

Anomale Kohärenz in der turbulenten Umströmung eines Unterwasserkörpers

J. Abshagen¹, D. Küter¹, V. Nejedl¹ und G. Pfister²

¹ WTD71, Forschungsbereich für Wasserschall und Geophysik, Berliner Straße 115, 24340 Eckernförde

² Institut für Experimentelle und Angewandte Physik, Universität Kiel, 24098 Kiel

Einleitung

Die von einer turbulenten Grenzschicht [1] erzeugten Druckschwankungen auf der Hülle [2] eines umströmten Körpers führen durch Anregung der mechanischen Wandstruktur [3, 4] zur Entstehung von Schall im Inneren des Körpers. Untersuchungen von strömungsinduziertem Innenraumschall wurden z.B. im Hinblick auf die Innengeräusche von Fahrzeugen [6] und Flugzeugkabinen [5] sowie für hydroakustische Anwendungen [7] durchgeführt. Bei bewegten hydroakustischen Sensorsystemen, wie z.B. Sonaren, äußert sich strömungsinduzierter Innenraumschall als sogenanntes *Eigenstörgeräusch* und limitiert bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten die Sonarleistung [8].

Die raum-zeitliche Kohärenz (bzw. das Wellenzahl-Frequenzspektrum [3]) der Wanddruckschwankungen, welche durch die turbulente Umströmung am Körper auftreten, bestimmen maßgeblich das vibroakustische Verhalten der mechanischen Hülle [3, 4]. Ein auf Corcos [9] zurückgehendes, semi-empirisches Modell der raumzeitlichen Kohärenz von turbulenten Wanddruckschwankungen einer Plattengrenzschicht geht von einem exponentiellen Abfall

$$\gamma(\omega\xi/U_c) = \exp(-\alpha\omega\xi/U_c) \quad (1)$$

in der Ähnlichkeitsvariable $\omega\xi/U_c$ für den Betrag der Kohärenz γ aus, wobei der Wert von α typischerweise im Bereich von 0,08 ... 1,2 liegt. Hier bezeichnet $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz (mit der Frequenz f), $\xi = |x - y|$ den räumlichen Abstand zwischen zwei Messpunkten (x und y) und U_c die konvektive Geschwindigkeit, welche im Bereich von $U_c \approx 0.6 \dots 0.75 U$ der äußeren Strömungsgeschwindigkeit U liegt [3]. Die konvektive Geschwindigkeit U_c ist die charakteristische Geschwindigkeit einer Grenzschichtströmung.

Übereinstimmungen mit diesem semi-empirischen Modell konnten z.B. in Experimenten im Windtunnel [10, 11] und im Wasserkanal [12] sowie in Freifeldversuchen mit einer hydroakustischen Schleppantenne [13] und einem Luftfahrzeug [14] gefunden werden. Zu niedrigen Frequenzen treten in den experimentell untersuchten Grenzschichten systematische Abweichungen vom exponentiellen Kohärenzabfall (Gleichung 1) auf, welche in den erweiterten semi-empirischen Modellen von Chase [15] und Smol'yakov [16] berücksichtigt werden. Abweichungen vom exponentiellen Abfall im höheren Frequenzbereich wurden hingegen bisher nur in einem Windtunnel-Experiment beobachtet [17].

In dieser Arbeit wird die raum-zeitliche Kohärenz von turbulenten Wanddruckschwankungen untersucht, die

auf der Hülle eines Unterwasser-Schleppkörpers durch eine turbulente Umströmung auftreten.

Experimenteller Aufbau

Der Schleppkörper besitzt an der Steuerbord-Seite einen Bereich, in den eine ebene Platte mit einer Länge von 2000 mm in Stromrichtung und einer Breite von 550 mm in Querstromrichtung eingebracht werden kann. Die Oberfläche der untersuchten Platte war mit einer 3 mm dicken Gummischicht überzogen und ein quadratisches Hindernis mit einer Kantenlänge $d=15$ mm, welches in Querstromrichtung orientiert war, befand sich ungefähr in der Mitte der Platte. Gemessen wurde die raumzeitliche Kohärenz mit vier wandbündigen Hydrophonen vom Typ RESON 4050, welche nicht-äquidistant angeordnet waren, um unterschiedliche Abstände ξ zu realisieren. Eine schematische Darstellung des Schleppkörpers mit der untersuchten Plattenkonfiguration ist in Abb. 1 (a) zu sehen, eine detaillierte Darstellung der Messanordnung findet sich in Abb. 1 (b). Weitere Details zum Schleppkörper sind in [7] aufgeführt.

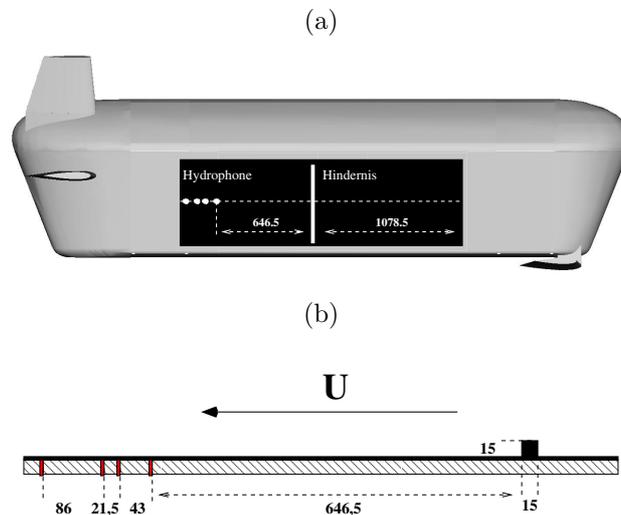


Abbildung 1: (a) Schematische Darstellung des FLAME-Schleppkörpers mit einer mit Gummi beschichteten Platte (schwarzer Bereich), (b) Messaufbau in Seitenansicht mit quadratischem Hindernis (15 mm \times 15 mm) und vier wandbündigen Hydrophonen vom Typ RESON 4050 im Abstand von 21,5 mm, 43,0 mm und 86,0 mm zueinander. Die Schleppgeschwindigkeit U lag zwischen 4 kn und 12 kn, d.h. $U \approx 2.1 \dots 6.2$ m/s,

Die Schleppversuche wurden im Sognefjord, Norwegen, mit dem Forschungsschiff ELISABETH MANN

BORGESE mit Schleppgeschwindigkeiten zwischen 4 kn und 12 kn, d.h. $U \approx 2.1 \dots 6.2$ m/s, durchgeführt. Die Schlepptiefe lag unterhalb der Sprungschicht des Fjordes in einem Bereich zwischen 100 m und 200 m. Während der einzelnen Messungen bewegte sich der Schleppkörper auf einem geraden Kurs. Eine hohe Lagestabilität wurde dabei zum einen durch ein sehr gutes passives Stabilitätsverhalten des Schleppkörpers und zum anderen durch eine Optimierung der Flossenstellung vor jeder Messung erreicht. Gemessen wurde jeweils über einen Zeitraum von 360 s mit einer Abtastfrequenz von $f_s = 31250$ Hz. Die spektralen Leistungsdichten P_{xx} und P_{yy} und die Kreuzleistungsdichte P_{xy} wurden jeweils mit einer Analysebandbreite von 0.9537 Hz aus den Hamming-gefensterten Zeitreihen der Wanddruckschwankungen bestimmt.

Ergebnisse

In den vorangegangenen Untersuchungen konnte gezeigt werden, dass sich für die untersuchten Schleppgeschwindigkeiten bei einer ebenen Plattenkonfiguration ohne Hindernis im Messbereich des Schleppkörpers eine turbulente Grenzschicht ausbildet [7]. Für die turbulente Grenzschicht ist dabei nicht die Schleppgeschwindigkeit U , sondern die außen am Schleppkörper anliegende Geschwindigkeit U_∞ der Potentialströmung maßgeblich, welche aufgrund der Form des Schleppkörpers oberhalb der Schleppgeschwindigkeit liegt. Als Potentialströmung wird für diese Untersuchungen vereinfacht die 2-dimensionale Strömung entlang einer horizontalen Schnittebene ohne Hindernis verwendet (Abb. 1 (a), gestrichelte Linie) [7]. Wird ein Hindernis in die turbulente Grenzschicht eingebracht, kommt es zur Separation, was mit dem Entstehen einer Rückstromblase einhergeht [1]. Da der Abstand zwischen dem vordersten wandbündigen Hydrophon und der Hinterkante des Hindernisses 646,5 mm, d.h. 43,1-d, beträgt, ist davon auszugehen, dass sich die durch das Hindernis abgelöste turbulente Grenzschicht im Messbereich wieder angelegt hat [6].

Die Kohärenz $\gamma(f, \xi)$ (genauer: Betrag der Kohärenz) berechnet sich für jeden Hydrophonabstand $\xi = |x - y|$ aus dem Betrag der Kreuzleistungsdichte und den spektralen Leistungsdichten durch

$$\gamma(f, \xi) = \frac{|\langle P_{xy}(f) \rangle|}{\sqrt{\langle P_{xx}(f) \rangle} \sqrt{\langle P_{yy}(f) \rangle}}, \quad (2)$$

wobei $\langle P_{xy} \rangle$, $\langle P_{xx} \rangle$ und $\langle P_{yy} \rangle$ die Mittelwerte über jeweils 360 Kurzzeit-Spektren P_{xy} , P_{xx} und P_{yy} repräsentieren. Sie ist für die drei Hydrophonabstände $\xi = 21,5$ mm (a), 43,0 mm (b) und 150,5 mm (c) und für fünf unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten U_∞ in Abb. 2 dargestellt. Man erkennt deutlich, dass die Kohärenz zu höheren Frequenzen für alle drei Abstände monoton abfällt. Insbesondere verläuft dieser Abfall bei einer höheren Strömungsgeschwindigkeit flacher als bei einer niedrigen. Ferner lässt sich festhalten, dass die Kohärenz bei großen Abständen systematisch niedriger ist als bei kleinen, sofern die Strömungsgeschwindigkeiten

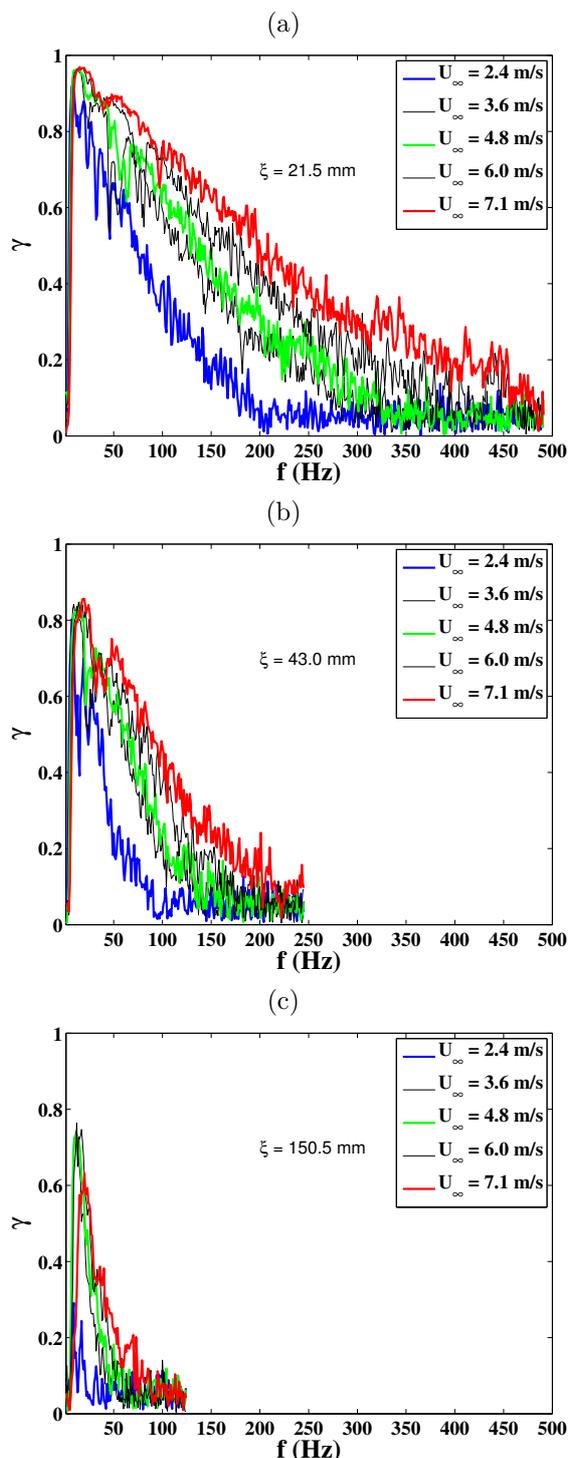


Abbildung 2: Kohärenz $\gamma(f, \xi)$ in Abhängigkeit von der äußeren Strömungsgeschwindigkeit U_∞ für die räumlichen Abstände (in Stromrichtung) der wandbündigen Hydrophone: $\xi = 21,5$ mm (a), $\xi = 43,0$ mm (b) und $\xi = 150,5$ mm (c).

identisch sind. Im Frequenzbereich unterhalb von ca. 50 Hz zeigt sich für alle Abstände ein kompliziertes, nicht-monotones Verhalten der Kohärenz, welches Gegenstand zukünftiger Untersuchungen ist. Insbesondere ist in Abb. 2 (c) zu sehen, dass bei einem Hydrophonabstand von $\xi = 150,5$ mm nur unterhalb von ca. 50 Hz eine signifikante Kohärenz auftritt.

Die im Experiment beobachtete Frequenz-, Abstands- und Geschwindigkeitsabhängigkeit lässt sich für Frequenzen oberhalb von ca. 50 Hz systematisch zusammenfassen. In Abb. 3 (a) ist die Kohärenz für die beiden Abstände $\xi = 21,5$ mm und $\xi = 43,0$ mm für jeweils drei der fünf in Abb. 2 (a) und (b) dargestellten Geschwindigkeiten in der Ähnlichkeitsvariable $\omega\xi/U_c$ aufgetragen. Dabei wird die konvektive Geschwindigkeit U_c aus der (mittleren) Phase θ des Kreuzleistungsspektrum $\langle P_{xy} \rangle$ durch $U_c = \omega\xi/\theta$ berechnet.

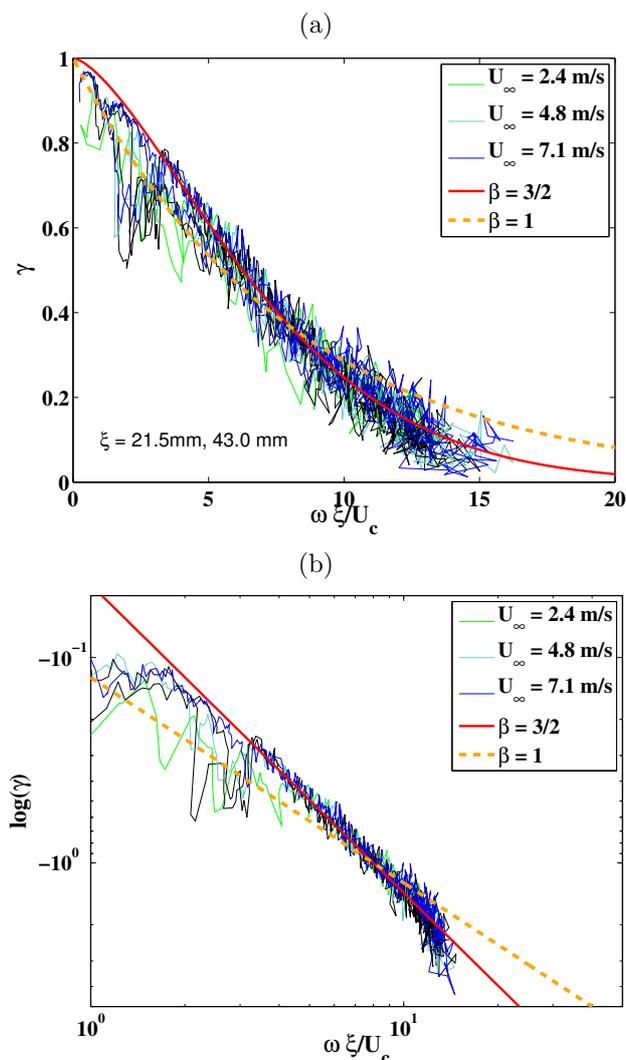


Abbildung 3: (a) Kohärenzabfall in der turbulenten Umströmung des Schleppkörpers in der Ähnlichkeitsvariable $\omega\xi/U_c$ für die beiden Abstände $\xi = 21,5$ mm und $\xi = 43$ mm. Ein exponentieller Abfall ($\beta = 1$) gemäß dem Corcos-Modell und ein gestaucht-exponentieller Abfall mit $\beta = 3/2$ ist zum Vergleich eingezeichnet (mit $\alpha = 1.25$). (b) doppelt-logarithmische Darstellung von $\log(\gamma(\omega\xi/U_c))$.

Man erkennt deutlich, dass die gemessenen Kurven in einem weiten Bereich aufeinander liegen. Zum Vergleich ist in Abb. 3 (a) neben den experimentellen Kurven auch ein exponentieller Kohärenzabfall eingezeichnet, welcher dem Corcos-Modell mit $\alpha = 1.25$ entspricht. Diese Kurve ist mit $\beta = 1$ gekennzeichnet und zeigt signifikante Abweichungen von den experimentellen Kurven. Der Pa-

rameter β bezieht sich hier auf das erweiterte Corcos-Modell

$$\gamma(\omega\xi/U_c) = \exp(-(\alpha\omega\xi/U_c)^\beta), \quad (3)$$

welches neben dem exponentiellen Kohärenzabfall auch einen gestaucht- und gestreckt-exponentiellen Abfall beschreiben kann. Man erkennt in Abb. 3 (a) deutlich, dass ein exponentieller Abfall keine hinreichende Beschreibung der experimentellen Kohärenz darstellt. Ein gestaucht-exponentieller Abfall in der Ähnlichkeitsvariable $\omega\xi/U_c$ mit dem Parameterwert $\beta = 3/2$ beschreibt hingegen das Verhalten der Kohärenz im Experiment besser. Deutlicher wird der gestaucht-exponentielle Kohärenzabfall im Experiment noch in der doppelt-logarithmischen Darstellung von $\log(\gamma)$, welche in Abb. 3 (b) zu sehen ist. Die Abweichungen von der Geraden für niedrige Werte der Ähnlichkeitsvariablen in Abb. 3 (b) ergeben sich aufgrund des komplizierten Verhaltens der Kohärenz unterhalb von ca. 50 Hz.

Zusammenfassung

Die Kohärenz von turbulenten Wanddruckschwankungen in der Umströmung eines Unterwasser-Schleppkörpers wurde experimentell im Geschwindigkeitsbereich von 4 kn bis 12 kn, d.h. für eine äußeren Geschwindigkeit von $U_\infty = 2.4 \dots 7.1$ m/s im Messbereich des Schleppkörpers, untersucht. Die Schleppversuche wurden mit dem Forschungsschiff ELISABETH MANN BORGESSE im Sognefjord, Norwegen, durchgeführt. Bei der untersuchten Messkonfiguration wurde auf eine mit Gummi beschichtete, ebene Platte ein Hindernis aufgebracht, welches die ebene Grenzschichtströmung entlang der Platte stört.

Die Frequenz-, Abstands- und Geschwindigkeitsabhängigkeit der im Experiment beobachteten Kohärenz lässt sich durch eine Ähnlichkeitsvariable abbilden. Allerdings zeigt sich kein für eine Plattengrenzschicht typischer exponentieller, sondern ein gestaucht-exponentieller Kohärenzabfall in der Ähnlichkeitsvariable. Die Ergebnisse belegen, dass Abweichungen vom exponentiellen Kohärenzabfall in turbulenten Wanddruckschwankungen nicht nur im Windtunnel [17], sondern auch in der turbulenten Umströmung von Unterwasser-Körpern auftreten können.

Literatur

- [1] Schlichting, H.: Grenzschicht-Theorie. G.Braun, Karlsruhe, 1965
- [2] W.W. Willmarth, Pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers, Annu. Rev. Fluid Mech. 7 (1975)
- [3] Blake, W.K.: Mechanics of flow-induced sound and vibration. Academic Press, New York, 1986
- [4] Ciappi, E., De Rosa, S., Franco, F., Guyader, J.L., Hambric, S.A. (Eds.): Flinovia - Flow Induced Noise and Vibration Issues and Aspects. Springer, Cham, 2015

- [5] Hu, N., Buchholz, H., Herr, M., Spehr, C., Haxter, S.: Contribution of different aeroacoustic sources to aircraft cabin noise. 19th AIAA/CEAS Conference, DOI: 10.2514/6.2013-2030, 2013
- [6] Müller, S., Becker, S., Gabriel, Ch., Lerch, R., Ulrich, F.: Flow-induced input of sound to the interior of a simplified car model depending on various setup parameters. 19th AIAA/CEAS Conference, DOI: 10.2514/6.2013-2019, 2013
- [7] Abshagen, J., Schäfer, I., Will, Ch., Pfister, G.: Coherent flow noise beneath a flat plate in a water tunnel experiment. *J. Sound Vibr.* 340, 211-220, 2015
- [8] Urlick, R.J.: Principles of Underwater Sound, 2nd. edition. McGraw-Hill Book Company, New York, 1975
- [9] Corcos, G.M.: Resolution of pressure in turbulence. *J. Acoust. Soc. Am.* 35, 192-199, 1963
- [10] Farabee, T.M., Casarella, M.J.: Spectral features of wall pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers. *Phys. Fluids A* 10, 2410-2420, 1991
- [11] Arguillat, B., Ricot, D., Bailly, C., Robert, C.: Measured wavenumber: frequency spectrum associated with acoustic and aerodynamic wall pressure fluctuations. *J. Acoust. Soc. Am.* 128, 1647-1655, 2010
- [12] Ciappi, E., Magionesi, F., De Rosa, S., Dranco, F.: Hydrodynamic and hydroelastic analysis of a plate excited by the turbulent boundary layer. *J. Fluid Struc.* 25, 321-342, 2009
- [13] Keith, W.L., Cipolla, K.M., Furey, D.: Turbulent wall pressure fluctuation measurements on a towed model at high Reynolds numbers. *Exp. Fluids* 46, 181-189, 2009
- [14] Palumbo, D.: Determining correlation and coherence lengths in turbulent boundary layer flight data. *J. Sound Vibr.* 331, 3721-3737, 2012
- [15] Chase, D.M.: Modelling the wavevector-frequency spectrum of turbulent boundary layer wall pressure. *J. Sound Vibr.* 70, 29-67, 1980
- [16] Smol'yakov, A.V.: A new model for the cross spectrum and wavenumber-frequency spectrum of turbulent pressure fluctuations in a boundary layer. *Acoust. Phys.* 52, 331-337, 2006
- [17] Leclercq, D.J.J., Bohineust, X.: Investigation and modelling of the wall pressure field beneath a turbulent boundary layer at low and medium frequencies. *J. Sound Vibr.* 257, 477-501, 2002
- [18] Abshagen, J., Nejedl, V.: Towed body measurements of flow noise from a turbulent boundary layer under sea conditions. *J. Acoust. Soc. Am.* 135., 637-645, 2014
- [19] Schäfer, F., Müller, S., Uffinger, T., Becker, S., Grabinger, J., Kaltenbacher, M.: Fluid-structure-acoustics interaction of the flow past a thin flexible structure. *AIAA Journal* 48, 738-748, 2010