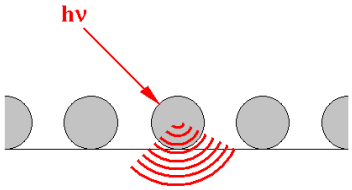
Plasmonen



Photonen-Wellenvektor, Elektronen-Oszillator Oberflächen-Plasmon-Wellenvektor Plasmonen-Anregungsbedingungen

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

www.Zenithpoint.de

Erstellt: 28. Januar 2010 - Letzte Revision: 16. Oktober 2026

Inhaltsverzeichnis

1 Photonen-Wellenvektors k_x **3**

2 Elektronen-Oszillator **5**
2.1 Allgemeiner Oszillator . . . 5
2.2 Standardoszillator $\omega_0 = 0$ . . . 6
2.3 Standardoszillator $\omega_0 = 1$ . . . 7
2.4 Gaußsches Wellenpaket . . . 9

3 Oberflächen-Plasmon-Wellenvektor $k_{SP;x}$ **11**

4 Anregungsbedingung **13**
4.1 1. Anregungsbedingung . . . 13
4.2 2. Anregungsbedingung . . . 14
4.3 3. Anregungsbedingung . . . 15
4.4 Zusammenfassung . . . 16
4.5 Kopplergeometrien . . . 17
4.5.1 Gitterstrukturen . . . 17
4.5.2 Raue Oberflächen . . . 18
4.5.3 Symmetriebruch . . . 19

Literatur

[Dipa] Dipl.-Ing. Björnstjerne Zindler, M.Sc. Gaußsches Wellenpaket - GWP. www.Zenithpoint.de.

[Dipb] Dipl.-Ing. Björnstjerne Zindler, M.Sc. Übergang der rechtsseitigen auf die symmetrische Exponentialfunktion. www.Zenithpoint.de.

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

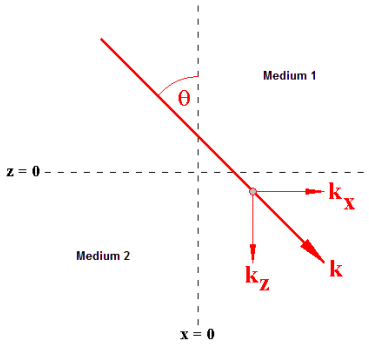
---

1 Herleitung des Photonen-Wellenvektors k_x

Der Wellenvektor eines Photons im Vakuum ist definiert durch: [J.]ff.

$$k_{vac} = \frac{\omega}{c}$$

Je nach Einfallsrichtung des Photons bezogen auf ein fixes Koordinatensystem lässt sich der Wellenvektor aufspalten in seine orthogonalen Vektoren.



Die orthogonalen Vektoren lassen sich mathematisch wie folgt beschreiben.

$$k_x = k \cdot \sin\theta \qquad k_z = k \cdot \cos\theta$$

Befindet sich der x- Anteil des Wellenvektors oberhalb der Grenze $z = 0$ in einem angenommenen Medium 1, dann ändert sich die Berechnungsgrundlage infolge des Brechungsindexes dieses Mediums.

$$k_{vac} = \frac{\omega}{c} \qquad \rightarrow \qquad k_{med} = \frac{\omega}{c} \cdot n_1$$

$\Rightarrow$

$$k_{med;x} = \frac{\omega}{c} \cdot n_1 \cdot \sin\theta$$

Infolge des Zusammenhanges zwischen Brechungsindex und Permittivität gilt letztendlich:

$$n = \sqrt{\varepsilon}$$

$\Rightarrow$

$$k_{med;x} = \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{\varepsilon_1} \cdot \sin\theta$$

Analog, wenn man infinitesimal klein unter $z = 0$ annimmt.:

$$k_{med;x} = \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{\varepsilon_2} \cdot \sin\theta$$

2 Herleitung des Elektronen-Oszillators in einem Medium $O(\omega)$

2.1 Herleitung des allgemeinen Oszillators

Elektronen in (hier angenommen) ortsfesten Atomen werden durch eine einfallende elektromagnetische Welle zu transversalen Schwingungen angeregt.

Für die elektromagnetische Welle ist gegeben (Bei Vergleich mit anderer Literatur die Vorzeichenkonventionen beachten!):

$$\psi_\lambda = E_0 \cdot e^{j\cdot(\omega\cdot t - k\cdot z)}$$

Die Bewegung eines Elektrons kann mathematisch beschrieben werden durch:

$$\psi_e = \frac{m}{e}\cdot\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}x + \gamma\cdot\frac{\partial}{\partial t}x + \omega_0^2\cdot x\right)$$

Dabei ist $\omega_0^2 \cdot x$ der Resonanzterm des Elektrons, $\gamma \cdot \partial/\partial t \cdot x$ der Dämpfungsterm, der Rest der allgemeine Bewegungsterm mit $\gamma = \frac{D}{m}$ und $\omega_0^2 = \frac{k}{m}$, wobei D die Dämpfungskonstante darstellt. Beide ψ werden gleichgesetzt, was einer Kopplung zu einem gemeinsamen schwingfähigen System führt.

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}x + \gamma\cdot\frac{\partial}{\partial t}x + \omega_0^2\cdot x = E_0\cdot\frac{e}{m}\cdot e^{j\cdot(\omega\cdot t - k\cdot z)}$$

Es liegt eine inhomogene Differentialgleichung zweiter Ordnung vor. Der „Störterm“ S ist hier die anregend einfallende elektromagnetische Welle. Die exakte und komplexe Lösung der DGL dazu:[1]

$$x = x_0\cdot e^{j\cdot\omega\cdot t}$$

Wobei für x_0 gegeben ist:

$$x_0 = E_0\cdot\frac{e}{m}\cdot\frac{1}{\omega_0^2 + j\cdot\omega\cdot\gamma - \omega^2}$$

Werden nun die Maximalamplitude E_0, sowie die Elektronenmasse m und dessen Ladung e im Ausdruck nicht betrachtet, erhält man den elementaren Oszillator $O(\omega)$ eines Elektrons.

$$O(\omega) = \frac{1}{\omega_0^2 + j\cdot\omega\cdot\gamma - \omega^2}$$

$\Rightarrow$

$$\mathrm{Re}\ (O(\omega)) = \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2} \qquad \mathrm{Im}\ (O(\omega)) = \frac{-\omega\gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2}$$

$\Rightarrow$

$$|O(\omega)|^2 = \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2}$$

[1] Für die inhomogene DGL muss nicht eine allgemeingültige Lösung hier unbedingt hergeleitet werden. Es genügt der Fall, dass der linke und der rechte Term im Augenblick des Aufeinandertreffens an der Stelle $z = 0$ ein und den selben mathematischen Ausdruck besitzen. Das ist dann die Lösung, die hier genügt.

$$S = E_0\cdot\frac{e}{m}\cdot e^{j\cdot\omega\cdot t}$$

$\rightarrow$

$$x = O(\omega)\cdot S = +O(\omega)\cdot\frac{e}{m}\cdot E_0\cdot e^{j\cdot\omega\cdot t}$$
$$x' = O(\omega)\cdot S' = +O(\omega)\cdot\frac{e}{m}\cdot E_0\cdot j\cdot\omega\cdot e^{j\cdot\omega\cdot t}$$
$$x'' = O(\omega)\cdot S'' = -O(\omega)\cdot\frac{e}{m}\cdot E_0\cdot\omega^2\cdot e^{j\cdot\omega\cdot t}$$

Es wird in den homogenen Term eingesetzt und gekürzt.

$$x'' + \gamma\cdot x' + \omega_0^2\cdot x = \frac{e}{m}\cdot E_0\cdot e^{j\cdot\omega\cdot t}$$

$\rightarrow$

$$O(\omega)\cdot\left(-\omega^2 + j\cdot\gamma\cdot\omega + \omega_0^2\right) = 1$$

$\rightarrow$

$$x = O(\omega)\cdot S = x_0\cdot e^{j\cdot\omega\cdot t}$$

Fortsetzung nächste Seite

2.2 Standardoszillator mit $\omega_0 = 0$

Bei einem Leiter liegen die Elektronen ungebunden vor, daher gilt $\omega_0 = 0$ und $\gamma = 0$.

$$O(\omega) = -\frac{1}{\omega^2}$$

$\Rightarrow$

$$\mathrm{Re}\ (O(\omega)) = \frac{1}{\omega^2} \qquad \mathrm{Im}\ (O(\omega)) = 0$$

$\Rightarrow$

$$|O(\omega)|^2 = \frac{1}{\omega^4}$$

Das entspricht einem harmonischen Oszillator mit all seinen Eigenschaften.

Die charakteristische Gleichung des linken homogenen Terms y_H:

$$\lambda^2 + \gamma \cdot \lambda + \omega_0^2 = 0$$

$\rightarrow$

$$\lambda_{1;2} = -\frac{\gamma}{2} \pm \sqrt{\frac{\gamma^2}{4} - \omega_0^2}$$

Gesucht ist die Lösung, welche ein schwingfähiges System beschreibt, daher ist eine komplexe Lösung notwendig.

$$\lambda_{1;2} = -\frac{\gamma}{2} \pm \sqrt{(-1) \cdot \left(\omega_0^2 - \frac{\gamma^2}{4}\right)} = a \pm j \cdot \sqrt{b}$$

Daher:

$$\gamma < 2 \cdot \omega_0$$

Die Lösung:

$$y_{H,1} = e^{a \cdot x} \cdot \sin(b \cdot x)$$
$$y_{H,2} = e^{a \cdot x} \cdot \cos(b \cdot x)$$

$\rightarrow$

$$y_{H,1} = e^{-\frac{\gamma}{2} \cdot x} \cdot \sin\left(\left[\omega_0^2 - \frac{\gamma^2}{4}\right] \cdot x\right)$$
$$y_{H,2} = e^{-\frac{\gamma}{2} \cdot x} \cdot \cos\left(\left[\omega_0^2 - \frac{\gamma^2}{4}\right] \cdot x\right)$$

2.3 Standardoszillator mit $\omega_0 = 1$

Betrachtung eines Elektrons als Oszillator definiert im Dielektrikum mit $\omega_0 = 1$ und daher $\gamma < 2$.

$$O(\omega) = \frac{1}{1 + j \cdot \omega \cdot \gamma - \omega^2}$$

$\Rightarrow$

$$\text{Re}\ (O(\omega)) = \frac{1 - \omega^2}{(1 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2} \qquad \text{Im}\ (O(\omega)) = \frac{-\omega\gamma}{(1 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2}$$

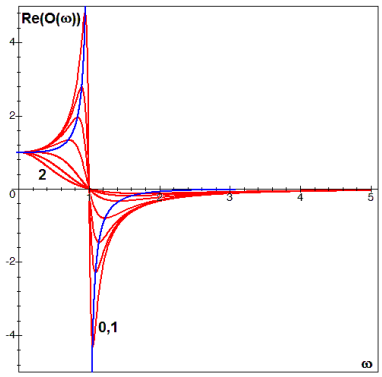
$\Rightarrow$

$$|O(\omega)|^2 = \frac{1}{(1 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2}$$

Mit:

$$\gamma = \{0,1; 0,2; 0,3; 0,5; 1,0; 1,5; 2,0\}$$

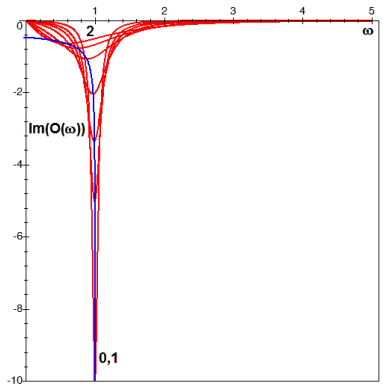
$\Rightarrow$



$$\text{Re}\ (O(\omega))_{Max} = \left(\sqrt{1 - \gamma}; \frac{1}{\gamma \cdot (2 - \gamma)}\right) \qquad \text{mit} \qquad 0 \leq \gamma \leq 1$$

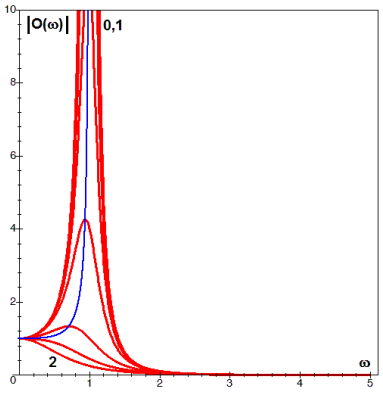
$$\text{Re}\ (O(\omega))_{Min} = \left(\sqrt{1 + \gamma}; \frac{-1}{\gamma \cdot (2 + \gamma)}\right) \qquad \text{mit} \qquad 0 \leq \gamma < 2$$

$\Rightarrow$



$$\text{Im}\ (O(\omega))_{Min} = \left(\omega_{Min} = \frac{\sqrt{6}}{6} \cdot \sqrt{2 - \gamma^2 + \sqrt{(2 + \gamma)^2 (2 - \gamma)^2 + 4\gamma^2}}; \text{Im}\ (O(\omega_{Min}))\right)$$

$\Rightarrow$



$$|O(\omega)|_{Max} = \left(\frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \sqrt{2-\gamma^2}; \frac{4}{\gamma^2 \cdot (4-\gamma^2)} \right) \qquad \text{mit} \qquad 0 \leq \gamma \leq \sqrt{2}$$

2.4 Übergang zum Gaußschen Wellenpaket

Die Hüllkurve eines GWP im Ortsraum: [Dipa]

$$E(x;t)_H = e^{-\frac{(x-ct)^2}{2b^2}}$$

Zum Zeitpunkt $t = 0$:

$$E(x)_H = e^{-\frac{1}{2b^2}\cdot x^2}$$

Für die Lösungen des homogenen Terms der DGL folgt rechtsseitig des Koordinatensystems:

$$y_{H,1,r} = e^{-\frac{\gamma}{2}\cdot x} = y_{H,2,r}$$

Die Symmetrie um die Ordinate erfolgt im Übergang[2] zu:

$$y_{H,1,s} = e^{-\frac{\pi}{16}\cdot\gamma^2\cdot x^2} = y_{H,2,s}$$

Damit ist b bestimmt und das GWP im Frequenzraum.

$$b^2 = \frac{8}{\pi}\cdot\frac{1}{\gamma^2}$$

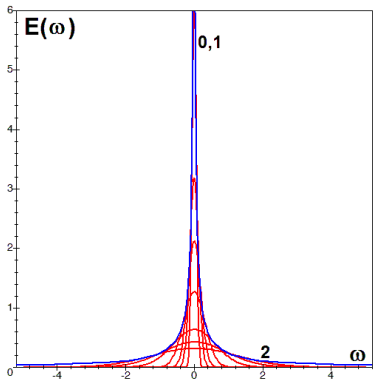
$\Rightarrow$

$$E(\omega) = \frac{2}{\pi}\cdot\frac{1}{\gamma}\cdot e^{-\frac{4}{\pi}\cdot\frac{\omega^2}{\gamma^2}}$$

Mit:

$$\gamma = \{0,1;0,2;0,3;0,5;1,0;1,5;2,0\}$$

$\Rightarrow$



Die Eigenschaften, zuerst Kontrolle der Normierung:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} E(\omega)\,d\omega = 1$$

Stelle des Maxima:

$$P_E = \left(0;\frac{2}{\pi\gamma}\right)$$

Stelle der Wendepunkte:

$$P_{W,1} = \left(+\frac{\sqrt{2\pi}}{4}\cdot\gamma;\frac{2}{\pi\gamma}\cdot e^{-\frac{1}{2}}\right) \qquad P_{W,2} = \left(-\frac{\sqrt{2\pi}}{4}\cdot\gamma;\frac{2}{\pi\gamma}\cdot e^{-\frac{1}{2}}\right)$$

Bandbreite:

$$\Delta\omega = \frac{\sqrt{2\pi}}{2}\cdot\gamma \approx 1,253\cdot\gamma$$

Das FWHM:

$$\omega_{FWHM} = \pm\frac{\gamma}{2}\cdot\sqrt{\pi\cdot\ln 2} \rightarrow \Delta\omega_{FWHM} = \gamma\cdot\sqrt{\pi\cdot\ln 2} \approx 1,177\cdot\gamma$$

[2] aus [Dipb]

3 Herleitung des Oberflächen-Plasmon-Wellenvektors $k_{SP;x}$

Die Herleitung erfolgt über die elektromagnetischen Wellengleichungen in x-Richtung in zwei verschiedenen Medien (Medium 1 oberhalb $z = 0$ und Medium 2 unterhalb).

$$E_1 = (E_{x1}; 0; E_{z1}) \cdot e^{j\cdot(k_x\cdot x-\omega\cdot t)} \cdot e^{j\cdot k_{z1}\cdot z}$$
$$H_1 = (0; H_{y1}; 0) \cdot e^{j\cdot(k_x\cdot x-\omega\cdot t)} \cdot e^{j\cdot k_{z1}\cdot z}$$
$$E_2 = (E_{x2}; 0; E_{z2}) \cdot e^{j\cdot(k_x\cdot x-\omega\cdot t)} \cdot e^{j\cdot k_{z2}\cdot z}$$
$$H_2 = (0; H_{y2}; 0) \cdot e^{j\cdot(k_x\cdot x-\omega\cdot t)} \cdot e^{j\cdot k_{z2}\cdot z}$$

Nach Anwendung des folgenden Maxwellschen Ausdrucks erhält man:

$$\nabla \cdot E = 0$$

$\Rightarrow$

$$E_{z1} = -E_{x1} \cdot \frac{k_x}{k_{z1}} \qquad E_{z2} = -E_{x2} \cdot \frac{k_x}{k_{z2}}$$

Für die magnetischen Felder erfolgt analog mit dem Faradayschen Gesetz der elektromagnetischen Induktion:

$$\nabla \wedge E = -\mu \cdot \frac{\partial}{\partial t} H$$

$\Rightarrow$

$$H_{y1} = \omega \cdot \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{E_{x1}}{k_{z1}} \qquad H_{y2} = \omega \cdot \varepsilon_2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{E_{x2}}{k_{z2}}$$

Beim Medienübergang an der Stelle $z = 0$ muss für einen stetigen Übergang des elektrischen und des magnetischen Feldes gelten (sonst kann es zu keiner Anregung eines Oberflächen- Plasmons kommen).

$$H_{y1} = H_{y2} \qquad E_{x1} = E_{x2}$$

$\Rightarrow$

$$H = \omega \cdot \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{E_{x1}}{k_{z1}} \qquad H = \omega \cdot \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{E_{x1}}{k_{z1}}$$

$\Rightarrow$

$$\frac{\varepsilon_1}{k_{z1}} = \frac{\varepsilon_2}{k_{z2}}$$

Für die k_Z sind die Überlegungen aus -Herleitung des Photonen-Wellenvektors k_x- verfügbar.

$$\varepsilon \cdot k^2 = k_z^2 + k_z^2$$

$\Rightarrow$

$$k_{z1} = \sqrt{\varepsilon_1 \cdot k^2 - k_x^2} \qquad k_{z2} = \sqrt{\varepsilon_2 \cdot k^2 - k_x^2}$$

$\Rightarrow$

$$\frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon_1 \cdot k^2 - k_x^2} = \frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_2 \cdot k^2 - k_x^2}$$

Durch Umstellung und Vereinfachung ergibt sich endgültig für den Wellenvektors des Oberflächen-Plasmons:

$$k_x^2 = k^2 \cdot \frac{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}$$

$\Rightarrow$

$$k_{SP;x} = \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}$$

4 Anregungsbedingung für ein Oberflächen-Plasmon

4.1 Bedingung aus dem Realteil des komplexen Brechungsindexes - 1. Anregungsbedingung

Der Wellenvektor des einfallenden Lichtes an der Grenzfläche **P**risma (Glas) zu Metall (**G**old):

$$k_x = \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{\varepsilon_P} \cdot \sin\theta$$

Der Wellenvektor des Oberflächen-Plasmons an der Grenzfläche Metall (**G**old) zu **P**risma (Glas):

$$k_{SP} = \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_P \cdot \varepsilon_G}{\varepsilon_P + \varepsilon_G}}$$

Für die Anregung eines Oberflächen-Plasmons müssen Betrag und Richtung der Wellenvektoren gleich sein, damit Energie- und Impulsübertragung von Photonen in Oberflächenplasmonen möglich ist:

$$k_x = k_{SP}$$

$\Rightarrow$

$$\sin^2\theta = \frac{\varepsilon_G}{\varepsilon_P + \varepsilon_G}$$

Der Winkel θ ist begrenzt und für Anregungsbedingungen real. Daher gilt:

$$0° \leq \theta \leq 90°$$

$\Rightarrow$

$$1 \geq \sin^2\theta \geq 0$$

$\Rightarrow$

$$\varepsilon_P + \varepsilon_G \geq \varepsilon_G \geq 0$$

$\Rightarrow$

$$-\varepsilon_P \leq 0 \leq \varepsilon_G$$

Letzteres ist die 1. Anregungsbedingung für Oberflächen-Plasmonen. Damit Oberflächen- Plasmonen an einer Grenzschicht existieren können, müssen die Realanteile der Dielektrizitätskonstante der beiden Medien von unterschiedlichen Vorzeichen sein. Dies ist bei vielen Dielektrikum-Metallkombinationen (zum Beispiel Luft/Metall) im mittleren und fernen Infrarot der Fall.

4.2 Bedingung aus dem Imaginärteil des komplexen Brechungsindexes - 2. Anregungsbedingung

Betrachtung eines Elektrons als Oszillator. So ist dieser definiert im **D**ielektrikum als:

$$O_D(\omega) = \frac{1}{\omega_0^2 + j \cdot \omega \cdot \delta_D - \omega^2}$$

Das Elektron liegt in einem Dielektrikum gebunden vor und besitzt daher eine Resonanzfrequenz ω_0. Außerdem ist der Oszillator gedämpft mit der Stärke δ_D.

Bei einem **L**eiter liegen die Elektronen ungebunden vor, daher gilt $\omega_0 = 0$.

$$O_L(\omega) = \frac{1}{j \cdot \omega \cdot \delta_L - \omega^2}$$

Für den Fall des angeregten Plasmons liegen beide Oszillatoren gekoppelt vor.

$$\frac{1}{\omega_0^2 + j \cdot \omega \cdot \delta_D - \omega^2} = \frac{1}{j \cdot \omega \cdot \delta_L - \omega^2}$$

$\Rightarrow$

$$\omega_0^2(\omega) = j \cdot \omega \cdot (\delta_L(\omega) - \delta_D(\omega))$$

In den Dämpfungsfaktor wird der imaginäre Anteil der Absorptionskonstante eingesetzt.

$$\delta(\omega) = j \cdot \alpha(\omega)$$

$\Rightarrow$

$$\omega_0^2(\omega) = \omega \cdot (\alpha_D(\omega) - \alpha_L(\omega))$$

Da sowohl der linke wie auch der rechte Term positive Werte verlangt, muss für den Klammerausdruck gelten:

$$\alpha_D(\omega) - \alpha_L(\omega) > 0$$

$\Rightarrow$

$$\alpha_D(\omega) > \alpha_L(\omega)$$

Letzteres ist die 2. Anregungsbedingung für Oberflächen-Plasmonen. Damit Oberflächen-Plasmonen an einer Grenzschicht existieren können, muss die Absorption des Dielektrikums größer sein, als die des Metalls. Für die zu nutzende Frequenz muss das Metall durchsichtig werden. Dies ist dann der Fall, wenn gilt:

$$\omega >> \delta_L$$

Dies entspricht einem stark entdämpften Oszillator.

4.3 Brechungsindex der Metalle - 3. Anregungsbedingung

Der Brechungsindex eines Metalls (**L**eiter) ist definiert durch:

$$n^2 = 1 + \omega_P^2 \cdot O\left(\omega\right)_L$$

Für obigen Ausdruck vereinfacht sich n:

$$n \approx \sqrt{1 - \frac{\omega_P^2}{\omega^2}}$$

Für einen imaginären Wurzelausdruck ist das betrachtete Metall ein starker Absorber, für einen reellen Ausdruck wird es durchsichtig. Daher:

$$1 - \frac{\omega_P^2}{\omega^2} > 0$$

$\Rightarrow$

$$\omega > \omega_P$$

Ist das eingestrahlte Licht größer als die Plasmafrequenz ω_P ist die 3. Anregungsbedingung erfüllt.

$$\omega\left(\rho\right) > e \cdot \sqrt{\frac{\rho}{\varepsilon_0 \cdot m}}$$

Die Plasmafrequenz hängt ausschließlich von der Elektronendichte ρ ab. Für zum Beispiel Kupfer beträgt die Mindestwellenlänge.

$$\lambda > \lambda_P = 120\text{nm}$$

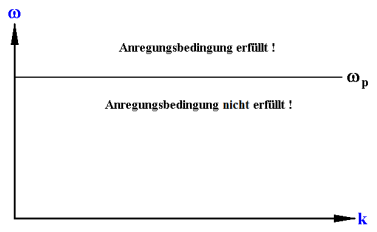
Kupfer wird demnach erst im hohen Ultraviolettbereich transparent.

4.4 Zusammenfassung der Anregungsbedingungen

Gegeben sind aus den vorhergehenden Kapiteln drei Anregungsbedingungen. Diese können in einer Dispersionsrelation zusammen gefasst werden. So gilt aus der dritten Anregungsbedingung für die Plasmafrequenz:

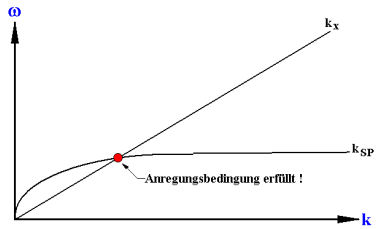
$$\omega > e \cdot \sqrt{\frac{\rho}{\varepsilon_0 \cdot m}}$$

Eingetragen in ein Diagramm für die Dispersionsrelation gilt dann grafisch:



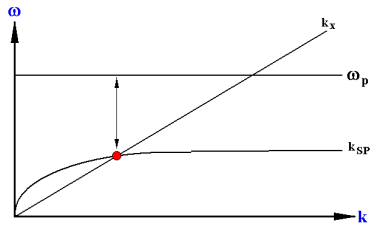
Die Dispersionsrelation mit der
dritten Anregungsbedingung eingezeichnet.

Die erste und zweite Anregungsbedingung ergaben sich aus der Gleichsetzung der Wellenvektorengleichungen am Übergang der Medien 1 und 2. Am Schnittpunkt beider Grafen ist die Anregungsbedingung erfüllt.



Die Dispersionsrelation mit der ersten
und zweiten Anregungsbedingung eingezeichnet.

Beide obigen Abbilder werden zusammengefasst:



Alle drei Anregungsbedingungen eingezeichnet.
Insgesamt ist die Anregung so nicht möglich.

Aus der letzten Abbildung ersichtlichen Diskrepanz zwischen den zwei Gebieten mit erfüllten Anregungsbedingungen lässt sich schließen, dass an einem einfachen (zum Beispiel in der unmittelbaren Natur) Medienübergang wie Luft/Metall oder Wasser/Metall sich kein Oberflächen-Plasmon beobachten lässt.

Ausweg ist das Verschieben des Schnittpunktes von k_{SP} und k_x in den Anregungsbereich oberhalb der Plasmafrequenz hinein durch:

• Geeignete Medienauswahl wie Dielektrikum und Metall, damit die Grenze der Plasmafrequenz nach unten verschoben wird.

• Änderung des Lichteinfallswinkel θ so, dass der gemeinsame Schnittpunkt nach oben verschoben wird.

• Änderung der einzelnen Permittivitäten und deren Verhältnisse durch geeignete Einkoppelaufbauten auf den Medienübergang zum Zweck, dass der gemeinsame Schnittpunkt nach oben verschoben wird.

4.5 Weitere Kopplergeometrien

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

4.5.1 Sinusförmige Gitterstrukturen

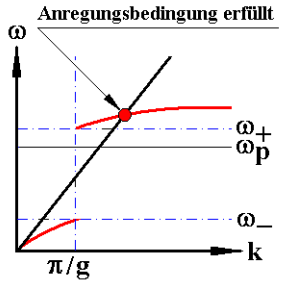
Direkt auf die Oberfläche wird eine sinusförmige Gitterstruktur aufgebracht mit bekannter Periode und Verhältnis von Minima und Maxima. Diese Maßnahme unterbricht die Invarianz der Oberfläche unterschiedlicher Wellenvektoren zwischen einfallender und ausfallender Strahlung. Entlang der Oberfläche gilt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

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

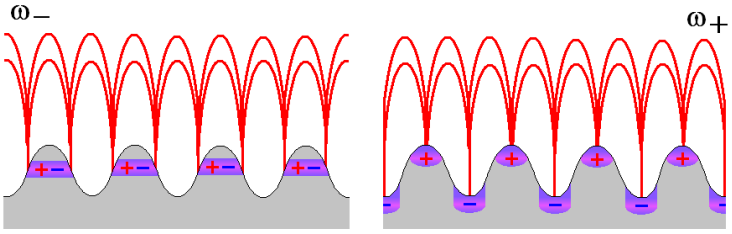
Wobei g die Gitterkonstante darstellt und n ein Element der natürlichen Zahlen ist. Ist der Unterschied zwischen Minima und Maxima des Gitters relativ klein ($< g$), dann gilt:

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

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.



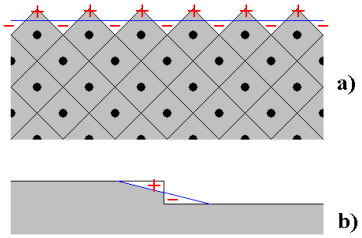
Die Dispersionsrelation unter Nutzung eines Gitters mit dem „Stop-band“.



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

4.5.2 Raue Oberflächen

Durch die „Ausschmierung“[3] 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).

[3] smoothening

4.5.3 Symmetriebruch

Analytisch beschreibbar mit zwei Fallunterscheidungen:

Rayleigh-Streuung

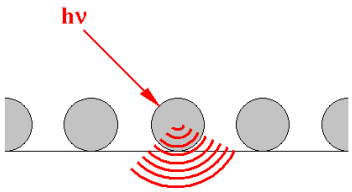
Die Größe des Streupartikels ist sehr viel kleiner als die Wellenlänge ($< 0,1\lambda$). Das Licht „sieht“ einen sehr symmetrischen Kristall.

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_ε