

- Euler/Navier-Stokes equations, J. Soc. Naval Arch. Japan, **164**, 9-17
9. Liu, H., Ikehata, M. (1994): Computation of free surface waves around an arbitrary body by a Navier-Stokes solver using the pseudocompressibility technique, Int. J. Num. Meth. Fluids, **10**, 395-413
 10. Hino, T., Martinelli, L., Jamson, A. (1993): A finite-volume method with unstructured grid for free surface flow simulations, Proc. Sixth Int. Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, Iowa City, USA
 11. Ferziger, J.H., Perić, M. (1996): Computational Methods for Fluid Dynamics, Springer, Berlin
 12. Demirdžić, I., Perić, M. (1990): Finite volume method for prediction of fluid flow in arbitrarily shaped domains with moving boundaries, Int. J. Num. Meth. Fluids, **10**, 771-790
 13. Lilek, Ž. (1995): Ein Berechnungsverfahren für dreidimensionale, viskose Strömungen mit freien Oberflächen, Bericht Nr. 553, Institut für Schiffbau, Universität Hamburg

Numerische Berechnung der viskosen Strömung um einen rotierenden Propeller

Dr.-Ing. Moustafa Abdel-Maksoud

Schiffbau-Versuchsanstalt Potsdam GmbH Potsdam

Dr.-Ing. Sabine Bschorer, und Dr.-Ing. Georg Scheuerer

Advanced Scientific Computing GmbH Holzkirchen

1 Einleitung

Propeller werden als Antriebsorgane sowohl bei Schiffen als auch bei Flugzeugen eingesetzt. Schiffspropeller zeichnen sich gegenüber Flugzeugpropellern durch ein größeres Flächenverhältnis bei gleicher niedriger Drehzahl aus. Dazu kommt, daß in der Schiffspropelleranströmung eine komplizierte, relativ dicke, turbulente Grenzschicht vorhanden ist, welche die Schubverteilung am Propellerblatt stark beeinflusst.

Die bedeutenden Fortschritte, die in der numerischen Strömungsmechanik (CFD) in den letzten Jahren bei der Berechnung von Strömungen in zähen Medien gemacht wurden, haben in verschiedenen schiffbaulichen Anwendungen ihren Niederschlag gefunden, insbesondere auf dem Gebiet der Umströmung von Schiffen. Wegen der komplizierten geometrischen Eigenschaften von Schiffspropellern existiert auf dem Gebiet der viskosen Propellerumströmung jedoch Nachholbedarf. Die Erfassung des Blattumrisses des Propellerflügels, der Wölbung, der radial veränderlichen Rücklage und des Steigungsverlaufs sowie der Dickenverteilung über der Profilsehne und der radialen Dickenverteilung erfordert eine hohe geometrische Flexibilität der Lösungsverfahren, die im allgemeinen nur durch Verwendung block- oder unstrukturierter Rechennetze realisiert werden kann. Aufgrund der mit zunehmender Propellerdrehzahl erheblich steigenden Druck-, Zentrifugal- und Corio-

liskräfte sind auch höhere Anforderungen an das numerische Lösungsverfahren zu stellen, um genaue Lösungen mit hoher numerischer Robustheit innerhalb akzeptabler Rechenzeiten zu erhalten.

In der vorliegenden Arbeit werden erste Ergebnisse eines seit Mitte 1995 vom Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie (BMBF) geförderten Forschungsvorhabens vorgestellt, das sich mit der numerischen Berechnung der Umströmung von Schiffspropellern durch Lösung der gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen beschäftigt. Das Ziel dieses Projektes ist die Verifikation und Validierung einer Finite-Volumen-Rechenmethode anhand des Vergleichs von Rechenergebnissen und Meßdaten für frei angeströmte Propeller sowie die spätere Kopplung der Propellerumströmung mit Strömungsberechnungen um das Hinterschiff. Ein weiteres Ziel ist die weitgehende Automatisierung der Erstellung von Geometriemodellen und Rechennetzen für typische Propellergeometrien, da dieser Arbeitspunkt in der praktischen Anwendung von CFD-Verfahren häufig den größten Zeitaufwand erfordert und deshalb optimiert werden muß, um CFD-Verfahren effizient in die Propellerauslegung integrieren zu können.

Im folgenden Abschnitt werden die im vorliegenden Projekt betrachteten Modellgleichungen beschrieben. Die verwendete numerische Lösungsmethode wird in Abschnitt 3 diskutiert. Abschnitt 4 enthält eine Be-

schreibung der Propellergeometrie, der verwendeten Rechenetze und der Randbedingungen. Erste Rechenergebnisse werden in Abschnitt 5 gezeigt und mit Meßdaten verglichen.

2 Mathematisches Modell

2.1 Grundgleichungen

In der vorliegenden Arbeit wird die viskose Strömung um Schiffspropeller in einem rotierenden Koordinatensystem beschrieben. Durch die Transformation in das rotierende System ist es möglich, die freie Umströmung eines Propellers als statistisch stationär zu betrachten.

Im rotierenden Koordinatensystem werden die Komponenten des Absolutgeschwindigkeitsvektors, C_i , in die Umfangsgeschwindigkeiten U_i und die Relativgeschwindigkeiten W_i aufgespalten, gemäß:

$$C_i = W_i + U_i \quad (1)$$

Die Umfangsgeschwindigkeiten U_i werden aus dem Kreuzprodukt des Winkelgeschwindigkeitsvektors ω_j und des Ortsvektors x_k berechnet:

$$U_i = e_{ijk} \omega_j x_k \quad (2)$$

Das Permutationssymbol e_{ijk} ist wie folgt definiert:

$$e_{ijk} = \begin{cases} +1, & \text{falls } ijk \text{ eine gerade Permutation ist (z.B. 123, 231, 312),} \\ -1, & \text{falls } ijk \text{ eine ungerade Permutation ist (z.B. 321, 213, 132),} \\ 0, & \text{falls mindestens zwei Indizes gleich sind.} \end{cases} \quad (3)$$

Im vorliegenden Fall ist die x_3 -Achse die Drehachse; es gilt $\omega_j = \{0, 0, \omega\}$. Die Winkelgeschwindigkeit ω errechnet sich aus der Propellerdrehzahl, n , über die Beziehung $\omega = 2\pi n$.

Da bei der Umströmung von Schiffspropellern im allgemeinen die turbulente Strömungsform vorliegt, werden die Erhaltungsgleichungen für Masse und Impuls, auf denen die vorliegende Rechenmethode aufbaut, nachfolgend für statistisch gemittelte Größen angegeben. Unter der Annahme statistisch stationärer Strömung eines inkompressiblen Fluids lautet die gemittelte Massenerhaltungsgleichung in kartesischer Tensorschreibweise wie folgt:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho W_j) = 0. \quad (4)$$

Die Impulserhaltungsgleichungen folgen zu (Fister, 1984):

$$\frac{\partial (\rho W_j W_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial (\tau_{ij} + \rho \overline{w_i w_j})}{\partial x_j} + \rho e_{ijk} \omega_j e_{klm} \omega_l x_m - 2\rho e_{ijk} \omega_j W_k \quad (5)$$

Das Symbol P in Gl. (5) steht für den mittleren statischen Druck. Der Term $e_{ijk} \omega_j e_{klm} \omega_l x_m$ ist

die Führungsbeschleunigung. Das Glied $2e_{ijk} \omega_j W_k$ stellt die Coriolisbeschleunigung dar. Diese beiden Ausdrücke treten aufgrund der Transformation in das rotierende Koordinatensystem auf.

Die viskosen Spannungen werden mit Hilfe des Gesetzes von Stokes proportional zu den mittleren Deformationsraten gesetzt, gemäß:

$$\tau_{ij} = -\mu \left(\frac{\partial W_i}{\partial x_j} + \frac{\partial W_j}{\partial x_i} \right) \quad (6)$$

μ ist die dynamische Viskosität des Fluids.

In den gemittelten Impulsgleichungen treten Korrelationen von Schwankungsgeschwindigkeiten $\rho \overline{w_i w_j}$ als zusätzliche Unbekannte auf. Diese Terme, die im allgemeinen als Reynoldsspannungen bezeichnet werden, müssen mit Hilfe eines Turbulenzmodells mit mittleren Größen in Verbindung gebracht werden, bevor eine geschlossene Lösung des aus den Gl. (4) – (6) bestehenden nichtlinearen, gekoppelten Gleichungssystems möglich ist.

2.2 Turbulenzmodell

In dieser Arbeit wird das k - ϵ -Zweigliederturbulenzmodell (Launder und Spalding, 1974) zur Modellierung der Reynoldsspannungen eingesetzt. Im k - ϵ -Turbulenzmodell wird die Wirbelviskositätshypothese verwendet, um die Reynoldsspannungen – in Analogie zum molekularen Transport – als Funktion der mittleren Deformationsraten auszudrücken, gemäß:

$$-\rho \overline{w_i w_j} = \mu_t \left(\frac{\partial W_i}{\partial x_j} + \frac{\partial W_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho \delta_{ijk} \quad (7)$$

Das Symbol μ_t steht für die Wirbelviskosität. δ_{ij} ist das Kroneckersymbol. Die Größe k ist die auf die Masseneinheit bezogene kinetische Energie der turbulenten Schwankungsbewegung und ist wie folgt definiert:

$$k = \frac{1}{2} \overline{w_i w_i} = \frac{1}{2} (\overline{w_1^2} + \overline{w_2^2} + \overline{w_3^2}) \quad (8)$$

Die Wirbelviskosität μ_t wird aus Dimensionsgründen aus dem Produkt eines typischen Geschwindigkeitsmaßes ($\propto \sqrt{k}$) und eines typischen Längenmaßes ($\propto k^{3/2}/\epsilon$) der großskaligen turbulenten Bewegung wie folgt berechnet:

$$\mu_t = \rho c_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (9)$$

ϵ ist die Dissipationsrate von k , d.h. der Betrag von turbulenter kinetischer Energie, der pro Zeit- und Masseneinheit in innere Energie des Fluids überführt wird. c_μ ist eine empirische Konstante, deren Wert in Tabelle 1 angegeben ist.

Lokale Werte von k und ϵ werden aus der numerischen Lösung der folgenden, halbempirischen Transportgleichungen ermittelt:

$$\frac{\partial (\rho W_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + P_k - \rho \epsilon \quad (10)$$

Tabelle 1. Empirische Konstanten des k - ε -Turbulenzmodells

c_μ	$c_{\varepsilon 1}$	$c_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

$$\frac{\partial (\rho W_j \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + \frac{\varepsilon}{k} (c_{\varepsilon 1} P_k - \rho c_{\varepsilon 2} \varepsilon) \quad (11)$$

Die Produktionsrate der turbulenten kinetischen Energie, P_k , wird wie folgt modelliert:

$$P_k = \mu_t \left(\frac{\partial W_i}{\partial x_j} + \frac{\partial W_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial W_i}{\partial x_j} \quad (12)$$

Es sei an dieser Stelle bemerkt, daß die exakten Transportgleichungen für die Reynoldsspannungen $\rho \overline{w_i w_j}$ zusätzliche Produktionsraten, G_{ij} , aufgrund der Systemrotation enthalten, gemäß:

$$G_{ij} = -2e_{ilm} \omega_l (\rho \overline{w_m w_i} + \rho \overline{w_m w_j}) \quad (13)$$

Diese beeinflussen das Verhältnis der Reynoldsspannungen zueinander und damit über die Turbulenzstruktur auch das mittlere Geschwindigkeits- und Druckfeld. In den Bestimmungsgleichungen für k und ε treten wegen

$$G_k = \frac{1}{2} G_{ii} = 0. \quad (14)$$

jedoch keine zusätzlichen Produktionsraten aufgrund der Systemrotation auf. Dadurch kann es zu Abweichungen zwischen Messungen und gerechneten Größen kommen, die nur durch den Einsatz erweiterter oder komplexerer Turbulenzmodelle behoben werden können.

Die empirischen Konstanten in den Modellgleichungen werden in der vorliegenden Arbeit auf die von Launder und Spalding (1974) gegebenen Standardwerte gesetzt. Diese sind in Tabelle 1 zusammengefaßt.

3 Numerische Lösungsmethode

Die in Abschnitt 2 beschriebenen Gleichungen werden mit dem Berechnungsverfahren **TASCflow**¹ gelöst (Raw et al., 1995). **TASCflow** basiert auf einer konservativen Finite-Volumen-Methode. Es verwendet körperangepaßte, nichtorthogonale, blockstrukturierte Rechengitter in Verbindung mit kartesischen Geschwindigkeitskomponenten und einer nichtversetzten (non-staggered) Variablenanordnung.

¹**TASCflow** ist ein eingetragenes Warenzeichen.

Zur Diskretisierung der konvektiven Flüsse in den Modelltransportgleichungen werden Ansätze verwendet, die auf dem von Raithby (1976) entwickelten Skew-Upwind-Verfahren beruhen. Diese sind: das Mass-Weighted Skew-Upwind Differencing (MWS) Verfahren und das Linear-Profile Skew-Upwind Differencing (LPS) Verfahren. Die damit ermittelten konvektiven Flüsse können mit einer „Physical Advection Correction“ (PAC) in ihrer Genauigkeit verbessert werden. Das LPS-Verfahren mit PAC-Korrektur hat einen Abbruchfehler zweiter Ordnung. Die diffusiven (molekularen und turbulenten) Flüsse werden mit Hilfe trilinearer Formfunktionen ebenfalls mit einem Abbruchfehler zweiter Ordnung approximiert. Nähere Informationen zu den Diskretisierungsverfahren sind in Raw et al. (1995) angegeben. Alle in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse wurden unter Verwendung des LPS+PAC-Verfahrens erzielt.

Das resultierende gekoppelte Gleichungssystem wird mit einem algebraischen Mehrgitterverfahren gelöst, siehe Raw (1995). Durch das Mehrgitterverfahren wird erreicht, daß die Rechenzeit in etwa nur linear mit der Anzahl der Gitterpunkte ansteigt. Als Glättungsverfahren wird dabei ein auf unvollständiger Dreieckszerlegung basierender Algorithmus eingesetzt. Die Massenerhaltungsgleichung und die drei Impulserhaltungsgleichungen werden pro Iteration gekoppelt gelöst, die Erhaltungsgleichungen für die Turbulenzgrößen werden jeweils einzeln gelöst. Die gekoppelte Lösung der Massen- und Impulserhaltungsgleichungen führt auch im Falle der komplexen Strömungen in schnell rotierenden Systemen zu einem robusten, zuverlässigen und schnellen Algorithmus. Dies ist ein wichtiger Aspekt für den routinemäßigen Einsatz von CFD-Verfahren in Auslegungsrechnungen.

4 Physikalisches Modell

4.1 Propellergeometrie

Als erster Testfall im vorliegenden Projekt wird der am David Taylor Research Center (DTRC) von Jessup (1989) experimentell untersuchte Propeller DTRC 4119 betrachtet. Dabei handelt es sich um einen Modellpropeller mit drei Flügeln ohne Skew und Flügelrücklage, der in Abb. 1 zusammen mit der in den Versuchen verwendeten Nabengeometrie dargestellt ist. Der Durchmesser des Modellpropellers, D , ist 0.3048 m. Die Umströmung des Propellers wurde mit Hilfe der Laser-Doppler-Velozimetrie relativ ausführlich vermessen. Messungen des statischen Drucks an den Flügeloberflächen wurden nicht durchgeführt.

Die Geometrie des Propellers wurde aus Jessup (1989) entnommen und mit der Software **ICEM CFD Powermesh** als dreidimensionales CAD-Modell aufgebaut. Dabei wurde wegen der Periodizität der Strömung in den Rechnungen nur ein 120°-Segment betrachtet.

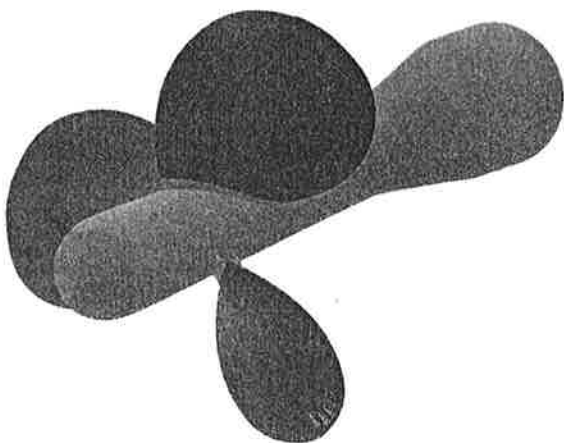


Abb. 1. Geometrie des Propellers 4119

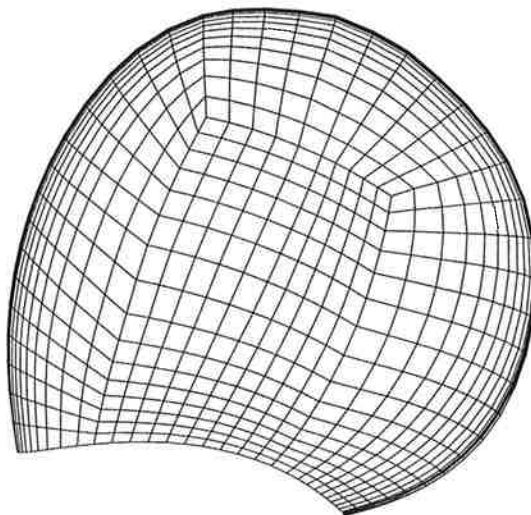


Abb. 2. Rechennetz an der Schaufeldruckseite

4.2 Rechennetz

Ein Schwerpunkt des ersten Abschnitts im vorliegenden Forschungsprojekt ist die Entwicklung von geeigneten Netztopologien für die Berechnung von Propellerumströmungen und die spätere weitgehende Automatisierung der Geometrie- und Rechennetzerstellung.

Das Ziel bei der Erzeugung von Rechennetzen ist es, für eine gegebene Anzahl von Gitterpunkten und ein gegebenes Diskretisierungsverfahren die Netzpunkte so anzuordnen, daß die numerischen Lösungsfehler minimal sind. Um dieses Ziel zu erreichen, muß das Rechennetz in Gebieten großer Abbruchfehler verfeinert werden. Leider ist es nicht möglich, Netze nach diesem Kriterium *vor* Ablauf einer Rechnung zu erzeugen, da Abbruchfehler sowohl zu den Gitterpunktabständen als auch zu höheren Ableitungen der Lösung proportional sind und die letzteren bei der Netzgenerierung noch nicht vorliegen. Meistens werden Rechennetze deshalb nach empirischen Kriterien ausgelegt. In der vorliegenden Arbeit wurden die folgenden Kriterien beachtet:

- Die Winkel zwischen Gitterlinien sollen möglichst orthogonal sein, um Abbruchfehler klein zu halten. Winkel zwischen den Gitterlinien, die kleiner als 20° sind, sollen vermieden werden.
- Die Zellweiten benachbarter Zellen (Expansionsraten) sollen um nicht mehr als den Faktor 5 variieren.
- Gitterlinien sollen in Bereichen, in denen starke Änderungen der abhängigen Variablen erwartet werden (z.B. in den Wandgrenzschichten und an den Ein- und Austrittskanten und Flügelspitzen), verdichtet werden.

Um diese Kriterien und die Forderung nach räumlicher Periodizität des Rechennetzes möglichst gut zu erfüllen, wird eine aus 34 Blöcken zusammengesetzte Topologie verwendet. Abbildung 2 zeigt das Rechennetz an der Druckseite des Propellers. Zur besseren Auflösung der Grenzschichten an den Rändern des Propellers ist das Rechennetz dort verdichtet. Im Zentrum der Propellerfläche wird ein nahezu rechteckiges H-Netz verwendet. Eine Seitenansicht des Rechennetzes ist in Abb. 3 dargestellt.

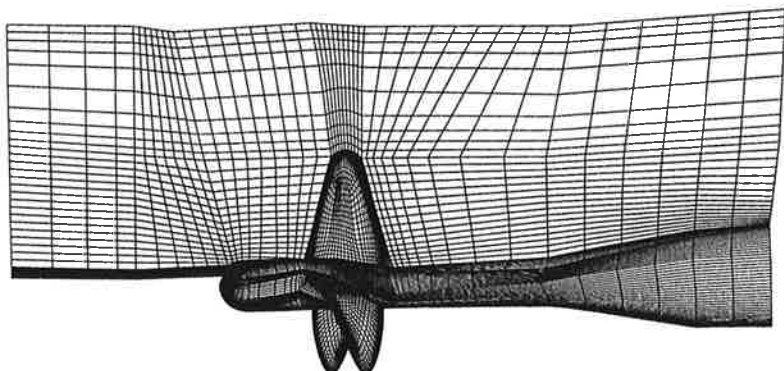


Abb. 3. Seitenansicht des Rechennetzes

Das in dieser Arbeit für Testrechnungen verwendete Rechenetz besitzt 46293 Knotenpunkte. Wie erste Lösungsfehlerabschätzungen gezeigt haben, ist dies eine zu geringe Zahl, um Rechenergebnisse mit akzeptabel kleinen Lösungsfehlern (z.B. $\leq 5\%$) für die Geschwindigkeiten und Drücke zu erhalten. Es läßt sich abschätzen, daß für Rechnungen mit hohen Genauigkeitsanforderungen um ca. eine Größenordnung mehr Netzpunkte benötigt werden.

Wie die Abb. 2 und 3 zeigen, sind die oben angegebenen Qualitätskriterien für Rechenetze noch nicht in optimaler Weise erfüllt. Um den Prozeß der Rechenetzerstellung insgesamt zu beschleunigen, ist es zudem notwendig, die Anzahl der Teilblöcke, aus denen sich das Rechenetz zusammensetzt, zu reduzieren. Diese Optimierungsarbeiten sind in der nächsten Projektphase vorgesehen.

4.3 Randbedingungen

Die von TASCflow gelösten Gleichungen sind vom elliptischen Typ. Deshalb müssen an allen Rändern des Strömungsgebietes Randbedingungen angegeben werden. Für den vorliegenden Strömungsfall werden die folgenden Randbedingungen benötigt:

- Wandrandbedingung
- Eintrittsrandbedingung
- Austrittsrandbedingung
- periodische Randbedingung
- Symmetrierandbedingung

Diese werden im folgenden erläutert.

Wandrandbedingung

An den Propeller- und Nabenwänden, die mit der Umfangsgeschwindigkeit U_i gemäß Gl. (2) rotieren, wird die Haftbedingung verwendet. Es werden hydraulisch glatte Oberflächen angenommen. Wie bei der Berechnung dreidimensionaler turbulenter Strömungen üblich, werden die Wandschubspannungen mit Hilfe von Wandfunktionen (Launder und Spalding, 1974) bestimmt. Die Wandfunktionen basieren auf der Annahme logarithmischer Geschwindigkeitsprofile und lokalen Gleichgewichts der Turbulenz (Produktion von k ist gleich deren Dissipationsrate).

Eintrittsrandbedingung

Der Eintrittsrand wird in einem Abstand von 2.6 Propellerradien, R , stromaufwärts von der Erzeugenden gelegt. Abbildung 4 zeigt zur Verdeutlichung der Lage eine Seitenansicht des Integrationsgebietes.

Am Eintrittsrand wird die Axialgeschwindigkeit, C_3 , auf einen konstanten Wert von $C_{3,i} = 2.541$ m/s gesetzt. Mit der aus den Versuchen vorgegebenen Propellerdrehzahl von $n = 10$ s⁻¹ resultiert daraus eine Fortschrittsziffer, $J = C_{3,i}/(nD)$, von 0.83, die dem Auslegungspunkt des Propellers entspricht. Jessup (1989) berichtet, daß in der Versuchsanlage ein

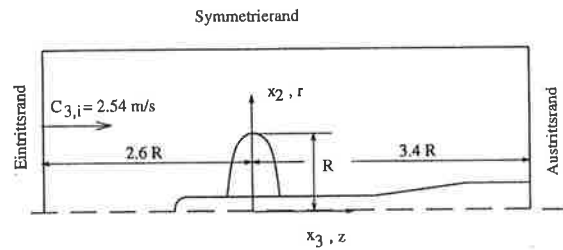


Abb. 4. Lage der Randbedingungen

leichter Vordrall der Anströmung vorhanden war. Dieser wurde in den Rechnungen nicht berücksichtigt. Für den Eintrittsturbulenzgrad, Tu , wird, den Angaben von Jessup (1989) folgend, ein Wert von 1.6 % angesetzt. Unter der Annahme isotroper Turbulenz kann die turbulente kinetische Energie am Eintrittsrand durch die folgende Beziehung aus dem Turbulenzgrad ermittelt werden:

$$k = \frac{3}{2} (Tu C_3)^2, \quad \text{mit} \quad Tu = \frac{\sqrt{c_3^2}}{C_3} \quad (15)$$

Das Längenmaß der Turbulenz, $L = k^{3/2}/\epsilon$, wird am Eintrittsquerschnitt auf einen Wert von 2 mm gesetzt.

Austrittsrandbedingung

In den Kontrollvolumen am Austrittsrand werden die Erhaltungsgleichungen unter der Annahme reiner Konvektion gelöst. Die berechneten Werte werden in jeder Iteration so korrigiert, daß die globale Massenerhaltung erfüllt ist. Der Austrittsrand liegt 3.4 Propellerradien stromab von der Erzeugenden, siehe Abb. 4.

Periodischer Rand

Die normal zur Umfangsrichtung liegenden Seitenflächen des Lösungsgebietes werden mit periodischen Randbedingungen miteinander verknüpft.

Symmetrierandbedingung

Am Außenrand des Rechengebietes, der in einem radialen Abstand von zwei Propellerradien liegt, wird eine Symmetrierandbedingung spezifiziert. Am Symmetrierand verschwinden die Normalkomponenten der Geschwindigkeiten sowie die Gradienten aller anderen Strömungsgrößen senkrecht zur Symmetrieebene. Die Angabe dieses Randbedingungstyps entspricht nicht genau der experimentellen Konfiguration (Jessup, 1989), bei der sich oberhalb eines radialen Abstands von $2 \times R$ eine Ringkammer befindet. Diese Unterschiede können für Abweichungen zwischen Rechnung und Messung verantwortlich sein. Es ist deshalb geplant, in einem nächsten Schritt die ver-suchstechnischen Gegebenheiten genauer abzubilden.

5 Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden erste Ergebnisse der berechneten Propellerumströmung vorgestellt und mit Meßdaten verglichen. Dabei ist zu beachten, daß die Rechnungen noch auf einem zu groben und nicht optimierten Rechenetz erfolgten.

In Abb. 5 sind gerechnete und gemessene umfangsgemittelte Axialgeschwindigkeiten \bar{C}_3 in der Ebene $x_3/R = -0.3$ miteinander verglichen. Die Ebene $x_3/R = -0.3$ liegt in der Nähe der Flügeleintrittskante. Die Messungen wurden mit zwei verschiedenen Mittelungsverfahren („Shaft Encoded“ und „Time Averaged“, siehe Jessup, 1989) erhalten. Jessup (1989) vermutet, daß die Shaft-Encoded-Messungen in Nabennähe vertrauenswürdiger sind.

Die Rechnungen stimmen bis zu $r/R < 0.4$ in befriedigender Weise mit den Messungen überein. Das Geschwindigkeitsmaximum wird jedoch als zu klein vorhergesagt. Die Lage des Maximums bei $r/R \approx 0.7$ ist quantitativ richtig. An der Flügelspitze weichen Rechnung und Messung voneinander ab. Die Rechnungen zeigen eine Verzögerung unterhalb des Wertes der Anströmung, während die Messungen monoton bis zum Wert der Anströmung abnehmen. Es fällt

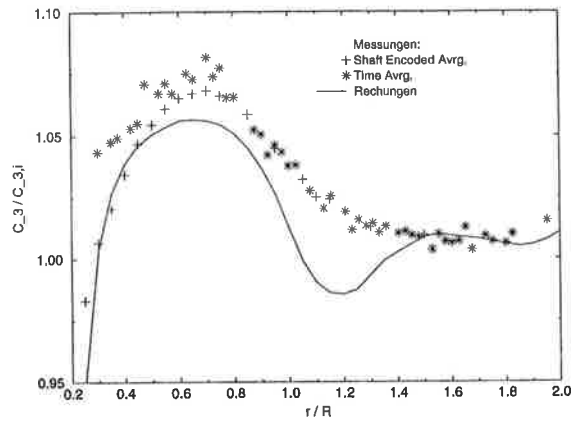


Abb. 5. Umfangsgemittelte Axialgeschwindigkeiten bei $x_3/R = -0.3$

weiterhin auf, daß die berechneten Werte im betrachteten Querschnitt durchweg unterhalb der Meßdaten liegen, d.h. der Massenstrom ist in den Rechnungen geringer als im Experiment. Mögliche Ursachen für die Abweichungen sind:

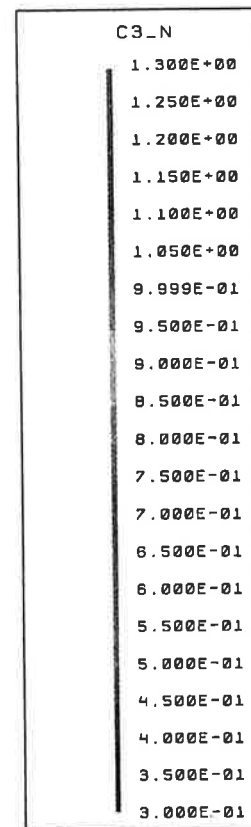
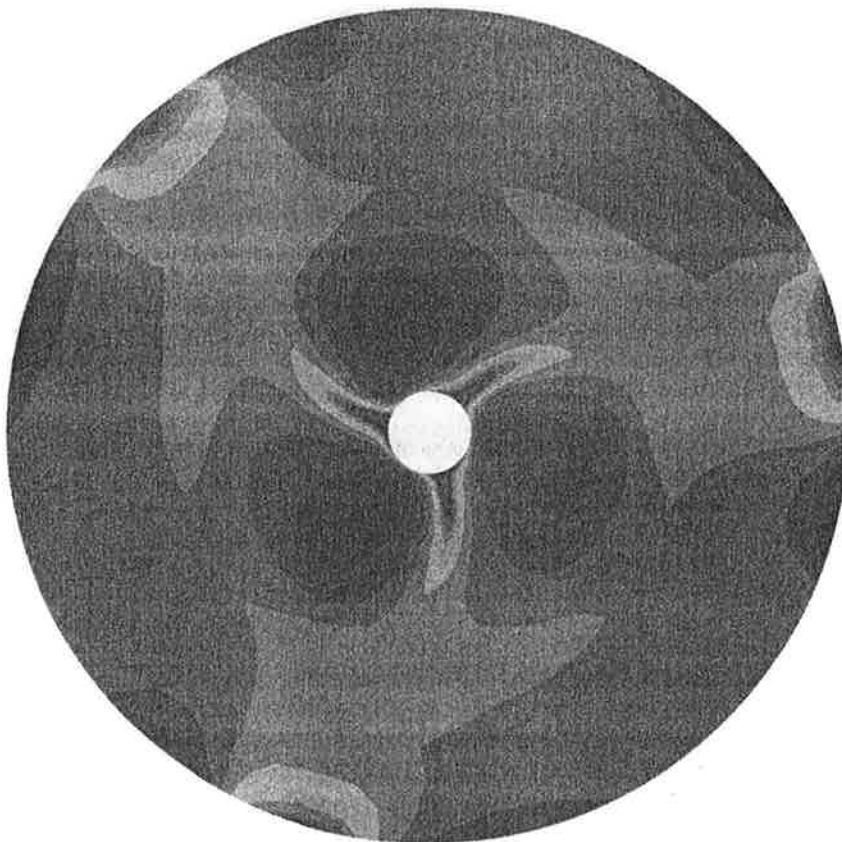


Abb. 6. Höhenlinien der Axialgeschwindigkeiten bei $x_3/R = -0.3$

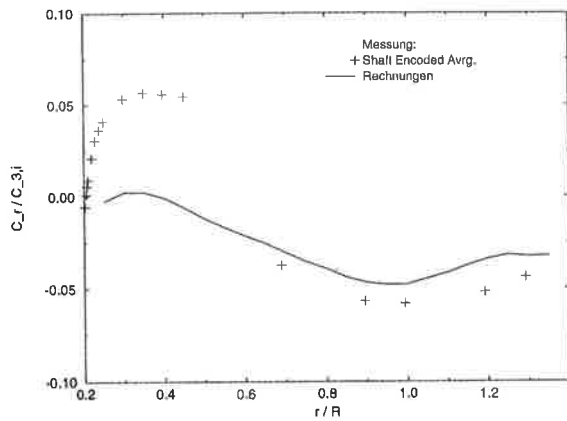


Abb. 7. Umfangsgemittelte Radialgeschwindigkeiten bei $x_3/R = -0.3$

- die in Abschnitt 4.3 besprochenen Unterschiede zwischen der realen Versuchsgeometrie und dem Rechengebiet im Außenbereich des Propellers,
- die Nichtberücksichtigung des leichten Vordralls in der Anströmung,
- das zu grobe und noch nicht optimierte Rechenetz,
- Unzulänglichkeiten im Turbulenzmodell.

Es sei erwähnt, daß Jessup (1989) die Meßdaten mit einem auf der Annahme von Potentialströmung basierenden Rechenverfahren gut wiedergeben konnte. Deshalb sollte der Einfluß des Turbulenzmodells auf die in Abb. 5 gezeigten Ergebnisse relativ gering sein. Die genaue Analyse der beobachteten Abweichungen ist ein Ziel der nächsten Projektphase.

Abbildung 6 zeigt den Verlauf von Höhenlinien der normierten Axialgeschwindigkeit, $C_3/C_{3,i}$ in der Ebene $x_3/R = -0.3$. Die Stromaufwirklung der Flügeleintrittskante, die zu einem Abbremsen des Fluids führt, ist in dieser Ansicht deutlich zu erkennen. Zwischen den Propellerflügeln kommt es zu einer lokalen Beschleunigung.

Abbildung 7 zeigt die umfangsgemittelten Radialgeschwindigkeiten \bar{C}_r in der Ebene $x_3/R = -0.3$. Die Absolutwerte erreichen maximal 5 % der Zuströmgeschwindigkeit. Die Messungen zeigen in Nabennähe wegen der Verdrängungswirkung der Grenzschicht und den vorliegenden Zentrifugalkräften eine deutliche radiale Auswärtsbewegung. Diese wird von den Rechnungen nicht wiedergegeben, was vermutlich auf die ungenügende Auflösung des Rechnetzes im Nabebereich zurückzuführen ist. Im Außenbereich des Propellers, wo Fluid radial nach innen gesaugt wird, stimmen Messungen und Rechnungen qualitativ überein.

Abbildung 8 zeigt die umfangsgemittelten Axialgeschwindigkeiten kurz nach dem Propeller in der Ebene $x_3/R = 0.328$. Die Geschwindigkeiten zeigen im Innenbereich des Propellers eine deutliche Zunahme über die Anströmgeschwindigkeit hinaus. Ein

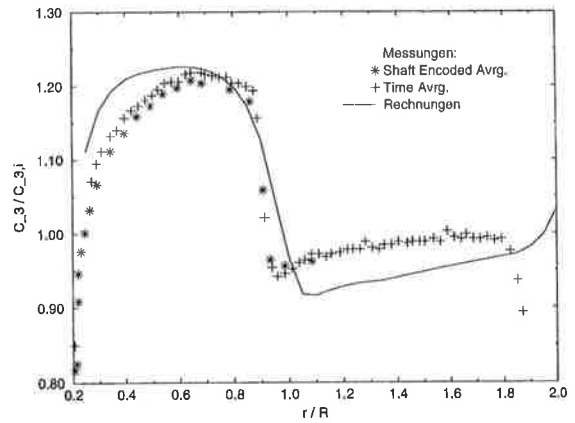


Abb. 8. Umfangsgemittelte Axialgeschwindigkeiten bei $x_3/R = 0.328$

scharfer Geschwindigkeitsabfall ist bei $r/R \approx 0.9$ zu sehen. Diese Position entspricht in etwa dem radialen Abstand eines Wirbels, der sich von den Propellerspitzen ablöst. Das experimentelle Verhalten wird von den Rechenergebnissen qualitativ richtig wiedergegeben. Abschließend zeigt Abb. 9 die Höhenlinien der normierten Axialgeschwindigkeit in der Ebene $x_3/R = 0.328$. Die Axialgeschwindigkeiten sind in Umfangsrichtung gleichförmiger als in der Zuströmebene; diese Charakteristik wird auch von Jessup (1989) erwähnt. Der Nachlauf der Propellerflügel ist deutlich erkennbar.

Die Berechnungen wurden auf einer HP 9000/715 Workstation durchgeführt. Das Abbruchkriterium für die bezogenen, maximalen Residuen wurde dabei auf einen Wert von 1×10^{-4} gesetzt. Dies entspricht einer Iterationsgenauigkeit von ca. vier signifikanten Stellen. Zur Konvergenz des Rechenverfahrens wurden, ausgehend von einer Vorschätzung mit konstanten Werten der abhängigen Variablen, für das LPS+PAC-Verfahren mit Abbruchfehler zweiter Ordnung 95 Iterationen benötigt. Die Rechenzeit betrug ca. 6 h. Bei Verwendung des ungenaueren MWS-Verfahrens konvergiert TASCflow in 60 Iterationen. Der Kernspeicherplatzbedarf des Rechenverfahrens liegt bei 200 Worten (800 Byte) pro Gitterpunkt.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit werden erste Ergebnisse für die viskose Umströmung rotierender Schiffspeller gezeigt. Die Strömung wird dabei durch die gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen in einem rotierenden Koordinatensystem beschrieben. Der Einfluß der Turbulenz auf das mittlere Strömungsfeld wird durch das $k-\epsilon$ -Zweigliederturbulenzmodell simuliert. Zur Lösung der strömungsbeschreibenden Differentialgleichungen wird die CFD-Methode TASCflow eingesetzt.

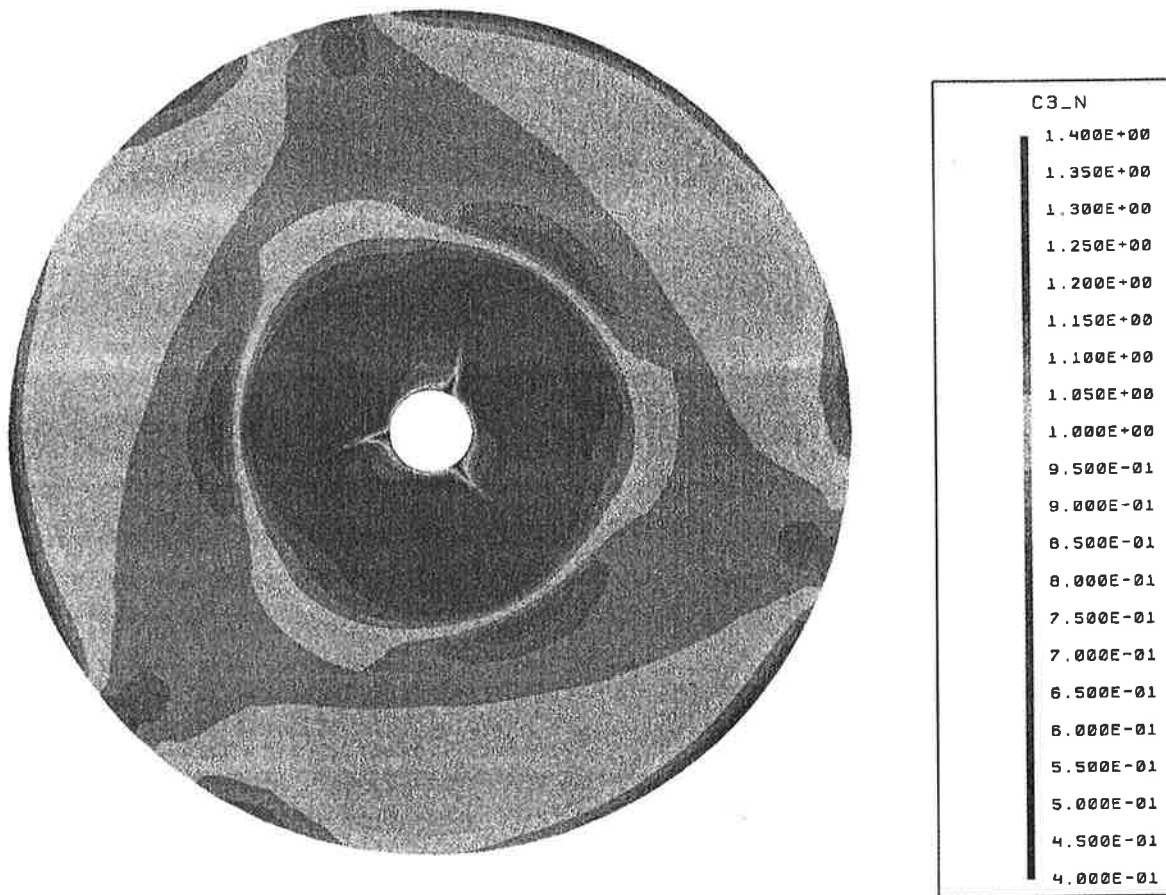


Abb. 9. Höhenlinien der Axialgeschwindigkeiten bei $x_3/R = 0.33$

Als erster Testfall wird ein von Jessup (1989) vermessener Modellpropeller betrachtet, wobei die Schwerpunkte der ersten Projektphase auf der Geometriemodellierung und der Erzeugung geeigneter Rechennetze liegen. Die bisher auf einem groben Rechennetz erzielten Ergebnisse sind noch nicht befriedigend. Deshalb ist es notwendig, das Rechennetz weiter zu optimieren und zu verfeinern sowie die experimentellen Versuchsbedingungen genauer zu modellieren (Fernfeldrand). Im Anschluß an diese Arbeiten müssen die noch bestehenden Differenzen zwischen Rechnung und Messung genau analysiert und diskutiert werden. Als mittelfristiges Ziel ist geplant, die Wechselwirkung zwischen Hinterschiff und Propeller durch simultane Berechnung der Strömung um den Propeller und das Hinterschiff zu simulieren, wobei, in einer ersten Stufe, die abhängigen Variablen an den Schnittstellen zwischen dem rotierenden Propellerrechennetz und der stehenden Hinterschiffgeometrie aus Rechenzeitgründen umfangsgemittelt werden.

Schrifttum

1. Fister, W., 1984, *Fluidenergiemaschinen*, Springer Verlag, Berlin.
2. Jessup, S. D., 1989, „An Experimental Investigation of Viscous Aspects of Propeller Blade Flow“, Ph.D. Thesis, Catholic University of America, Washington D.C.
3. Launder, B. E., Spalding, D. B., 1974, „The Numerical Computation of Turbulent Flows“, *Comp. Meth. Appl. Mech. Eng.*, Vol. 3, pp. 269 – 289.
4. Raithby, G. D., 1976, „Skew-Upstream Differencing Schemes for Nearly-Steady Problems Involving Fluid Flow“, *Comp. Meth. Appl. Mech. Eng.*, Vol. 9, pp. 153 – 164.
5. Raw, M. J. 1995, „A Coupled Algebraic Multigrid Method for the 3D Navier-Stokes Equations“, in *Fast Solvers for Flow Problems*, ed. W. Hackbusch, G. Wittum, Notes on Numerical Fluid Mechanics, Vol. 49, pp. 204 – 215.
6. Raw, M. J. Galpin, P. F., Hutchinson, B. R., Raithby, G. D., van Doormaal, J. P., 1995, „An Element-Based Finite Volume Method for Computing Viscous Flow“, *Int. J. Num. Meth. Fluids*, to appear.