so also, daß
$$m = 2\frac{\alpha v}{r^2 \nu}$$
wird, so erhält man für $\varkappa_1$ den Näherungswert:
$$\varkappa_1 = \frac{1}{r^2} \frac{1 + \frac{1}{2.3!}\frac{\alpha v}{\nu} r^2 + \ldots}{\frac{1}{2^2.2!} + \frac{4}{3}\frac{1}{2^3.4!}\frac{\alpha v}{\nu} r^2 + \ldots} = \frac{1}{r^2}\Psi\left(\frac{\alpha v}{\nu} r^2\right).$$
Demnach lautet die Gleichung für die Berechnung des kritischen Wertes der Geschwindigkeit der Laminarströmung:
$$\alpha^2 + 2\frac{\alpha v}{\nu} = \frac{1}{r^2}\Psi\left(\frac{\alpha v}{\nu} r^2\right).$$
Macht man also die schon oben als plausibel erklärte Annahme, daß die Größe α dem Rohrradius verkehrt proportional sei und setzt
$$\alpha = \frac{\beta}{r},$$
so verwandelt sich die Gleichung in die folgende:
$$\beta^2 + 2\beta\frac{vr}{\nu} = \Psi\left(\beta\frac{vr}{\nu}\right).$$

Nimmt man die Zahl β, welche offenbar die Rauhigkeit der Rohrwand charakterisiert, als für verschiedene Röhren konstant an, so gibt die vorstehende Gleichung das bekannte Gesetz von Osborne Reynolds wieder, nach welchem das Labilwerden der Laminarströmung nur von dem kritischen Wert der Größe $\frac{vr}{\nu}$ abhängt, welcher aus dieser Gleichung bei bekanntem β zu berechnen wäre. Doch ist das erhaltene Resultat deshalb wenig befriedigend, weil bei der über α gemachten Annahme der Randwirbel für $x = -\infty$ unendlich groß würde. Da man es in Wirklichkeit nicht mit unendlich langen Röhren zu tun hat, würde dies bedeuten, daß die Ursachen des Labilwerdens der Strömung im betrachteten Röhrenteil an der Einströmungsstelle lägen, was physikalisch wenig wahrscheinlich ist.

Nehmen wir aber α rein imaginär an, so erkennt man, daß der reelle Bestandteil aller λ_n positiv ist, daß also die Laminarströmung unbedingt stabil ist.