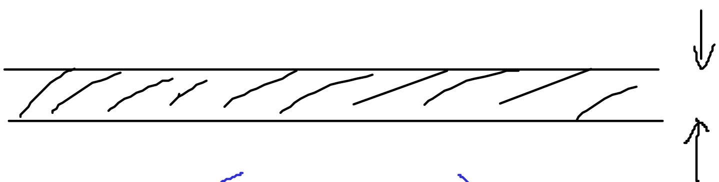
Streuung an kleinen Metallpartikeln

Resonanz oft im UV-Bereich

Gold hat Resonanz bei $\lambda \approx 550\,nm$

Anwendung: Dispersionsfarbe, TiO_2 (= weiß)

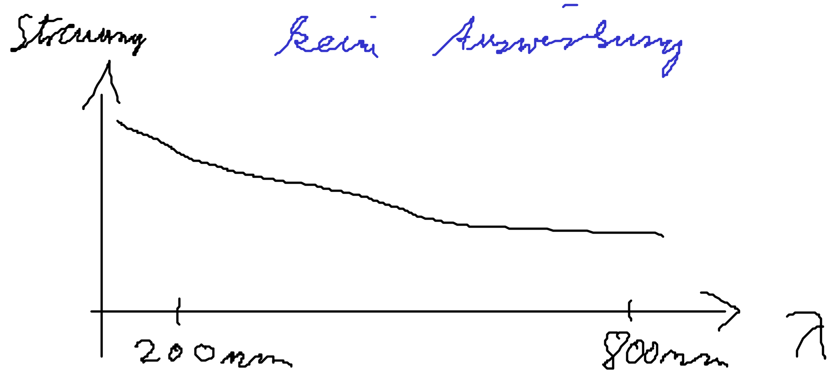
Milch (Fetttröpfchen mit $d \approx 1\,\mu m$)



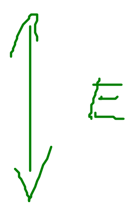
$b \ll \lambda$

a)

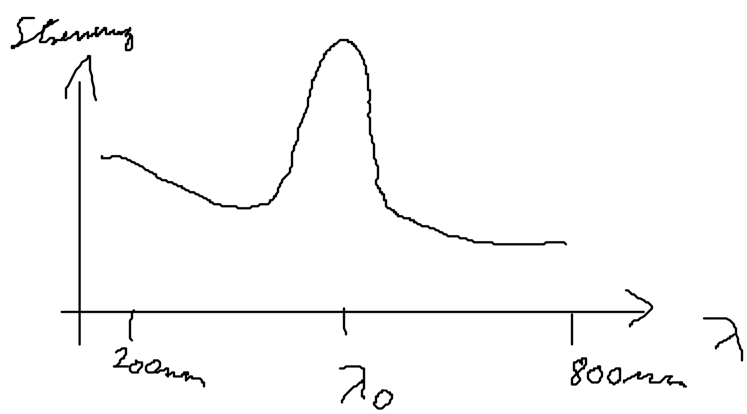
kein Resonanz, b hat kein Auswirkung

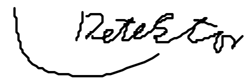


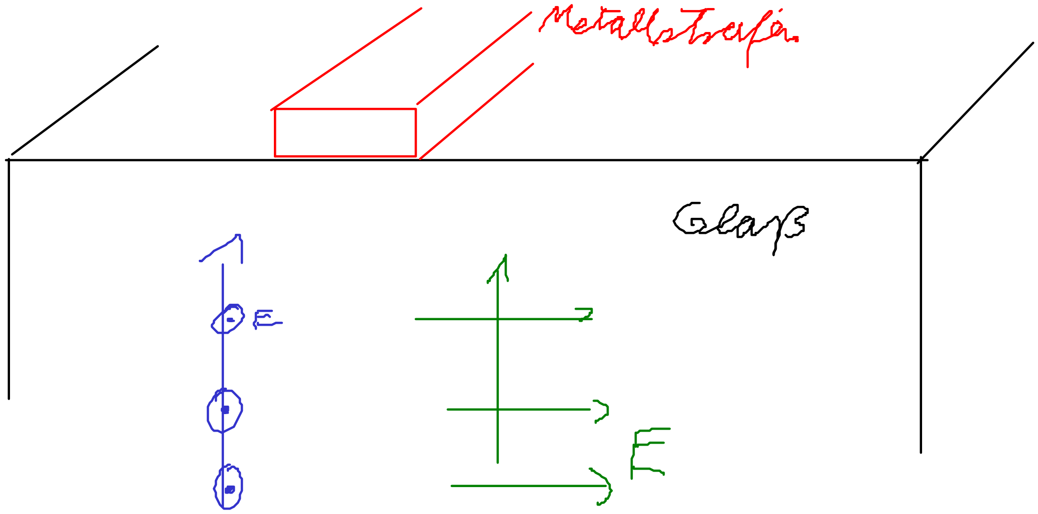
b)

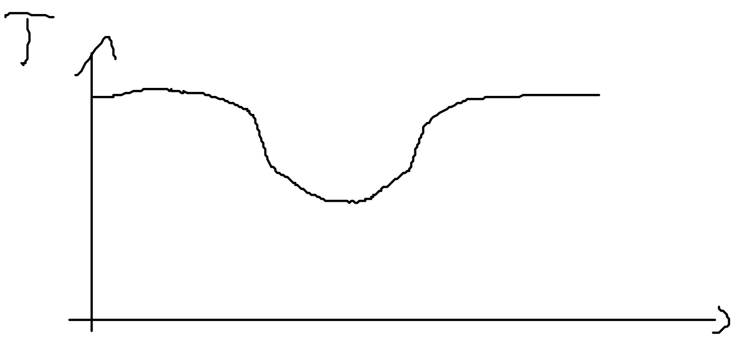


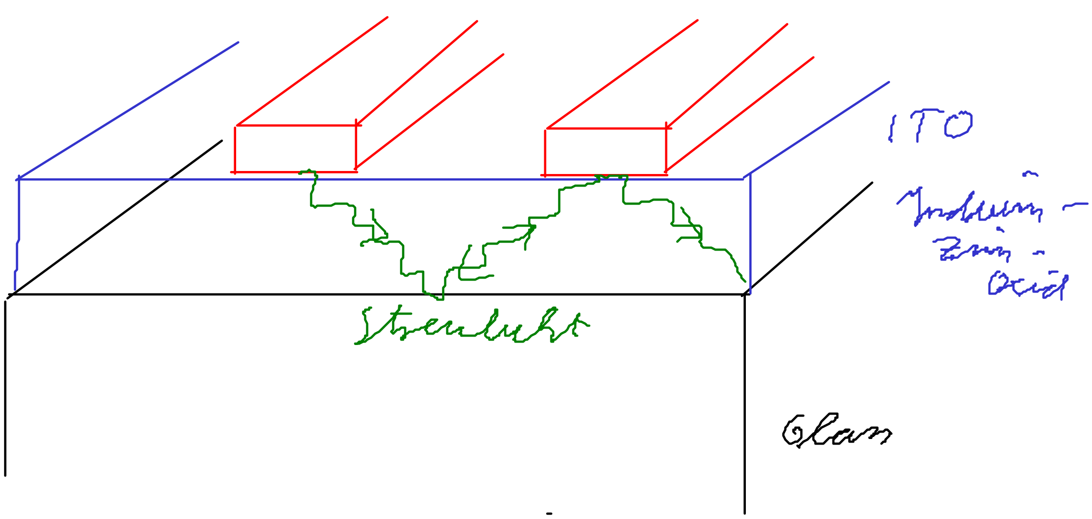
Dipol wird induziert











ITO kann wie 2D Wellenleiter funktionieren

Streulicht, das in den Wellenleiter eingekoppelt wird

Nur eine Wellenlänge kann mehrfach Resonanz treffen

Extinktion – "fehlendes" Licht
(Streuung, Absorption, Reflektion, ...)

TE - Polarisation	TM - Pol.
$\vec{E} \parallel$ Streifen	$\vec{M} \parallel$ Streifen $\Leftrightarrow$ $\vec{E} \perp$ Streifen
(keine Resonanz der Partikel)	(Resonanz der Partikel)

Nahfeld

Spitze über Streifen fahren

Theorie der Nahfeldoptik

E-Feld am Quelle $\rightarrow$ FT $\rightarrow$ Propagation $\rightarrow$ FT $\rightarrow$ E-Feld am Ziel

Bsp

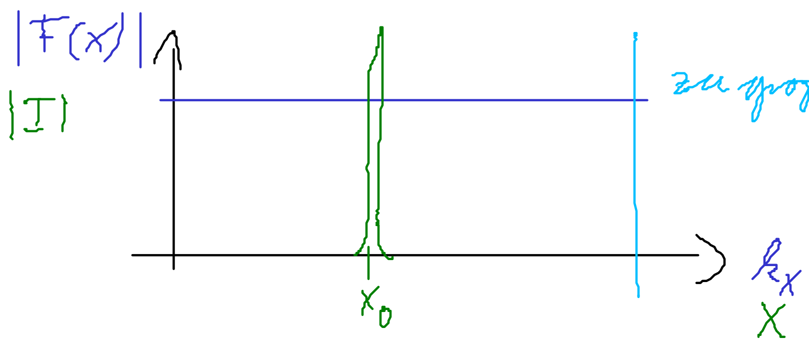
im Ortsraum, z=0

Intensität $I = \delta(x - x_0)$

im k-Raum?

$$F(k_x) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x-x_0)\, e^{i k_x x}\, dx = e^{-i k_x x_0}$$

(keine Wellenlänge da keine Propagation)



zu groß für Dispersionsrelation
(auch für negative k_x)

ein normales Mikroskop kann nicht alle k_x erfassen

1. Dispersionsrelation muss erfüllt sein: $|k| = \frac{\omega}{c}$

$$|k| = \sqrt{k_x^2 + k_z^2} \qquad k_x = k \sin\theta$$

Rücktransformation der beschnittenen F(x)-Funktion

$$E(x) = \int_{-\frac{\omega}{c}}^{\frac{\omega}{c}} 1 \cdot e^{i k_x x_0} e^{-i k_x x} \, dx$$

$$= 2 \cdot \frac{\sin\left(\frac{\omega}{c} \sin\theta \, (x - x_0)\right)}{x - x_0}$$

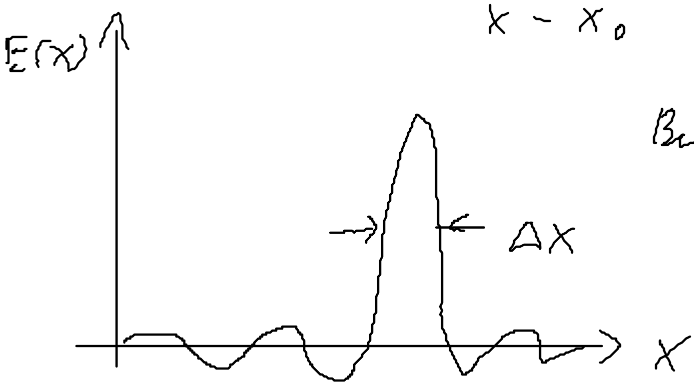


Bild der $\delta(x)$-Quelle im Mikroskop

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2 \sin\theta}$$

<u>Lösung</u> Verzicht auf propagation im Vakuum

Wie detektiert man die evaneszenten Wellen?

$$E_x(x, z=0) = E_0 \quad C(x, -L, +L)$$

eingestrahlte Welle

Rechteck von $-L$ bis L

FT:

$$\tilde{E}_1(k_x, z=0) = \int_{-\infty}^{\infty} E_0 \, C(x, -L, L) \, dx \; e^{i k_x x} \, dx$$

$$= \int_{-L}^{L} E_0 \, e^{i k_x x} \, dx \;\propto\; E_0 \frac{\sin k_x L}{k_x L}$$

$$E(x, z=0) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \, \tilde{E}_1(k_x, z=0) \, e^{i k_x x}$$

Im Abstand z_0:

$$E(x, z=z_0) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x\, e^{-ik_x x}\, \tilde{E}(x, z=0)\, \underbrace{e^{-ik_z z_0}}_{\text{Propagation}}$$

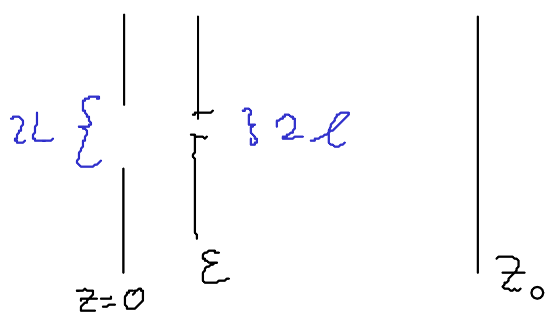
mit $|k| = \sqrt{k_x^2 + k_z^2}$ $\quad k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2}$

$k = \frac{\omega}{c}$ nur propagierende Wellen

im Fernfeld

$$E_d(x, z=z_0) = \int_{-\frac{\omega}{c}}^{\frac{\omega}{c}} dk_x\, e^{-ik_x x}\, e^{-i\sqrt{k^2-k_x^2}\, z_0}\, \frac{\sin k_x L}{k_x L}$$

Baue zusätzlich bei $z = \varepsilon$ eine kleine Blende ein



$$t(x, z=\varepsilon) = C(x, -\ell, \ell)$$

$$E_2(x, z=\varepsilon) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x\, e^{ik_x x}\, \tilde{E}_1(k_x, z=0)\, e^{-i\sqrt{k^2-k_x^2}\,\varepsilon}$$

bei $z = \varepsilon$

Direkt hinter der Apertur (= kleine Blende)

$$E_3(x, z=\varepsilon) = E_2(x, z=\varepsilon)\; C(x, -\ell, \ell)$$

Das Fernfeld bei $z = z_0$ hinter der 2. Apertur wird

$$E_d(x, z=z_0) = \int_{-\frac{\omega}{c}}^{\frac{\omega}{c}} dk_x\, e^{-ik_x x}\, e^{-i\sqrt{k^2+k_x^2}\,(z_0-\varepsilon)}$$

$$\cdot \int_{-\infty}^{\infty} dk_x'\, \tilde{E}_1(k_x', z=0)\, e^{-\sqrt{k^2-k_x'^2}\,\varepsilon} \cdot 2\, \frac{\sin((k_x-k_x')\ell)}{(k_x-k_x')\ell}$$

$\Rightarrow$ $k_x - k_x'$ kann auch hohe k_x durchlassen

$\Rightarrow$ $(k_x - k_x')$ kann zum Detektor propagieren