

# EMFW Vorlesung 11: Dielektrischer Schichtwellenleiter (II)

Wintersemester 2025/26

Prof. Dr.-Ing. Sebastian Randel | 3. Februar 2026

# Vorlesungsinhalte

**1. Geführte E-Wellen und H-Wellen**

**2. H-Wellen im dielektrischen Schichtwellenleiter**

**3. E-Wellen im dielektrischen Schichtwellenleiter**

**4. Was Sie gelernt haben sollten**

# Vorlesungsinhalte

## 1. Geführte E-Wellen und H-Wellen

## 2. H-Wellen im dielektrischen Schichtwellenleiter

## 3. E-Wellen im dielektrischen Schichtwellenleiter

## 4. Was Sie gelernt haben sollten

# Geführte E-Wellen und H-Wellen

- Im Folgenden analysieren wir die Eigenschaften geführter Wellen im dielektrischen Schichtwellenleiter, welche sich mit räumlich konstanter transversaler Feldverteilung in  $z$ -Richtung ausbreiten.
- In kartesischen Koordinaten suchen wir also Lösungen der Wellengleichungen für Feldvektoren der Form

$$\underline{\mathbf{E}}(x, y, z) = \underline{\mathbf{E}}(x, y) \exp(-j \underline{k}_z z) \quad \text{und} \quad \underline{\mathbf{H}}(x, y, z) = \underline{\mathbf{H}}(x, y) \exp(-j \underline{k}_z z)$$

- Die Feldvektoren  $\underline{\mathbf{E}}$  und  $\underline{\mathbf{H}}$  können als Superposition einer E- und einer H-Welle aufgefasst gemäß

$$\underline{\mathbf{E}} = \underline{\mathbf{E}}^E + \underline{\mathbf{E}}^H \quad \text{und} \quad \underline{\mathbf{H}} = \underline{\mathbf{H}}^E + \underline{\mathbf{H}}^H$$

- Bei der E-Welle verfügt nur das E-Feld über eine  $z$ -Komponente und es gilt  $\underline{H}_z^E = 0$ .
- Entsprechend verfügt bei der H-Welle nur das H-Feld über eine  $z$ -Komponente und es gilt  $\underline{E}_z^H = 0$ .

# Transversale Feldkomponenten

- Analog zu Vorlesung 9 erhalten wir für die transversalen Feldkomponenten im Schichtwellenleiter mit  $\frac{\partial}{\partial x} = 0$ ,  $\underline{k}_t^2 = \underline{k}_{y,i}^2$  im Medium  $i \in \{1, 2\}$

$$\begin{aligned}\underline{E}_x &= -j \frac{1}{\underline{k}_t^2} \left( \underline{k}_z \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial x} + \omega \mu \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial y} \right) = -j \frac{\omega \mu}{\underline{k}_{y,i}^2} \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial y} \\ \underline{E}_y &= -j \frac{1}{\underline{k}_t^2} \left( \underline{k}_z \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial y} - \omega \mu \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial x} \right) = -j \frac{\underline{k}_z}{\underline{k}_{y,i}^2} \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial y} \\ \underline{H}_x &= j \frac{1}{\underline{k}_t^2} \left( \omega \varepsilon_i \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial y} + \underline{k}_z \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial x} \right) = j \frac{\omega \varepsilon_i}{\underline{k}_{y,i}^2} \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial y} \\ \underline{H}_y &= -j \frac{1}{\underline{k}_t^2} \left( \omega \varepsilon_i \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial x} + \underline{k}_z \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial y} \right) = -j \frac{\underline{k}_z}{\underline{k}_{y,i}^2} \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial y}\end{aligned}$$

- Damit ergibt sich eine parallel polarisierte E-Welle (TM-Welle) mit den Feldkomponenten  $\underline{E}_z$ ,  $\underline{E}_y$  und  $\underline{H}_x$  sowie eine senkrecht polarisierte H-Welle (TE-Welle) mit den Feldkomponenten  $\underline{H}_z$ ,  $\underline{H}_y$  und  $\underline{E}_x$ .

# Lösung der skalaren Wellengleichung (I)

- $\underline{E}_z$  und  $\underline{H}_z$  müssen in den Medien  $i \in \{1, 2\}$  die skalare Helmholtz-Gleichung erfüllen, d.h.

$$\Delta \underline{E}_{z,i} + \underline{k}_i^2 \underline{E}_{z,i} = 0 \quad \text{und} \quad \Delta \underline{H}_{z,i} + \underline{k}_i^2 \underline{H}_{z,i} = 0 .$$

- In kartesischen Koordinaten wird diese z.B. für  $\underline{E}_z$  mit  $\underline{k}_i^2 = \underline{k}_{x,i}^2 + \underline{k}_{y,i}^2 + \underline{k}_{z,i}^2$  gelöst durch

$$\underline{E}_{z,i} = \underline{E}_0 \left\{ \begin{array}{l} \cos(\underline{k}_{x,i}x) \\ \sin(\underline{k}_{x,i}x) \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \cos(\underline{k}_{y,i}y) \\ \sin(\underline{k}_{y,i}y) \end{array} \right\} \exp(-j \underline{k}_{z,i}z) \quad \text{bzw.}$$
$$\underline{E}_{z,i} = \underline{E}_0 \left\{ \begin{array}{l} \cos(\underline{k}_{x,i}x) \\ \sin(\underline{k}_{x,i}x) \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \exp(+j \underline{k}_{y,i}y) \\ \exp(-j \underline{k}_{y,i}y) \end{array} \right\} \exp(-j \underline{k}_{z,i}z)$$

- Die Ausdrücke in geschweiften Klammern bezeichnen dabei beliebige Linearkombinationen, d.h. etwa

$$\left\{ \begin{array}{l} \cos(\alpha) \\ \sin(\alpha) \end{array} \right\} \equiv \underline{A} \cos(\alpha) + \underline{B} \sin(\alpha) .$$

# Lösung der skalaren Wellengleichung (II)

- Im betrachteten Schichtwellenleiter mit unendlicher Ausdehnung in  $x$ -Richtung ist die Lösung unabhängig von  $x$ , d.h.  $k_{x,i}^2 = 0$  und  $k_{y,i}^2 = k_i^2 - k_{z,i}^2$ , also

$$\underline{E}_{z,i} = \underline{E}_0 \begin{Bmatrix} \cos(k_{y,i}y) \\ \sin(k_{y,i}y) \end{Bmatrix} \exp(-j k_{z,i}z) \quad \text{bzw.} \quad \underline{E}_{z,i} = \underline{E}_0 \begin{Bmatrix} \exp(+j k_{y,i}y) \\ \exp(-j k_{y,i}y) \end{Bmatrix} \exp(-j k_{z,i}z)$$

- Jede Linearkombination  $A \cos(\alpha) + B \sin(\alpha)$  können wir auch schreiben als

$$A \cos(\alpha) + B \sin(\alpha) = C [\sin(\psi) \cos(\alpha) + \cos(\psi) \sin(\alpha)] = C \sin(\alpha + \psi)$$

mit den freien Parametern  $C$  und  $\psi$ .

- Damit können wir auch ansetzen, dass

$$\underline{E}_{z,i} = \underline{E}_0 \sin(k_{y,i}y + \psi) \exp(-j k_{z,i}z) \quad \text{bzw.} \quad \underline{E}_{z,i} = \underline{E}_0 \begin{Bmatrix} \exp(+j k_{y,i}y) \\ \exp(-j k_{y,i}y) \end{Bmatrix} \exp(-j k_{z,i}z)$$

# Wdh.: Stetigkeitsbedingungen

- Im Gegensatz zu den bisher betrachteten ideal-leitenden Wänden, verschwinden die Felder an den Grenzflächen des dielektrischen Schichtwellenleiters nicht.
- Da wir die Dielektrika als nichtleitend annehmen, gilt allerdings für den Strombelag  $i' = 0$  und für die Flächenladungsdichte  $\sigma = 0$ . Ferner haben beide Medien die Permeabilität  $\mu = \mu_0$ .
- Für die tangentialen Feldkomponenten an der Grenzfläche zweier dielektrischer Medien  $\underline{H}_{t,1}$ ,  $\underline{E}_{t,1}$ ,  $\underline{H}_{t,2}$  und  $\underline{E}_{t,2}$  muss also gelten, dass

$$\begin{aligned}\underline{H}_{t,2} &= \underline{H}_{t,1} \\ \underline{E}_{t,2} &= \underline{E}_{t,1} .\end{aligned}$$

- Für die normalen Feldkomponenten muss entsprechend gelten, dass

$$\begin{aligned}\underline{D}_{n,2} = \underline{D}_{n,1} &\quad \Longrightarrow \quad \underline{E}_{n,2} = \frac{n_1^2}{n_2^2} \underline{E}_{n,1} \\ \underline{B}_{n,2} = \underline{B}_{n,1} &\quad \Longrightarrow \quad \underline{H}_{n,2} = \underline{H}_{n,1} .\end{aligned}$$

# Vorlesungsinhalte

1. Geführte E-Wellen und H-Wellen

**2. H-Wellen im dielektrischen Schichtwellenleiter**

3. E-Wellen im dielektrischen Schichtwellenleiter

4. Was Sie gelernt haben sollten

# Lösungsansatz für H-Wellen

- Zunächst betrachten wir H-Wellen, die innerhalb des Wellenleiters geführt werden und deren Felder für  $y \rightarrow \pm\infty$  verschwinden.
- Um die Stetigkeit der tangentialen Feldkomponenten für alle  $z$  zu erfüllen, muss die Ausbreitungskonstante  $\underline{k}_z$  in allen Medien identisch sein, d.h.  $\underline{k}_z = \underline{k}_{z,1} = \underline{k}_{z,2}$ .
- Die Wellenführung basiert auf der Totalreflexion an den Grenzflächen, woraus die Bedingung  $k_2 < k_z < k_1$  folgt.
- Wegen  $\underline{k}_{y,i}^2 = k_i^2 - k_z^2$  ist deshalb die transversale Wellenzahl  $\underline{k}_{y,i}$  im Medium 1 rein reell und im Medium 2 rein imaginär.
- Um einen exponentiellen Abfall im Medium 2 zu erhalten, gilt dabei  $\underline{k}_{y,2} = -j k_{y,2}^{(i)}$  mit  $k_{y,2}^{(i)} \geq 0$ .
- Damit erhalten wir für H-Wellen Lösungen der Form

$$\underline{H}_z = \underline{H}_0 \begin{cases} \sin(\underline{k}_{y,1}y + \psi) & |y| \leq \frac{d}{2} \\ A \exp(-j \underline{k}_{y,2}(y - d/2)) & y > +\frac{d}{2} \\ B \exp(j \underline{k}_{y,2}(y + d/2)) & y < -\frac{d}{2} \end{cases} .$$

# Stetigkeitsbedingungen für H-Wellen (I)

- Um die Stetigkeitsbedingungen für das tangentielle magnetische Feld an den Grenzfläche  $y = \pm d/2$  zu erfüllen, muss  $\underline{H}_z$  in  $y = \pm \frac{d}{2}$  stetig sein.
- Wir erhalten daher  $A = \sin(\underline{k}_{y,1}d/2 + \psi)$  bzw.  $B = \sin(-\underline{k}_{y,1}d/2 + \psi)$  und entsprechend

$$\underline{H}_z = \underline{H}_0 \begin{cases} \sin(\underline{k}_{y,1}y + \psi) & |y| \leq \frac{d}{2} \\ \sin(\underline{k}_{y,1}d/2 + \psi) \exp(-j \underline{k}_{y,2}(y - d/2)) & y > +\frac{d}{2} \\ -\sin(\underline{k}_{y,1}d/2 - \psi) \exp(j \underline{k}_{y,2}(y + d/2)) & y < -\frac{d}{2} \end{cases} .$$

- Um die Ausbreitungskonstante sowie  $\psi$  zu ermitteln, müssen wir allerdings eine weitere Stetigkeitsbedingungen heranziehen.

# Stetigkeitsbedingungen für H-Wellen (II)

- Aus der  $H_z$ -Komponente erhalten wir für die ebenfalls tangential zur Grenzfläche orientierte  $E_x$ -Komponente den Ausdruck

$$\underline{E}_x = -j \frac{\omega \mu}{\underline{k}_t^2} \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial y} = -j \omega \mu_0 \underline{H}_0 \begin{cases} \frac{1}{\underline{k}_{y,1}} \cos(\underline{k}_{y,1} y + \psi) & |y| \leq \frac{d}{2} \\ \frac{-j}{\underline{k}_{y,2}} \sin(\underline{k}_{y,1} d/2 + \psi) \exp(-j \underline{k}_{y,2}(y - d/2)) & y > +\frac{d}{2} \\ \frac{-j}{\underline{k}_{y,2}} \sin(\underline{k}_{y,1} d/2 - \psi) \exp(j \underline{k}_{y,2}(y + d/2)) & y < -\frac{d}{2} \end{cases} .$$

- Auch diese muss an den Grenzflächen stetig sein, weshalb wir fordern, dass

$$\begin{aligned} \frac{1}{\underline{k}_{y,1}} \cos\left(\underline{k}_{y,1} \frac{d}{2} + \psi\right) &= \frac{1}{j \underline{k}_{y,2}} \sin\left(\underline{k}_{y,1} \frac{d}{2} + \psi\right) &\implies & \tan\left(\underline{k}_{y,1} \frac{d}{2} + \psi\right) = \frac{j \underline{k}_{y,2}}{\underline{k}_{y,1}} \\ \frac{1}{\underline{k}_{y,1}} \cos\left(\underline{k}_{y,1} \frac{d}{2} - \psi\right) &= \frac{1}{j \underline{k}_{y,2}} \sin\left(\underline{k}_{y,1} \frac{d}{2} - \psi\right) &\implies & \tan\left(\underline{k}_{y,1} \frac{d}{2} - \psi\right) = \frac{j \underline{k}_{y,2}}{\underline{k}_{y,1}} \end{aligned}$$

# Eigenwertgleichung für H-Wellen (I)

- Mithilfe der Variablen  $U = \underline{k}_{y,1}d/2$  und  $W = j \underline{k}_{y,2}d/2$  können wir die beiden Forderungen folgendermaßen ausdrücken (wobei wir die Periodizität des Tangens durch  $m_1, m_2 \in \mathbb{Z}$  berücksichtigen)

$$U + \psi = \arctan\left(\frac{W}{U}\right) + m_1\pi \quad \text{und} \quad U - \psi = \arctan\left(\frac{W}{U}\right) + m_2\pi$$

- Addieren bzw. subtrahieren wir beide Gleichungen, ergibt sich mit  $m = m_1 + m_2$  und  $m' = m_1 - m_2$

$$U = \arctan\left(\frac{W}{U}\right) + m\frac{\pi}{2} \quad \text{und} \quad \psi = m'\frac{\pi}{2}.$$

- Wegen  $m' = 2m_1 - m$  erhalten wir für festes  $m$  lediglich Werte  $m'$ , welche sich um ein gerades Vielfaches  $2m_1$  von  $m$  unterscheiden.
- Folglich unterscheiden sich auch die möglichen Werte von  $\psi$  für ein gegebenes  $m$  stets um ein ganzzahliges Vielfaches von  $\pi$ .

# Eigenwertgleichung für H-Wellen (II)

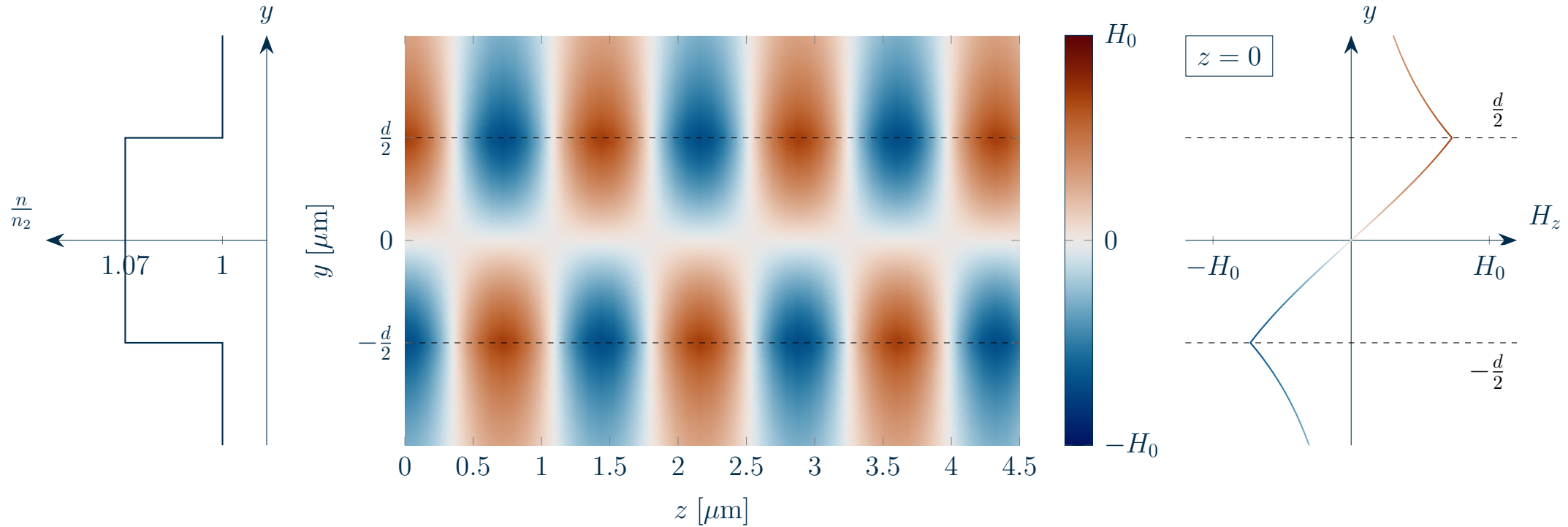
- Da wir für alle  $\psi = n\pi$ ,  $n \in \mathbb{Z}$  bis auf einen Vorzeichenwechsel das gleiche Modenfeld erhalten, können wir stets  $\psi = -m\frac{\pi}{2}$  wählen.
- Abschließend führen wir  $V^2 = U^2 + W^2 = \frac{d^2}{4}k_0^2 (n_1^2 - n_2^2)$  ein.
- Dann können wir die Gleichung mit dem Arkustangens so umformen, dass wir gerade das gleiche Ergebnis wie in Vorlesung 10 erhalten

$$\tan\left(U - m\frac{\pi}{2}\right) = \frac{\sqrt{V^2 - U^2}}{U} \iff U \tan\left(U - m\frac{\pi}{2}\right) = \sqrt{V^2 - U^2}.$$

- Lösen wir die Eigenwertgleichung graphisch oder numerisch, erhalten wir aus dem Resultat für  $U$  die transversalen Wellenzahlen  $\underline{k}_{y,1}$  sowie  $\underline{k}_{y,2}$  und wiederum daraus die Ausbreitungskonstante  $\underline{k}_z$ .
- Mit  $\psi = -m\frac{\pi}{2}$  können wir schließlich alle elektrischen und magnetischen Feldkomponenten der H-Welle erhalten.

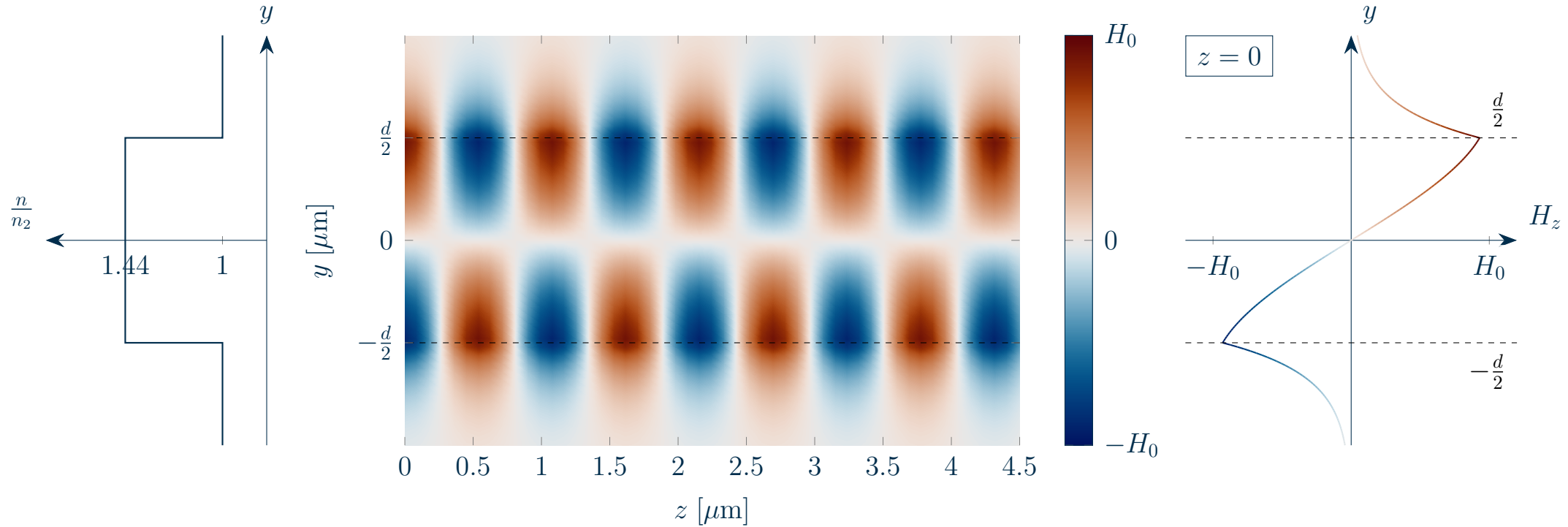
# Amplitudenverteilung von $H_z$ für $m = 0$ (I)

- Die Abbildung in der Mitte zeigt die  $z$ -Komponente  $H_z = \Re\{\underline{H}_z\}$  der  $TE_0$  Mode zum Zeitpunkt  $t = 0$  in der Ebene  $x = 0$ . Rechts ist zusätzlich die Verteilung bei  $z = 0$  abgebildet.
- Die Abbildung links stellt das normierte Brechzahlprofil entlang  $y$  dar. Es gilt  $n_1 = 1.07n_2$ .



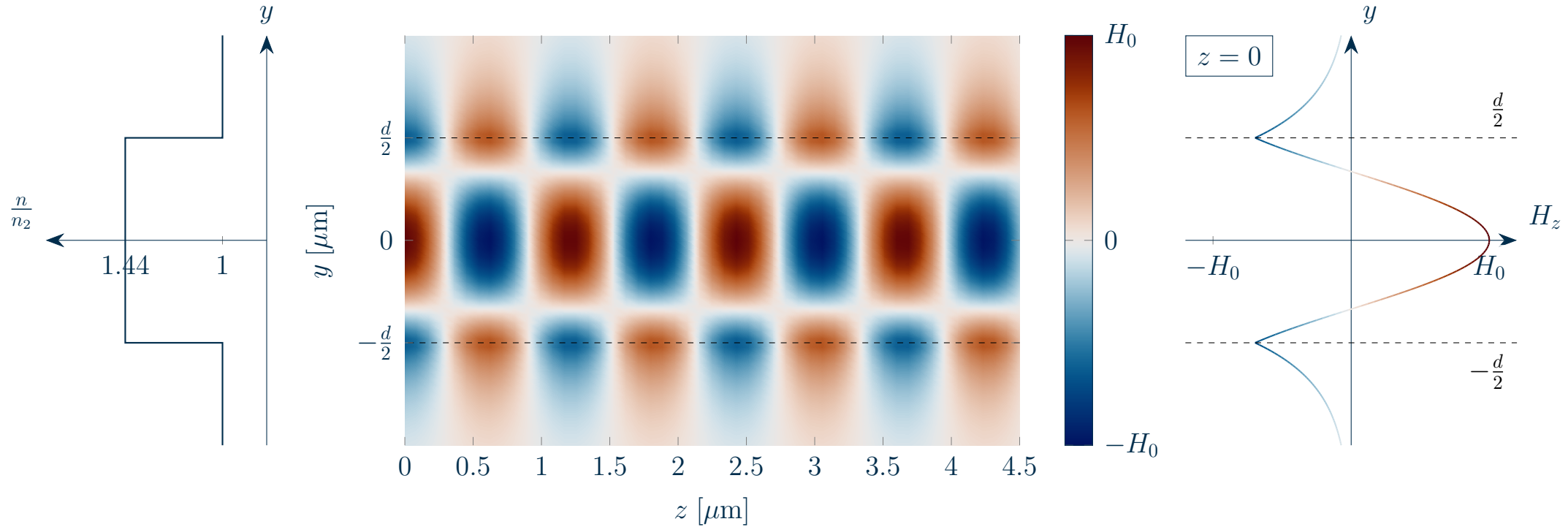
# Amplitudenverteilung von $H_z$ für $m = 0$ (II)

- Die Abbildung in der Mitte zeigt die  $z$ -Komponente  $H_z = \Re\{\underline{H}_z\}$  der TE<sub>0</sub> Mode zum Zeitpunkt  $t = 0$  in der Ebene  $x = 0$ . Rechts ist zusätzlich die Verteilung bei  $z = 0$  abgebildet.
- Die Abbildung links stellt das normierte Brechzahlprofil entlang  $y$  dar. Es gilt  $n_1 = 1.44n_2$ .



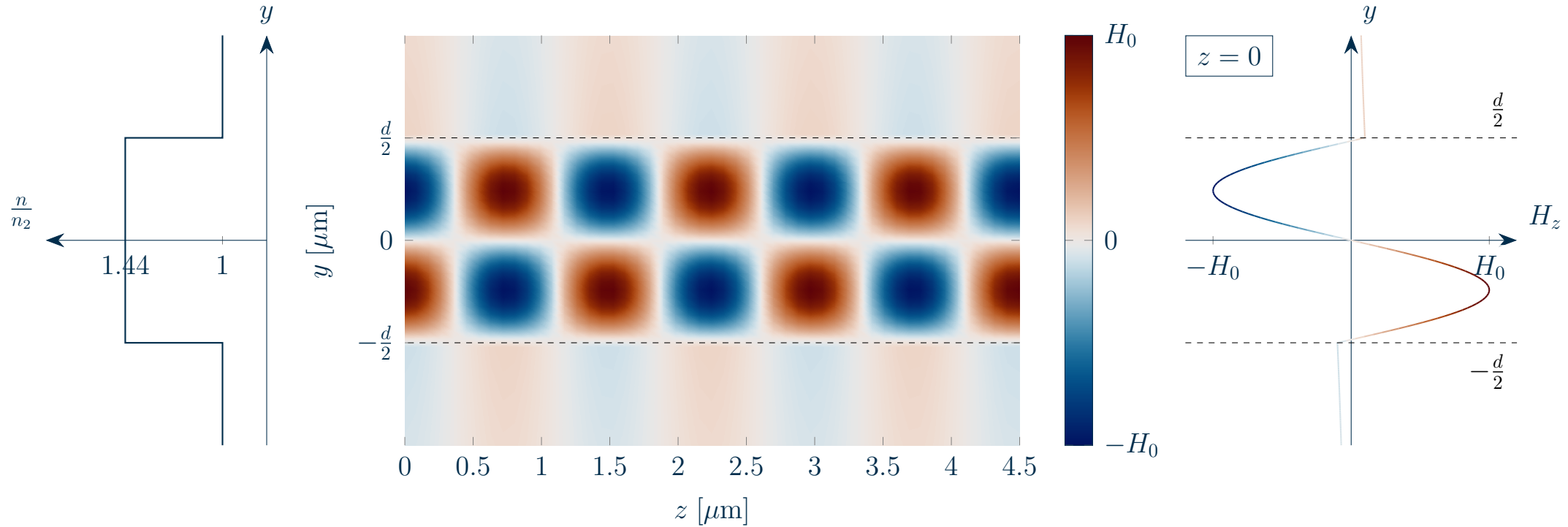
# Amplitudenverteilung von $H_z$ für $m = 1$

- Die Abbildung in der Mitte zeigt die  $z$ -Komponente  $H_z = \Re\{\underline{H}_z\}$  der  $TE_1$  Mode zum Zeitpunkt  $t = 0$  in der Ebene  $x = 0$ . Rechts ist zusätzlich die Verteilung bei  $z = 0$  abgebildet.
- Die Abbildung links stellt das normierte Brechzahlprofil entlang  $y$  dar. Es gilt  $n_1 = 1.44n_2$ .



# Amplitudenverteilung von $H_z$ für $m = 2$

- Die Abbildung in der Mitte zeigt die  $z$ -Komponente  $H_z = \Re\{\underline{H}_z\}$  der  $TE_2$  Mode zum Zeitpunkt  $t = 0$  in der Ebene  $x = 0$ . Rechts ist zusätzlich die Verteilung bei  $z = 0$  abgebildet.
- Die Abbildung links stellt das normierte Brechzahlprofil entlang  $y$  dar. Es gilt  $n_1 = 1.44n_2$ .



# Vorlesungsinhalte

1. Geführte E-Wellen und H-Wellen

2. H-Wellen im dielektrischen Schichtwellenleiter

**3. E-Wellen im dielektrischen Schichtwellenleiter**

4. Was Sie gelernt haben sollten

# Lösungsansatz für E-Wellen

- Im nächsten Schritt betrachten wir E-Wellen, die innerhalb des dielektrischen Schichtwellenleiters geführt werden.
- Analog zu den H-Wellen muss auch für E-Wellen die Ausbreitungskonstante  $\underline{k}_z$  in allen Medien identisch sein und  $k_2 < k_z < k_1$  gelten.
- Wegen  $k_2^2 = \underline{k}_{y,2}^2 + k_z^2$  ist auch hier die transversale Wellenzahlen  $\underline{k}_{y,2}$  rein imaginär und wir erhalten Lösungen der Form

$$\underline{E}_z = \underline{E}_0 \begin{cases} \sin(\underline{k}_{y,1}y + \psi) & |y| \leq \frac{d}{2} \\ A \exp(-j \underline{k}_{y,2}(y - d/2)) & y > +\frac{d}{2} \\ B \exp(j \underline{k}_{y,2}(y + d/2)) & y < -\frac{d}{2} \end{cases} .$$

# Stetigkeitsbedingungen für E-Wellen (I)

- Um die Stetigkeitsbedingungen für das elektrische Feld an den Grenzfläche  $y = \pm d/2$  zu erfüllen, muss auch  $\underline{E}_z$  in  $y = \pm \frac{d}{2}$  stetig sein.
- Wir erhalten daher  $A = \sin(\underline{k}_{y,1}d/2 + \psi)$  bzw.  $B = \sin(-\underline{k}_{y,1}d/2 + \psi)$  und entsprechend

$$\underline{E}_z = \underline{E}_0 \begin{cases} \sin(\underline{k}_{y,1}y + \psi) & |y| \leq \frac{d}{2} \\ \sin(\underline{k}_{y,1}d/2 + \psi) \exp(-j \underline{k}_{y,2}(y - d/2)) & y > +\frac{d}{2} \\ -\sin(\underline{k}_{y,1}d/2 - \psi) \exp(j \underline{k}_{y,2}(y + d/2)) & y < -\frac{d}{2} \end{cases} .$$

- Auch für die E-Wellen benötigen wir eine weitere Stetigkeitsbedingung, um die Ausbreitungskonstante und  $\psi$  zu bestimmen.

# Stetigkeitsbedingungen für E-Wellen (II)

- Aus der  $E_z$ -Komponente erhalten wir für die ebenfalls tangential zur Grenzfläche orientierte  $H_x$ -Komponente den Ausdruck

$$\underline{H}_x = j \frac{\omega \varepsilon}{\underline{k}_t^2} \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial y} = j \omega \varepsilon_0 \underline{E}_0 \begin{cases} \frac{n_1^2}{\underline{k}_{y,1}} \cos(\underline{k}_{y,1} y + \psi) & |y| \leq \frac{d}{2} \\ \frac{-j n_2^2}{\underline{k}_{y,2}} \sin(\underline{k}_{y,1} d/2 + \psi) \exp(-j \underline{k}_{y,2}(y - d/2)) & y > +\frac{d}{2} \\ \frac{-j n_2^2}{\underline{k}_{y,2}} \sin(\underline{k}_{y,1} d/2 - \psi) \exp(j \underline{k}_{y,2}(y + d/2)) & y < -\frac{d}{2} \end{cases} .$$

- Auch diese muss an den Grenzflächen stetig sein, weshalb wir fordern, dass

$$\begin{aligned} \frac{n_1^2}{\underline{k}_{y,1}} \cos\left(\underline{k}_{y,1} \frac{d}{2} + \psi\right) &= \frac{n_2^2}{j \underline{k}_{y,2}} \sin\left(\underline{k}_{y,1} \frac{d}{2} + \psi\right) &\implies & \frac{n_2^2}{n_1^2} \tan\left(\underline{k}_{y,1} \frac{d}{2} + \psi\right) = \frac{j \underline{k}_{y,2}}{\underline{k}_{y,1}} \\ \frac{n_1^2}{\underline{k}_{y,1}} \cos\left(\underline{k}_{y,1} \frac{d}{2} - \psi\right) &= \frac{n_2^2}{j \underline{k}_{y,2}} \sin\left(\underline{k}_{y,1} \frac{d}{2} - \psi\right) &\implies & \frac{n_2^2}{n_1^2} \tan\left(\underline{k}_{y,1} \frac{d}{2} - \psi\right) = \frac{j \underline{k}_{y,2}}{\underline{k}_{y,1}} \end{aligned}$$

# Eigenwertgleichung für E-Wellen

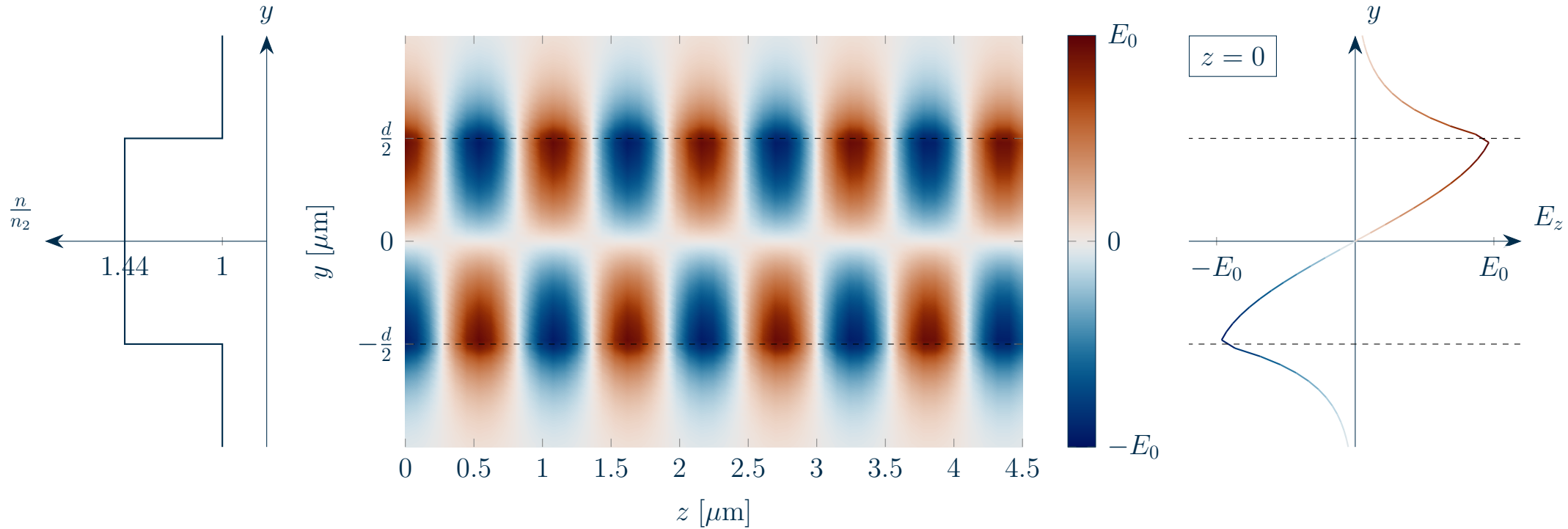
- Mithilfe der Variablen  $U = \underline{k}_{y,1}d/2$ ,  $W = j \underline{k}_{y,2}d/2$  und  $V^2 = U^2 + W^2 = \frac{d^2}{4}k_0^2 (n_1^2 - n_2^2)$  erhalten wir analog zu den H-Wellen

$$\tan\left(U - m\frac{\pi}{2}\right) = \frac{n_1^2 \sqrt{V^2 - U^2}}{n_2^2 U} \iff U \tan\left(U - m\frac{\pi}{2}\right) = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sqrt{V^2 - U^2}.$$

- Erwartungsgemäß ist dieses Ergebnis identisch zu der Eigenwertgleichung, die wir in Vorlesung 10 hergeleitet haben.
- Mit  $\psi = -m\frac{\pi}{2}$  können wir schließlich aus der Lösung  $U$  alle elektrischen und magnetischen Feldkomponenten der E-Welle erhalten.

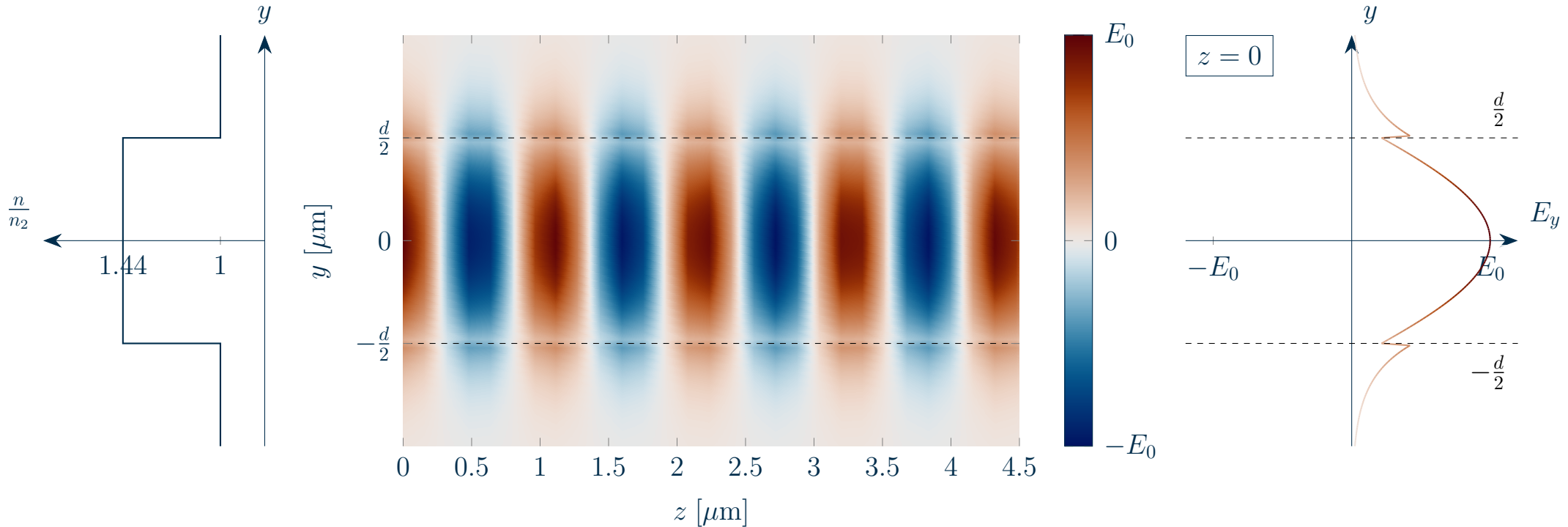
# Amplitudenverteilung von $E_z$ für $m = 0$

- Die Abbildung in der Mitte zeigt die  $z$ -Komponente  $E_z = \Re\{E_z\}$  der  $TM_0$  Mode zum Zeitpunkt  $t = 0$  in der Ebene  $x = 0$ . Rechts ist zusätzlich die Verteilung bei  $z = 0$  abgebildet.
- Die Abbildung links stellt das normierte Brechzahlprofil entlang  $y$  dar. Es gilt  $n_1 = 1.44n_2$ .



# Amplitudenverteilung von $E_y$ für $m = 0$

- Aufgrund der Grenzflächenbedingungen ist  $E_y$  als Normalkomponente in  $y = \pm \frac{d}{2}$  nicht stetig.
- Die Abbildung in der Mitte zeigt die normierte  $y$ -Komponente  $\frac{k_{y,i}^2}{k_z} E_y = \Re\{\frac{k_{y,i}^2}{k_z} E_y\}$  der  $TM_0$  Mode zum Zeitpunkt  $t = \frac{\pi}{2\omega}$  in der Ebene  $x = 0$ . Rechts ist zusätzlich die Verteilung bei  $z = 0$  abgebildet.



# Vorlesungsinhalte

1. Geführte E-Wellen und H-Wellen

2. H-Wellen im dielektrischen Schichtwellenleiter

3. E-Wellen im dielektrischen Schichtwellenleiter

**4. Was Sie gelernt haben sollten**

# Was Sie gelernt haben sollten

- Welche Bedingungen für die Wellenausbreitung im dielektrischen Schichtwellenleiter erfüllt sein müssen.
- Wie sich die Totalreflexion an einer Grenzfläche auf elektromagnetische Wellen auswirkt.
- Wieso nur für diskrete Winkel gegenüber der Grenzflächen Wellenausbreitung möglich ist.
- Wie die Eigenwertgleichung für senkrechte bzw. parallele Polarisation graphisch gelöst werden und wie daraus auf die Anzahl ausbreitungsfähiger Moden geschlossen werden kann.
- Welche Parameter des Wellenleiters bzw. der Welle die Zahl der ausbreitungsfähigen Moden bestimmen.
- Dass die Ausbreitungskonstanten bei paralleler Polarisation i.A. kleiner sind als bei senkrechter Polarisation.
- Wie sich elektromagnetische Wellen an der Grenzfläche zweier Dielektrika verhalten.
- Wie wir die Wellengleichung im Schichtwellenleiter lösen können und welche Bedingungen die Lösungen erfüllen müssen.
- Welchen Einfluss das Brechzahlprofil auf die Feldbilder der Wellenleitermoden hat.