Bildung der Schichten messen). Weiterhin muss das ausgewählte Metall verträglich sein mit einer Reihe von chemischen Substanzen aus dem Dielektrikum oder anders woher.

Daher erweist sich Gold (aber auch Silber) als das vielseitigste Metall.

## 1.1 Plasmafrequenz

Ermittlung der Plasmafrequenz ausgewählter Materialien als Bedingung der dritten Anregungsbedingung.

Als erstes muss die Elektronendichte $n$ abgeschätzt werden. Diese ist definiert:

$$m = \frac{z}{\Omega}$$

Mit $z$ der Anzahl der Leiterelektronen pro Atom und $\Omega$ der Atomdichte. Diese kann ersetzt werden so, dass sich ergibt:

$$n = z \cdot \rho \cdot \frac{N_A}{A}$$

Wobei $\rho$ die Dichte des betrachteten Leiters ist, $N_A$ die Avogadrosche Konstante und $A$ die molare Atommasse. Als Beispiel soll hier Kupfer dienen ein Element der ersten Hauptgruppe und daher mit $z = 1$:

$$\begin{aligned} N_A &= 6,02204 \cdot 10^{+23}\text{mol}^{-1} \\ \rho &= 8,92 \cdot 10^{+3}\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \\ A &= 63,5 \cdot 10^{-3}\text{kg} \cdot \text{mol}^{-1} \\ n &= 84,59 \cdot 10^{+27}\text{m}^{-3} \end{aligned}$$

Jetzt kann die Plasmafrequenz $\omega_P$ berechnet werden:

$$\omega_P > e \cdot \sqrt{\frac{n}{\varepsilon_0 \cdot m}}$$

Oder alternativ dessen Wellenlängenäquivalent:

$$\lambda_P = \frac{2\pi \cdot c}{e \cdot \sqrt{\frac{n}{\varepsilon_0 \cdot m}}}$$

Damit ergibt sich für ausgewählte Metalle zum besseren Vergleich alle $z = 1$:

| | **Elektronendichte** $[\text{m}^{-3}]$ | **Plasmafrequenz** $[\text{s}^{-1}]$ | **Plasmawellenlänge** [nm] |
|---|---|---|---|
| **Indium** | 38,33·$10^{+27}$ | 11,04·$10^{+15}$ | 170,62 |
| **Platin** | 66,22·$10^{+27}$ | 14,52·$10^{+15}$ | 129,73 |
| **Gold** | 59,06·$10^{+27}$ | 13,71·$10^{+15}$ | 137,40 |
| **Silber** | 58,56·$10^{+27}$ | 13,65·$10^{+15}$ | 138,00 |
| **Kupfer** | 84,59·$10^{+27}$ | 16,41·$10^{+15}$ | 114,79 |
| **Aluminium** | 60,27·$10^{+27}$ | 13,85·$10^{+15}$ | 136,00 |
| **Nickel** | 91,40·$10^{+27}$ | 16,10·$10^{+15}$ | 117,00 |

Hier physikalisch relevante Parameter ausgewählter Metalle.
Eine möglichst große Plasmawellenlänge wird präferiert.

## 1.2 Permittivitäten

Ermittlung des Realanteiles der Permittivitäten aus der ersten Anregungsbedingung.

Aus der ersten Anregungsbedingung ist bekannt (D = Dielektrikum, M = Metall):

$$-\varepsilon_D \leq 0 \leq \varepsilon_M$$

$\Rightarrow$

$$\frac{\varepsilon_D}{\varepsilon_M} \geq 0$$

Für ein $\varepsilon_D > 1$ gilt:

$$\varepsilon_M \leq 0$$

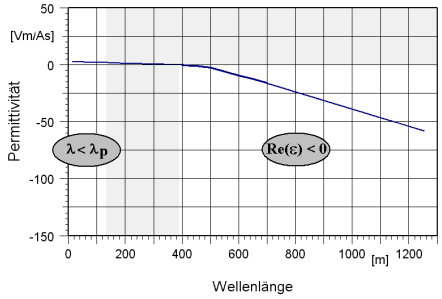
Der Realanteil des Metalls muss daher negativ sein.

Aus [J. ] Abbildung 2a und Tabelle 1 sind die Realanteile der Permittivitäten ablesbar.

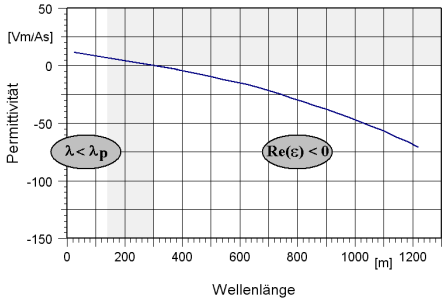
| **Wellenlänge** [nm] | **Silber** | **Gold** |
|---|---|---|
| 400 | -4,0 | -0,3 |
| 450 | -6,5 | -0,8 |
| 500 | -8,7 | -2,2 |
| 550 | -11,9 | -5,8 |
| 600 | -15,2 | -9,2 |
| 650 | -18,5 | -12,5 |
| 700 | -21,8 | -16,1 |
| 750 | - | -19,6 |
| 800 | - | -23,6 |

Die Realanteile der Permittivitäten ausgewählter Metalle.

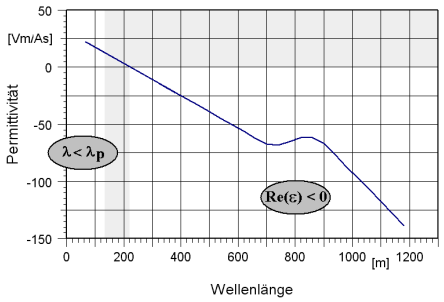
Zum Schluss noch einmal die grafische Darstellung der Tabellen zur Verdeutlichung der Anregungsbedingungen für ein Oberflächen-Plasmon.




Plasmafrequenz und der Realanteil der Permittivität von Gold.




Plasmafrequenz und der Realanteil der Permittivität von Silber.




Plasmafrequenz und der Realanteil der Permittivität von Aluminium.

Durch geeignete Materialauswahl allein ist es demnach nicht möglich, ein Oberflächenplasmon anzuregen. Es sind dazu spezielle Einkoppel-Geometrien nötig.

Interessant zu wissen ist auch die „Schärfe“ des Reflektivitätseinbruchs bei Anregung eines Plasmons. Die Anregungsgüte $Q$, die Eignung eines Metalls Plasmonen anzuregen kann man aus dessen komplexen Permittivität abgeschätzt werden. So wird ein schmaler Resonanzpeak beobachtet, wenn gilt:

$$N = \varepsilon_R + j \cdot \varepsilon_I$$

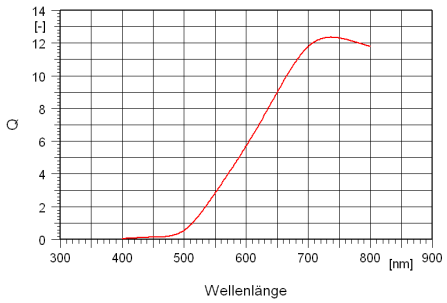
$\Rightarrow$

$$Q = \left| \frac{\varepsilon_R}{\varepsilon_I} \right| \to +\infty$$

Über die Güte $Q$ lassen sich auf einfache Weise die verschiedensten Metalle in Bezug Ihrer Eignung zur Plasmonen-Anregung charakterisieren. Für Gold, Silber und Aluminium gilt nach [J. ] Abbildung 2a und b sowie Tabelle 1:

| $\lambda$ [nm] | $\varepsilon_R$ | $\varepsilon_I$ | Q |
|---|---|---|---|
| 400 | -0,30 | 6,50 | 0,05 |
| 450 | -0,80 | 5,72 | 0,14 |
| 500 | -2,15 | 3,79 | 0,58 |
| 550 | -5,75 | 2,00 | 2,87 |
| 600 | -9,20 | 1,61 | 5,73 |
| 650 | -12,50 | 1,39 | 9,00 |
| 700 | -16,10 | 1,38 | 11,80 |
| **750** | **-19,60** | **1,60** | **12,30** |
| 800 | -23,55 | 2,00 | 11,80 |

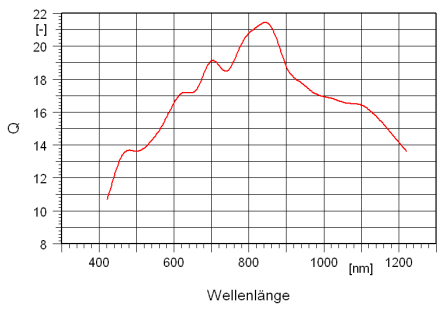
Der Real- und der Imaginäranteil der Permittivität und die Güte $Q$ für Gold.
Den schärfsten Peak ergäbe sich bei $\lambda \approx 750$nm.




Die Tabelle grafisch dargestellt, die Güte $Q$ für Gold.

| $\lambda$ [nm] | $\varepsilon_R$ | $\varepsilon_I$ | Q |
|---|---|---|---|
| 300 | - | - | - |
| 340 | - | - | - |
| 380 | -3,40 | - | - |
| 420 | -5,30 | 0,50 | 10,60 |
| 460 | -7,60 | 0,57 | 13,34 |
| 500 | -9,40 | 0,69 | 13,62 |
| 540 | -11,70 | 0,82 | 14,27 |
| 580 | -13,80 | 0,88 | 15,68 |
| 620 | -16,10 | 0,94 | 17,13 |
| 660 | -18,60 | 1,07 | 17,38 |
| 700 | -21,60 | 1,13 | 19,12 |
| 740 | -24,40 | 1,32 | 18,48 |
| 780 | -28,00 | 1,39 | 20,14 |
| **820** | **-31,30** | **1,45** | **21,59** |
| 860 | -34,70 | 1,64 | 21,16 |
| 900 | -37,90 | 2,02 | 18,76 |
| 940 | -41,40 | 2,33 | 17,77 |
| 980 | -45,10 | 2,64 | 17,08 |
| 1020 | -48,80 | 2,90 | 16,83 |
| 1060 | -53,10 | 3,21 | 16,54 |
| 1100 | -56,80 | 3,46 | 16,42 |
| 1140 | -61,40 | 3,90 | 15,74 |
| 1180 | -65,80 | 4,47 | 14,72 |
| 1220 | -70,50 | 5,16 | 13,66 |
| 1260 | - | 5,73 | - |
| 1300 | - | - | - |

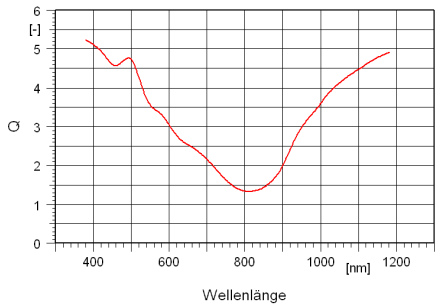
Der Real- und der Imaginäranteil der Permittivität und die Güte $Q$ für Silber.
Den schärfsten Peak ergäbe sich bei $\lambda \approx 820$nm.




Die Tabelle grafisch dargestellt, die Güte $Q$ für Silber.

| $\lambda$ [nm] | $\varepsilon_R$ | $\varepsilon_I$ | Q |
|---|---|---|---|
| 300 | - | - | - |
| 340 | - | - | - |
| **380** | **- 22,10** | **4,22** | **5,24** |
| 420 | - 27,10 | 5,48 | 4,95 |
| 460 | - 33,10 | 7,24 | 4,57 |
| 500 | - 39,10 | 8,26 | 4,73 |
| 540 | - 45,10 | 12,09 | 3,73 |
| 580 | - 50,50 | 15,24 | 3,31 |
| 620 | - 55,90 | 20,21 | 2,77 |
| 660 | - 62,10 | 25,00 | 2,48 |
| 700 | - 66,90 | 30,92 | 2,16 |
| 740 | - 68,30 | 39,55 | 1,73 |
| 780 | - 64,90 | 45,91 | 1,41 |
| 820 | - 61,40 | 45,91 | 1,34 |
| 860 | - 61,40 | 40,62 | 1,51 |
| 900 | - 66,50 | 33,25 | 2,00 |
| 940 | - 76,60 | 27,08 | 2,83 |
| 980 | - 87,20 | 26,01 | 3,35 |
| 1020 | - 97,30 | 25,25 | 3,85 |
| 1060 | -107,30 | 25,50 | 4,21 |
| 1100 | -117,50 | 26,20 | 4,48 |
| 1140 | -128,00 | 27,08 | 4,73 |
| 1180 | -138,50 | 28,21 | 4,91 |
| 1220 | - | 29,72 | - |
| 1260 | - | - | - |
| 1300 | - | - | - |

Der Real- und der Imaginäranteil der Permittivität und die Güte $Q$ für Aluminium.
Den schärfsten Peak ergäbe sich bei $\lambda \approx 380$nm.




Die Tabelle grafisch dargestellt, die Güte $Q$ für Aluminium.

Für eine Vielzahl anderer Metalle sind die $Q$-Werte auch bekannt.

| **Metall** | | **λ** [nm] | **Permittivität** | **Q** |
|---|---|---|---|---|
| **Silber** | Ag | 632,8 | -18,22 + $j\cdot$ 0,48 | 37,96 |
| **Kupfer** | Cu | 632,8 | -14,67 + $j\cdot$ 0,72 | 20,38 |
| **Gold** | Au | 632,8 | -10,92 + $j\cdot$ 1,49 | 7,33 |
| **Aluminium** | Al | 650,0 | -42,00 + $j\cdot$16,40 | 2,56 |
| **Palladium** | Pd | 620,0 | -14,40 + $j\cdot$14,60 | 0,99 |
| **Platin** | Pt | 640,0 | -11,10 + $j\cdot$15,70 | 0,71 |
| **Nickel** | Ni | 620,0 | -9,60 + $j\cdot$14,09 | 0,68 |
| **Kobalt** | Co | 617,0 | -12,10 + $j\cdot$18,00 | 0,67 |
| **Blei** | Pb | 650,0 | -8,67 + $j\cdot$13,40 | 0,65 |
| **Titan** | Ti | 617,0 | -6,71 + $j\cdot$19,86 | 0,34 |
| **Eisen** | Fe | 632,8 | -1,02 + $j\cdot$17,81 | 0,06 |
| **Chrom** | Cr | 617,0 | -0,84 + $j\cdot$20,92 | 0,04 |

Die Güte $Q$ für ausgewählte Metalle.

# 2 Plasmonenanregung

Gegeben ist der Wellenvektor $k_x$:

$$k_x = \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{\varepsilon_D}$$

Gegeben ist der Wellenvektor $k_{SP}$ eines Oberflächenplasmons (verlustfrei):

$$k_{SP} = \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_D \cdot \varepsilon_M}{\varepsilon_D + \varepsilon_M}}$$

Die Einführung des **V**erlustfaktors (Imaginäranteil) führt zu:

$$\varepsilon_M = \varepsilon_{M,R} + j \cdot \varepsilon_{M,I}$$

$\Rightarrow$

$$k_{SP,v} = \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_D \cdot (\varepsilon_{M,R} + j \cdot \varepsilon_{M,I})}{\varepsilon_D + \varepsilon_{M,R} + j \cdot \varepsilon_{M,I}}}$$

Der Real- und Imaginäranteil dazu:

$$\text{Re } (k_{SP,v}) = \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_D \cdot \varepsilon_{M,R}}{\varepsilon_D + \varepsilon_{M,R}}} \qquad \text{Im } (k_{SP,v}) = \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_D \cdot \varepsilon_{M,R}}{\varepsilon_D + \varepsilon_{M,R}}}^3 \cdot \frac{\varepsilon_{M,I}}{2 \cdot \varepsilon_{M,R}^2}$$

$\Rightarrow$

$$\text{Re } (k_{SP,v}) = k_{SP} \qquad \text{Im } (k_{SP,v}) = \frac{k_{SP}^3}{2} \cdot \frac{c^2}{\omega^2} \cdot \frac{\varepsilon_{M,I}}{\varepsilon_{M,R}^2}$$

Die Propagationslänge $L$ eines Plasmons ist gegeben durch:

$$L = \frac{1}{2 \cdot \text{Im } (k_{SP,v})}$$

$\Rightarrow$

$$L = \frac{1}{k_{SP}^3} \cdot \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \frac{\varepsilon_{M,R}^2}{\varepsilon_{M,I}}$$

Es kann weiter vereinfacht werden:

$$L = \frac{1}{k_{SP}^3} \cdot \frac{k_x^2}{\varepsilon_D} \cdot \frac{\varepsilon_{M,R}^2}{\varepsilon_{M,I}}$$

$\Rightarrow$

$$L = \frac{k_x^2}{k_{SP}^3} \cdot \frac{\varepsilon_{M,R}}{\varepsilon_D} \cdot \frac{\varepsilon_{M,R}}{\varepsilon_{M,I}}$$

Die Propagationslänge eines Plasmons ist daher bestimmt durch zwei Größen, welche abhängig von den Permittivitäten sind:

$$L \propto \frac{\varepsilon_{M,R}}{\varepsilon_D} \cdot \frac{\varepsilon_{M,R}}{\varepsilon_{M,I}}$$

$\Rightarrow$

$$W = \frac{\varepsilon_{M,R}}{\varepsilon_D} \qquad Q = \frac{\varepsilon_{M,R}}{\varepsilon_{M,I}}$$

In zweiter Schreibart für die Verlustgröße $Z$:

$$W \cdot \varepsilon_D = Q \cdot \varepsilon_{M,I}$$

$\Rightarrow$

$$Z = \frac{W}{Q} = \frac{\varepsilon_{M,I}}{\varepsilon_D}$$

$\Rightarrow$

$$Z \propto \varepsilon_{M,I}$$

Dabei ist $Q$ die Anregungsgüte des Metalls, die Eignung Plasmonen anzuregen.

Die Größe $W$ lässt sich weiter verändern:

$$W = \sqrt{\frac{\varepsilon_{M,R}}{\varepsilon_D}} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_{M,R}}{\varepsilon_D}}$$

$\Rightarrow$

$$W = \sin^2 \theta_C$$

Der Wert $W$ ist somit Repräsentant des kritischen Winkels der Totalreflexion.

# 3 Reflexionsverhältnisse

## 3.1 Ohne Plasmonenanregung

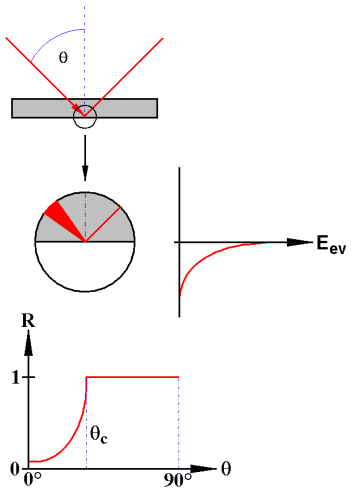
Der kritische Winkel der Totalreflexion eines Lichtstrahles ist gegeben durch:

$$\sin\theta_C = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} = \frac{n_2}{n_1}$$

Oberhalb dieses Winkels ist die Reflektivität eines Medienüberganges gleich 1. Obwohl kein Licht bei der totalen Reflexion also auch keine Energie in das Medium 2 (unterer Halbraum) eingestrahlt wird, erstreckt sich ein elektrisches Feld, ausgehend von den Photonen, über die Grenzfläche der beiden Medien hinaus mit der Weite eines Viertels der anliegenden Wellenlänge.

Somit fällt die Intensität des elektromagnetischen Feldes jenseits der Grenzfläche nicht abrupt auf Null ab. Stattdessen läuft eine gedämpfte harmonische Welle parallel zur Schnittstelle. Ein Teil davon als evaneszentes Feld dringt auch in das optisch dünnere Medium (oberer Halbraum). Die Abklingrate des Feldes auf beiden Seiten ist exponentiell.

Ein Prisma, metallisch unbedampft an der Basis, beleuchtet mit dem Winkel $\theta$ lässt am Detektor folgende Reflektivitäten messen.




Versuchsaufbau und gemessene Reflektivität.
Es wird kein Oberflächen-Plasmon angeregt.

## 3.2 Mit Plasmonenanregung

Wenn man auf die Unterseite des oben verwendeten Prismas einen dünnen Metallfilm aufbringt (zum Beispiel mit einer Dicke von 50nm), sind verschiedene Auswirkungen in Bezug der Reflektivität zu beobachten. Unterhalb des kritischen Winkels $\theta_C$ erhöht sich die (Grund)Reflektivität infolge der Tatsache, dass der Metallfilm als teildurchlässiger Spiegel wirkt. Wird der Winkel oberhalb der Totalreflektionskante geführt, wechselwirkt das evaneszente Feld nun innerhalb des Metallfilms, mit dem quasifreien Metall-Elektronengas. Bei einem Winkel $\theta_P$ koppeln die auftreffenden Photonen resonant mit den Elektronen. Dieser gekoppelte Zustand regen Plasmaschwingungen an und wird Oberflächen-Plasmon genannt.

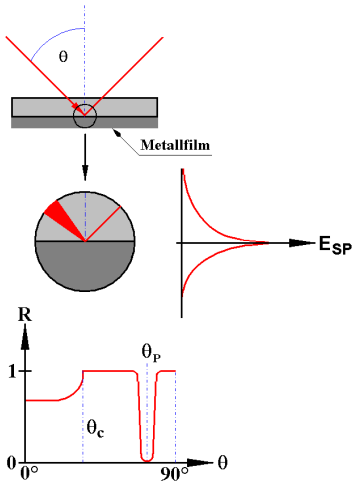
In dem normierten Reflektionsgrafen tritt durch beschriebene Kopplung ein scharfes Minima auf. Grund der Schärfe dieses Einbruches ist, dass die gesamte Energie der Photonen im Metallfilm absorbiert wird. Umgangssprachlich wird bei $\theta_P$ die „Reflektion zerstört“.

Oberflächen-Plasmonen können nicht direkt an Luft/Metall-Grenzflächen angeregt werden. Ebenfalls nicht für Wasser/Metall. Grund ist die Nichterfüllbarkeit der Impulserhaltung $p$ bzw. der Kopplung der Wellenvektoren $k$ (Die E-Felder entlang der Grenzfläche erfüllen nicht die Stetigkeitsbedingung).

$$p = \hbar \cdot k \qquad\qquad k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}$$

Ausweg ist die Einkopplung der Photonen über Prismen oder aufgebrachte optische Gitter.

Die beschriebene Plasmaschwingung erzeugt ein eigenes Feld, das dem evaneszenten Feld ohne Anregung vergleichbar ist. Dieses erstreckt sich auf beiden Seiten der Metall-Glas-Grenzfläche. Auch dieses ist ein evaneszentes Feld (die Amplitude fällt exponentiell innerhalb der Plasmonenwellenlänge ab). Aus oben beschriebenen Grund muss auch hier die Stetigkeitsbedingung erfüllt werden, bedeutet, das evaneszente Plasmonenfeld muss die gleiche Wellenlänge haben wie die des evaneszenten Feldes des einfallenden Photons.



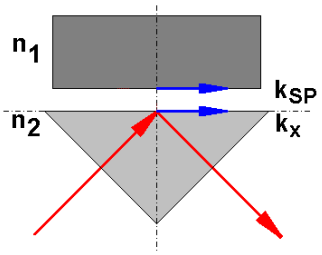

Versuchsaufbau und gemessene Reflektivität.
Es wird ein Oberflächen-Plasmon angeregt.

# 4 Geometrien zwecks Anregung von Plasmonen

## 4.1 Standardgeometrien

### 4.1.1 Otto-Konfiguration

Der ATR-Koppler[1] nach Otto ist ähnlich dem von Kretschmann. Ein Unterschied ist der Luftspalt zwischen dem Glasprisma und der Metallschicht mit der Dicke einer Wellenlänge des genutzten Lichtes. In dieser Anordnung wird das eingestrahlte und monochromatische Licht totalreflektiert an der Grenzfläche zwischen Prisma und Luft. Das evaneszente Feld der Lichtstrahlung dringt in den Luftspalt ein und die Plasmawelle bzw. das Plasmon wird an der Grenzschicht Luftspalt zu Metall angeregt.




Beispielsaufbau einer Otto-Konfiguration.

Statt eines Einkoppelprismas kann auch ein Halbzylinder verwendet werden.

• Vorteile:

- Unabhängigkeit der Anregung von der Metallschichtdicke
- Keine Beschädigung der Metalloberfläche infolge Abstand
- Keine chemische Wechselwirkung zwischen Glas und Metall
- Geringe Dämpfung des Plasmons durch das Metall
- Größere Metallauswahl

• Nachteile:

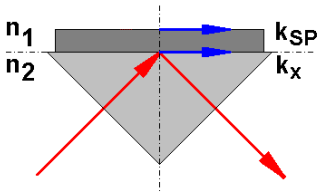
- Realisierung des Luftspaltes (<1$\mu$m) technisch anspruchsvoll
- Nicht in der Praxis änderbar
- „Geschlossenes“ Plasmon (verdeckt von Glas und Metall)

In einer modifizierten Version der Otto-Konfiguration wird der Luftspalt mit einem Dielektrikum gefüllt.

[1] Attenuated Total Reflection = ATR

### 4.1.2 Kretschmann-Konfiguration

Der ATR-Koppler nach dem Aufbau von Kretschmann besteht im Wesentlichen aus einem Glashalbzylinder auf dessen Basis eine dünne Metallschicht aufgedampft wurde. Licht, monochromatisch, kollimiert und TM-polarisiert wird unter einem Winkel $\theta$ eingestrahlt in den Halbzylinder. An der Grenzfläche von Glas zu Metall wird das Licht totalreflektiert und das bekannte evaneszente Feld dringt in das Metall ein. Ist die Metallschicht ausreichend dünn, dann reicht dieses Feld bis an den Übergang Metall zu Medium 2 (z. B. Luft). Dort kann das evaneszente Feld mit der Plasmawelle in Resonanz treten. Dem Feld wird Energie entzogen und das Plasmon wird an der Grenzfläche verstärkt, so dass es aus dem Rauschen heraus detektiert werden kann.




Beispielsaufbau einer Kretschmann-Konfiguration.

• Vorteile:

- Abhängigkeit des Plasmons von der Permittivität der Metallschicht (Sensoreneigenschaften)
- „Offenes“ Plasmon (nicht verdeckt)

• Nachteile:

- Abhängigkeit des Plasmons von der Permittivität der Metallschicht (Alterung)
- Hohe Dämpfung des Plasmons infolge der Absorption des Metalls (<30nm)
- Metallschichten <30nm neigen zu Inselbildungen
- Verschärfte Metallauswahlkriterien

## 4.2 Weitere Kopplergeometrien

Neben den bekannten Kopplergeometrien gibt es noch weitere, um Plasmonen anregen zu können.

### 4.2.1 Sinusförmige Gitterstrukturen

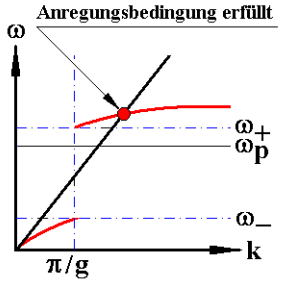
Direkt auf die Oberfläche wird eine sinusförmige Gitterstruktur aufgebracht mit bekannter Periode und Verhältnis von Minima und Maxima. Diese Maßnahme unterbricht die Invarianz der Oberfläche unterschiedlicher Wellenvektoren zwischen einfallender und ausfallender Strahlung. Entlang der Oberfläche gilt dann:

$$k_{x,OUT} = k_{x,IN} \pm n \cdot \frac{2\pi}{g}$$

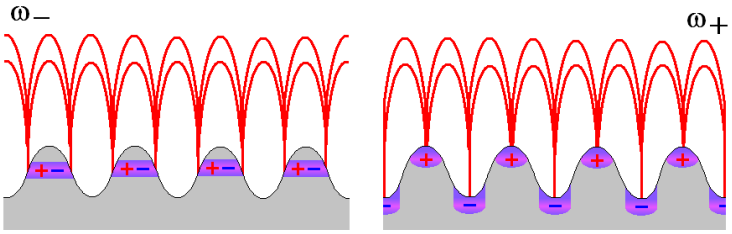
Wobei $g$ die Gitterkonstante darstellt und $n$ ein Element der natürlichen Zahlen ist. Ist der Unterschied zwischen Minima und Maxima des Gitters relativ klein ($< g$), dann gilt:

$$k \cdot \sin\theta = k_{SP} \pm n \cdot \frac{2\pi}{g}$$

Ist diese Gleichung erfüllt, dann kommt es zur Anregung eines Oberflächen-Plasmons mit dem Wellenvektor $k_{SP}$. Gleichzeitig ist Ergebnis der Erfüllung dieser Gleichung, dass die Dispersionsrelation nicht mehr eindeutig ist. An der Stelle $\pi\ g$ ist eine Lücke im Grafen zu sehen, das „Stop-band“. Ist eben diese Lücke groß genug, dass der obere Teil samt des gemeinsamen Schnittpunkts mit der Geraden der Dispersionsrelation des einfallenden Lichts über die Plasmafrequenz „rutscht“, kommt es gezwungenermaßen zur Anregung von Plasmonen.



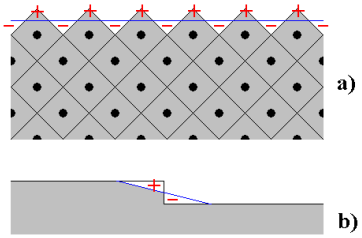

Die Dispersionsrelation unter Nutzung eines Gitters mit dem „Stop-band“.




Die zwei Grenzmöglichkeiten der Wellenausbreitung wenn $\lambda = g$.

### 4.2.2 Raue Oberflächen

Durch die „Ausschmierung“[2] der elektronischen Ladung gegenüber dem Ionenrumpf entsteht ein Dipol an der Oberfläche und an Stufen (raue Oberfläche). Dies stellt eine Potentialbarriere dar, welche zu verschiedenen neuen Phänomenen und letztendlich zur Plasmonen-Anregung führt.




Potentialbarriere an einer
rauen Oberfläche a) und an einer Stufe b).

[2] smoothening

### 4.2.3 Symmetriebruch

Analytisch beschreibbar mit zwei Fallunterscheidungen:

**Rayleigh-Streuung**

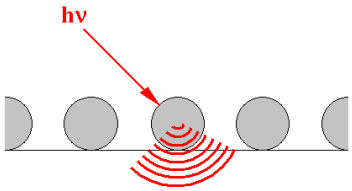
Die Größe des Streupartikels ist sehr viel kleiner als die Wellenlänge ($< 0,1\lambda$). Das Licht „sieht“ einen sehr symmetrischen Kristall.

**Mie-Streuung**

Die Größe des Streupartikels liegt in der Größenordnung der ($\approx \lambda$) Wellenlänge. Das Licht „sieht“ einen sehr unsymmetrischen Kristall. Kommt es dann zu einer Resonanz mit der Streueffizienz wird ein Plasmon angeregt.

**Photonischer Kristall**

Plasmonen, die Anregung ist mit Photonen direkt möglich. Allein durch den Symmetriebruch. Das Problem ist zudem analytisch lösbar.




Wirkung von Nanopartikeln auf einer
Oberfläche zwecks Anregung von Oberflächenplasmonen.

LaTeX $2_\varepsilon$