

Strahlärmvorhersagen durch stochastische Quellmodellierung mit Hilfe hybrider RANS/CAA Methode

Andrej Neifeld^b, Roland Ewert^a
 DLR (Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt)
 Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik,
 Lilienthalplatz 7, 38108 Braunschweig, Deutschland
^b Andrej.Neifeld@dlr.de , ^a Roland.Ewert@dlr.de

Einleitung

Die Berechnung des Strahlärms ist heute ein aktuelles Thema an dem nicht nur wissenschaftliche Forschungseinrichtungen beteiligt sind. Zunehmend ist auch die Industrie daran interessiert, die Triebwerksauslegung durch numerische Verfahren zu optimieren. Hochauflösende Verfahren wie z.B die Grobstruktursimulation (Large Eddy Simulation, LES) oder die Detached Eddy Simulation (DES), sind jedoch derzeit noch zu kostspielig und zeitaufwendig, um im Entwurfsprozess eingesetzt zu werden. Die im Folgenden beschriebene Methode bietet eine Möglichkeit, die Strahlärmberechnungen zeiteffizient und speichersparend durch stochastische Modellierung der Schallquellen durchzuführen.

Modellierung der Schallquellen

Die statistischen Turbulenzdaten einer Reynolds gemittelten Navier-Stokes (RANS) Lösung liefern zuerst die zeitgemittelte Information, aus denen dann die fluktuierende Größen generiert werden. Das Quellmodell folgt dem Jet Mixing Noise Modell von Tam & Auriault [1]. Die Zweipunktkorrelation der Quelle ist dabei

$$\left\langle \frac{D_0 q_{s1}}{Dt_1} \frac{D_0 q_{s2}}{Dt_2} \right\rangle = \frac{\hat{q}_s^2}{c^2 \tau_s^2} \times \exp \left\{ -\frac{|\xi|}{u_0 \tau_s} - \frac{\ln 2}{\hat{l}_s^2} [(\xi - u_0 \tau)^2 + \eta^2 + \zeta^2] \right\} \quad (1)$$

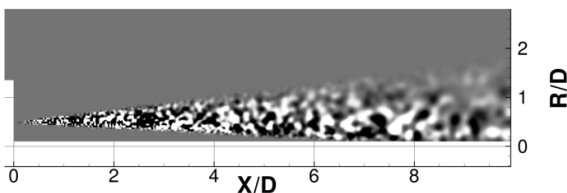


Abbildung 1: Quellverteilung in der Scherschicht des Strahls für Ma=0.75

Die Zeitskala τ_s , die Längenskala \hat{l}_s und die Amplitude $\frac{\hat{q}_s}{c}$ spezifizieren die Form und die Stärke der Quellen. Diese Größen werden aus der RANS entnommen. Als Ergebnis wird eine räumlich-zeitliche Verteilung der Quellen generiert, die dann in einem CAA-Löser propagiert werden kann. Für die Generierung der Fluktuationen wird die Random Particle-Mesh (RPM) Methode verwendet.

Für den Strahl erhält man demnach mit dem RPM-Code (näher beschrieben in [2]) eine Quellverteilung, die in der Abb.1 dargestellt ist.

Propagation des Schalls

Für die Berechnung der Schallausbreitung der berechneten Schallquellen aus RPM, werden die linearen Eulergleichungen (LEE) verwendet. Diese sind aus der konservativen Form der Eulergleichungen (2) abgeleitet.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) &= 0 \\ \frac{\partial (\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) + \nabla p &= \mathbf{0} \\ \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla p + \gamma p \nabla \cdot \mathbf{u} &= Q_{RPM} \end{aligned} \quad (2)$$

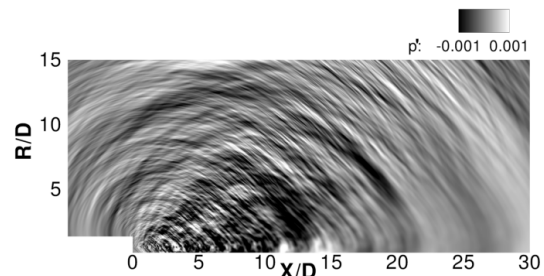


Abbildung 2: Schalldruckverteilung der propagierten Quellen für den Strahl mit Ma=0.75

Der Vorteil dieser Gleichungen bei der Berechnung des Strahlärms ergibt sich aus der Möglichkeit, die Gradienten der mittleren Strömung deaktivieren zu können. Dadurch wird es möglich, die beiden grundlegenden Schallgenerierungsmechanismen (feinskalige und großskalige Lärm) voneinander zu trennen. Wenn die mittleren Strömungsgradienten deaktiviert sind, wird nur der feinskalige Lärm berechnet. Wenn diese Gradienten mitberechnet werden, entsteht zusätzlich der großskalige Lärm, der aus der hydrodynamischer Instabilität herrührt. In der Abb. 2 ist der Rechenfall mit nur feinskaligem Lärm dargestellt. Abhängig davon, ob der großskalige Lärm mitsimuliert wird, wird in großem Maße die Richtcharakteristik des Strahlärms beeinflusst. Während der feinskalige Lärm eine omnidirektionale Abstrahlcharakteristik aufweist, hat der großskalige Lärm eine

charakteristische Abstrahlrichtung, der sein Maximum bei flachen Winkeln hat. Es wird grundlegend zwischen zwei Ähnlichkeitsspektrenformen unterschieden: Das F-Spektrum beschreibt den großskaligen Lärm und das G-Spektrum den feinskaligen Quellanteil.

Azimuthale Zerlegung des Strahls

Da bei der Strahlärmvorhersage größtenteils die runden Düsengeometrien in Frage kommen, bietet sich die Wahl des zylindrischen Koordinatensystems für die Nahfeldsimulationen an. Durch diese Reformulierung wird es möglich den Strahl in azimuthale Moden zu zerlegen. Anhand der experimenteller Untersuchungen ist es schon seit einiger Zeit bekannt, dass für die Vorhersage des Strahlärms ausreichend ist, ungefähr die ersten fünf Azimuthalmoden zu kennen [5]. Damit würde sich der Rechenaufwand drastisch reduzieren, da man an Stelle einer vollen 3D-Rechnung nur einige 2D-Rechnungen machen müsste.

Für die Implementierung der azimuthal-modal zerlegten linearen Eulergleichungen in PIANO wurden die Gleichungen in ähnlicher Weise wie in [3] formuliert. Der mathematische Ansatz für diese Zerlegung ist

$$a(x, r, \phi, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \hat{a}_m(x, r, t) \exp(im\phi) \quad \hat{a}_m \in \mathbb{C}, \quad (3)$$

wo a die Variable für alle Strömungsgrößen ist und m die Modenordnung. Bei der Implementierung der azimuthal zerlegten linearisierten Eulergleichungen in PIANO, hat es sich als vorteilhaft erwiesen, anstatt die reellen Programmvariablen durch komplexe Programmvariablen zu ersetzen, gedoppelte reelle Variablen einzuführen. Deswegen müssen zwei identische Rechengebiete, die räumlich voneinander unabhängig sind, zeitgleich gelöst werden, wobei ein Rechengebiet den Realteil und das Andere den Imaginärteil repräsentiert.

$$\begin{aligned} & \frac{m \cdot i \cdot u'_{\phi,m}}{r} (\cos(m\phi) + i \cdot \sin(m\phi)) \\ &= \frac{m \cdot u'_{\phi,m}}{r} (i \cdot \cos(m\phi) - \sin(m\phi)) \end{aligned} \quad (4)$$

Durch das Auftreten von einigen Kopplungstermen (4), ist es notwendig den Real- und Imaginärteil gleichzeitig zu lösen und den Wertaustausch zu jedem Zeit- und Raumpunkt zu ermöglichen.

Kanalmodenausbreitung als Testrechnung

Um die implementierten Gleichungen zu verifizieren, wurden Testrechnungen durchgeführt, die mit dem Rechenfall aus der Publikation [4] übereinstimmen. Zusätzlich sind analytische Lösungen mit der gleichen Formulierung der Kanalmoden (5) berechnet worden (siehe Abb. 3), um quantitativen Vergleich durchführen zu können. Es handelt sich hier um eine ringförmige Rohrströmung mit der konvektiven Geschwindigkeit nur in axiale Richtung. In PIANO werden die Kanalmoden an

der Einfluss-Randbedingung eingekoppelt und breiten sich dann eigenständig durch das CAA-Rechengebiet aus.

$$\begin{aligned} \text{Re: } p'(x, r, \phi, t) &= [J_m(k_r \cdot r) + C \cdot Y_m(k_r \cdot r)] \\ &\quad \cdot \cos(k \cdot t - k_a \cdot x - m \cdot \phi) \\ \text{Im: } p'(x, r, \phi, t) &= [J_m(k_r \cdot r) + C \cdot Y_m(k_r \cdot r)] \\ &\quad \cdot \sin(k \cdot t - k_a \cdot x - m \cdot \phi) \end{aligned} \quad (5)$$

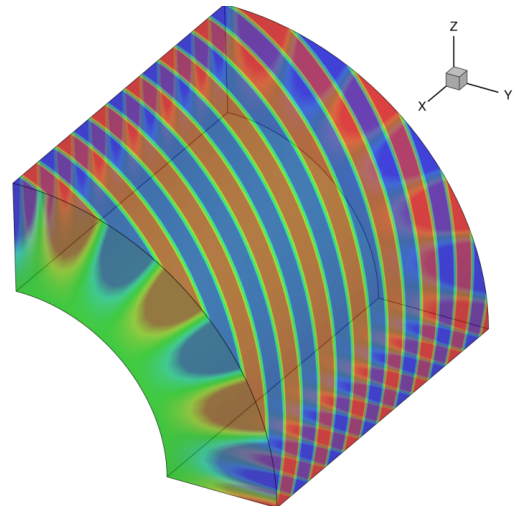


Abbildung 3: Analytische Lösung der Kanalmode ($m=13$, $n=1$) in einem ringförmigen Rohr

Anschließend wurde die axiale und radiale Verteilung der Schalldrücke zwischen PIANO und der analytischen Lösung verglichen. Die Form der radialen Mode in PIANO hat ziemlich gute Übereinstimmung mit der analytischen Lösung. In axialer Richtung stellt sich bei PIANO die zu erwartende Periodizität ein, wobei noch ein Abfall der Amplitude zu beobachten ist, dessen Ursache noch nicht eindeutig geklärt ist.

Literatur

- [1] Tam, C.K.W., Auriault, L.: Jet mixing noise from fine-scale turbulence, AIAA Vol.37, No.2, Feb 1999
- [2] Ewert, R.: RPM - the fast Random Particle-Mesh method to realize unsteady turbulent sound sources and velocity fields for CAA applications, AIAA 2007-3506
- [3] Li, X.D., Schemel, C., Michel, U., Thiele, F.: On the Azimuthal Mode Propagation in Axisymmetric Duct Flows, AIAA/CEAS 2002-2521
- [4] Huang, X., Ma, Z., Zhang, X.: Computation of Modal Radiation through an Engine Exhaust on Adaptively Refined Meshes, ECCOMAS CFD (2006)
- [5] Michalke, A.: Some Remarks on Source Coherence Affecting Jet Noise, Journal of Sound and Vibration, Vol. 87(1), 1983