

# **EIN HYBRIDES LES/RANS-VERFAHREN FÜR KONJUGIERTE IMPULS-, WÄRME- UND STOFFÜBERTRAGUNG MIT RELEVANZ ZU BRENNKAMMERKONFIGURATIONEN**

**Björn Kniesner und Suad Jakirlić**

Fachgebiet Strömungslehre und Aerodynamik,  
Technische Universität Darmstadt  
Petersenstr. 30, D-64287 Darmstadt, Germany  
b.kniesner@sla.tu-darmstadt.de, s.jakirlic@sla.tu-darmstadt.de

## **Zusammenfassung**

Eine Methode zur Kopplung von RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) Modellen und der Large-Eddy Simulation (LES) im Rahmen eines zonalen Hybriden LES/RANS-Verfahrens (HLR) wird in der vorliegenden Arbeit vorgeschlagen. Dabei deckt das RANS-Modell die wandnahe Region und LES das übrige Strömungsgebiet ab. Im Falle der LES werden verschiedene Feinstrukturmodelle berücksichtigt, das Smagorinsky-Modell in der klassischen und auch in dynamischer Form sowie ein Eingleichungsmodell für die kinetische Energie der Feinstruktur nach Yoshizawa und Horiuti (1985). Kombiniert werden beide wahlweise mit den low-Re  $k$ - $\varepsilon$ -Modellen nach Chien (1982), Launder und Sharma (1974), einem  $k$ - $\varepsilon$ -Modell basierend auf homogener Dissipation (Jakirlic und Hanjalic) oder dem  $k$ - $\varepsilon$ - $\zeta$ -f-Modell (Hanjalic und Popovac 2004). Ein sowohl fixiertes, als auch ein variables Interface wird bei den Berechnungen berücksichtigt. Der Variablenaustausch am Interface wird durch die Anwendung einer auf der digitalen Filterung basierenden Methode zur Generierung künstlicher Fluktuationen sowie durch die Verwendung eines impliziten Blendens unterstützt. Die Durchführbarkeit des Verfahrens wird anhand mehrerer Testfälle im Vergleich mit vorhandenen DNS-Daten, feiner und grober LES, DES sowie Experimenten gezeigt. Zum einen die Strömung über eine zurückspringende Stufe bei einer niedrigen und einer hohen Reynoldszahl, sowie bei starker Wärmezufuhr. Weiterhin die periodische Strömung über eine Serie von zweidimensionalen Hügeln, über ein zweidimensionales, wandmontiertes Flügelprofil und über einen dreidimensionalen Hügel. Zuvor wird die Methode mit Hilfe einer voll entwickelten Kanalströmung bei einer mittleren Reynoldszahl von  $Re_m=24000$  (Abe et al. 2004) mit Wärmeübertragung validiert. Schließlich werden als Anwendung zwei verschiedene Brennkammerkonfigurationen, eine Rohr- und eine Ringbrennkammer mit Vermischung berechnet.

## **1. EINFÜHRUNG**

Im Zeichen immer größer werdender Ansprüche an die Lebensdauer, Umweltverträglichkeit und generelle Funktionsweise von Strömungsmaschinen und -anlagen wird es zunehmend wichtiger, die Strömungsgrößen und verhältnisse in deren Innern genau zu kennen. Aufgrund der oft beschränkten Zugänglichkeit zum Inneren solcher Systeme sowie nicht unerheblicher Kosten für experimentelle Untersuchungen haben die numerischen Berechnungsverfahren bereits regen Eingang in den Entwicklungsprozess gefunden. In der industriellen Entwicklung sind aufgrund der Komplexität der Konstruktionen zurzeit vorwiegend auf den zeitgemittelten Navier-Stokes-Gleichungen beruhende, sogenannte Reynolds-Averaged Navier-Stokes-Verfahren (RANS) im Einsatz. Diese erfassen den generellen Charakter der Strömung gut. Bedingt durch die zeitliche Mittelung werden jedoch Details der Strömung (Ablösungen, Rezirkulationen) und vor allem instationäre Effekte schlecht oder überhaupt nicht erfasst. Gerade diese Effekte sind es jedoch, die heutzutage immer mehr in den Entwicklungsprozess miteinbezogen werden müssen.

Abhilfe kann die Methode der Large-Eddy Simulation (LES) schaffen, die den Großteil der oben genannten Effekte erfassen kann. Der Preis dafür ist jedoch ein um ein Vielfaches erhöhter Aufwand an Rechenzeit und Speicherplatz, dessen Größe vornehmlich durch die Notwendigkeit bestimmt wird, die Wände des Rechengebietes ausreichend genau zu erfassen. Dieser erhöhte Aufwand ist das zur Zeit größte Hindernis für die industrielle Nutzung der Methode. An dieser Stelle setzen die hybriden LES/RANS-Verfahren (HLR) an, deren Ziel es ist, die Vorteile beider Verfahren zu kombinieren, um damit eine numerische Methode bereitzustellen, die auf der einen Seite dazu in der Lage ist, die Strömung mit ihren instationären Eigenschaften ausreichend gut zu erfassen, auf der anderen Seite aber nur einen begrenzten Aufwand mit sich bringt. Schlüsselfrage bei diesen Verfahren ist die Art sowie die Behandlung der Trennfläche zwischen den beiden Methoden, die in ihrer ursprünglichen Konzeption sehr unterschiedlich sind. Während beim RANS-Ansatz zeitlich gemittelte Größen berechnet werden, sind es im Falle der LES räumlich gefilterte. Die Art und Weise ihrer Kopplung entscheidet unmittelbar über die Güte der Methode und steht damit im Mittelpunkt der Untersuchungen.

## 2. ZUR METHODE DES HYBRIDEN LES/RANS-VERFAHRENS (HLR)

Mit der vorgeschlagenen Methode können beliebige RANS- und LES-Modelle gekoppelt werden, sofern sie die Turbulenz mit Hilfe einer turbulenten Viskosität erfassen. Konkret getestet wurden alle Kombinationen aus den in der Zusammenfassung angegebenen Modellen. Die Kopplung wird über die turbulente Viskosität realisiert, was die Lösung des Problems in einem Gleichungssystem erlaubt, wobei das RANS-Gebiet die wandnahen Regionen abdeckt, während LES im Fernfeld berechnet wird. Grundlage des Modells sind die dreidimensionalen, instationären Gleichungen für das Geschwindigkeits- und Temperaturfeld, hier in inkompressibler Form angegeben:

$$(1) \quad \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{U}_i \bar{U}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}^*}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \nu_m) \left( \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \nu_m \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \right]$$

$$(2) \quad \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{U}_j \bar{T})}{\partial x_j} = \frac{\dot{q}}{c_p} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \frac{\nu}{Pr} + \frac{\nu_m}{Pr_t} \right) \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right]$$

Die turbulente Viskosität  $\mu_m$  hat ihren Ursprung in der Modellformulierung entweder des subgrid scale Tensors

$\tau_{ij}$  oder des Reynoldsspannungstensors  $\bar{u}_i \bar{u}_j$ . Die Tensoren werden mit Hilfe der Boussinesq'schen Relation durch den mittleren Verzerrungstensor  $\bar{S}_{ij}$  ausgedrückt. Diese Gleichungen fungieren als reynoldsgemittelte Navier-Stokes Gleichungen im wandnahen Gebiet ( $\bar{U}$  steht für die gemittelte Geschwindigkeit) und als gefilterte Navier-Stokes Gleichungen im äußeren Bereich ( $\bar{u}$  steht für die gefilterte Geschwindigkeit).

Das mathematische Turbulenzmodell wird in folgenden genauer beschrieben. Um wichtige Aspekte bei der Kopplung der beiden Regionen anschaulich darzustellen, werden teilweise schon Ergebnisse der Kanalströmung gezeigt. Eine genaue Beschreibung der Strömung erfolgt erst später bei der Vorstellung der Testfälle.

In der wandnahen Region können 3 verschiedene low-Re k- $\epsilon$  Modelle verwendet werden. Das erste Modell ist das nach Chien (1982), welches den isotropen Teil der viskosen Dissipationsrate  $\bar{\epsilon} = \epsilon - 2\nu(\partial k / \partial x_n)^2$  zur Bestimmung des turbulenten Längenmaßes benutzt. In gleicher Weise arbeitet das 2. Modell nach Launder und Sharma (1974). Das dritte Modell basiert auf dem Konzept der homogenen Dissipation (Jakirlic und Hanjalic, 2002), welches die Gleichung für die „homogene“ Dissipation löst  $\bar{\epsilon}^h = \epsilon - 0.5 \frac{\partial}{\partial x_j} (\nu \frac{\partial k}{\partial x_j}) / \frac{\partial x_j}{\partial x_j}$ , während der inhomogene Anteil exakt aus der Addition der Hälfte der molekularen Diffusion  $\frac{\nu}{k}$  der turbulenten kinetischen Energie erfolgt. Das letztgenannte Konzept bringt einige Vorteile in Bezug auf das asymptotische Verhalten der Turbulenzgrößen bei Annäherung an feste Wände. Die Modellgleichungen, wobei  $\epsilon$  entweder  $\bar{\epsilon}^h$  oder  $\bar{\epsilon}$  bedeutet, lauten damit:

$$(3) \quad \frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \epsilon$$

$$(4) \quad \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\epsilon 1} P_k \frac{\epsilon}{k} - f_2 C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} - P_{\epsilon 3}$$

Innerhalb der LES-Region wird das bekannte Smagorinsky-Modell, konventionell oder dynamisch, oder das Eingleichungsmodell nach Yoshizawa und Horiuti (1985),

mit einer Gleichung für die turbulente kinetische Energie der Feinstrukturen, verwendet (5).

Unabhängig von dem verwendeten Modell ist der

$$(5) \quad \frac{\partial k_{SGS}}{\partial t} + U_j \frac{\partial k_{SGS}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \nu_{SGS}) \frac{\partial k_{SGS}}{\partial x_j} \right] + P_{k_{SGS}} - \epsilon_{SGS}$$

Hauptaspekt der hybriden LES/RANS-Verfahren die Kopplung des instationären LES-Feldes mit dem gemittelten RANS Feld am Interface. In der vorliegenden Methode wird dies über die turbulente Viskosität erreicht, was eine Lösung unter Benutzung eines Gleichungssystems ermöglicht. Das bedeutet, dass Gleichungen (1) und (2) im gesamten Gebiet ohne Berücksichtigung verschiedener Zonen (LES oder RANS) gelöst werden. Das hybride Modell kommt je nach Zone durch die unterschiedliche Bestimmung der turbulenten oder modellierten Viskosität  $\mu_m$  zum Tragen, entweder aus RANS:

$$(6) \quad \nu_m = \nu_t = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\epsilon}$$

oder aus der LES-Formulierung:

$$(7) \quad \begin{aligned} \nu_m &= \nu_{SGS} = (C_S \Delta)^2 |\bar{S}|, & \text{Smagorinsky} \\ \nu_m &= \nu_{SGS} = C_k \Delta k_{SGS}^{1/2}, & \text{Yoshizawa} \end{aligned}$$

Die Smagorinsky Konstante  $C_S$  hat dabei den Wert 0.1;  $C_k = 0.07$ . Der Term  $\Delta = (\Delta x, \Delta y, \Delta z)^{1/3}$  repräsentiert die Filterweite und  $|\bar{S}| = (\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{1/2}$  die Scherrate.

Der turbulente Wärmestrom  $u_i \theta$  in der Gleichung für das Temperaturfeld wird mit Hilfe eines Gradientenflussansatzes modelliert:

$$(8) \quad \rho c_p \bar{u}_i \theta = -\rho c_p a_t \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_i} = -\lambda_t \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_i}, \quad \lambda_t = \frac{\mu_t c_p}{Pr_t}$$

wobei  $\lambda_t$  die turbulente Wärmeleitfähigkeit darstellt.  $Pr_t$  ist die turbulente Prandtl-Zahl  $Pr_t = \nu_t / a$ , welche in der Größenordnung von eins liegt.

### 2.1. Implizites Blending

Da  $\epsilon$  und im Falle des Smagorinsky Modells auch  $k$  im LES-Gebiet nicht zur Verfügung stehen, werden die Turbulenzgleichungen meist im ganzen Gebiet gelöst ohne die Werte in der LES Region zu benutzen. Die Idee des sogenannten impliziten Blendings ist es, den gewünschten Randwert für die turbulente Viskosität implizit festzulegen, indem man die Werte in den Turbulenzgleichungen (z.B.  $k$  und  $\epsilon$ ), die dann die turbulente Viskosität bestimmen, an der Trennfläche vorgibt. Dadurch stellt sich bei der Lösung des Gleichungssystems automatisch ein Blending auf diesen Wert hin ein. Die praktische Umsetzung erfolgt ähnlich der manuellen Vorgabe eines Wandwertes durch Manipulation der Quellterme  $S_u$  und  $S_p$ :

$$(9) \quad S_p = -10^{30} \quad \text{oder} \quad S_u = 10^{30} \phi_{SGS}$$

Dabei wird mit dem Faktor  $10^{30}$  sichergestellt, dass dieser Beitrag immer groß gegenüber den anderen Koeffizienten ist. Da diese im LES-Gebiet sowieso nicht gebraucht

werden, kann auf deren Berechnung ganz verzichtet werden, was zusätzlich Rechenzeit einspart. Setzt man sie z.B. gleich Null, dann kann anstelle von  $10^{30}$  auch 1 verwendet werden. Was noch zu tun bleibt, ist die Berechnung bzw. Abschätzung der Werte am Rand. Diese sehen je nach verwendeter Modellkombination unterschiedlich aus. Im Prinzip sind dies hauptsächlich die beiden Werte  $k_{SGS}$  und  $\varepsilon_{SGS}$ . Während die Bestimmung von  $\varepsilon_{SGS}$  durch ihre Definition bei Verwendung des Smagorinsky- und des Yoshizawa-Modells relativ eindeutig ist, können bei der Bestimmung von  $k_{SGS}$  größere Unterschiede auftreten. Da der isotrope unaufgelöste Spannungsanteil  $2/3 k_{SGS}$  im modifizierten gefilterten Druck mitberücksichtigt wird, ist es nicht möglich, den genauen Wert für  $k_{SGS}$  zu bestimmen. Es muss mit Abschätzungen gearbeitet werden. Aus Dimensionsgründen und aus Analogie zum Vorgehen bei den RANS-Methoden ( $\varepsilon = k^{3/2}/L$ ) skaliert die turbulente kinetische Energie der unaufgelösten Skalen mit  $\sim \Delta^2 |S|^2$ , so dass sich allgemein der folgende Ausdruck ergibt:  $k_{SGS} = C_1 \Delta^2 |S|^2$ . Bei der Bestimmung der Konstanten  $C_1$  treten jedoch in der Literatur starke Unterschiede auf. In der vorliegenden Arbeit wird die folgende Abschätzung nach Mason und Callen (1986) (siehe auch Sagaut, 2005) verwendet:

$$(10) \quad k_{SGS} = \frac{(C_s \Delta)^2 |\bar{S}|^2}{0.3}$$

$$\varepsilon_{SGS} = (C_s \Delta)^2 |\bar{S}|^3 \quad \text{oder} \quad \varepsilon_{SGS} = C_\varepsilon \frac{k_{SGS}^{3/2}}{\Delta}$$

Zur Speicherung der SGS-Werte von  $k$  und  $\varepsilon$  im LES-Gebiet können die Felder verwendet werden, die sowieso schon für die Variablen  $k$  und  $\varepsilon$  allokiert sind. Damit ergibt sich zusätzlich die Möglichkeit von Auflösungsuntersuchungen welche im Rahmen einer Hybriden LES/RANS-Methode sowieso von Interesse sind, da der LES-Teil auf einem relativ groben Gitter durchgeführt wird.

Ohne blending ergibt sich um das Interface ein viel zu hohes Turbulenzlevel, da im RANS-Gebiet neben dem modellierten Anteil, der bei RANS immer die komplette Turbulenz beinhaltet, auch noch der aufgelöste Anteil hinzukommt, denn die Fluktuationen des angrenzenden LES-Gebietes werden ins RANS-Gebiet übertragen. Das Blending führt zu einer Dämpfung der Turbulenz in dieser Region und schließlich auch zu einer Verminderung des typischen Sprungs im gemittelten Geschwindigkeits- sowie Temperaturprofil. Dies ist in Bild 1 oben angedeutet. Die Trennfläche liegt in diesem Fall bei  $y^+ \approx 100$ . Das verwendete Gitter für die hybriden Rechnungen ist hier acht-mal gröber, als das der feinen LES, deren Ergebnislinie fast nicht zu sehen ist, da sie unter der durchgezogenen verläuft.

Die Verminderung des Sprunges geschieht allerdings auf Kosten der Güte der Gesamtlösung, da das Profil aufgrund der dafür nötigen Verkleinerung der turbulenten Viskosität im RANS-Gebiet (Bild 1 unten) schon relativ früh von der richtigen Lösung abweicht. Da mit einer Änderung des modellierten immer auch eine Änderung des aufgelösten Anteils verbunden ist, ist es schwer, alleine dadurch sowohl den Knick im mittleren Geschwindigkeitsprofil zu beseitigen, als auch eine gute Lösung zu erhalten. Hilfreich dafür ist die Möglichkeit, den aufgelösten Anteil getrennt beeinflussen zu können. Dies wird mit Hilfe des sogenannten Forcing möglich.

## 2.2. Forcing

Vom physikalischen Gesichtspunkt aus gesehen wird der Geschwindigkeitsunterschied dadurch hervorgerufen, dass, aufgrund der relativ hohen modellierten Viskosität im RANS-Gebiet, die Fluktuationen stark gedämpft werden und sich erst nach einer gewissen Entfernung, senkrecht zum Interface gesehen, wieder erholen. In dieser so genannten Übergangszone herrscht weder LES noch RANS und die turbulente Viskosität passt nicht richtig zu der Strömung. Die Idee der „forcing“-Methode, welche von Piomelli et al. (2003) gefolgt von Davidson und Dahlström (2005) eingeführt wurde, ist es, in der Umgebung des Interface Fluktuationen zu erzeugen, um die „Erholung“ der Fluktuationen zu beschleunigen. Dabei spielen der Typ und die Stärke der Fluktuationen die entscheidende Rolle. Vorbereitende Berechnungen zeigten, dass rein stochastische Fluktuationen nicht ausreichend sind, da diese untereinander weder zeitlich noch räumlich korreliert sind. Deshalb wird eine Methode entwickelt, um korrelierte Fluktuationen zu erzeugen. In einem ersten Schritt wird ein Verfahren basierend auf der digitalen Filterung zur Erzeugung von Einstromdaten nach Klein et al. (2003) für diese Zwecke angepasst. Dieses Verfahren erhöht natürlich den numerischen Aufwand der Rechnung in einem gewissen Maße. Allerdings sei darauf hingewiesen, dass die Erzeugung nur am Interface durchgeführt wird. Die dazu notwendigen Schritte sind im Folgenden zusammengefasst.

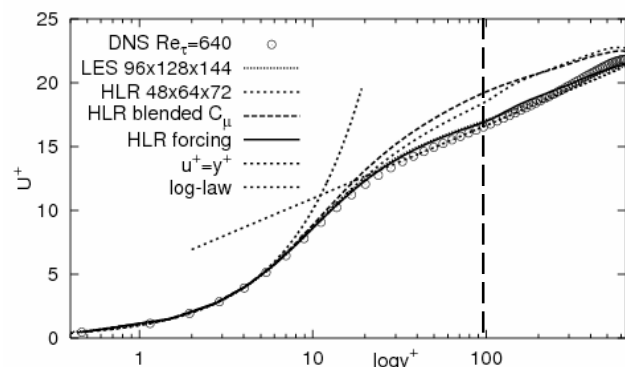
1. Erzeugung stochastischer Fluktuationen
2. Filterung der Fluktuationen
3. Anpassung an die lokalen Reynoldsspannungen
4. Einführung in die Impulsgleichung über Quellterme:

$$S_U = \gamma \overline{u'u'} A_n \quad S_V = \gamma \overline{v'v'} A_n \quad S_W = \gamma \overline{w'w'} A_n$$

Die Stärke des forcing orientiert sich dabei am Unterschied der turbulenten Viskositäten links und rechts der Trennfläche:

$$(11) \quad \gamma = \frac{\mu_m^{\text{RANS}} - \mu_m^{\text{LES}}}{\mu}$$

Zwei wichtige Beobachtungen konnten bei der Anwendung des forcing gemacht werden. Zum einen scheint es ausreichend zu sein, Fluktuationen im Geschwindigkeitsfeld einzubringen, um auch den Sprung im Temperaturfeld zu verringern. Zweitens wird das forcing nur in Richtung normal zum Interface benötigt.



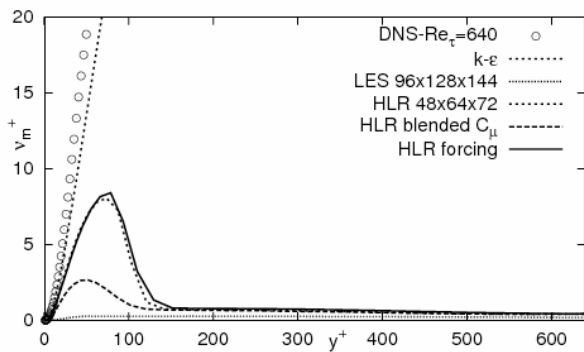


BILD 1: Auswirkungen der verschiedenen Austausch-techniken am LES/RANS-Interface auf das mittlere Geschwindigkeitsfeld und die turbulente Viskosität in einer Kanalströmung

### 2.3. Variables Interface

Ein Vorteil des zonalen Ansatzes ist die Möglichkeit, das Interface zwischen den beiden Zonen selbst festzulegen. In unbekannten und komplizierten Strömungskonfigurationen kann genau dies aber relativ schwer sein. Deshalb sollte eine Art automatische Regelung anhand eines Kontrollparameters, in den Strömungseigenschaften eingehen, vorgesehen werden. Dafür wurde der Kontrollparameter  $k^*$  (12) eingeführt, der das Verhältnis aus modellierter (SGS) und totaler turbulenter kinetischer

$$(12) \quad k^* = \left\langle \frac{k_{\text{mod}}}{k_{\text{mod}} + k_{\text{res}}} \right\rangle$$

Energie, gemittelt über alle Zellen des Interface auf der LES Seite, darstellt. Sowie dieser Parameter einen gewissen Wert, typischerweise 20 % überschreitet, wird das Interface weiter von der Wand weggeschoben, so dass das RANS-Gebiet größer wird. Bei einem Wert unter 20% wird es in die andere Richtung verschoben. Dadurch wird zusätzlich garantiert, dass bei einem sehr feinen Gitter LES im Grossteil des Rechengebietes durchgeführt wird und im Extremfall das RANS-Gebiet sogar komplett verschwindet. Bei einem groben Gitter hingegen gewinnt RANS immer mehr die Überhand. Da das Interface die wandnahe Region vom Rest der Strömung abtrennt, ist es angebracht, zur Positionierung des Interface einen Parameter zu wählen, der mit der Wand verknüpft ist. Im Rahmen der Arbeit wurden neben dem physikalischen Wandabstand  $y$  und dessen dimensionslosen Form  $y^+$  noch  $y/\Delta$  sowie die turbulente Reynoldszahl  $Re_t$  als Parameter ausgewählt. Trotz der möglichen Probleme, die durch die Definition des dimensionslosen Wandabstandes  $y^+$  in Strömungen entstehen können, in denen die Wandschubspannung verschwindet, z.B. Ablöse- und Wiederanlegepunkte, traten während den Rechnungen keine Probleme auf. Bild 2 oben zeigt beispielhaft für die Strömung über eine zurückspringende Stufe den Verlauf der variablen Interface-Position gemäß dem Kontrollparameter  $k^*$ . Man erkennt, dass sich nach einem Einschwingvorgang die Interface – Position bei einem bestimmten Wert, hier bei  $y^+_{\text{lfc}}=230$  einpendelt. Im unteren Bild ist passend dazu der räumliche Verlauf des Interface bei diesem Wert in einen Konturplot der Momentangeschwindigkeit eingetragen.

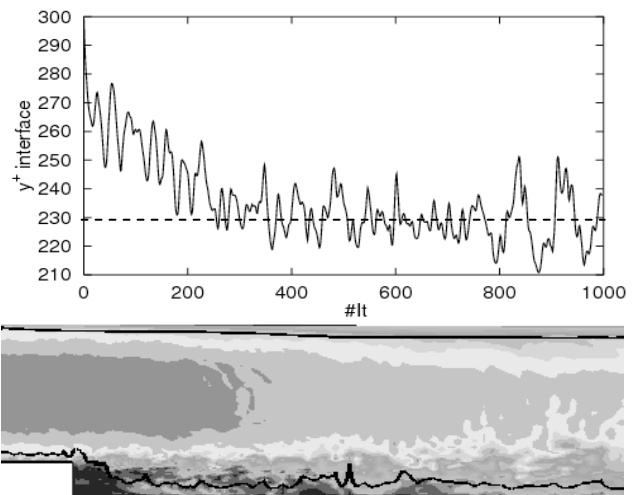


BILD 2: Zeitlicher Verlauf von  $y^+_{\text{lfc}}$  in Falle der Strömung über eine zurückspringende Stufe (oben) und Momentangeschwindigkeit mit entsprechendem räumlichen Verlauf des Interface bei  $y^+_{\text{lfc}}=230$  entlang der oberen und unteren Wand.

Da das Interface weder entlang einer Gitterlinie verläuft, noch während der Rechnung am selben Ort bleibt, müssen die Randbedingungen für  $k$  und  $\epsilon$  im gesamten LES-Gebiet bereitgestellt werden. Auch das wird mit Hilfe der Abschätzungen (Gl. 10) erreicht.

### 2.4. Numerische Methode

Alle Berechnungen wurden mit dem in-house Computer Code FASTEST durchgeführt. Dieser basiert auf einer Finite – Volumen – Diskretisierung zur Lösung der dreidimensionalen Navier-Stokes Gleichungen auf blockstrukturierten, nicht kartesischen Gittern. Die Blockgrenzen werden dabei in konservativer Weise behandelt, genauso wie die Behandlung der inneren Zellenseiten. Eine zellenmittelpunktorientierte Variablenanordnung sowie kartesische Vektor und Tensor-komponenten werden verwendet. Der bekannte SIMPLE Algorithmus wird zur Berechnung der Kopplung zwischen Druck- und Geschwindigkeitsfeld angewendet. Die konvektiven Terme werden bis auf die Turbulenzgleichungen mit Zentraldifferenzen 2. Ordnung diskretisiert. Die Stabilität des Verfahrens wird dort mit Hilfe des so genannten "deferred correction" Ansatzes (siehe z.B., Khosla and Rubin, 1974) erhöht. Die Zeitdiskretisierung wird mit dem impliziten Crank-Nicolson Verfahren, welches ebenfalls 2. Ordnung ist, realisiert.

## 3. TESTFÄLLE

Die hybriden Verfahren zielen hauptsächlich auf die Modellierung von Strömung mit Ablösung ab, in welchen reine RANS-Verfahren meist sehr schlechte Ergebnisse liefern. Gerade in Brennkammern spielen abgelöste Strömungen eine große Rolle. Deshalb ist es logisch, zum Testen des hybriden Verfahrens vor allem Testfälle mit Ablösungen zu untersuchen. Aus diesem Grund werden die folgenden Testfälle ausgewählt, von denen drei repräsentative Fälle detailliert vorgestellt werden:

- die voll ausgebildete Kanalströmung bei einer mittleren Reynoldszahl von  $Re_m=24000$  (DNS, Abe et al., 2004), inklusive Wärmeübertragung
- die turbulente Strömung über eine zurückspringende Stufe bei einer niedrigen  $Re_H=3700$ , Exp. Yoshioka et al., 2001)
- und einer hohen  $Re_H=28000$ , Exp. Vogel und Eaton, 1985) Reynoldszahl
- sowie mit variablen Stoffgrößen  $Re_H=5540$ , LES Avancha und Pletcher, 2002),
- die hoch aufgelöste LES der periodischen Strömung über einen zweidimensionalen Hügel von Fröhlich et al., 2005,
- die Strömung über ein wandmontiertes Flügelprofil  $Re_c \approx 9,36 \cdot 10^5$ , Exp. Greenblatt et al., 2004)
- und schließlich die Strömung über einen dreidimensionalen Hügel (Exp. Simpson et al., 2002).

### 3.1. Kanalströmung

Obwohl geometrisch sehr einfach, stellt die ebene Kanalströmung eine sehr wichtige Konfiguration vor allem für die LES basierten Verfahren dar, da sie vollkommen von den umgebenden Wänden dominiert wird (starke Deformierung der mittleren Strömung und hohe Turbulenzproduktion) und damit zu einem herausforderndem Testfall für die hybriden Verfahren wird. Außerdem gibt es für diese Strömungen eine sehr umfangreiche DNS-Datenbank für eine weite Spanne an Reynoldszahlen. Die Referenz der hier benutzten Kanalströmung ist die von Abe et al., 2004, bei einer Reynoldszahl basierend auf der Schubspannungsgeschwindigkeit von  $Re_\tau=640$ . Die Dimensionen des Rechengebietes ist  $(L_x, L_y, L_z)=(2\pi h, 2h, \pi h)$  wobei  $2h$  die Kanalhöhe darstellt. In beiden homogenen Richtungen ( $x, z$ ) werden periodische Randbedingungen angewendet. Die Berechnungen werden auf mehreren Gittern durchgeführt. Die Ergebnisse, die in den Bildern 3, 4 und 5 dargestellt sind, wurden auf einem Gitter mit  $(N_x, N_y, N_z)=(48, 64, 72)$  Punkten berechnet. Es ist um den Faktor 8 gegenüber dem Gitter der feinen LES vergrößert (96, 128, 144). Bild 3 zeigt zusätzlich das Ergebnis der groben LES, die auf dem gleichen Gitter wie dem der HLR-Rechnung durchgeführt wurde. Die HLR-Ergebnisse, die in den Bildern 1, 3-5 gezeigt werden wurden alle mit dem Chien low-Re Modell in Kombination mit dem Smagorinsky-Modell erzeugt. Andere Modellkombinationen ergaben ähnliche Ergebnisse, die hier nicht dargestellt sind. In Bild 3 sieht man die turbulente kinetische Energie und eine Schubspannungskomponente einer Rechnung mit forcing Technik am Interface. Das mittlere Strömungsprofil dieser Rechnung war bereits in Bild. 1 zu sehen. Es wird deutlich, dass die HLR-Methode mit forcing wesentlich bessere Ergebnisse liefert, als LES auf dem gleichen groben Gitter. Das Ergebnis liegt sogar nahe an dem der feinen LES mit 8-mal so vielen Gitterpunkten. Der rechnerische Mehraufwand, der durch die zusätzliche Berechnung der beiden Turbulenzgleichungen erzeugt wird, liegt bei dieser Modellkonfiguration bei ca. 30% gegenüber der reinen LES. Die in Bild 3 gezeigten Profile stellen die jeweils gesamten Spannungen dar. Diese werden durch Addition des modellierten (mod) und des aufgelösten (res) Anteils gewonnen.

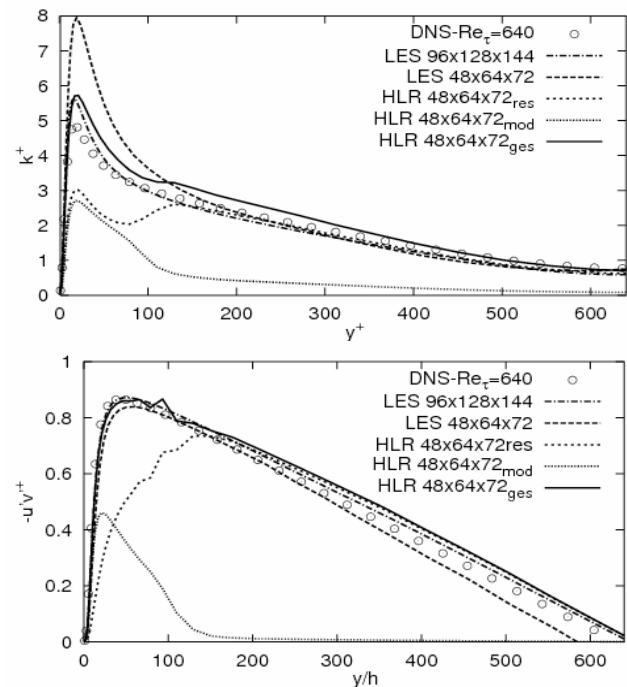


BILD 3: Turbulente kinetische Energie und Schubspannungsprofil der LES- und HLR-Rechnung

Der modellierte Teil wird durch das Modell bestimmt, der aufgelöste durch Mittelung des momentanen Geschwindigkeitsfeldes über eine bestimmte Zeitperiode. Aufgrund der instationären Behandlung der RANS-Schicht und der Anregung dieser Schicht durch das benachbarte LES-Gebiet, gibt es auch einen aufgelösten Anteil im der RANS-Region. Der modellierte Anteil wird merklich kleiner mit dem Übergang über das Interface, welches in diesem Fall bei  $y^+ \approx 100$  positioniert ist. Man kann an dieser Stelle einen kleinen Sprung in beiden Profilen sehen, der hauptsächlich von dem aufgelösten Anteil herrührt, die Berechnungsprozedur aber nicht beeinflusst.

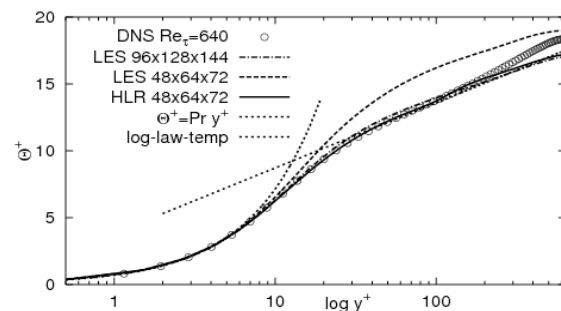


BILD 4: Mittlere Temperatur der LES und HLR-Rechnung

Der Vollständigkeit halber ist auch das mittlere Profil der Temperatur in Bild 4 dargestellt. Im Großen und Ganzen bringt es aber keine neuen Erkenntnisse sondern bestätigt das bereits gesagte. Ein wichtiger Punkt bezüglich der Methode soll dennoch an dieser Stelle wiederholt werden. Obwohl das forcing „nur“ für die Impulsgleichung durchgeführt wird, hat es auch die gleiche positive Wirkung in der Temperaturgleichung. Die Position des Interface in Bezug auf die Wand stellt einen sehr wichtigen Aspekt bezüglich der optimalen Balance zwischen aufgelösten und modellierten

Spannungen dar. Bild 5 zeigt das Verhalten der Turbulenzgrößen  $k$  und  $v_t$  bei Variation der Interface-Position. Es werden 3 verschiedene, vorher festgelegte Positionen untersucht. Das Gitter wird für diese Untersuchungen nochmals um den Faktor 2 in x und z-Richtung vergrößert, was effektiv einen Faktor von vier ergibt. Am Interface erfolgt keine besondere Behandlung. Im Falle der Position bei  $y^+ \approx 100$  ist der Sprung im  $k$ -Profil relativ betont und das Turbulenzlevel im LES-Gebiet ist stark überbestimmt. Der Grund dafür ist die zu grobe Auflösung in der LES-Region unmittelbar über dem Interface.

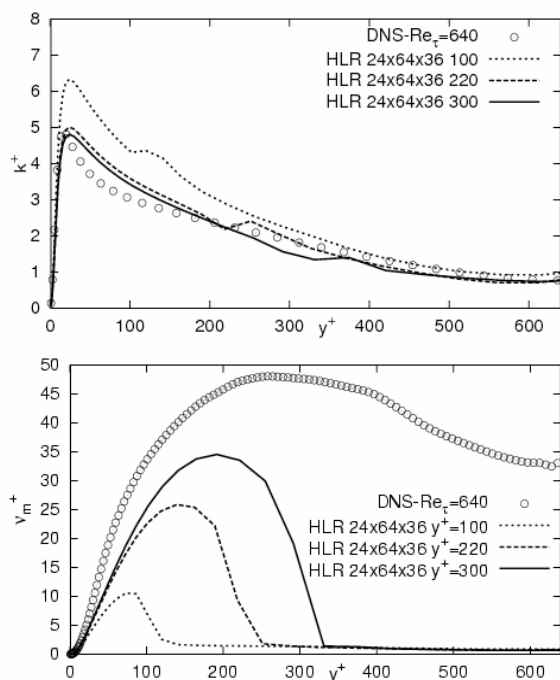


BILD 5: Einfluss verschiedener Interface-Positionen auf  $k$  und  $v_t$

Durch Verschieben des Interfaces weiter weg von der Wand, z.B. bis zu  $y^+ \approx 300$  wird die Auflösung wesentlich angenehmer für LES (der aufgelöste und der modellierte Anteil passen besser zusammen) und der Übergang in die RANS-Region erfolgt sanfter. Es ist außerdem interessant, zu erwähnen, dass die optimale Interface – Position, welche sich bei der Anwendung des schon beschriebenen variablen Interfaces ergibt, für dieses grobe Gitter ebenfalls bei  $y^+ \approx 300$  liegt. Im unteren Teil des Bildes 5 ist der Verlauf der turbulenten Viskosität für die verschiedenen Positionen dargestellt. Je weiter das Interface von der Wand weg ist, desto größer wird der modellierte Anteil.

### 3.2. Stufenströmung

Die Strömung über die zurückspringende Stufe ist eine der am häufigsten berechneten Konfigurationen mit abgelöster Strömung. Die Grenzschicht der Stufenwand löst an der Stufenkante ab und bildet unmittelbar hinter der Kante eine Rezirkulationszone bis zum Wiederanlegepunkt in einer bestimmten Entfernung aus. Anders als im Fall der Kanalströmung, ist diese Geometrie, aufgrund der hoch instationären abgelösten Scherschicht, die durch die Dynamik der großen Wirbelstrukturen bestimmt wird, sehr viel geeigneter für LES-Berechnungen. Dennoch ist für die korrekte Berechnung der Strömung die wandnahe Region

von entscheidender Bedeutung, so dass die Auflösung in Wandnähe nicht vernachlässigt werden darf. Der detailliert beschriebene Fall ist die Konfiguration mit Wärmeübertragung bei einer hohen Reynoldszahl von  $Re_H = 28000$  (Exp. Vogel und Eaton, 1985). Das Rechengebiet dieser Konfiguration ist in BILD 6 gezeigt.

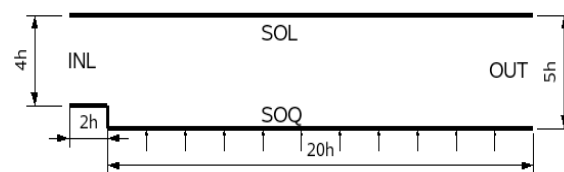


BILD 6: Rechengebiet der zurückspringenden Stufe bei hoher Reynoldszahl

Das Erweiterungsverhältnis liegt bei 1.25. In Tiefenrichtung werden periodische Randbedingungen angewendet. Der Ausstrom wird durch eine konvektive Auslassrandbedingung realisiert.

Die Diskretisierung des Rechengebietes bei der hohen Reynoldszahl erfolgt mit  $112 \times 100 \times 64$  bzw.  $56 \times 50 \times 32$  („1“) Punkten (ohne Kanaleinlass von  $2h$ ), was ca. 3 mal bzw. 24 mal gröber als das Gitter der LES von Akselvoll und Moin (1995) ist. Die instationären Einstromdaten, die einer sich entwickelnden Grenzschichtströmung entsprechen, werden mit Hilfe einer von Klein et al., 2003, vorgeschlagenen Methode erzeugt. Die gleiche Methode wird auch für die forcing-Technik adaptiert (siehe Abschnitt Modellbeschreibung). Die mittleren Strömungsgrößen, die zur Erzeugung der Einlassdaten benötigt werden, werden mit Hilfe einer separaten Reynoldsspannungsmodell-Berechnung erzeugt. Bei der Kopplung des Chien Modells und des Modells basierend auf der homogenen Dissipation, jeweils mit dem Standard Smagorinsky-Modell, zeigten sich ähnliche Ergebnisse (Bild 7).

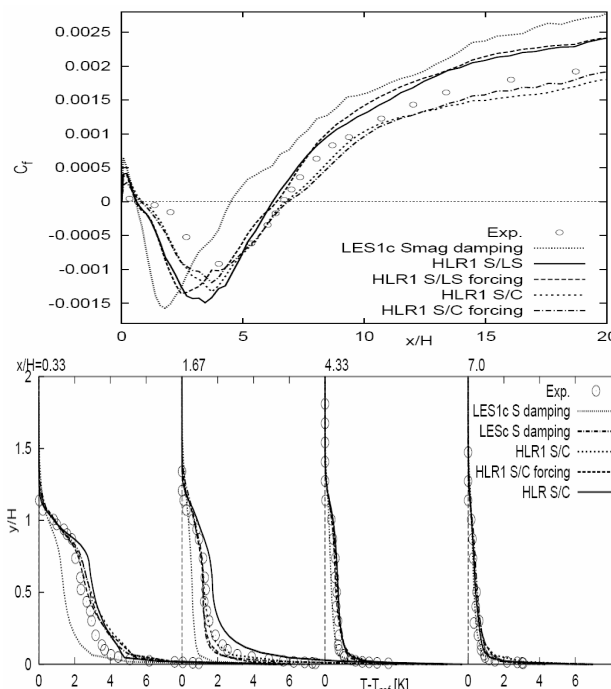


BILD 7:  $C_f$  und Temperaturverteilung im Falle der Stufenströmung mit hoher Reynoldszahl

Zusätzlich wird eine LES-Berechnung auf dem gleichen, groben Gitter durchgeführt. Außerdem wird bei der HLR-

Rechnung die Methode des variablen Interface angewandt (vgl. Bild 2). Die Ergebnisse für die Position des Wiederanlegepunktes verschiedener Rechnungen im Vergleich mit dem Experiment sind in Tabelle 1 zusammengefasst:

	Wiederanlegelänge ( $h$ =Stufenhöhe)	Zellenzahl [ $10^6$ ]
Experiment	6.7 h	-
LES (Dyn., Akselvoll)	6.74 h	2.25
LES1 grob (Smag.)	4.83 h	0.095
HLR1	6.76 h	0.095
low-Re $k$ - $\epsilon$ (Chien)	5.87 h	0.012

Tabelle 1: Vergleich der Wiederanlegelängen verschiedener Modelle mit dem Experiment

Das HLR-Ergebnis liegt sehr nahe am Experiment und an den Resultaten der dynamischen Smagorinsky-Berechnung von Akselvoll und Moin, 1995. Auffällig sind die Abweichungen der reinen LES auf dem groben Gitter und des Chien  $k$ - $\epsilon$  Modells. Umso interessanter ist es deshalb zu sehen, dass die Kombination der beiden Methoden, die für sich genommen große Abweichungen vom Experiment zeigen, im Rahmen der HLR Methode ein wesentlich besseres Ergebnis liefert.

In Bild 7 oben ist der Verlauf des Reibungsbeiwertes entlang der unteren Wand gezeigt. Beide hybriden Ergebnisse folgen dem Experiment recht gut. Der Unterschied zwischen den Berechnungen mit und ohne forcing bleibt relativ gering. Eine große Abweichung zeigt jedoch die grobe LES auf dem gleichen Gitter wie HLR. Bild 7 zeigt außerdem das Temperaturprofil an ausgewählten Schnitten. Auch hier wird deutlich, dass LES ab einer bestimmten Vergrößerung schlechte Ergebnisse liefert, während das HLR-Modell trotz Vergrößerung eine gute Vorhersage macht.

### 3.3. Zweidimensionales Flügelprofil

Als letzter Testfall wird die turbulente Strömung über ein wandmontiertes Flügelprofil (Bild 8, stellt die obere Hälfte eines Flügels des Typs Glauert-Goldschmidt bei einem Anstellwinkel von null Grad dar) bei einer hohen flügeliefenbasierten Reynoldszahl von  $Re_c=936000$  untersucht (Höhe 0.909C,  $C=0.42m$ ). Diese Strömung wurde experimentell am NASA Langley Research Center untersucht (Greenblatt et al., 2004). Das Problemgebiet (Abmessungen:  $6.14c \times 0.909c \times 0.152c$ ) wurde für eine LES mit fast 4 Mio. ( $426 \times 145 \times 64$ ) Zellen vernetzt. Das gröbere Gitter der DES, groben LES und HLR Rechnungen setzt sich aus 1.7-2.0 Mio. Zellen zusammen ( $426 \times 145 \times 28$  bzw.  $426 \times 145 \times 32$ ).

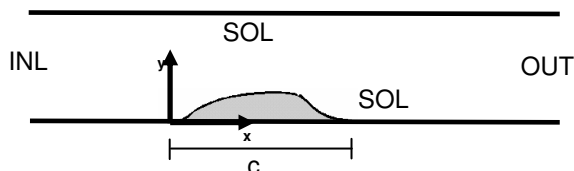


BILD 8: Problemgebiet der Strömung über das zweidimensionale Flügelprofil

Das Problemgebiet der DES-Rechnungen wird mit  $0.2c$  etwas vergrößert, um ein besser situiertes Interface zu erreichen ( $y_{ifce}^+ = 10$  -100 in der Rückströmzone und  $y_{ifce}^+ \approx$

250 im Gebiet um den Buckel). Dies ist in Bild 9 dargestellt. Man erkennt, dass im Fall der DES-Rechnung mit dem Standard-Gebiet ( $0.15c$  in  $z$ -Richtung) und 32 Punkten das Interface sehr nah an der Wand liegt. Dies führt in den Berechnungen zu schlechten Ergebnissen. Die Erweiterung auf  $0.2c$  und Verminderung der Zellenzahl auf 28 in dieser Richtung bringt das Interface weiter weg von der Wand. In dieser Konfiguration werden alle DES Rechnungen durchgeführt.

In allen LES- und DES-Berechnungen werden als Inletdaten  $2.14c$  stromaufwärts des Hügels verfügbare experimentelle Daten vorgegeben. Die instationären Einlassdaten der sich entwickelnden Grenzschichtströmung wurden wie schon im Falle der Stufenströmung mit Hilfe des Inflow-Generators von Klein et al. und einer separaten Reynoldsspannungsmodell-Berechnung mit dem Modell nach Hanjalic und Jakirlic (2002) erzeugt.

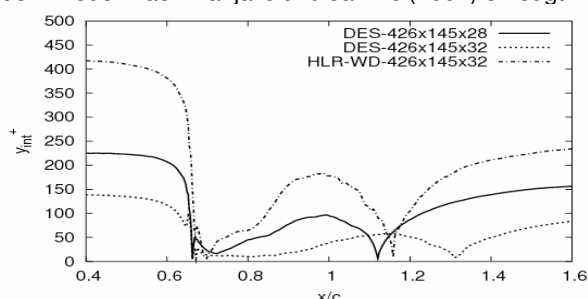
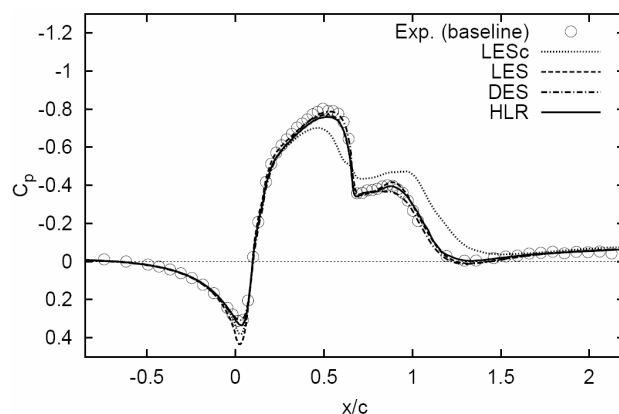


BILD 9: Interface-Position der hybriden Rechnungen

Neben einer Grundkonfiguration (baseline), bei der das Gebiet normal durchströmt wird, wird auch noch eine Konfiguration berechnet, in der an der Oberseite des Buckels durch einen Schlitz ein bestimmter Massenstrom abgesaugt wird. Dadurch kann die Rezirkulationszone verkürzt werden. In Bild 10 sind die Ergebnisse verschiedener Berechnungen für  $C_p$  entlang der unteren Wand im Grundfall (oben) und mit Absaugung (unten) aufgetragen.

Man erkennt, dass das HLR-Verfahren sehr gute Ergebnisse im Vergleich mit den anderen Berechnungsmethoden liefert. Vor allem die LES-Rechnung auf dem gleichen Gitter (LES-c) zeigt in der Grundkonfiguration deutliche Schwächen. Auffällig ist auch das wesentlich bessere Abschneiden des HLR-Verfahrens gegenüber der DES im Absaugungsfall. Hier kommt zum Tragen, dass das Interface der DES durch das Gitter festgelegt ist, im Falle der Absaugung folglich an genau der selben Stelle liegt, wie bei der Grundkonfiguration. Bei der HLR-Rechnung wird die Interface-Position automatisch über den Kontrollparameter  $k^*$  ermittelt. Dadurch ist für den Fall mit Absaugung eine Anpassung an die Strömung möglich.



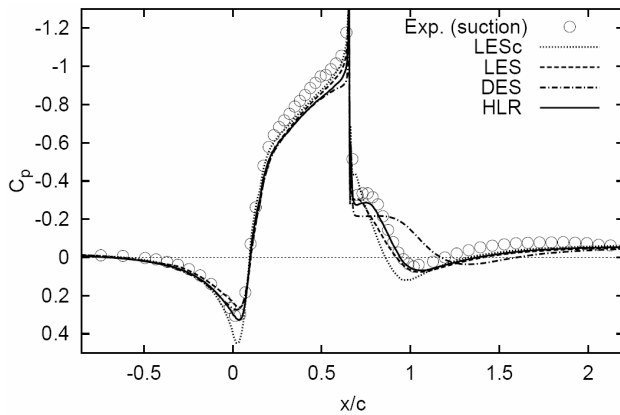


BILD 10:  $C_p$  für die Grundkonfiguration (oben) und Absaugung (unten)

#### 4. ANWENDUNG AUF BRENNKAMMERSTRÖMUNGEN

Nachdem die Tests mit dem hybriden Verfahren erfolgreich verlaufen sind, soll nun zum eigentlichen Ziel des Projektes übergegangen werden, der Anwendung des Verfahrens auf Brennkammerströmungen. Ausgewählt werden zwei unterschiedliche Konfigurationen:

- zum einen eine **Ringbrennkammer**, welche auch im Rahmen des Teilprojektes C2 des SFB vermessen wurde
- zum anderen eine **Rohrbrennkammer**, welche am Fachgebiet Strömungslehre und Aerodynamik vermessen wurde.

In beiden Fällen wird neben den Untersuchungen am Strömungsfeld auch noch Mischungsuntersuchungen durchgeführt. Diese können aufgrund der Analogie zwischen Wärme- und Stofftransport als Ersatz für die Temperaturgleichung zur Überprüfung der Güte des Skalartransportes mit der HLR-Methode herangezogen werden

##### 4.1. Ringbrennkammer

Merkmal der Ringbrennkammer ist ein geschlossener Ring, in dem die Drallerzeuger nebeneinander angeordnet sind. Zur Vereinfachung der Messungen, als auch der Rechnungen wird die Geometrie abgewinkelt und weiterhin nur ein Ausschnitt von 3 bzw. später 5 Drallerzeugern berücksichtigt (vgl. Bild 11). Da die Strömung als nahezu periodisch angesehen werden kann, bietet es sich für die Numerik an, nur einen Drallerzeuger mit periodischen Randbedingungen zu berechnen. Somit ergibt sich die in Bild 11 rechts unten dargestellte Ausgangsgeometrie. In vorangegangenen Projekten stellte sich heraus, dass die Berücksichtigung des Drallerzeugers für die richtige Beschreibung der Strömung wichtig ist. Deshalb wird er bei der Berechnung miteinbezogen. Er besteht aus zwei Ringen, in denen sich jeweils mehrere Nuten befinden und so ausgerichtet sind, dass der Strömung ein bestimmter Drall aufgeprägt wird. Außerdem wird die Strömung im Drallerzeuger in axiale Richtung umgelenkt. Die Strömung wird dabei so stark gestört, dass am Einlass, welcher sich direkt am Eingang der Kanäle befindet, ein stationäres Blockprofil für die Geschwindigkeit vorgegeben werden

kann, welches bei der Durchströmung des Drallerzeugers automatisch turbulent wird.

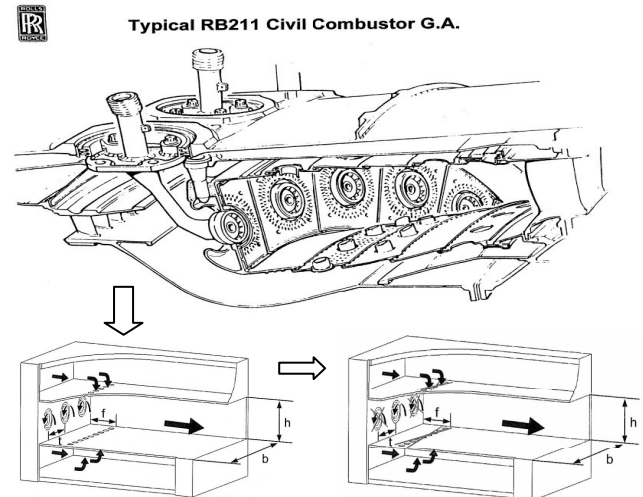


BILD 11: Beispiel einer Ringbrennkammer und vorge-nommene Vereinfachung für die SFB-Brennkammer

Beachtet werden muss jedoch, dass die Einströmungsrichtung nicht rein radial erfolgt, sondern eine gewisse Umfangskomponente besitzt. Die Aufteilung der Volumenströme auf die beiden Ringe erfolgt in Anlehnung an das Experiment. Der Ausstrom wird mit Hilfe einer konvektiven Randbedingung realisiert. Um möglichst wenig Rückwirkung auf die Strömung zu bekommen, wird dieser im Abstand von ca. 5 Brennkammerhöhen festgelegt.

Die Brennkammer wird bei zwei unterschiedlichen Impulsverhältnissen

$$(13) \quad J = \frac{v_j^2}{v_\infty^2} = \frac{\text{Impuls Sekundärluftstrahlen}}{\text{Impuls Hauptstrom}}$$

untersucht. Zum einen bei  $J=0$  (ohne Sekundärluft-einblasung) und bei  $J=100$ . Das Impulsverhältnis ist dabei ein Maß dafür, wie weit die Strahlen in die Brennkammer eindringen. Da bei dieser Brennkammer die Vermischung zwischen Hauptstrom und Sekundärstrom untersucht wird, kann im Fall  $J=0$  auch keine Vermischung berücksichtigt werden.

Das Berechnungsgitter besteht es ca. 3.7 Mio. Zellen in ca. 180 Blöcken. Da es das Ziel der hybriden Verfahren ist, Berechnungen auf groben Gittern durchzuführen, wird das vorhandene Gitter in allen drei Raumrichtungen um den Faktor 2 vergrößert, so dass ein Gitter mit ca. 460.000 Gitterpunkten zur Verfügung steht. Neben der Rechnung mit dem hybriden Modell (Smagorinsky+ Launder-Sharma), werden auf dem gleichen Gitter noch eine LES (Smagorinsky), sowie eine RANS Rechnung ( $k-\zeta-f$ ) durchgeführt. Eine RANS-Rechnung mit dem Launder-Sharma Modell wäre aus Vergleichsgründen wünschenswert gewesen, konnte aber nicht zur Konvergenz gebracht werden. Aus diesem Grund ist von der RANS-Seite her ein anderes Modell zum Einsatz gekommen. Die Experimentellen Daten stammen von Findeisen et al., 2006. Es wurden Horizontalschnitte in der Mitte der Brennkammer bei  $z=0$  aufgenommen. Die Ergebnisse werden an verschiedenen Schnitten durch diese Ebene in Strömungsrichtung dargestellt. Da die Einblaseebene der Sekundärluft im Experiment bei  $x=0$

positioniert ist, liegt der Ausstrom der Drallerzeuger bei  $x=-0.072$  bzw.  $x/L=-0.72$ . Bedingt durch Reflektionen an der Wand konnten Messwerte nur bis zu  $x/L=-0.6$  aufgenommen werden. Diese Position entspricht dem ersten dargestellten Schnitt. Die Ergebnisse für die Geschwindigkeiten in Axialrichtung (U) werden in Bild 12 dargestellt.

Man erkennt, dass die HLR-Rechnung dem experimentellen Verlauf gut folgen kann. In der U-Geschwindigkeit liegen die Maxima genau an der richtigen Position, was sich damit übersetzen lässt, dass der Öffnungswinkel der Strömung aus dem Drallerzeuger heraus korrekt berechnet wird.

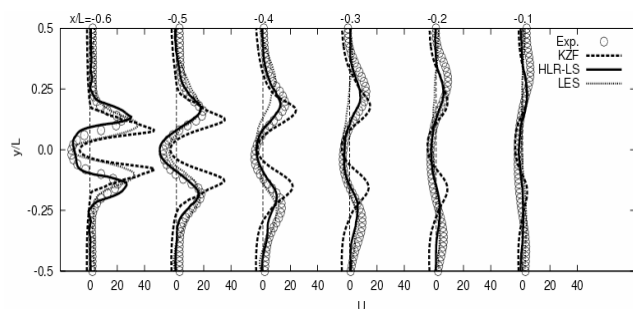


BILD 12: Horizontalschnitte der axialen Geschwindigkeit in der SFB Brennkammer bei  $J=0$

Sowohl bei LES, als auch bei der reinen RANS-Rechnung ist das nicht der Fall, der Öffnungswinkel scheint hier zu flach zu sein. Auch bezüglich der Spannungen zeigt das HLR-Verfahren ein gutes Ergebnis (Bild 13).

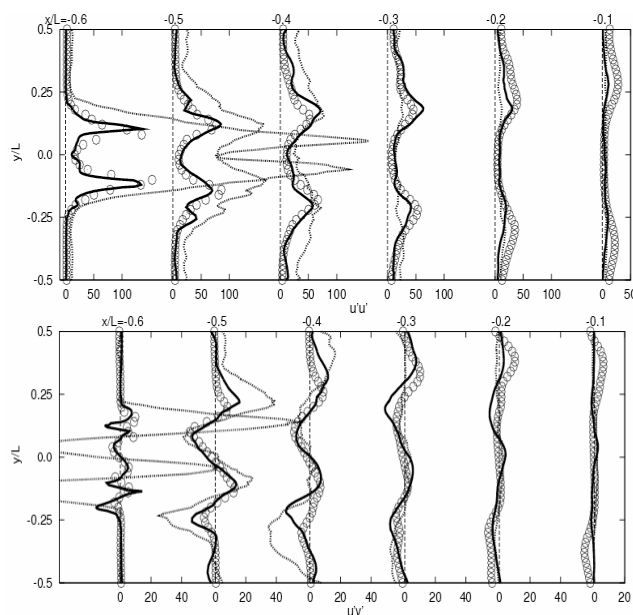


BILD 13: Spannungen der SFB Brennkammer bei  $J=0$

Die Spannungen werden bei LES deutlich überbewertet, was bei größeren Auflösungen ein typisches Verhalten ist. Neben der Auswertung im physikalischen Raum ist es auch interessant, sich Spektren bestimmter Messpunkte anzuschauen, um Informationen über vorhandene Frequenzen zu bekommen. Im Experiment wurde dies an drei verschiedenen Messpunkten dadurch realisiert, dass man mittels LDA Zeitreihen der Geschwindigkeit aufgenommen hat. Über den Autokorrelationskoeffizienten und anschließende Fourier-Transformation gelangt man dann zum Leistungsdichtespektrum, welches den Energieinhalt der einzelnen Frequenzen beschreibt.

Ist eine bestimmte Frequenz in der Strömung dominant, dann wird das in diesem Spektrum durch einen Peak sichtbar.

In der numerischen Rechnung (HLR-Methode) wird dies in gleicher Weise einfach dadurch realisiert, dass an diesen 3 Punkten zu jedem Zeitpunkt der Geschwindigkeitswert und hier zusätzlich noch der Druck in einer Datei abgespeichert wird. Die Bearbeitung dieser Werte erfolgt analog der der experimentellen Daten. In Bild 14 sind die Leistungsdichtespektren für die drei Geschwindigkeitskomponenten an einem der 3 Punkte dargestellt. Dabei wurde der Punkt ausgewählt, der sich in der abgelösten Scherschicht befindet. Man erkennt deutlich einen Peak in der U- und V-Geschwindigkeit, der bei  $f \approx 1470$  Hz liegt. Im Experiment zeigte sich ein Peak bei 1450 Hz, der sehr nah am numerischen Ergebnis liegt. Die beobachtete Frequenz gehört zu einer für Gasturbinen-Brennkammern typischen Wirbelstruktur, dem so genannten Precessing-Vortex-Core (PVC). Dass der Peak nicht in der W-Geschwindigkeit auftaucht liegt daran, dass sich dieser PVC an der Messstelle nur in U- bzw. V-Richtung bewegt, nicht in W-Richtung.

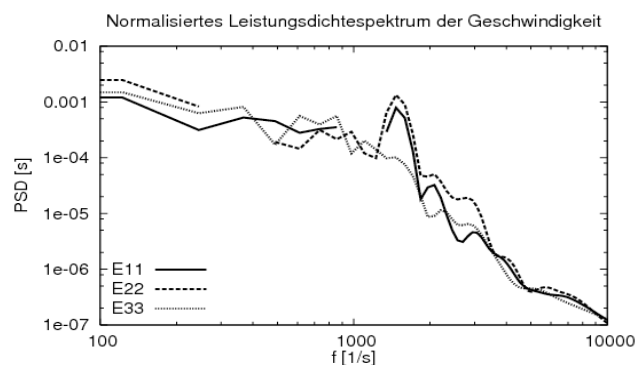


BILD 14: Leistungsdichtespektrum der Geschwindigkeiten

Bei  $J=100$  wird die Sekundärlufteinblasung und damit in diesem Fall auch die Vermischung berücksichtigt. Bezüglich des Strömungs- und Spannungsprofils stellt sich ein sehr ähnliches Bild wie bei  $J=0$  ein. Aus diesem Grund wird darauf nicht mehr eingegangen. Interessant ist jedoch das Ergebnis bezüglich der Mischung (Bild 15):

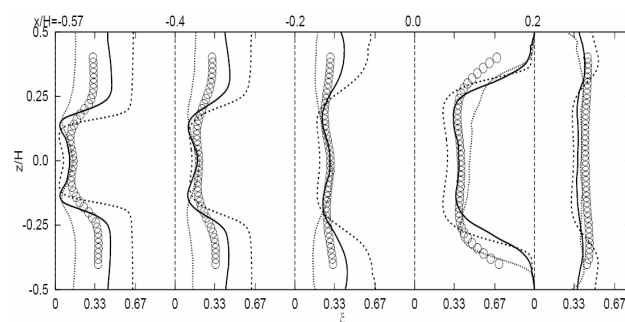


BILD 15: Mischungsgrad in Vertikalschnitten für  $J=100$

Die Einblaseebene befindet sich bei  $x=0$ , an welcher Stelle der Mischungsgrad mit einem Wert von 1 in die Brennkammer eintritt. Durch die sich im vorderen Teil ausbildende Rückströmzone wird dieser Mischungsgrad auch in diesen Bereich transportiert. Man erkennt erneut, dass das HLR-Verfahren die beiden Einzelmethoden LES und RANS vorteilhaft kombiniert und somit ein besseres Ergebnis erzeugt.

## 5. ZUSAMMENFASSUNG

Im Rahmen der dargestellten Arbeit wurde eine zonale hybride LES/RANS-Methode für den Impuls-, Wärme- und Stofftransport entwickelt und in den Strömungslöser FASTEST implementiert. Mit diesem Verfahren ist es möglich, beliebige Grobstrukturmodelle (LES) mit unterschiedlichen statistischen Modellen (RANS) zu koppeln, um damit in Wandnähe eine bessere Beschreibung der Strömung zu erreichen. Konkret wurde dabei auf LES-Seite das Nullgleichungsmodell nach Smagorinsky in der ursprünglichen und in der dynamischen Form sowie das Eingleichungsmodell nach Yoshizawa verwendet. Auf RANS-Seite kamen im Bereich der Zweigleichungsmodelle das Chien-Modell, das Launder-Sharma-Modell und ein auf der homogenen Dissipation basierendes  $k-\varepsilon_h$ -Modell zum Einsatz. Als fortgeschrittenes Modell wurde das Viergleichungsmodell  $k-\varepsilon-\zeta-f$  verwendet.

Schlüsselfrage bei der Kopplung sind die Maßnahmen und Verfahren in Bezug auf die Trennfläche zwischen den beiden Methoden. Diesbezüglich wurden in der Arbeit drei Verfahren vorgeschlagen. Als erstes ist ein indirektes oder auch implizites Blenden zu nennen, welches auf einfache aber effektive Weise einen möglichst kontinuierlichen Übergang der RANS-Werte zur LES-Seite ermöglicht. Der zweite wesentliche Punkt ist die Verwendung einer speziellen forcing-Technik, welche durch Erzeugung künstlicher, korrelierter Fluktuationen den Informationsverlust durch die starke Dämpfung in der RANS-Schicht ausgleicht. Dabei wurde wie auch im ersten Fall vor allem Wert auf Einfachheit, Effizienz und die Anwendbarkeit im Fall komplexer Geometrien gelegt. Der dritte Punkt ist die Verwendung einer variablen, im Laufe der Rechnung sich selbst adaptierenden Trennfläche. Zur Positionierung der Trennfläche wurden mehrere Möglichkeiten im Programm vorgesehen.

Mit Hilfe zahlreicher Testfälle wurde die Tauglichkeit des Verfahrens in den unterschiedlichsten Strömungskonfigurationen und Situationen untersucht. Dabei wurden sowohl Fälle mit niedrigen, als auch mit hohen Reynoldszahlen, von ihrer Struktur her ein-, zwei- und dreidimensionale, isotherme und temperaturabhängige sowie Probleme mit konstanten und variablen Stoffwerten untersucht. Es stellte sich heraus, dass das LES/RANS-Verfahren vielversprechende Ergebnisse liefert, die in vielen Fällen eine erhebliche Reduzierung der Gitterpunkte im Vergleich zu einer reinen LES erlauben. Bezüglich der räumlichen Auflösung sind Vergrößerungen um einen Faktor von ca. 4 - 8, bezüglich der zeitlichen Auflösung eine Erhöhung der Schrittweite um einen Faktor von 2 - 4 bei vergleichbarem Ergebnis möglich. Insbesondere bei integralen und wandbezogenen Werten zeigt sich beim hybriden Verfahren mit geringfügiger Erhöhung des Aufwands eine deutliche Verbesserung gegenüber der LES auf dem gleichen Gitter.

In der Anwendung auf zwei reale Brennkammergeometrien inklusive Drallerzeuger ließ sich dieses Verhalten bestätigen, so dass ein wertvolles Werkzeug für die Berechnung geschaffen werden konnte. Der größte Vorteil liegt bei den aus dem Drallerzeuger kommenden Profilen und bei den turbulenten Scheinspannungen innerhalb der Kammer, welche nicht die für grobe LES typische starke Überbewertung zeigen. Zusätzlich zu den temperaturbehafteten Strömungen im Rahmen der Testfälle, kamen im Fall der Brennkammergeometrien noch Mischungsuntersuchungen hinzu.

## 6. REFERENZEN

- [1] Abe, H., Kawamura, H., and Matsuo, Y. (2004): Surface heat-flux fluctuations in a turbulent channel flow up to  $Re_\tau=1020$  with  $Pr=0.025$  and  $0.71$ . *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 25, pp. 404-419
- [2] Akselvoll, and Moin, P. (1995): Large eddy simulation of turbulent confined coannular jets and turbulent flow over a backward-facing step. Technical Report TF-63, Dept. of Mechanical Engineering, Stanford University
- [3] Chien, K.-Y. (1982): Predictions of Channel and Boundary-Layer Flows with a Low-Reynolds-Number Turbulence Model. *AIAA Journal*, Vol. 20(1), pp. 33-38
- [4] Davidson, L. and Dahlström, S. (2005): Hybrid LES/RANS: computation of the flow around a three-dimensional hill. *6<sup>th</sup> Int. Symp. on Eng. Turbulence Modelling and Measurements*, Sardinia, Italy, Mai 23-25
- [5] Fröhlich, J., Mellen, C.P., Rodi, W., Temmerman, L., and Leschziner, M.A. (2005): Highly resolved large-eddy simulation of separated flow in a channel with streamwise periodic constrictions. *J. Fluid Mech.*, Vol. 526, pp. 19-66
- [6] Hamba, F. (2003): A hybrid RANS/LES simulation of turbulent channel flow. *Theoret. Comp. Fluid Dynamics*, Vol. 16, pp. 387-403
- [7] Hanjalic, K., Hadziabdic, M., Temmerman, L., and Leschziner, M. (2003): Merging LES and RANS Strategies: Zonal or Seamless Coupling? *5<sup>th</sup> Workshop on Direct and Large-Eddy Simulations – DLES5*, Munich, Germany
- [8] Jakirlic, S., Jester-Zürker, R., and Tropea, C. (2002): Report on 9<sup>th</sup> ERCOFTAC/IAHR/ COST Workshop on Refined Turbulence Modelling. October, 9-10, 2001, Darmstadt University of Technology, *ERCOFTAC Bulletin*, No. 55, pp. 36-43
- [9] Jakirlic, S., and Hanjalic, K. (2002): A new approach to modelling near-wall turbulence energy and stress dissipation. *J. Fluid Mech.*, Vol. 539, pp. 139-166
- [10] Klein et al. (2003): A digital filter based generation of inflow data for spatially developing direct numerical or large-eddy simulations. *J. Comp. Physics*, Vol. 186, pp. 652-665
- [11] Kniesner, B., Šarić, S., Mehdizadeh, A., Jakirlić, S., Hanjalić, K., Tropea, C., Sternel, D., Gauß, F. and Schäfer, M. (2007): Wall Treatment in LES by RANS Models: Method Development and Applications to Aerodynamic Type Flows and Swirl Combustors. *ERCOFTAC Bulletin*, No. 72
- [12] Kniesner, B. (2008): A hybrid LES/RANS method for conjugated flow, heat and mass transfer with relevance to combustor configurations. Dissertation, FG SLA, Technische Universität Darmstadt
- [13] Mason, P.J., and Callen, N.S. (1986): On the magnitude of the subgrid-scale eddy coefficient in large-eddy simulation of turbulent channel flow. *J. Fluid Mech.*, Vol. 162, pp. 439-462
- [14] Piomelli, U., Balaras, E., Pasinato, H., Squires, K.D., and Spalart, P.R. (2003): The inner-outer layer interface in large-eddy simulations with wall-layer models. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 24, No. 4, pp. 538-550
- [15] Sagaut, P. (2005): *LES for Incompressible Flows*, Springer
- [16] Temmerman, L., Hadziabdic, M., Leschziner, M.A., and Hanjalic, K. (2005): A hybrid two-layer URANS-LES approach for large eddy simulation at high Reynolds numbers. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 26, pp. 173-190
- [17] Vogel, J.C., and Eaton, J.K. (1985): Combined heat transfer and fluid dynamics measurements downstream of a backward-facing step. *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 107, pp. 922-929
- [18] Yoshioka, S., Obi, S., and Masuda, S. (2001): Turbulence statistics of periodically perturbed separated flow over backward-facing step. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 22, pp. 393-401
- [19] Yoshizawa, A., and Horiuti, K. (1985): A statistically-derived subgrid-scale kinetic energy model for the large-eddy simulation of turbulent flows. *J. Phys. Soc. Jpn.*, Vol. 54, pp. 2834-2839