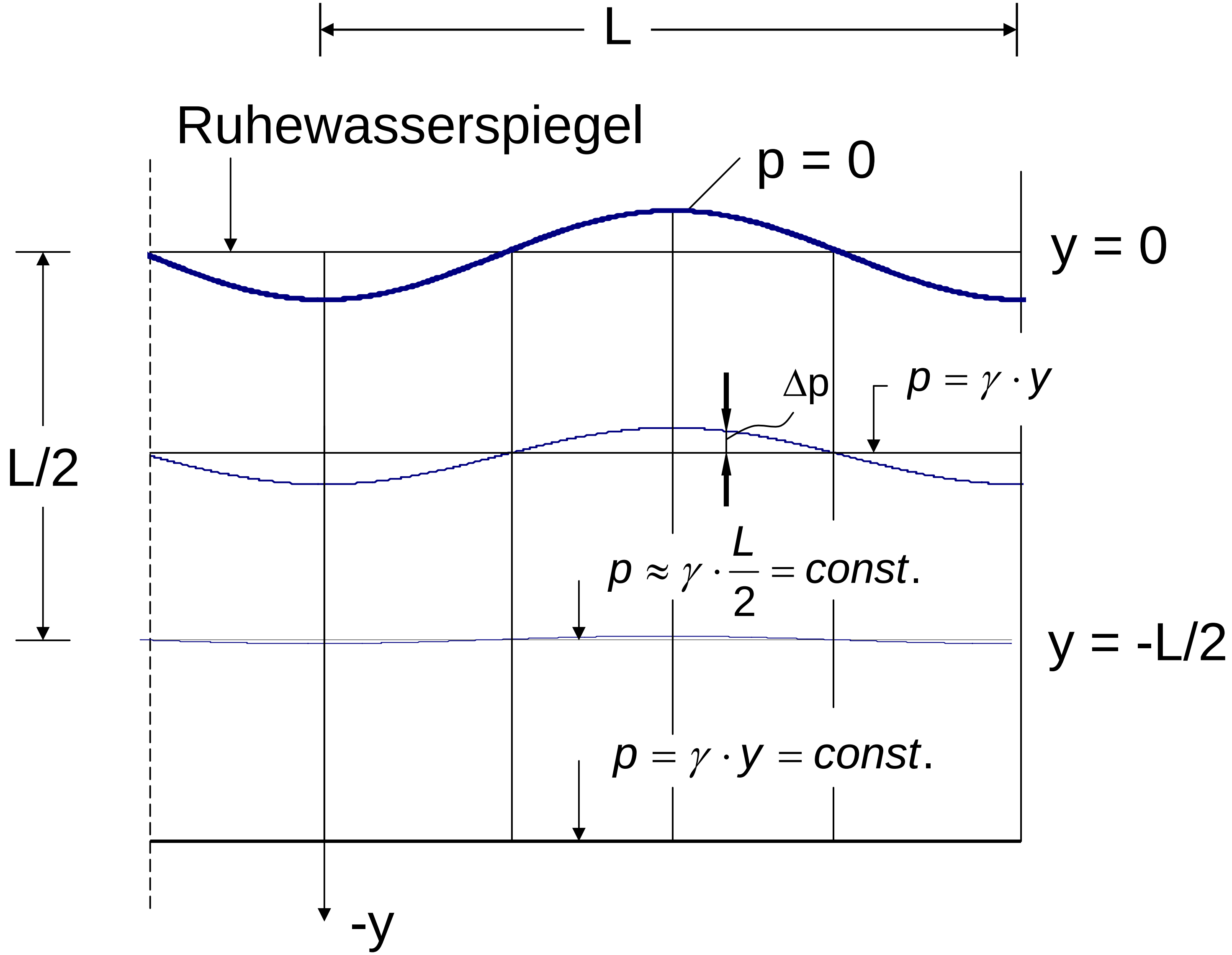
<u>2. 7. Hydrodynamische Druckverteilung</u>

In Übereinstimmung mit der instationären *Geschwindigkeitsänderung* unter der Wasseroberfläche (vergl. 02.8) müssen aufgrund des Energiesatzes auch *Druckänderungen* (periodische Schwankungen) <u>*gegenüber dem hydrostatischen Druck*</u> auftreten. Bezogen auf den *Ruhewasserspiegel* (y = 0) nimmt der hydrostatische Druck linear mit der Wassertiefe y zu gemäß

$$\boxed{p = \gamma \cdot y} \qquad \text{(hier ist } y = |y| \text{ einzusetzen)} \qquad (23)$$

Wird wiederum das Koordinatensystem mit der Geschwindigkeit c der Wellenbewegung mitbewegt (01.29), so ergibt sich auch für die Druckspannungsänderungen *gegenüber* der hydrostatischen Druckspannungsverteilung nach Gleichung (23) ein quasistationäres Druckspannungsbild. Dieses ist aus dem Stromlinienbild (02.8) gemäß der Potentialtheorie unter Anwendung der Energiegleichung für die einzelnen Stromflächenbereiche herzuleiten, vergl. 04.2.



Hydrodynamische Druckverteilung unter einer Welle (schematisch)

Auch hier liefert die Wellentheorie nach AIRY-LAPLACE eine geschlossene Lösung für die hydrodynamischen Druckspannungs-änderungen Δp gegenüber der hydrostatischen Druckspannungs-verteilung $p = \gamma \cdot y$ nach Gleichung (23).

Sie lautet für <u>alle</u> Wassertiefenbereiche

$$\boxed{\Delta p(y) = \gamma \cdot \frac{H}{2} \cdot \frac{\cosh\left(\frac{2 \cdot \pi}{L}(y + d)\right)}{\cosh\left(\frac{2 \cdot \pi}{L} \cdot d\right)} \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot \pi}{L} \cdot x\right)} \qquad (24)$$

Wird γ in kN/m^3 eingesetzt, so ergibt sich die Druckspannung Δp entsprechend in kN/m^2 oder in kPa.

Für x = L/4 und x = 3·L/4 wird Δp für alle Wassertiefen = 0

Die größten Drucksteigerungen treten unter dem Wellenberg (x = 0) auf:

$$\boxed{\Delta p(y) = +\gamma \cdot \frac{H}{2} \cdot \frac{\cosh\left(\frac{2\cdot\pi}{L}(y+d)\right)}{\cosh\left(\frac{2\cdot\pi}{L}\cdot d\right)}} \qquad (25)$$

Die größten Drückminderungen im Wellental (x = L):

$$\boxed{\Delta p(y) = -\gamma \cdot \frac{H}{2} \cdot \frac{\cosh\left(\frac{2\cdot\pi}{L}(y+d)\right)}{\cosh\left(\frac{2\cdot\pi}{L}\cdot d\right)}} \qquad (26)$$

Bei der Anwendung der Gleichungen ist zu berücksichtigen, dass im Bereich

$$-\frac{H}{2} \leq y \leq +\frac{H}{2}$$

physikalisch unsinnige Lösungen (Unterdrücke) in den Bereichen auftreten, in denen die entsprechenden Punkte über dem Wasserspiegel liegen und damit nur dem normalen Luftdruck ausgesetzt sind:

$$p = \Delta p = 0$$

Da sich bei großen Argumenten der cosh wie der sinh verhält, ist auch bei den Druckschwankungen das gleiche Gesetz wie bei den Orbitalbahnen und Orbitalgeschwindigkeiten gültig, dass nämlich bei Wassertiefen entspreched der Tiefwasserbedingung

$$d \geq L/2 \qquad (07)$$

die hydrodynamischen Druckschwankungen vernachlässigbar gering werden. Für Wassertiefen y < - L/2 gilt mit genügender Genauigkeit diejenige hydrostatische Druckverteilung, die sich nach Gleichung (23) für den Ruhewasserspiegel ohne Wellenbewegung ergeben würde.

Dieses Ergebnis sowie die Aussage, dass auch die Orbitalbewegungen (Orbitalbahnen, Orbitalgeschwindigkeiten und Orbitalbeschleunigungen) bei Wassertiefen d > L/2 asymptotisch ein Ende finden, hat besondere Bedeutung z. B. für die Bemessung von Offshore-Bauwerken.
Desweiteren muss bei Wellenmessgeräten, die auf dem *Druckaufnehmerprinzip* beruhen, je nach Wassertiefe eine entsprechende Korrekturfunktion (Übertragungsfunktion) zwischen den gemessenen Druckspannungsänderungen und den erzeugenden Wasserspiegelauslenkungen (Wellenhöhen) eingeführt werden. Zu beachten ist dabei, dass z. B. Gleichung (25) nur für Sinuswellen gilt.
Druckaufnehmer in Wassertiefen um und unter L/2 liefern *als Wellenmessgerät* keine verwertbaren Messwerte mehr.