

5 Stationäre Nachlaufströmung

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse vorgestellt, die bei der Berechnung einer stationären Nachlaufströmung erzielt wurden. Zur Validierung der numerischen Ergebnisse stand eine experimentelle Untersuchung von zwei Einzelprofilen im Windkanal zur Verfügung [39]. Auf der Basis des Vergleiches zwischen experimentellen und numerischen Resultaten kann eine erste Vorauswahl in Bezug auf die geeigneten Turbulenzmodelle getroffen werden. Dieser Vorgehensweise liegt die Annahme zugrunde, daß ein stationäres Problem geringere Anforderungen an die numerische Simulation stellt als das endgültig zu untersuchende instationäre Strömungsproblem einer 1-stufigen Turbine.

5.1 Stand des Wissens

Der Nachlauf ist im Bereich der Turbomaschinen ein bereits oft untersuchtes Teilproblem, speziell im stationären Fall. Es werden i.a. zwei Bereiche unterschieden, wobei wake synonym zu Nachlauf verwendet wird. Diese sind

- der near wake und
- der far wake.

In Ausnahmefällen wird zusätzlich noch ein sogenannter Hinterkantenbereich klassifiziert. Bei unterschiedlichen Autoren werden zur genauen örtlichen Trennlinie dieser beiden Bereiche verschiedene Angaben gemacht. ZACCARIA und LAKSHMINARAYANA [65] sprechen vom far wake Bereich ab ca. 20 % der Sehnenlänge stromab der Profilhinterkante. PATEL und SCHEURER [42] dagegen ziehen die Grenze anhand der Impulsverlustdicke Θ . Für den Wakebereich, der weniger als das 350-fache der Impulsverlustdicke von der Hinterkante entfernt liegt, sprechen sie vom near wake Gebiet.

Neben der örtlichen Unterscheidung des Profilnachlaufes in zwei Zonen muß unterschieden werden, ob der Nachlauf von einem **Einzelprofil** oder von einem stationären **Schaufelgitter** betrachtet wird. RAJ und LAKSHMINARAYANA treffen hierzu in [48] eine Aussage. Der wesentliche Unterschied ist, daß es bei einer Gitterströmung zu einer gegenseitigen Beeinflussung

der einzelnen Profilmachläufe kommt und somit keine eindeutige Freistromgeschwindigkeit angegeben werden kann. Es wird auch festgestellt, daß der Gitternachlauf immer asymmetrisch ist, was aus der Belastung der Schaufeln und den Gedächtniseffekten der Strömung resultiert. Ein zu vernachlässigender Faktor hingegen ist der zusätzlich auftretende Druckgradient von Druck- zu Saugseite eines Schaufelgitters.

Übereinstimmend werden der Nachlaufströmung in den verschiedenen Distanzen zur Profilhinterkante die gleichen Eigenschaften zugeschrieben. Im near wake tritt die größte Defektgeschwindigkeit auf, und die Profilmach hat den stärksten Einfluß. Hinzu kommt, daß die aerodynamische Belastung der umströmten Schaufel sich in diesem Bereich markant auswirkt. Der Nachlauf hat nach [65] auf der Saugseite eine größere Ausdehnung als auf der Druckseite. Die Unterschiede zwischen Saug- und Druckseite werden jedoch immer stärker ausgeglichen, bis sie im far wake nicht mehr festzustellen sind. Stromab des near wakes, der vor allem durch die Vermischung der beiden Grenzschichten beeinflusst wird, tritt die Interaktion des Nachlaufes mit der freien Außenströmung in den Vordergrund.

Für den far wake Bereich kann mit hoher Genauigkeit eine analytische Lösung für das Geschwindigkeitsprofil angegeben werden. In JANICKA [26] und [57] ist dies für den zweidimensionalen Fall getan. Hierbei wird neben der Zweidimensionalität eine langsame Entwicklung der Strömung in ihrer Vorzugsrichtung und das Fehlen fester Wände vorausgesetzt. Aufgrund der getroffenen Annahmen können nun die einzelnen Terme der Impulsgleichungen abgeschätzt werden. Es ergeben sich zwei vereinfachte Formen der beiden Impulsgleichungen. Für die Querstromrichtung ergibt sich:

$$\frac{P}{\rho} + \overline{v^2} = \frac{P_o}{\rho} \quad (5.1)$$

P_o ist hierbei der Druck in der Umgebung des turbulenten Feldes. Für die Hauptstromrichtung erhält man:

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'}) = 0 \quad (5.2)$$

oder auch:

$$\frac{\partial U(U - U_o)}{\partial x} + \frac{\partial V(U - U_o)}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'}) = 0 \quad (5.3)$$

Mit U_o wird hierbei die freie Außenstromgeschwindigkeit bezeichnet. Wird nun über y integriert, so ergibt sich:

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_{-\infty}^{\infty} U(U - U_o) dy = 0 \quad (5.4)$$

Daraus folgt, daß der Integrand konstant ist. Als Impulsverlust M wird definiert:

$$\rho \int_{-\infty}^{\infty} U(U - U_o) dy = M \quad (5.5)$$

Aus der Größe M läßt sich eine weitere Größe θ bestimmen, die als Impuls(-Verlust)-Dicke bezeichnet wird.

$$M = -\rho U_o^2 \theta \quad (5.6)$$

Die Impulsgleichung läßt sich bei Nachlaufströmungen weiter vereinfachen, wenn angenommen wird, daß der U -Konvektionsterm bei weitem den V -Konvektionsterm überwiegt:

$$U_o \frac{\partial U}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'}) = 0 \quad (5.7)$$

Aus der Dimensionsanalyse läßt sich ableiten, daß gelten muß:

$$\frac{(U_o - U(y))}{U_s} = f\left(\frac{y}{l}\right) = f(\xi) \quad (5.8)$$

Mit U_o wird die ungestörte Hauptströmungsgeschwindigkeit, mit U_s die maximale Schergeschwindigkeit und mit U die Variable bezeichnet. U_o ist eine bekannte Größe, U ist eine Funktion der Querkomponente y und U_s eine Funktion der Ausbreitungsrichtung x . l ist ein typisches turbulentes Längenmaß und wird in Nachlaufströmungen gleich der Halbwertsbreite gesetzt.

Überlegungen der Dimensionsanalyse führen zu dem Ergebnis:

$$U_s = Ax^{-\frac{1}{2}} \quad (5.9)$$

$$l = Bx^{\frac{1}{2}} \quad (5.10)$$

Die Konstanten A und B lassen sich in Abhängigkeit von θ bestimmen:

$$A = 1.58 U_o \theta^{\frac{1}{2}} \quad (5.11)$$

$$B = 0.252 \theta^{\frac{1}{2}} \quad (5.12)$$

Einige Untersuchungen haben sich damit beschäftigt, einen analytischen Zusammenhang für die Beschreibung des Profilaufbaues anzugeben. So formulieren z.B. [48] und [65] aufgrund

experimenteller Untersuchungen einen algebraischen Zusammenhang für die Nachlaufentwicklung. Sie unterscheiden hierbei jedoch auch den near and far wake. RAJ und LAKSHMINARAYANA [48] gehen sogar soweit zu sagen, daß ein Einzelprofilnachlauf und der eines Schaufelgiters mithilfe der gleichen Beziehung beschrieben werden kann. Da in diesen hergeleiteten Formeln aber auch am Experiment skalierte Konstanten enthalten sind, muß die Allgemeingültigkeit für verschiedene Profilformen, besonders im near wake Bereich, in Frage gestellt werden. Neben den experimentellen Untersuchungen wurden auch Turbulenzmodelle auf ihre Vorhersageeigenschaften für den Nachlauf getestet. In [42] werden verschiedene Aussagen über das Standard $k - \varepsilon$ Modell getroffen. Die Kernaussage hierbei ist, daß dieses Turbulenzmodell die asymptotische Ausbreitungsrate nicht richtig wiedergeben kann. Ebenfalls werden Schwierigkeiten darin gesehen, die realitätsnahe Form der Geschwindigkeits- und Turbulenzprofile zu beschreiben. Eine weitere interessante Information dieser Untersuchung ist die notwendige Netzauflösung im Nachlaufbereich. Diese wurde bei der Überprüfung der Netzunabhängigkeit im weiteren immer berücksichtigt.

Von CHEN und LESCHZINER [5] wurden nichtlineare Wirbelviskositätsmodelle und ein Modell zweiter Ordnung in Bezug auf das Nachlaufverhalten untersucht. Bei den Wirbelviskositätsmodellen wurde nicht der Produktionsterm für die turbulente kinetische Energie k , der sich nach BOUSSINESQ ergibt, verwendet, sondern eine Modifikation nach SCHMIDT und PATANKAR. Ihre Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen. Für einfache Probleme, d.h. keine Ablösung, schwache Oberflächenkrümmungen und mäßigen Druckgradienten, sind alle untersuchten Modelle vergleichbar und ergeben gute Ergebnisse. Für komplexere Problemstellungen jedoch fallen die Wirbelviskositätsmodelle deutlich ab, und das RSM zeigt klare Vorteile. Auch dieses aber zeigt Schwachstellen, wenn die Grenzschicht auf Transition hin untersucht wird.

Von SANZ et al. [50] wurde sowohl das Eingleichungsmodell von SPALART und ALLMARAS als auch das low-Re $k - \varepsilon$ Modell von BISWAS und FUKUYAMA [2] näher betrachtet. Er kommt zu dem Schluß, daß beide Modelle die Ausbreitungsrate und den Nachlaufabfall zu gering vorhersagen. Auch kann festgestellt werden, daß die Defizitgeschwindigkeit, die im wesentlichen vom Druckgradienten, der Turbulenzintensität, der Krümmung und von viskosen Effekten beeinflusst wird, immer zu groß berechnet wird. Eine leichte Überlegenheit wird dem Eingleichungsmodell eingeräumt.

5.2 Experimenteller Aufbau

Als Vergleichsdaten zur Verifikation der Simulationsergebnisse wurden die experimentellen Ergebnisse von NAKAYAMA [39] verwendet, die von der Datenbank der ERCOFTAC bereitgestellt werden. Bevor näher auf die Strömungsberechnung und deren Ergebnisbewertung eingegangen wird, soll in einem ersten Schritt der experimentelle Aufbau vorgestellt werden.

Die experimentellen Untersuchungen eines konventionellen und eines superkritischen Profils wurden in einem Unterschall-Windkanal in Long Beach, USA, durchgeführt. Die Abmessungen des Windkanals geschlossener Bauart, der in einer Skizze in Abbildung 5.1 dargestellt ist, sind mit folgenden Werten angegeben:

- Höhe $H = 965,2 \text{ mm}$
- Länge $L = 3048,0 \text{ mm}$
- Breite $B = 1371,6 \text{ mm}$

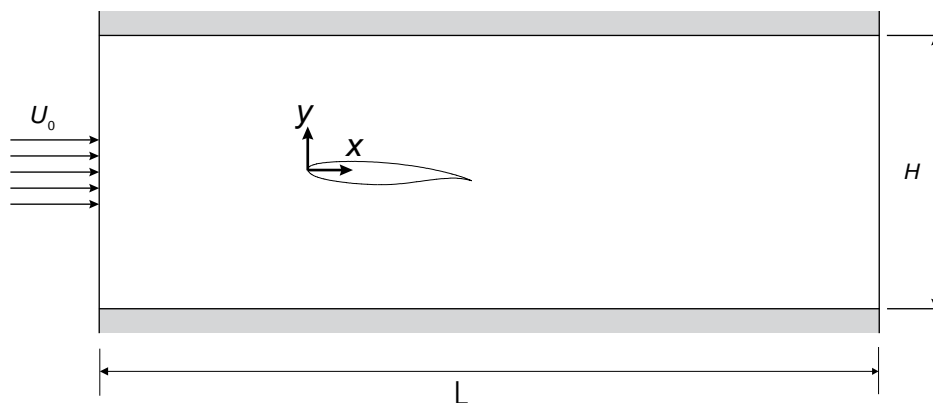


Abb. 5.1: Prinzipskizze des Windkanalexperimentes

In den Experimenten unter Normalbedingungen, d.h. Standardatmosphäre, wurde die Anlage mit einer konstanten Geschwindigkeit von $U_0 = 30,48 \text{ m/s}$ betrieben. Die Machzahl liegt bei ca. 0,1. Die Strömung kann somit als inkompressibel bezeichnet werden. Es ergibt sich eine Reynoldszahl, bezogen auf die Sehnenlänge C , von:

$$Re_C = \frac{\rho C U_0}{\mu} \approx 1,2 \cdot 10^6 \quad (5.13)$$

Die Abschätzung für den nach Gleichung (5.14) definierten Turbulenzgrad der freien Windkanalströmung ist mit 0,02% angegeben.

$$Tu = \frac{1}{U_0} \sqrt{\frac{1}{3}(\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})} \approx 0,02\% \quad (5.14)$$

Die beiden untersuchten Modellprofile, die in den weiteren Ausführungen mit Modell A bzw. Modell B bezeichnet werden sollen, weisen die gleiche Sehnenlänge C von 609,60 mm auf. Es handelt sich bei Modell A um ein konventionelles mit einer relativen Dicke von 10 % und bei Modell B um ein superkritisches Profil mit einer relativen Dicke von 14 %. Beide sind in Abbildung 5.2 dargestellt.

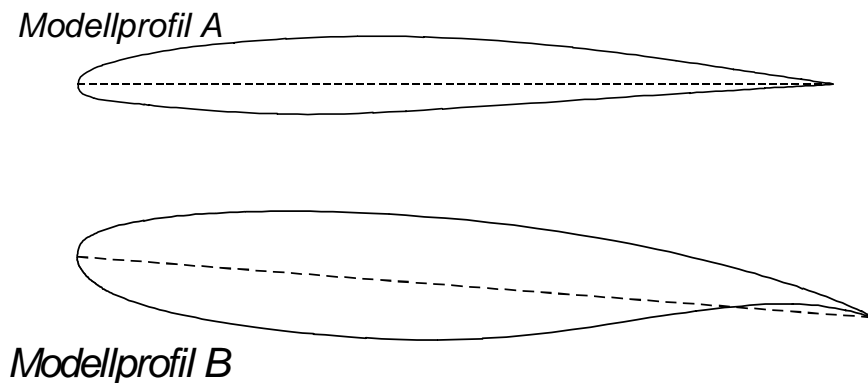


Abb. 5.2: Modellprofile A und B mit eingezeichneten Profelsehnen

Beide Modelle weisen einen sehr ähnlichen eingeschlossenen Hinterkantenwinkel von $10,18^\circ$ bzw. $10,05^\circ$ auf. Die Dicke der zugehörigen Hinterkanten beträgt 0,6 mm respektive 0,18 mm. Der Anstellwinkel des Modellprofiles A betrug im Experiment 0° Grad und der des Modelles B 4° .

Um einen definierten Ort der Transition zu erhalten, wurde bei beiden Profilen jeweils an der Ober- und der Unterseite ein Stolperdraht angebracht:

- Auf der Profilerseite befand sich ein Draht von 1,3 mm Durchmesser bei $x/l = 0,16$.
- Auf der Profilunterseite befand sich ein Draht von 0,5 mm Durchmesser bei $x/l = 0,05$.

Als superkritisch wird ein Profil bezeichnet, das sich durch einen stoßfreien Übergang vom trans- in den subsonischen Bereich der Oberflächengeschwindigkeit auszeichnet. Erreicht wurde dieser Fortschritt, der sehr verbreitet in der zivilen Luftfahrt genutzt wird, durch das Entwicklungswerkzeug CFD. Aufgrund seiner Formgebung ist dieses Modell B als Einzelprofil ein sehr interessanter Untersuchungsgegenstand. Es unterscheidet sich markant von Modell A und ruft ein anderes Strömungsfeld hervor. Es stellt grundsätzlich höhere Anforderungen an die Turbulenzmodellierung aufgrund der Änderung der Krümmungsrichtung, ausgeprägter Stromlinienkrümmung und eines stärkeren Druckgradienten.

Zur richtigen Interpretation der Meßdaten ist es wichtig, einiges über die verwendete Meßtechnik zu wissen. Der statische Druck wurde sowohl in der Grenzschicht als auch in den Profil-

nachläufen mit statischen Drucksonden konventioneller Bauart aufgenommen. In den Grenzschichten und in unmittelbarer Nähe der Profilhinterkanten wurden abgeflachte Pitot-Rohre zur Bestimmung des Totaldruckes eingesetzt, während die entfernten Bereiche der Nachläufe, der sog. far wakes, mit kreisförmigen Pitot-Rohren ausgemessen wurden. Messungen der Wand Schubspannungen konnten mit Preston-Rohren durchgeführt werden, alle sonstigen turbulenten Größen wie Geschwindigkeit und Reynoldsspannungen wurden aus der Datenauswertung von Hitzdraht-Sonden gewonnen. Durch stichprobenhafte Messungen konnte für alle relevanten Größen der angestrebte, zweidimensionale Charakter der Strömung nachgewiesen werden.

Die einzelnen Meßebenen liegen senkrecht zur Strömungsrichtung und sind durch die Angabe der x -Koordinate eindeutig bestimmt. Aus der Vielzahl der Meßebenen wurden die wichtigsten herausgegriffen, um einen Vergleich mit der numerischen Simulation zu erhalten. Hierbei wurde die x -Koordinate mit der Sehnenlänge C entdimensioniert, und der Koordinatenursprung liegt in der jeweiligen Profilverkante.

Wie durch Auswertung der experimentellen Daten für den statischen Druck und den Totaldruck gezeigt werden konnte, ergibt sich für den resultierenden Druckkoeffizienten ein Meßfehler von maximal 3%. Die Genauigkeit der Meßwerte für die turbulenten Spannungen kann zu 5 % der lokal gemessenen Maximalwerte abgeschätzt werden.

5.3 Numerische Modellbildung

Um eine experimentelle Untersuchung nachrechnen zu können, müssen zunächst einige Annahmen bzw. Vereinfachungen getroffen werden, um die Problemstellung in der Simulation nachbilden zu können.

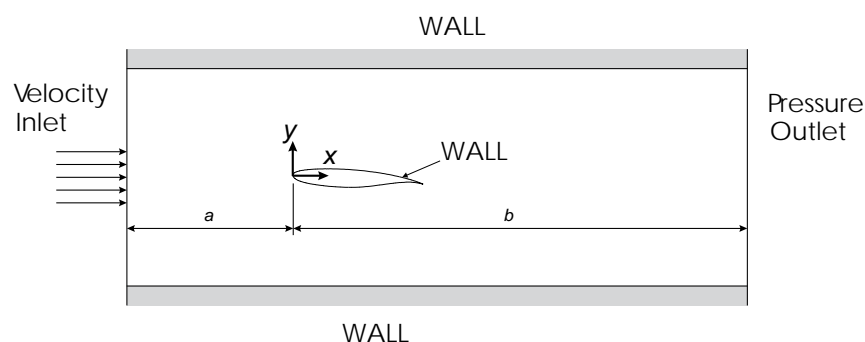


Abb. 5.3: Geometrische Umsetzung der Meßstrecke für die Simulation

Durch die experimentell nachgewiesene Zweidimensionalität der Strömung ist die Beschränkung der Rechnung auf nur zwei Dimensionen gerechtfertigt. Auch die Verwendung eines stationären und inkompressiblen Löser stellt keine Einschränkung dar, da die Machzahl bei 0,1 liegt und es sich um ein stationäres Strömungsfeld handelt. Die Rechteckgeometrie der Windkanalmeßstrecke wird auf ein rechtwinkliges Rechenggebiet abgebildet, das nach den Ergebnissen aus Kapitel 4.3 $a = 1,5$ Sehnenlängen vor der Profilvorderkante beginnt und $b = 6$ Sehnenlängen stromab der Profilvorderkante endet, da die letzte Meßebeine 3 Sehnenlängen nach dieser liegt. Dies ist in Abbildung 5.3 dargestellt.

Als Eintrittsrandbedingung wird die Geschwindigkeit als Rechteckprofil mit dem gemessenen Wert von $U_o = 30,48$ m/s vorgegeben. Am Austritt wird der statische Druck konstant gehalten. Nach oben und unten begrenzt eine reibungsbehaftete Wand, an der die Haftbedingung gilt, das Rechenggebiet. Die an der Profilloberfläche befindlichen Stolperdrähte werden in der numerischen Simulation nicht berücksichtigt. Da diese sich sehr nahe der Profilvorderkante befinden und von dieser Stelle an die Grenzschicht turbulent ist, stellt die Verwendung der Wandfunktion, die von der Profilvorderkante an die Grenzschicht als turbulent modelliert, in erster Näherung keine wesentliche Fehlerquelle für den interessierenden Profilmachlauf dar.

Als Randbedingungen für die turbulenten Größen werden am Eintritt die Werte für den Turbulenzgrad $T_u = 0.02\%$ und den hydraulischen Durchmesser D_H vorgegeben. Aus diesen beiden Werten können in guter Näherung die je nach Turbulenzmodell notwendigen Größen berechnet werden. Veranschaulicht sei dies nachfolgend am Beispiel eines Zweigleichungsmodelles für k und ε :

Die turbulente kinetische Energie kann direkt aus dem Turbulenzgrad bestimmt werden. Es gilt folgende Beziehung:

$$k = \frac{3}{2}(U_o T_u)^2 \quad (5.15)$$

In einem weiteren Schritt kann nun unter Hinzuziehung der empirischen Konstante C_ε und der turbulenten Länge l die Dissipationsrate angegeben werden:

$$\varepsilon = C_\varepsilon \frac{k^{\frac{3}{2}}}{l} \quad (5.16)$$

Für die Länge l wird die aus der Praxis stammende Beziehung zwischen l und dem hydraulischen Durchmesser D_H für Kanalströmungen ausgenutzt, die in Gleichung (5.17) angegeben ist.

$$l \approx 0,07 \cdot D_H \quad (5.17)$$

Da in der Zeit keine Änderung der Strömung gemessen wurde, sind die Randbedingungen der Simulation als konstant angenommen worden.

5.3.1 Netzgenerierung

Aus den in Kapitel 4 beschriebenen Gründen wurden als Netzelemente quadrilaterale Zellen ausgewählt. Als Netzstruktur wurde für die numerischen Simulationen eine C/H Kombination verwendet, die in Bild 5.4 veranschaulicht ist. Diese gewährleistet eine hohe Auflösungsmöglichkeit der Grenzschicht und gleichzeitig des Profilmachlaufes. Dies ist aufgrund des stationären Charakters der Strömung sinnvoll, da die Ausbreitungsrichtung des wakes bekannt ist.

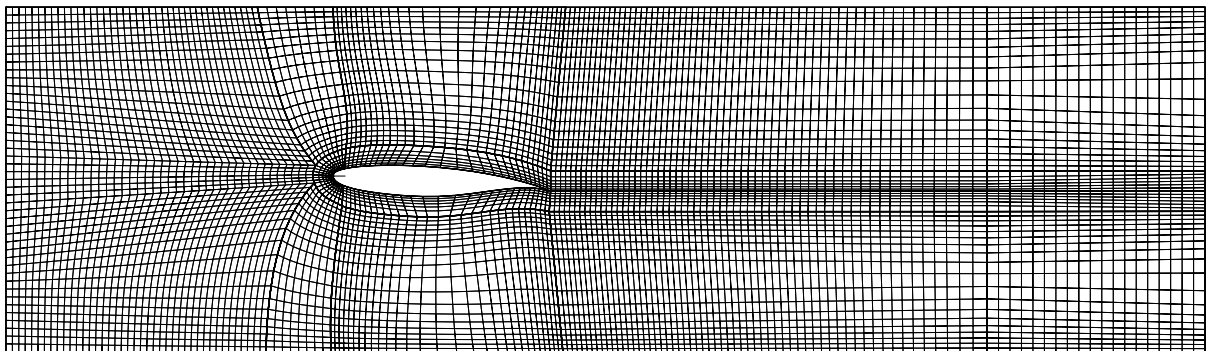


Abb. 5.4: Netzstruktur für Modell A und B

Für jedes der beiden Modelle wurden jeweils zwei Netze erstellt. Eines für die Wandauflösung durch die Standard-Wandfunktion und ein feineres im wandnahen Bereich für die Verwendung einer low-Re Erweiterung oder des Eingleichungsmodelles nach WOLFSHTEIN. Hierbei wurde auf die y^+ -Werte geachtet. Diese lagen bei dem gröberen Netz bei Werten von ca. 50 und bei der feineren Wandauflösung bei 1.

Die Anzahl der notwendigen Kontrollvolumina wurde durch den Nachweis der Netzunabhängigkeit der Lösung bestimmt. Eine beispielhafte Diskretisierung des Strömungsgebietes durch ein Netz ist in Abbildung 5.4 dargestellt, wobei allerdings eine reduzierte Zellenzahl zu sehen ist, um eine Übersichtlichkeit zu gewährleisten.

5.3.2 Netzunabhängigkeit

Um die Qualität einer Strömungssimulation in Abhängigkeit des Turbulenzmodelles beurteilen zu können, muß sichergestellt sein, daß das erzielte Rechenergebnis unabhängig von dem verwendeten Rechenetz, d.h. der örtlichen Diskretisierung, ist.

Um diese Netzunabhängigkeit sicherzustellen, wurden Netze mit verschiedenen Feinheitsgraden, d.h. Knotenpunktzahlen, verwendet. Damit das Ergebnis der unterschiedlichen Rechenetze untereinander verglichen werden kann, wurden zwei Größen betrachtet. Dies ist zum einen der C_p -Verlauf als arithmetisch gemittelte Größe über der Profiloberfläche und zum

anderen das Geschwindigkeitsprofil an der Stelle $X/C=1,80$. Hierbei bezeichnet C die Sehnenlänge und X die Position stromab der Profilhinterkante. Der Druckkoeffizient C_p ist nach Gleichung (5.18) definiert. Als Referenzstelle wird die ungestörte Anströmung herangezogen mit der Absolutgeschwindigkeit c_{ref} und dem Druck p_{ref} .

$$C_p = \frac{p_{stat} - p_{ref}}{\frac{1}{2}\rho c_{ref}^2} \quad (5.18)$$

Diese Untersuchung wurde getrennt durchgeführt für Modell A und B. Für jedes der beiden Modelle wurden zwei Rechnetze angestrebt, die eine diskretisierungsunabhängige Lösung sicherstellen. Die beiden Netztypen unterscheiden sich, wie oben beschrieben, nur in der Auflösung des wandnahen Bereiches. Für beide Netzarten konnte das H-Netz für die Kernströmung aufgrund der gewählten C/H-Netztopologie konstant gelassen werden, und nur das C-Netz an der Profiloberfläche mußte in Abhängigkeit der Wandbehandlung verändert werden. Es konnte davon ausgegangen werden, daß nach der Überprüfung der Netzunabhängigkeit der C/H-Kombination für die Standard-Wandfunktion eine Erhöhung der Netzdichte im Bereich des C-Netzes ausreicht, um die Netzunabhängigkeit sicherzustellen.

Die Netzunabhängigkeitskontrolle wurde nicht für jedes Turbulenzmodell getrennt durchgeführt. Es kann davon ausgegangen werden, daß ein Zweigleichungsmodell ausreichende Erkenntnisse über die Netzgestaltung liefert für alle Zweigleichungs- und Eingleichungsmodelle. Um den Anforderungen des RSM gerecht zu werden, wurde die Netzunabhängigkeitsuntersuchung mit dem Standard $k - \varepsilon$ Modell sehr konservativ betrieben.

Modell A

Für die Wandauflösung mit der Standard-Wandfunktion wurden Netze mit

- 15.000 Zellen
- 28.000 Zellen
- 45.000 Zellen
- 60.000 Zellen

verwendet. Der gemittelte C_p -Wert ist in nachstehender Tabelle für die unterschiedliche Netzfeinheit aufgelistet.

Anzahl Kontrollvol.	15.000 Zellen	28.000 Zellen	45.000 Zellen	60.000 Zellen
C_p	-0,1437	-0,1638	-0,2039	-0,2049

Neben diesem Mittelwert wurde der Geschwindigkeitsverlauf als weiteres Beurteilungskriterium genutzt. Dieser ist eine lokale Größe, die für den Nachlauf sehr charakteristisch ist.

In Bild 5.5 werden die vier berechneten Axialgeschwindigkeitsverläufe an derselben Position stromab des Profils dargestellt. Aus dem Vergleich der Geschwindigkeitsverläufe und den berechneten C_p -Werten kann abgeleitet werden, daß das Rechenetz mit 45.000 Zellen eine ausreichend feine Diskretisierung des Problemgebietes gewährleistet.

Bei der Netzerstellung und der Verfeinerung wurde darauf ge-

achtet, daß der y^+ -Wert nicht unter die Grenze von 11,225 sinkt. Es wurden für die Standard-Wandfunktion Werte von ca. 50 realisiert. Ausgehend von diesem Netz wurde ein feineres Netz im Bereich der C-Struktur erstellt für die Verwendung der höherwertigen Turbulenzmodelle im Wandbereich. Hierbei wurden y^+ -Werte von 1 eingehalten.

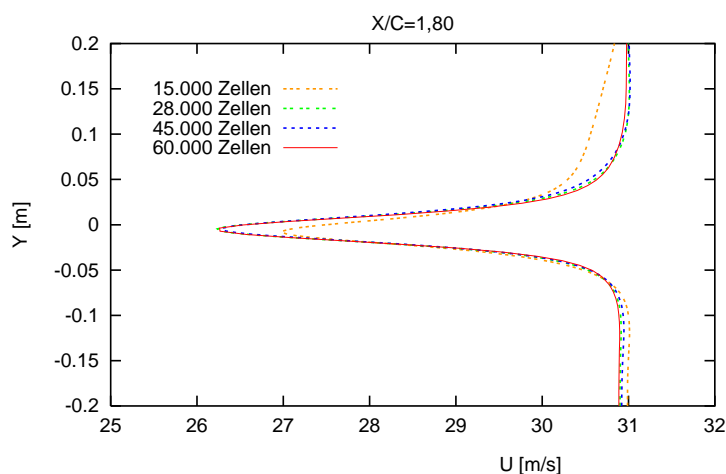


Abb. 5.5: Vergleich der Axialgeschwindigkeiten von Modell A für $X/C=1,80$

Modell B

Für die Wandauflösung mit der Standard-Wandfunktion wurden Netze mit

- 15.000 Zellen
- 28.000 Zellen
- 45.000 Zellen
- 60.000 Zellen
- 75.000 Zellen

verwendet. Der gemittelte C_p -Wert ist in nachstehender Tabelle für die unterschiedlichen Netzfeinheiten aufgelistet.

Anzahl Kontrollvol.	15.000	28.000	45.000	60.000	75.000
C_p	-0,3118	-0,3117	-0,3117	-0,3116	-0,3117

Aus oben genannten C_p -Werten ist ersichtlich, daß keine Aussage über die Netzunabhängigkeit aus diesem Mittelwert abgeleitet werden kann. In Ergänzung zu diesem Wert wurde wie bei

Modell A der Verlauf der Axialgeschwindigkeit an der Stelle $X/C=1,80$ betrachtet. Das sich daraus ergebende Bild ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Aus dem Vergleich der Geschwindigkeitsverläufe kann abgeleitet werden, daß das Rechenetz mit 60.000 Zellen eine ausreichend feine Diskretisierung des Problemgebietes gewährleistet. Bei der Netzerstellung und der Verfeinerung wurde darauf geachtet, daß der

y^+ -Wert nicht unter die Grenze von 11,225 sinkt. Es wurden für die Standard-Wandfunktion Werte von ca. 50 realisiert. Ausgehend von diesem Netz wurde ein feineres Netz im Bereich der C-Struktur erstellt für die Verwendung der höherwertigen Turbulenzmodelle im Wandbereich. Hierbei wurden y^+ -Werte von 1 eingehalten.

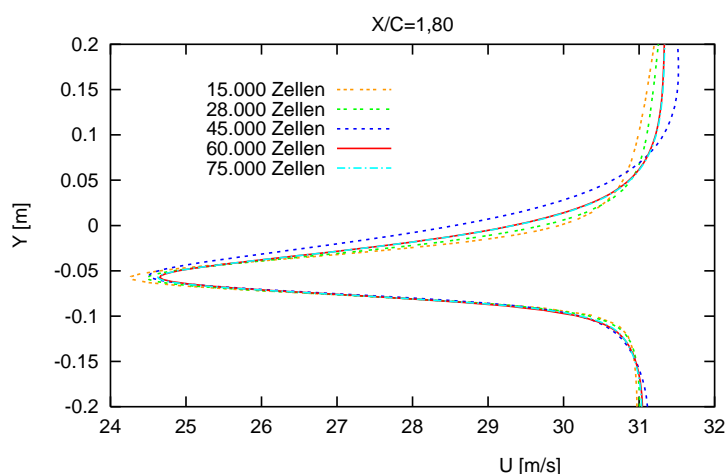


Abb. 5.6: Vergleich der Axialgeschwindigkeiten von Modell B für $X/C=1,80$

5.3.3 Turbulenzmodelle

In Bezug auf die Berechnung der Nachlaufströmung des stationären Testfalles wurden alle Turbulenzmodelle, die in Kapitel 2 vorgestellt wurden, getestet. Jedes der hier eingesetzten Turbulenzmodelle wurde mit zwei verschiedenen Wandauflösungen kombiniert. Dies ist zum einen die Standard-Wandfunktion und zum anderen das Eingleichungsmodell nach WOLFSHTEIN bzw. die low-Re Erweiterung des SA-Modelles. Beide genaueren Wandbehandlungen werden im folgenden als Zweischichtenmodell bezeichnet. Eine Übersicht der Turbulenzkombinationen ist in nachstehender Tabelle gegeben.

	Eingleich.- Modell	Zweigleichungs-Modell				Modell 2. Ordnung
	Spalart Allmaras	Stand. $k - \epsilon$	$k - \epsilon$ Modell + KL	realizable $k - \epsilon$	RNG $k - \epsilon$	lineares RSM
Stand. Wandfktion	x	x	x	x	x	x
1 Gl.-Modell von Wolfshtein		x	x	x	x	x
low Re-Version von Sp.-All.	x					

5.4 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der einzelnen numerischen Simulationen mit den unterschiedlichen Turbulenzmodellen untereinander und den experimentellen Daten verglichen. Für den Vergleich Rechnung mit Messung wurden zwei Größen herausgegriffen, die charakteristisch sind und sich für die Beurteilung der Simulationsergebnisse eignen. Dies ist die axiale Geschwindigkeit U , die repräsentativ für gemittelte Strömungsgrößen steht, und für die turbulenten Schwankungsgrößen wurde die turbulente kinetische Energie k ausgewählt. Die charakteristischen Größen eines Nachlaufprofils sind in Abbildung 5.7 veranschaulicht.

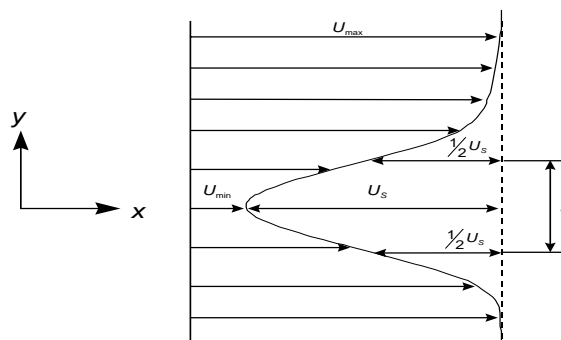


Abb. 5.7: Charakteristische Geschwindigkeiten eines Profilauflaufes

Mit U_{min} wird die Minimalgeschwindigkeit, mit U_S das maximale Geschwindigkeitsdefizit und mit U_{max} die Maximalgeschwindigkeit bezeichnet, die im Idealfall gleich der freien Außenstromgeschwindigkeit ist. Mit s wird eine typische Breite der Nachlaufdele angegeben.

Da das Strömungsfeld nur in diskreten Meßebenen experimentell bestimmt ist, muß ein Vergleich genau an diesen Positionen erfolgen. Für den wake wurden hierfür die Stellen $X/C=1,05$, $1,40$ und $1,80$ ausgewählt. Um die Ergebnisse im Profilmachlaufbereich aber hinreichend exakt beurteilen zu können, werden die Stellen $X/C=0,593$, $0,893$, $0,940$ und $0,970$ für Modell A und $X/C=0,693$, $0,893$, $0,949$ und $0,970$ für Modell B jeweils auf der Profiloberseite hinzugezogen. Auf diese Weise wird die Grenzschicht als Entstehungsquelle des Nachlaufes berücksichtigt.

Um neben den Größen U und k an den diskreten Stellen weitere Beurteilungskriterien zu haben, wurden der Verlauf der minimalen Geschwindigkeit einer Ebene senkrecht zur Strömungsrichtung und der Verlauf der Impulsverlustdicke θ im Nachlaufbereich betrachtet.

Im folgenden werden nun die oben genannten Vergleichspositionen getrennt für Modell A und B vorgestellt.

5.4.1 Modell A

Das Modell A zeichnet sich dadurch aus, daß es ein konventionelles Profil ist und keinen Anstellwinkel im Windkanal besitzt. Aufgrund der Profilgeometrie ist ein weitgehend symmetrischer Nachlauf zu erwarten, da keine ausgeprägte Druck- und Saugseite zu erkennen ist. Auch die Oberflächenkrümmung fällt sehr gering aus. Dieses Strömungsproblem stellt somit einen für eine Profilströmung einfachen Fall dar.

In einem ersten Schritt sollen die Ergebnisse der verschiedenen Turbulenzmodelle für die Axialgeschwindigkeit im Nachlauf betrachtet werden. Diese wurde für die folgenden Darstellungen mit der ungestörten Anströmgeschwindigkeit U_o entdimensioniert. Auf der Ordinate ist die Koordinate senkrecht zur Strömungsrichtung aufgetragen, die mit der Sehnenlänge C entdimensioniert ist. Der Nullpunkt dieser Koordinate liegt auf der Höhe der Profilhinterkante.

Bei den in Abbildung 5.8 dargestellten Ergebnissen wurde die Wandfunktion für die wandnahe Zone verwendet. In dieser und allen folgenden Darstellungen werden keine Ergebnisse des RNG $k - \varepsilon$ Modelles aufgeführt. Diese sind qualitativ mit denen des Standard $k - \varepsilon$ Modelles vergleichbar und können deshalb aus Gründen der Übersichtlichkeit weggelassen werden.

Beim Vergleich der einzelnen Turbulenzmodelle fällt das Standard $k - \varepsilon$ Modell auf. Es beschreibt den Übergang der Minimalgeschwindigkeit im wake zur freien Außenströmung sehr schlecht. Alle anderen Modelle weisen diese Schwäche nicht auf, sie unterscheiden sich jedoch im Hinblick auf alle Nachlaufdeletiefen. Das RSM gibt unabhängig von der x-Position immer eine zu große Minimalgeschwindigkeit wieder. Alle übrigen weichen weniger von den experimentellen Werten ab und können den Nachlauf gut wiedergeben.

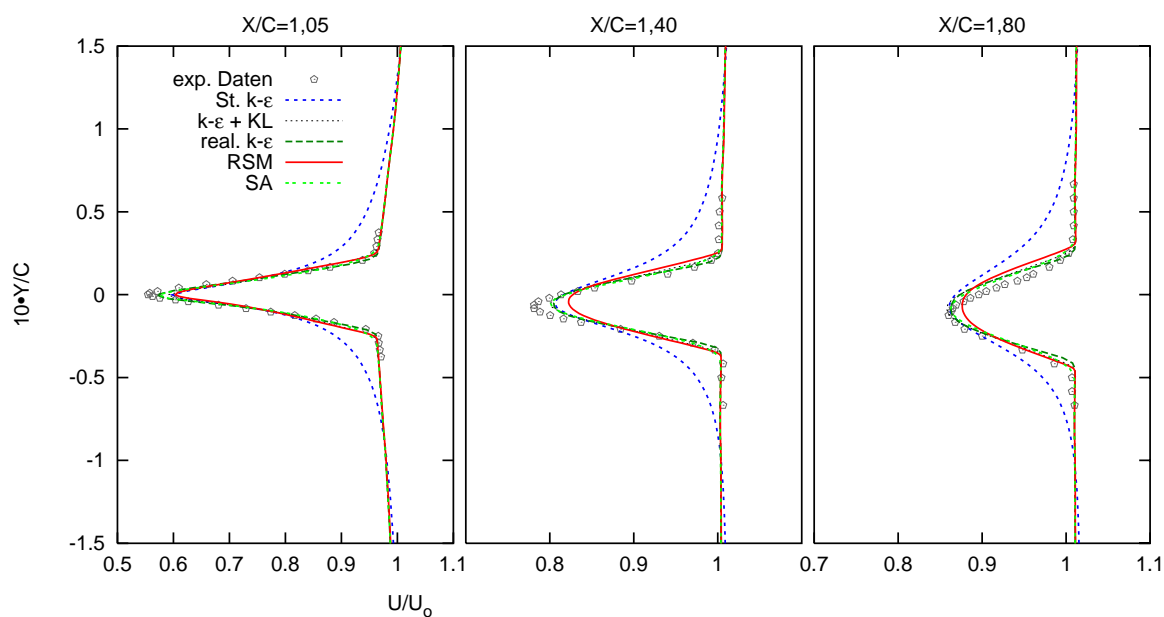


Abb. 5.8: Geschwindigkeitsverlauf im Nachlaufbereich von Modell A, Wandfunktion

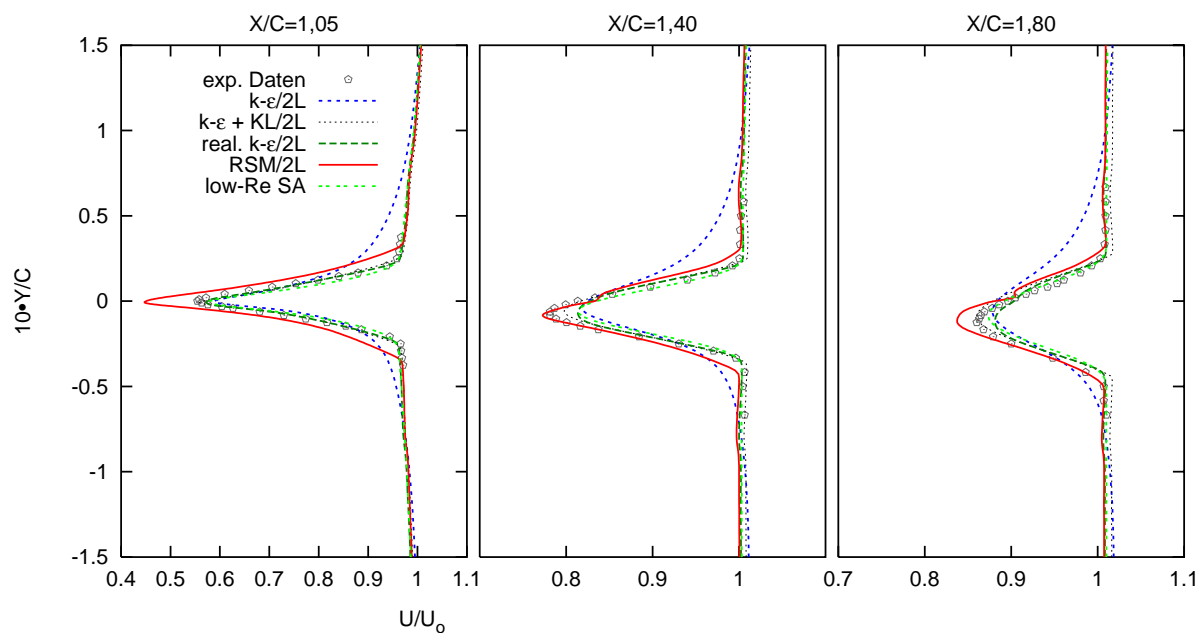


Abb. 5.9: Geschwindigkeitsverlauf im Nachlaufbereich von Modell A, 2-Schichtenmodell

Alle Turbulenzmodelle sind in der Lage, die richtige Position des Geschwindigkeitsdefekts in y -Richtung vorherzusagen.

In Abbildung 5.9 sind die berechneten Geschwindigkeitsprofile im Nachlaufbereich an den drei ausgewählten Meßpositionen dargestellt, die mit dem Zweischichtenmodell erzielt wurden.

Durch die verbesserte Wandbehandlung der Turbulenzmodelle ergibt sich kein wesentlich anderes Bild. Weiterhin wird die Lage des wakes richtig vorhergesagt. Das Standard $k - \varepsilon$ Modell gibt wieder eine zu große Breite des Nachlaufes wieder. Bei der Berechnung der Minimalgeschwindigkeit hebt sich das RSM Modell von den anderen ab. Es ermittelt an der Position $X/C=1,05$ eine zu kleine Minimalgeschwindigkeit, was eine Folge der Grenzschichtbehandlung sein muß, bevor für die Position $X/C=1,40$ eine gute Übereinstimmung mit den Meßdaten erreicht wird. Alle anderen Turbulenzmodelle unterscheiden sich nur sehr marginal. Die Wakebreite wird sehr exakt bestimmt, und die Nachlaufdellentiefe wird recht gut getroffen, qualitativ wird der Nachlauf für die drei ausgewählten Positionen somit gut beschrieben.

In den Abbildungen 5.10 und 5.11 sind nun die Entwicklung der Minimalgeschwindigkeit und der Impulsverlustdicke dargestellt. Diese wurde mit der Sehnenlänge C entdimensioniert. Als weitere Vergleichsgröße wurde die Minimalgeschwindigkeit, die sich aus der am Anfang dieses Kapitels beschriebenen analytischen Lösung ergibt, herangezogen.

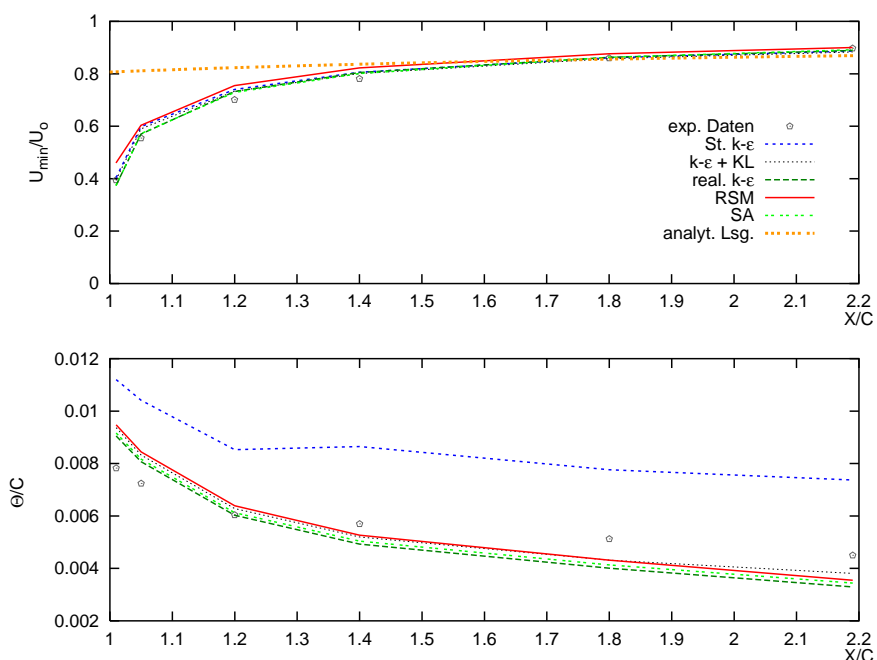


Abb. 5.10: Minimalgeschwindigkeit und Impulsverlustdicke, Modell A, Wandfunktion

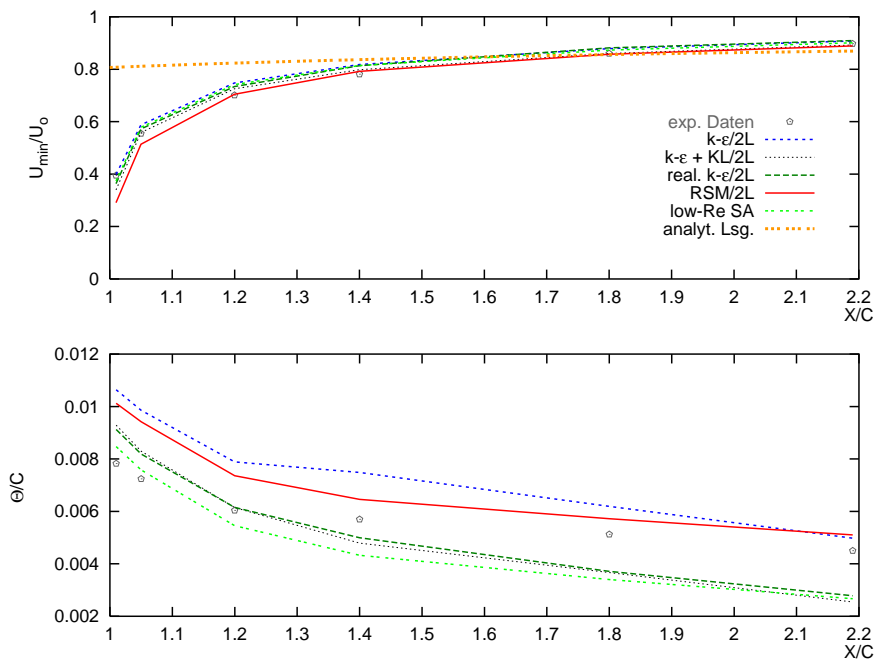


Abb. 5.11: Minimalgeschwindigkeit und Impulsverlustdicke, Modell A, 2-Schichtenmodell

Für die Verwendung der Standard-Wandfunktion gilt, daß die Minimalgeschwindigkeit über den gesamten Nachlaufbereich sehr gut wiedergegeben wird und im far wake Bereich, für den die analytische Lösung entwickelt wurde, gut mit dieser übereinstimmt. Ein etwas anderes Bild ergibt sich bei der Betrachtung der Impulsverlustdicke. Diese wird in Abhängigkeit der Lauflänge des wakes zu groß bzw. zu klein errechnet. Jedoch stimmt der qualitative Verlauf auch dieser Größe mit den experimentellen Daten gut überein.

Für die Zweischichtenmodelle ergibt sich bei der Beurteilung der berechneten Entwicklung der Minimalgeschwindigkeit keine Verbesserung gegenüber der Wandfunktion. Eine größere Differenzierung ist erkenntlich, beurteilt man die ermittelte Impulsverlustdicke.

Diese Größe wird von allen Turbulenzmodellen in ihrem Verlauf richtig beschrieben, wobei das Standard $k - \epsilon$ und das RSM Modell immer einen zu großen Wert ermitteln und alle anderen tendenziell einen zu kleinen.

Beim Vergleich der beiden verwendeten Modellierungsarten des wandnahen Bereiches fällt kein entscheidender Unterschied für die Berechnung des Nachlaufprofils auf. Dieser Sachverhalt erklärt sich, wenn die Entstehungsursache der Nachlaufdicke, die Grenzschicht, untersucht wird.

In den Abbildungen 5.12 und 5.13 sind die Geschwindigkeitsprofile auf der Profiloberfläche an vier diskreten Meßpositionen im wandnahen Bereich dargestellt. Die Geschwindigkeit ist hierbei mit der Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ entdimensioniert und über dem dimen-

sionslosen Wandabstand y^+ aufgetragen. In diesen Abbildungen ist als zusätzliche Größe das logarithmische Wandgesetz mit dargestellt. Es wird sofort deutlich, daß die experimentellen Daten für $y^+ \leq 100$ eine gute Übereinstimmung mit diesem zeigen. Hieraus erklärt sich, daß die verbesserte Wandbehandlung durch das Zweischichtenmodell keinen Vorteil gegenüber der Wandfunktion hat, die für dieses Strömungsproblem ihre Gültigkeit weitgehend behält.

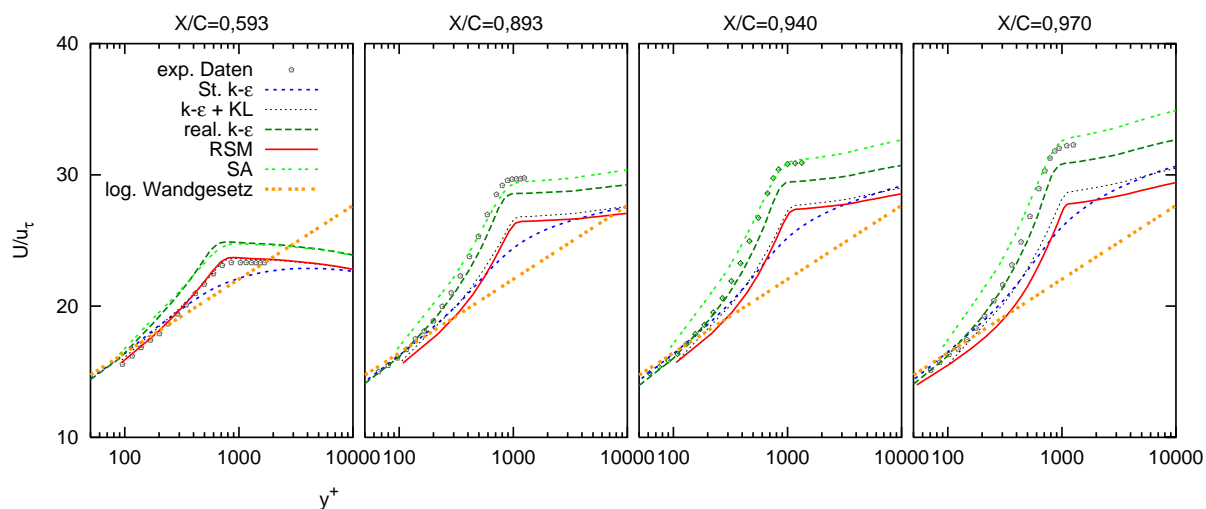


Abb. 5.12: Geschwindigkeitsverlauf in der Grenzschicht, Modell A, Wandfunktion

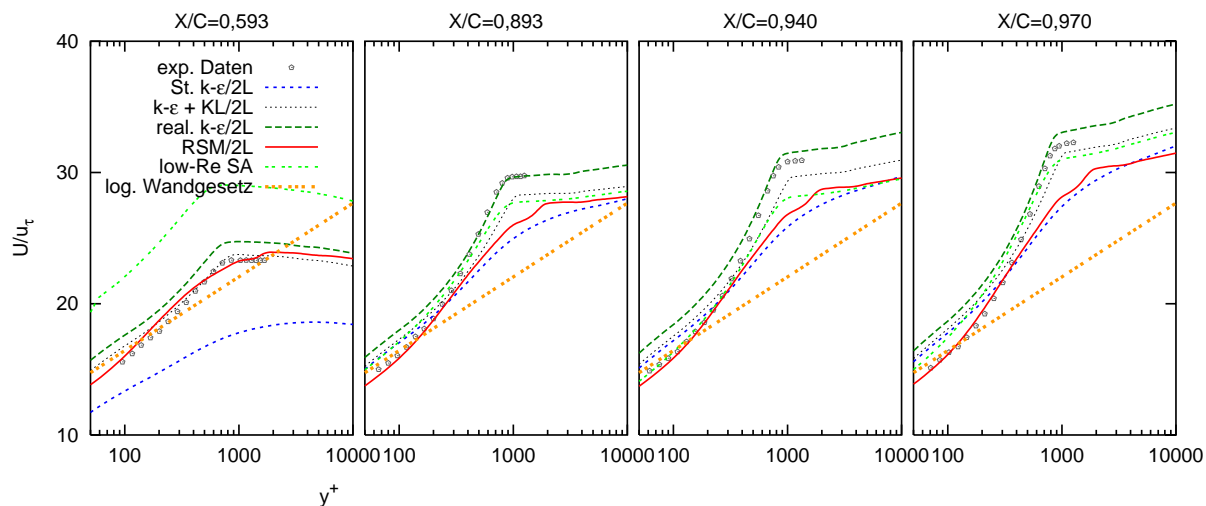


Abb. 5.13: Geschwindigkeitsverlauf in der Grenzschicht, Modell A, 2-Schichtenmodell

Aus den Geschwindigkeitsprofilen im wandnahen Bereich ist die schlechte Wakebeschreibung des Standard $k - \epsilon$ Modelles bereits ersichtlich. Dieses beschreibt einen falschen Übergang

der Grenzschicht zur freien Außenströmung. Dieser Sachverhalt wirkt sich dann, wie oben beschrieben, auf den Profilmachlauf aus. Die Ursache für diese Schwäche wird an späterer Stelle im Zusammenhang mit der Betrachtung der turbulenten kinetischen Energie aufgezeigt. Alle anderen Modelle geben den Übergang zur Hauptströmung qualitativ gut wieder. Das SA Modell zeichnet sich durch eine hohe quantitative Güte in Zusammenhang mit der Wandfunktion aus, ebenso das realizable $k - \varepsilon$ Modell, das auch in der Zweischichtenformulierung die hochwertigsten Ergebnisse liefert.

Um eine fundierte Aussage über die Ergebnisgüte der einzelnen Turbulenzmodelle in Bezug auf einen Profilmachlauf treffen zu können, müssen auch turbulente Größen miteinbezogen werden. In den Abbildungen 5.14 und 5.15 ist in den Meßebenen, an denen bereits die Geschwindigkeitsprofile vorgestellt wurden, nun auch die turbulente kinetische Energie dargestellt.

Bevor näher auf die Ergebnisinterpretation eingegangen werden kann, muß aufgezeigt werden, welche Größen dargestellt sind. Auf der Ordinate ist, wie in obigen Abbildungen auch, die y -Koordinate mit der Sehnenlänge entdimensioniert aufgetragen. Als Abszissenwert ist die turbulente kinetische Energie geteilt durch das Quadrat der ungestörten Anströmgeschwindigkeit dargestellt.

Aus den experimentellen Daten läßt sich unmittelbar die Größe k berechnen unter der Annahme, daß die beiden Schwankungsgrößen quer zur Hauptströmungsrichtung von gleicher Größenordnung sind. Alle Turbulenzmodelle mit Ausnahme des SA Modelles errechnen unmittelbar einen Wert für k . Das SA Modell löst keine Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie und stellt deshalb k nicht explizit zur Verfügung. Die Prandtlsche Mischungsweghypothese in Verbindung mit dem Ansatz von BOUSSINESQ führt zu folgender Beziehung:

$$k = \mu_t \frac{\Omega}{\rho \sqrt{C_\mu}} \quad \text{mit} \quad \Omega = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2} \quad (5.19)$$

Aus der Literatur, so z.B. [50], geht hervor, daß diese Formulierung für k brauchbare Ergebnisse für die Wakeränder ergibt, jedoch sehr schlechte im Wakezentrum und in der freien Außenströmung. Dies begründet sich in der Tatsache, daß die Formulierung nach PRANDTL nur für den inneren Bereich einer turbulenten Grenzschicht gilt, in dem die Scherspannungen ähnlich denen in den Wakerändern sind.

Eine andere Berechnungsvorschrift für die turbulente kinetische Energie mit Größen, die vom SA Modell bestimmt werden, ist folgende:

$$k = a \cdot \nu_t |\omega| \quad (5.20)$$

Mit ω wird hierbei die Vorticity bezeichnet, und a ist eine Konstante. Diese Formulierung weist jedoch die gleiche Schwäche im Kernbereich des Nachlaufes auf. Auch muß der Faktor a nach [12] je nach Strömungsproblem frei gewählt werden. Eine Allgemeingültigkeit schließt sich somit aus.

Da beide Berechnungsvorschriften (5.19) und (5.20) für k keine qualitativ gute Wiedergabe aus den vom SA Modell bestimmten Größen gewährleisten, wird die Größe μ_t des SA Modelles als turbulente Größe qualitativ mit der turbulenten kinetischen Energie der anderen Turbulenzmodelle verglichen. Mit μ_t kann eine Aussage über die Turbulenzeigenschaft eines Nachlaufes in Bezug auf die Intensität und die Ausdehnungsbreite getroffen werden.

In den Abbildungen 5.14 und 5.15 ist für das SA Modell die Größe μ_t dargestellt, multipliziert mit dem Faktor 4,000, um die Darstellung in einem Graphen zu gewährleisten. Dies wird auch in allen weiteren Abbildungen so gehandhabt.

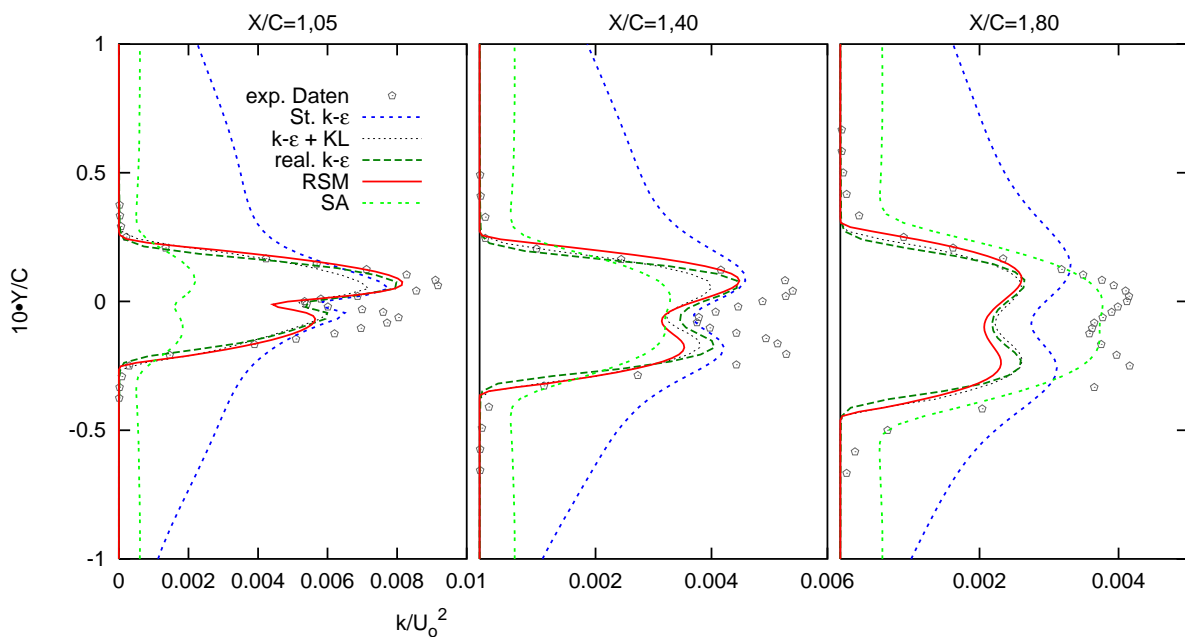


Abb. 5.14: Profil der turb. kinet. Energie im Nachlaufbereich von Modell A, Wandfunktion

Die Turbulenzprofile werden durch die Art der Wandbehandlung im wesentlichen nicht beeinflusst. Diese Tatsache ist analog zu der Interpretation der Geschwindigkeitsergebnisse. Beurteilt man in einem ersten Schritt die Breite des Turbulenzprofils, so wird diese unabhängig von dem Abstand von der Profilhinterkante sehr gut wiedergegeben, auch vom SA Modell, jedoch nicht vom Standard $k - \varepsilon$ Modell. Dieses beschreibt einen viel zu geringen Abfall des Turbulenzmaximums zur Außenstromturbulenz. Die anderen Turbulenzmodelle unterscheiden sich bei der genauen Betrachtung des Profilmaximums. Jedoch haben alle gemeinsam, das

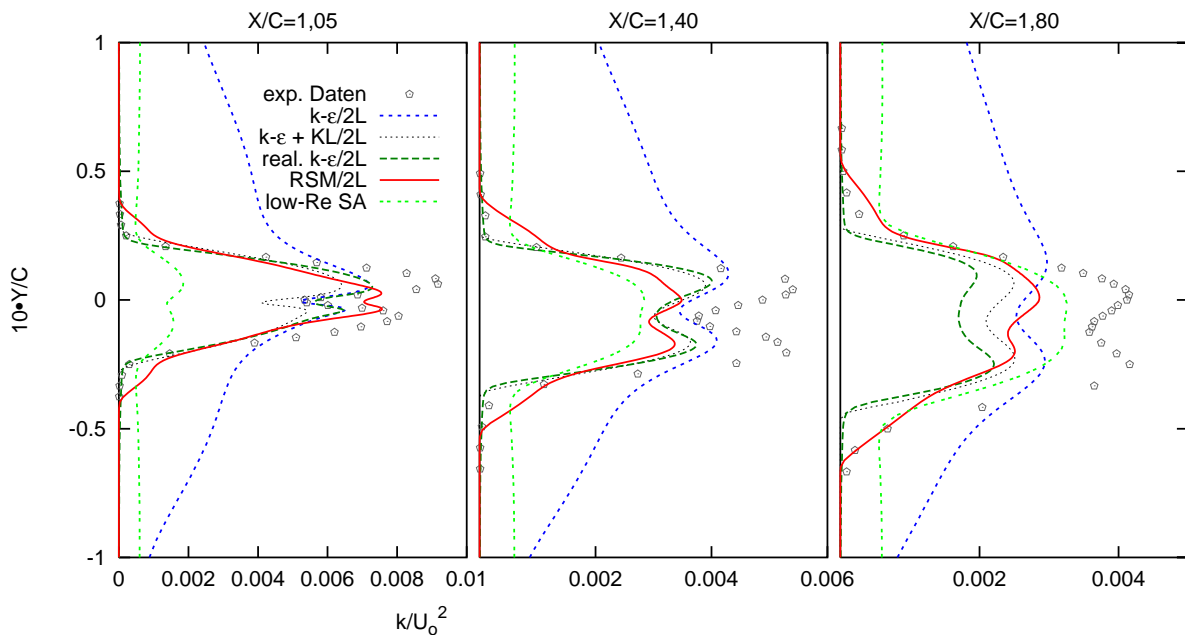


Abb. 5.15: Profil der turb. kinet. Energie im Nachlaufbereich von Modell A, 2-Schichtenmodell

Maximum zu klein aber an der richtigen y -Position vorherzusagen. Bei der Verwendung der Zweischichtenformulierung treten die Unterschiede am deutlichsten an der Position $X/C=1,80$ auf. Das realizable $k - \epsilon$ Modell schneidet am schlechtesten, das RSM Modell am besten ab, und das $k - \epsilon$ Modell mit der Kato-Lauder Modifikation reiht sich zwischen beiden ein.

Analog zur Auswertung der Geschwindigkeit ist in den beiden Abbildungen 5.16 und 5.17 die turbulente kinetische Energie an vier diskreten Positionen im wandnahen Bereich dargestellt. Hierfür ist k im Verhältnis zum Quadrat der Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ dargestellt. Auf der Abszisse ist weiterhin der dimensionslose Wandabstand y^+ aufgetragen. Wie zu erwarten, ergibt sich in Abhängigkeit der Wandbehandlung keine große Ergebnisveränderung, lediglich bei der Zweischichtenformulierung ist ein glatterer Verlauf der Kurven zu erkennen. Dies ist auf die größere Anzahl von Netzpunkten im wandnahen Bereich zurückzuführen. Das RSM Modell weist Schwächen auf, wenn es mit dem Eingleichungsmodell von WOLFSHTEIN kombiniert wird. Die beiden modifizierten $k - \epsilon$ Modelle weisen gute Verläufe für k in der Grenzschicht auf, und das SA Modell kann ebenfalls den gemessenen Verlauf qualitativ wiedergeben.

Aus den bisherigen Ergebnissen geht hervor, daß die schlechte Nachlaufberechnung des Standard $k - \epsilon$ Modelles seine Ursachen bereits in der Grenzschicht hat. Nun muß geklärt werden, woher diese Schwäche kommt. Die Grenzschicht beginnt an der Vorderkante, und dieser Bereich ist durch eine Staupunktströmung gekennzeichnet. Eben hierfür ist eine Schwachstelle

des Standard $k - \varepsilon$ Modelles bekannt. Es wird eine zu große Produktion von k berechnet.

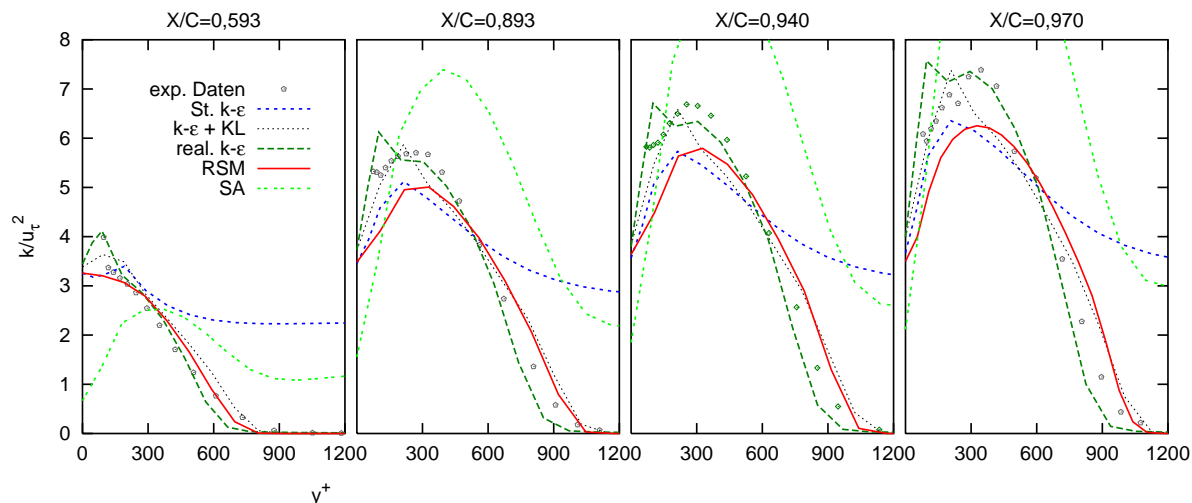


Abb. 5.16: Profil der turb. kinet. Energie in der Grenzschicht, Modell A, Wandfunktion

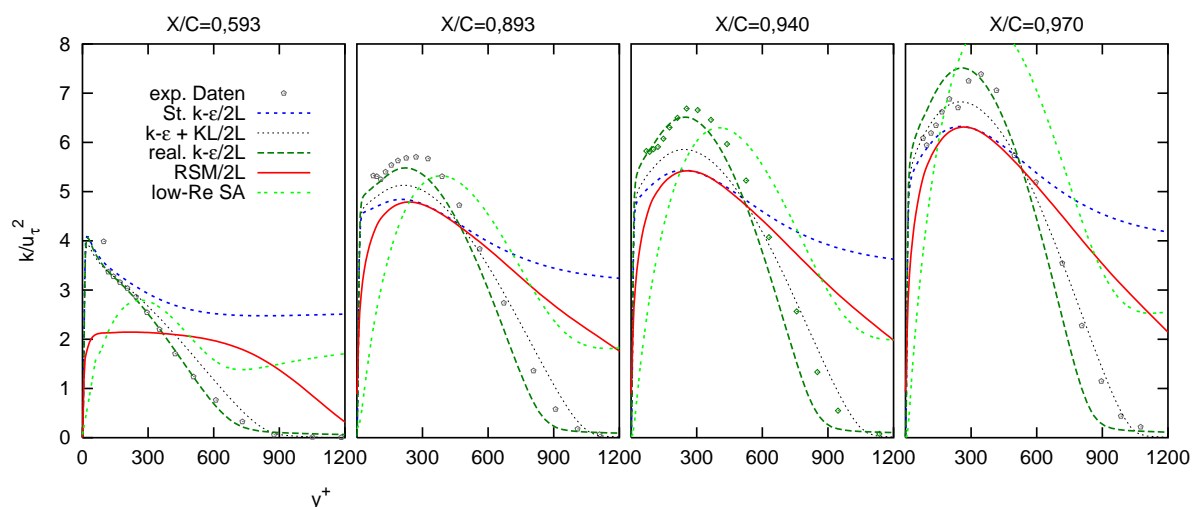


Abb. 5.17: Profil der turb. kinet. Energie in der Grenzschicht, Modell A, 2-Schichtenmodell

Alle anderen Modelle weisen diese Schwäche nicht auf. Wie die Abbildungen 5.18 und 5.19 zeigen, tritt eine erhöhte Produktion von k im Staupunkt beim Standard $k - \varepsilon$ Modell auf im Vergleich z.B. mit dem um die Kato-Launder Modifikation erweiterten $k - \varepsilon$ Modelles. Offensichtlich ist dieser Modellfehler nicht auf den Vorderkantenbereich beschränkt, sondern wirkt

sich im gesamten wandnahen Bereich des Profiles aus und beeinflusst hiermit die Berechnung des Nachlaufes.

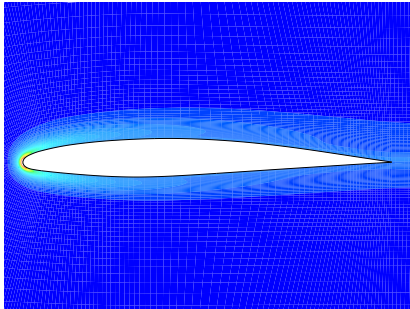


Abb. 5.18: Konturenplot von k / Standard $k-\varepsilon$ Modell

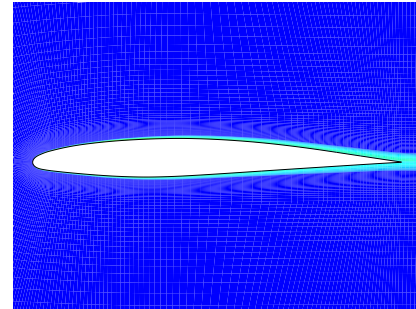


Abb. 5.19: Konturenplot von k / $k-\varepsilon$ Modell mit KL-Modifikation

5.4.2 Modell B

Das Modell B zeichnet sich als superkritisches Profil durch eine stärkere Oberflächenkrümmung aus. Hinzu kommt, daß es mit einem Anstellwinkel von 4° im Windkanal vermessen wurde. Es stellt größere Anforderungen an die Turbulenzmodellierung. Besonders die Strömung im Hinterkantenbereich ist bei superkritischen Profilen hinreichend komplex. Die wesentlichen Einflußfaktoren hierbei sind der Druckgradient in Strömungsrichtung und die Druckänderung sowohl über die Grenzschicht als auch über den near wake hinweg.

Bei der Ergebnisauswertung wurden aus Gründen der Vergleichbarkeit die gleichen Darstellungsformen wie bei Modell A gewählt. Bevor auf die turbulente Größe k eingegangen wird, soll die Axialgeschwindigkeit näher betrachtet werden. In den Abbildungen 5.20 und 5.21 sind die Ergebnisse der einzelnen Turbulenzmodelle gemeinsam mit den experimentellen Daten und getrennt nach der Art der Wandbehandlung dargestellt.

Es fällt deutlich auf, daß das Standard $k-\varepsilon$ Modell auch bei dieser Profilmströmung das Geschwindigkeitsprofil im Nachlauf nicht beschreiben kann. Neben der falschen Berechnung im Übergangsbereich des wakes zur Hauptströmung kann auch die Lage der Minimalgeschwindigkeit in der jeweiligen Meßebe und damit die Ausbreitungsrichtung der Nachlaufdelle nicht richtig wiedergegeben werden.

Alle anderen Turbulenzmodelle liegen sehr ähnlich bei der Beschreibung der Nachlaufdelle. Die Lage wird auch noch im far wake Bereich richtig wiedergegeben, was eine sehr wichtige Eigenschaft ist. Sieht man sich die Meßergebnisse in der Ebene $X/C=1,05$ näher an, so fällt druckseitig ein nicht glatter Verlauf auf. Dieser Knick liegt bei $U/U_o=0,8$. Dieser wird

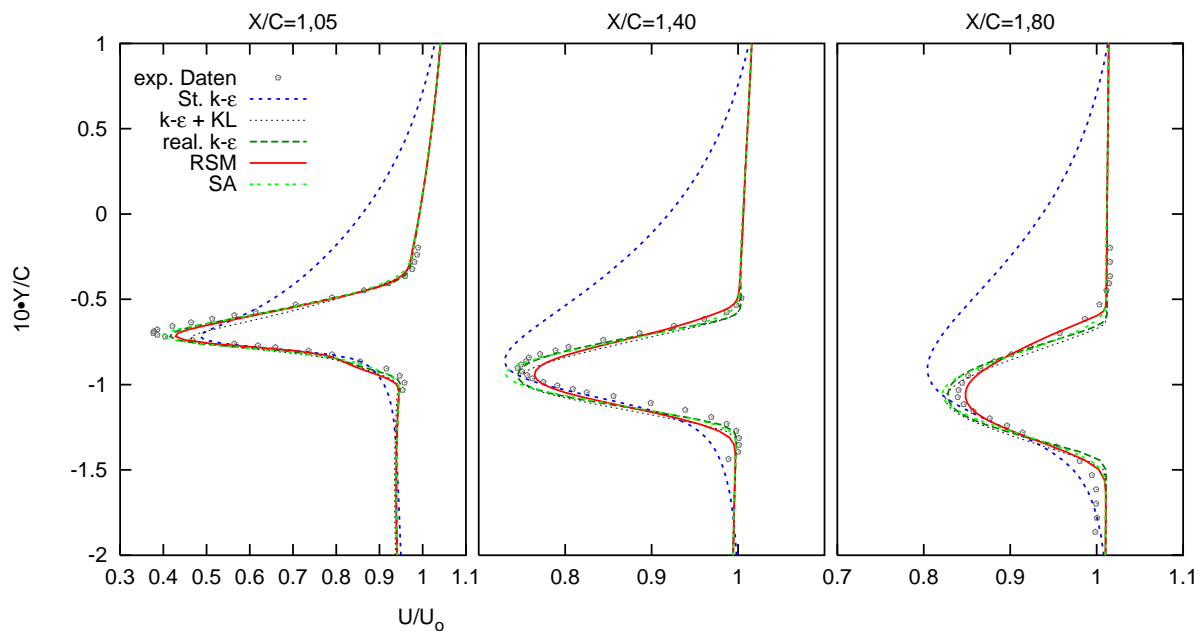


Abb. 5.20: Geschwindigkeitsverlauf im Nachlaufbereich von Modell B, Wandfunktion

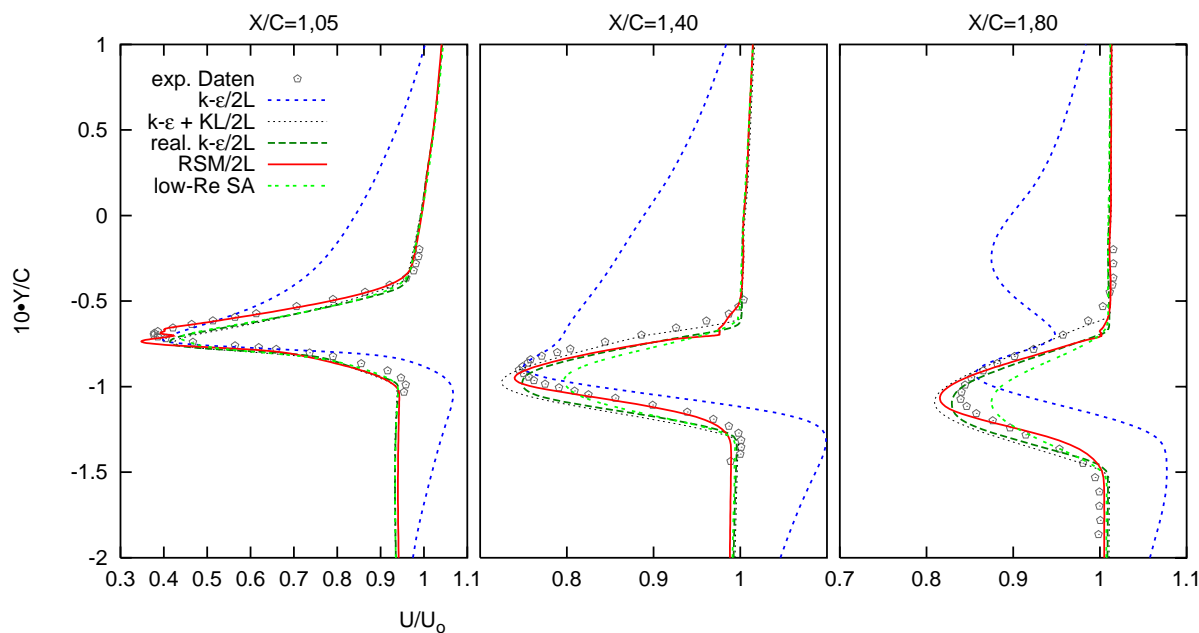


Abb. 5.21: Geschwindigkeitsverlauf im Nachlaufbereich von Modell B, 2-Schichtenmodell

mit Ausnahme des Standard $k - \varepsilon$ Modelles immer richtig erfaßt. Kleine Unterschiede ergeben sich, betrachtet man die Nachlaufdellenbreite und -tiefe. Bezieht man die Abbildungen 5.22 und 5.23 mit in die Ergebnisinterpretation ein, so werden diese Unterschiede größer bei der Zweischichtenformulierung.

Der Einsatz der Zweischichtenformulierung bewirkt keine wesentliche Veränderung und damit keine entscheidende Verbesserung bei der Simulation der Nachlaufdelle in Bezug auf die Geschwindigkeitsverteilung. Auffällig ist neben dem Versagen des Standard $k - \varepsilon$ Modelles, daß das SA Modell eine gegenläufige Tendenz zu den verbleibenden Turbulenzmodellen vorhersagt in Bezug auf die Entwicklung der Minimalgeschwindigkeit. Es errechnet unabhängig vom Abstand von der Profilhinterkante immer eine zu kleine Defizitgeschwindigkeit. Dies steht im Gegensatz zu den anderen Modellen, die eine zu große Defizitgeschwindigkeit vorhersagen. Dies ist auch sehr klar in der Abbildung 5.23 zu erkennen.

Aus dieser geht auch hervor, daß für den far wake Bereich die analytische Lösung gut mit den berechneten und gemessenen Werten übereinstimmt. Analog läßt sich diese Tatsache für die mit der Wandfunktion ermittelten Werte finden, veranschaulicht in Abbildung 5.22.

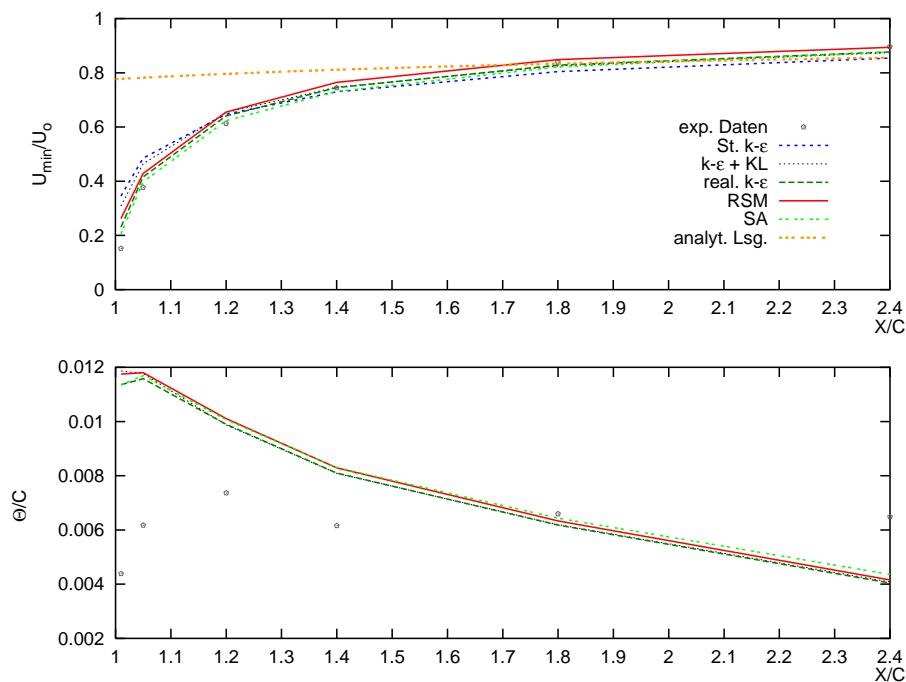


Abb. 5.22: Minimalgeschwindigkeit und Impulsverlustdicke, Modell B, Wandfunktion

Die Impulsverlustdicke ist die Größe, die für dieses Strömungsproblem nur sehr ungenau durch die numerische Simulation bestimmt werden kann. Dies geht aus der Ergebnisbetrachtung der Abbildungen 5.22 und 5.23 hervor. Besonders der Hinterkantenbereich wird falsch beschrieben,

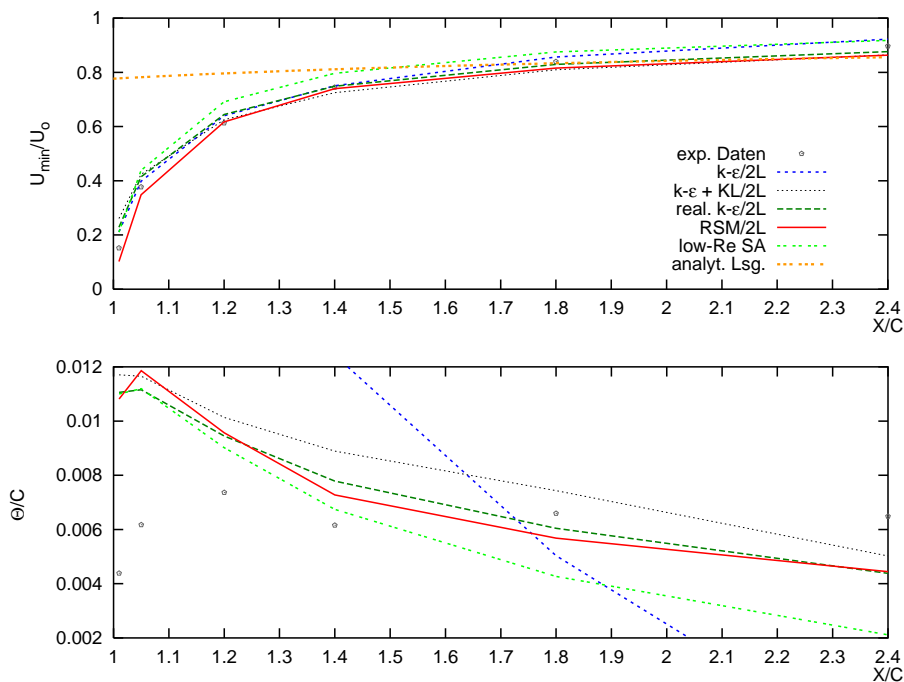


Abb. 5.23: Minimalgeschwindigkeit und Impulsverlustdicke, Modell B, 2-Schichtenmodell

was auf die oben genannten Schwierigkeiten für die Turbulenzmodelle zurückzuführen ist. Im weiteren Verlauf sind leichte Verbesserungen der Zweischichtenformulierung gegenüber der Standard Wandfunktion zu erkennen. Das RSM Modell als hochwertigstes und das realizable $k - \varepsilon$ Modell geben die Impulsverlustdicke am exaktesten wieder.

Zum besseren Verständnis der Geschwindigkeitsverläufe im Nachlaufbereich müssen die Geschwindigkeitsprofile im wandnahen Bereich hinzugezogen werden. Diese sind für vier ausgewählte Meßebenen auf der Profilerseite in den Abbildungen 5.24 und 5.25 getrennt nach der Wandauflösung dargestellt. Im Gegensatz zu Modell A wird deutlich, daß die experimentellen Daten nicht auf dem logarithmischen Wandgesetz zu liegen kommen. Eine Wandfunktion zur Überbrückung des wandnahen Bereiches ist damit nur eine sehr grobe Näherung. Das Standard $k - \varepsilon$ Modell hat aufgrund seiner Schwäche an der Profilverkante mit der Realität nicht viel zu tun. Durch die Kato-Lauder Modifikation kann die Grenzschicht jedoch in erster Näherung gut beschrieben werden. Sehr gut mit den experimentellen Daten stimmt das SA Modell trotz Verwendung der Wandfunktion überein.

Ähnliche Aussagen können getroffen werden bei der Interpretation der Ergebnisse der Zweischichtenmodelle. Das realizable $k - \varepsilon$ Modell hat eine hohe Übereinstimmung mit dem Experiment. Ebenfalls das RSM Modell weist 3% vor der Hinterkante sehr gute Ergebnisse

auf. Keines der Modelle kann aber über die Profillänge die Grenzschichtentwicklung exakt wiedergeben.

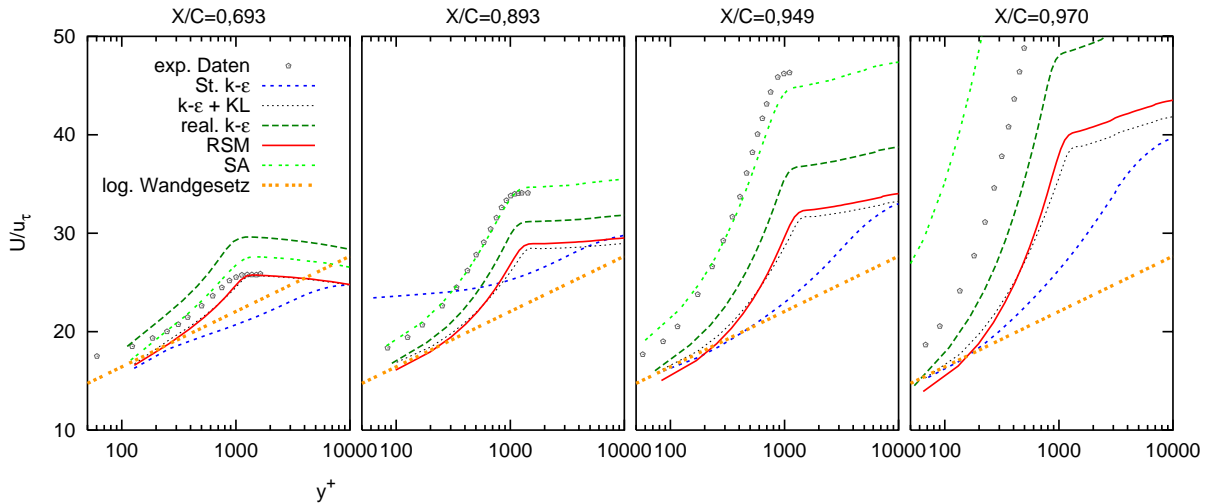


Abb. 5.24: Geschwindigkeitsverlauf in der Grenzschicht, Modell B, Wandfunktion

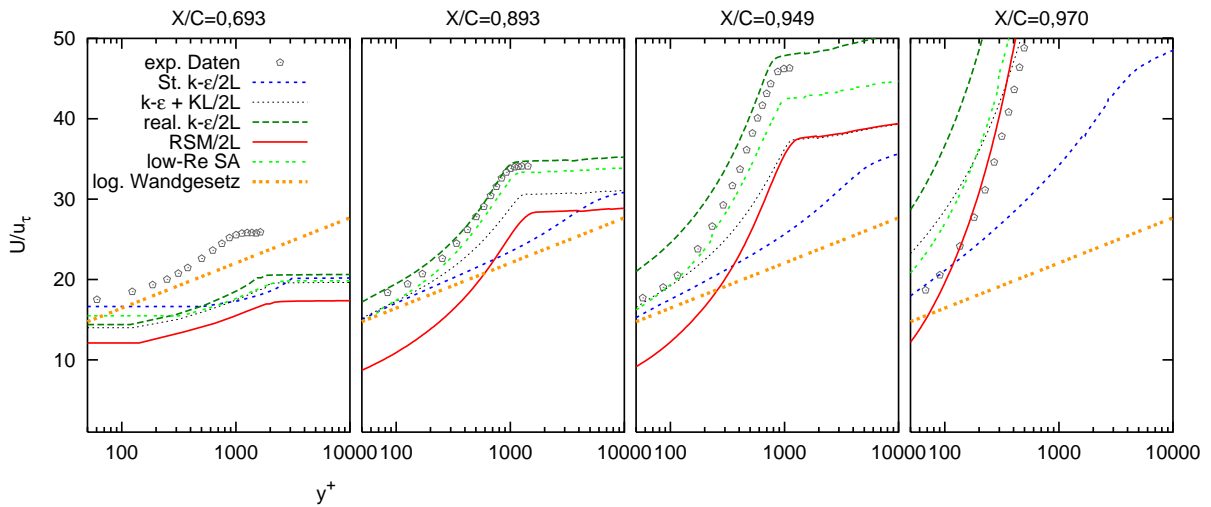


Abb. 5.25: Geschwindigkeitsverlauf in der Grenzschicht, Modell B, 2-Schichtenmodell

Zur vollständigen Auswertung der Ergebnisse muß sich nun die Diskussion der turbulenten kinetischen Energie anschließen. Im Nachlaufbereich ist eine Verteilung von k in drei diskreten Meßebenen in den Abbildungen 5.26 und 5.27 dargestellt. Auf das Standard $k - \epsilon$ Modell wird hier nicht mehr eingegangen. Die Begründung für das Modellversagen wurden in Zusammenhang mit Modell A diskutiert.

Alle Modelle geben die richtige Lage der Turbulenzverteilung im Nachlaufbereich wieder. Dies ist eine unmittelbare Folge aus der richtig berechneten Minimalgeschwindigkeitslage und der

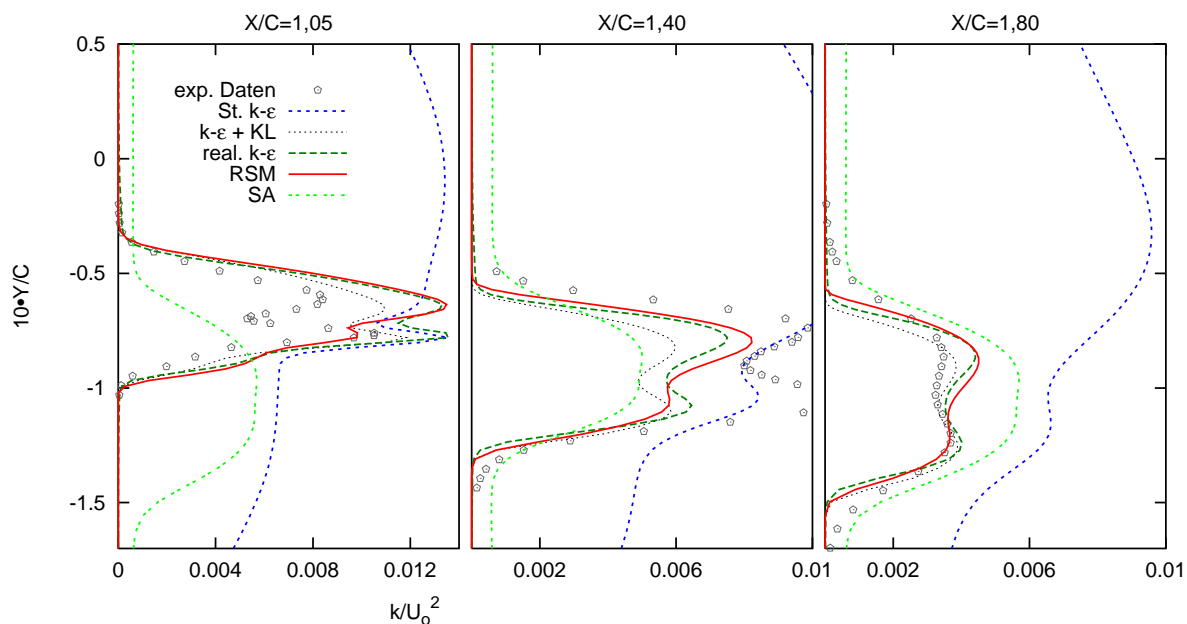


Abb. 5.26: Profil der turb. kinet. Energie im Nachlaufbereich von Modell B, Wandfunktion

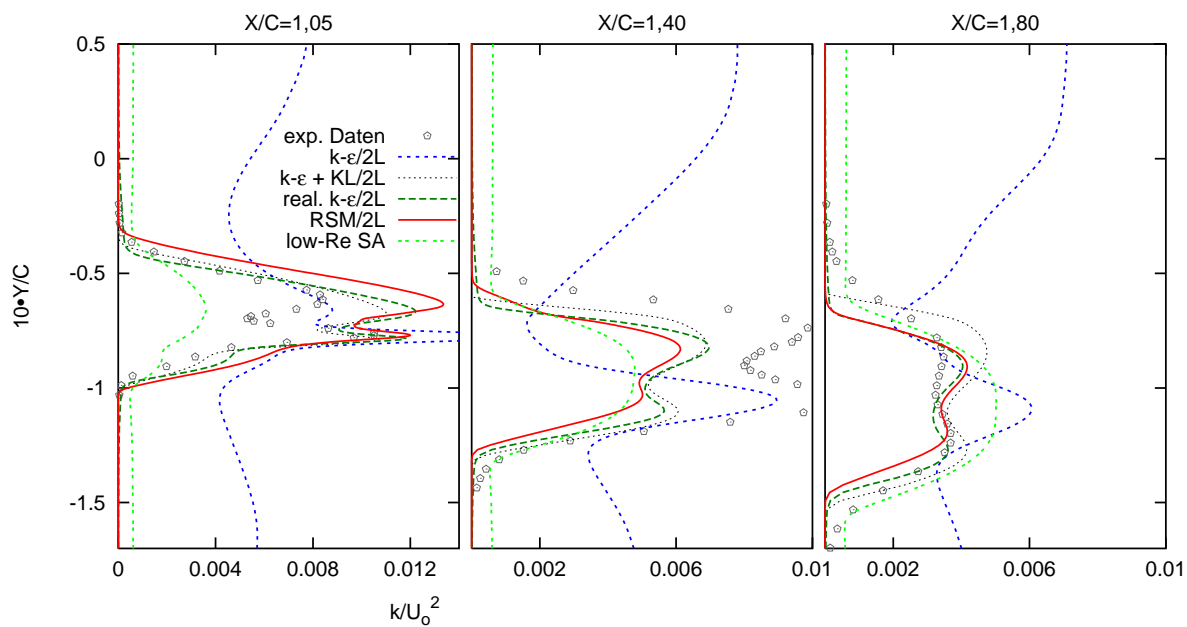


Abb. 5.27: Profil der turb. kinet. Energie im Nachlaufbereich von Modell B, 2-Schichtenmodell

Kopplung über die Formulierung von BOUSSINESQ. Die k -Profilbreite wird noch für die erste Meßposition gut simuliert und der Übergang zur Freistromturbulenz sehr gut angegeben. Für alle weiter stromab liegenden Positionen wird dies immer schlechter. Die experimentellen Daten geben einen sanfteren Übergangsbereich an, so daß die Turbulenzbreite des wakes etwas größer ausfällt.

Sehr unzureichend wird hingegen das Maximum von k berechnet. Hier weisen alle verwendeten Turbulenzmodelle eine Schwäche auf. Es kann hierbei auch kein eindeutiger Einfluß der Wandauflösung festgestellt werden. Alle Modelle weisen den charakteristischen Verlauf von k mit den zwei Maxima auf und stimmen gut mit den experimentellen Daten an der Position $X/C=1,80$ überein. Dies ist jedoch als zufällig anzusehen, wenn man die beiden anderen dargestellten Meßebenen in die Überlegungen mit einbezieht.

Für die Ergebnisinterpretation der k -Profile im wake muß die k -Verteilung in der Grenzschicht berücksichtigt werden. Eine Darstellung dieser ist in den Abbildungen 5.28 und 5.29 zu finden. Der typische Verlauf der turbulenten kinetischen Energie, gekennzeichnet durch den quadratischen Anstieg an der Wand bis zum Maximum und einen sich daran anschließenden Abfall auf den Freistromwert, wird von allen Turbulenzmodellen bis auf die bereits bekannte Ausnahme wiedergegeben.

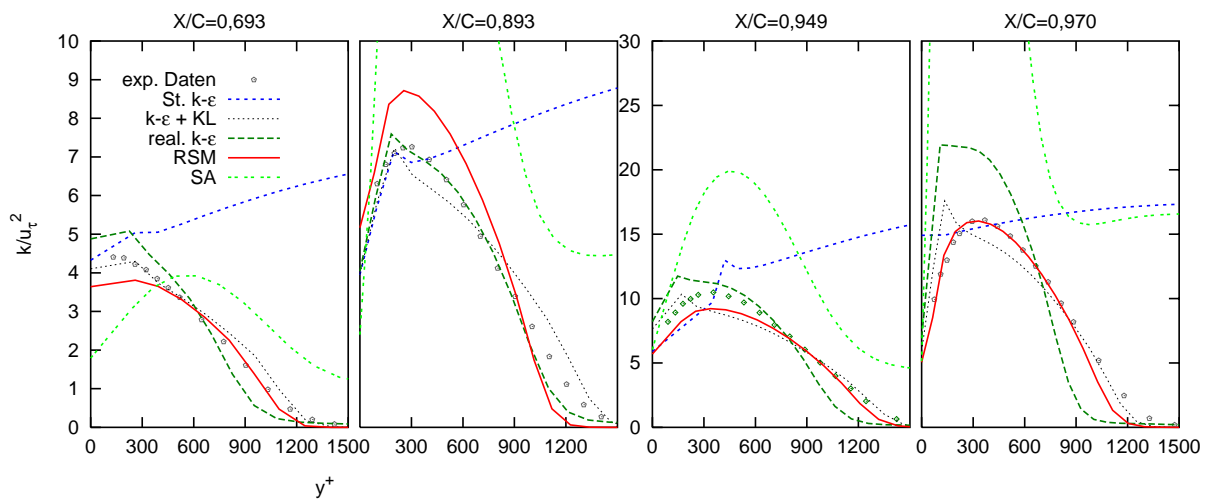


Abb. 5.28: Profil der turb. kinet. Energie in der Grenzschicht, Modell B, Wandfunktion

Über die gesamte Profilloberfläche betrachtet gibt das $k - \varepsilon$ Modell mit der Kato-Lauder Modifikation die besten k -Profile wieder. Kein Modell ist jedoch mit der Standard-Wandfunktion in der Lage, die turbulente kinetische Energie in der wandnahen Zone richtig zu beschreiben. Bei der Verwendung der Zweischichtenformulierung zeigen alle Modelle in der letzten Meßebene ein viel zu großes Maximum verbunden mit einem zu steilen Abfall auf den Freistromwert. Aus

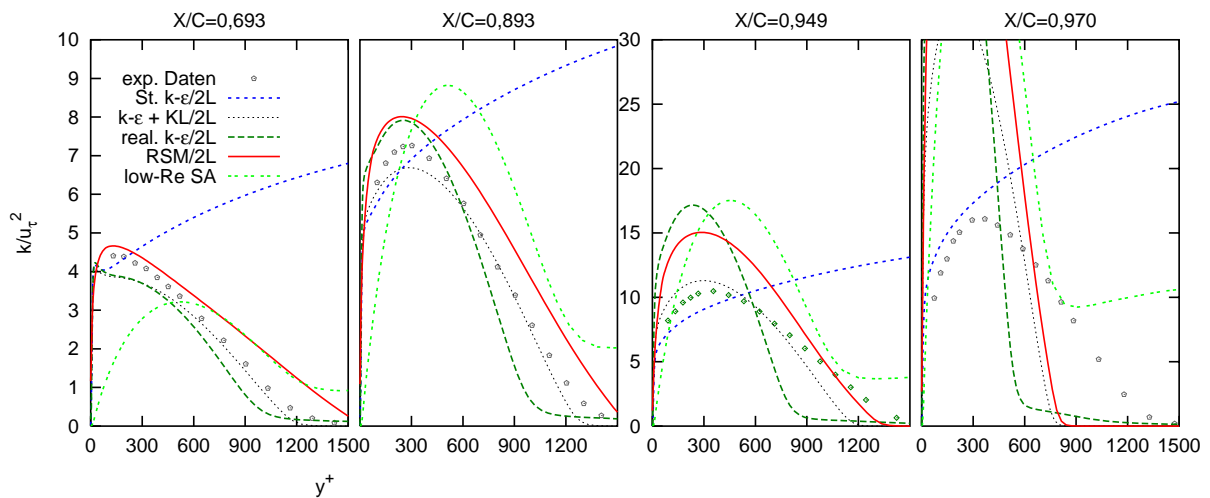


Abb. 5.29: Profil der turb. kinet. Energie in der Grenzschicht, Modell B, 2-Schichtenmodell

diesem Grund wird auch an der Position $X/C=1,05$ ein zu großes Maximum berechnet. Besser sieht dies in den Meßebenen stromauf aus, wo sich besonders das $k - \varepsilon$ Modell durch ein sehr gutes Ergebnis auszeichnet.

5.4.3 Schlußfolgerungen

Das Ziel dieses Untersuchungsabschnittes war es, die oben genannten Turbulenzmodelle für eine stationäre Profilmströmung im Hinblick auf die Nachlaufdüse zu testen. Hierfür wurden die Strömungsfelder um zwei sehr unterschiedliche Modellprofile als Kriterium herangezogen. Ein sehr offensichtliches Ergebnis ist das Versagen des Standard $k - \varepsilon$ Modelles in fast allen Bereichen. Dieser Sachverhalt konnte auf die bekannte Modellschwäche für eine Staupunktströmung zurückgeführt werden. Eine einfache Ergänzung des Standard Modelles nach dem Vorschlag von KATO und LAUNDER macht es jedoch wieder vergleichbar mit allen anderen getesteten Turbulenzmodellen.

Das RSM Modell ist das hochwertigste Turbulenzmodell, das untersucht wurde. Aus diesem Grund hätte man auch die größte Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erwarten sollen. Dies kann bei der Ergebnisauswertung jedoch nicht festgestellt werden. Ein entscheidender Grund hierfür ist die Art der Wandbehandlung. Wird die Wandfunktion verwendet, so kann nicht erwartet werden, daß ein hochwertiges Turbulenzmodell die Fehler dieser groben Vereinfachung kompensieren kann. Ähnlich ist dies zu sehen, wenn die Zweischichtenformulierung angewendet wird. Der Grenzschichtbereich wird dann bei der Verwendung des RSM Modelles exakt gleich zu den anderen Modellen simuliert. Gerade da die Grenzschicht die

Entstehungsquelle einer Nachlaufdelle ist, muß diese und deren Modellierung bei der Ergebnisinterpretation berücksichtigt werden.

Da die Beschreibung der Grenzschicht eine entscheidende Rolle für die Nachlaufsimulation spielt, sollte die Zweischichtenformulierung der einfachen Modellbildung durch die Standard-Wandfunktion entscheidend überlegen sein. Dies kann anhand der beiden vorgestellten Testfälle nicht bestätigt werden. Der Mehraufwand durch die erhöhte Rechenzeit kann durch die Ergebnisgüte nicht gerechtfertigt werden. Es muß hierbei jedoch zwischen dem Eingleichungsmodell nach WOLFSHTEIN und der low Re-Version vom SA Modell unterschieden werden. Da das Eingleichungsmodell zwar den erhöhten Rechenaufwand bedeutet, aber die Grenzschicht nur sehr ungenau wiedergeben kann, d.h. keine Transition oder ähnliche Grenzschichtphänomene ausreichend berücksichtigt, wird diese Art der Turbulenzmodellierung für die weiteren Untersuchungen nicht weiter angewendet. Die low Re-Version des SA Modelles verspricht aber, für weitere Testfälle instationärer Art eine gute Alternative zur Wandfunktion zu sein.

Allgemein kann festgestellt werden, daß die Nachlaufdelle qualitativ gut beschrieben werden kann. Dies bezieht sich auf die Geschwindigkeitsverteilung und das Profil der turbulenten kinetischen Energie. Die Lage der Minimalgeschwindigkeit in y -Richtung und somit die des wakes wird sehr gut wiedergegeben, was auch auf die Nachlaufbreite zutrifft. Lediglich die Maximalwerte der Geschwindigkeit und von k werden mit größeren Abweichungen berechnet.