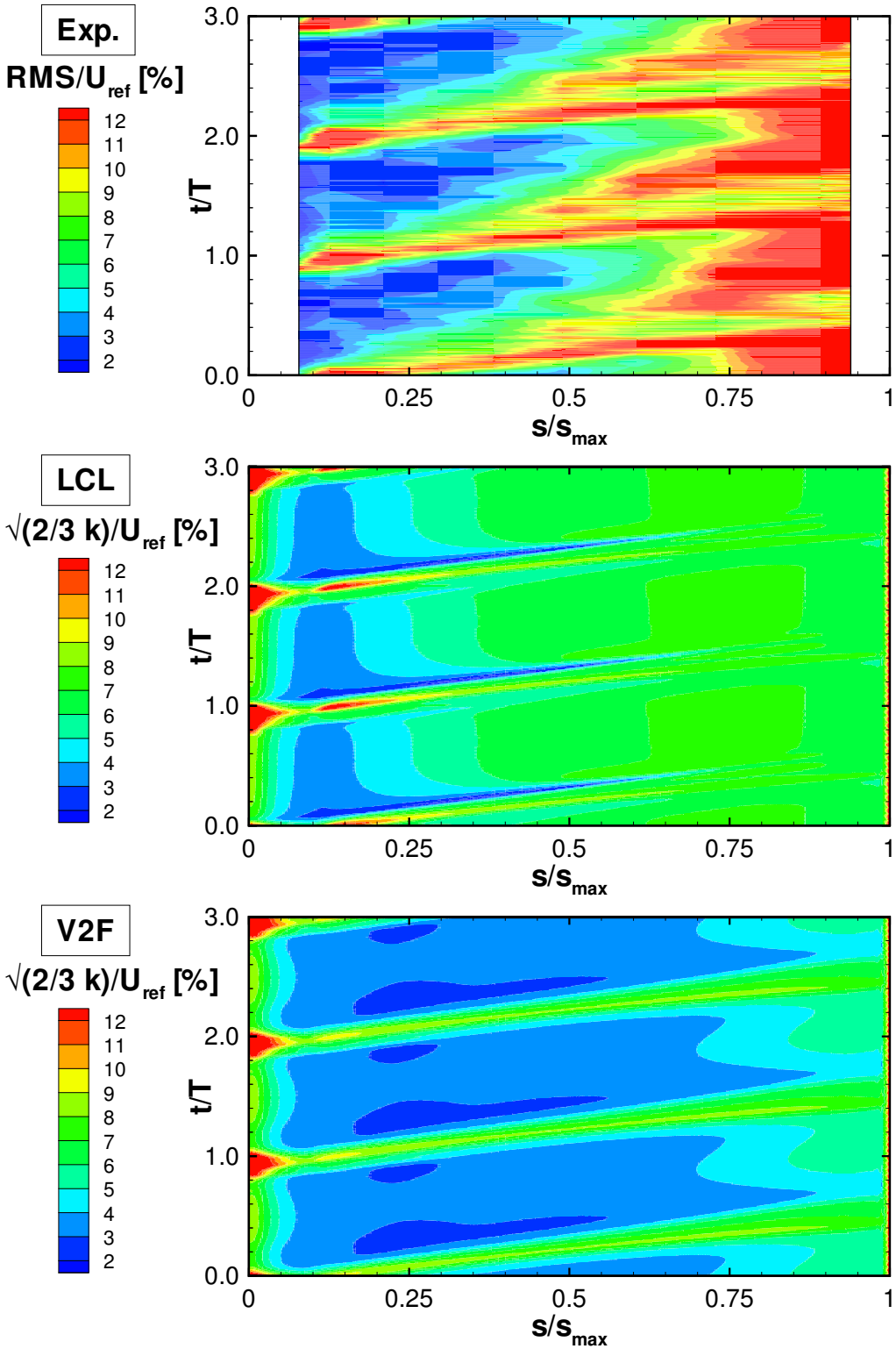

Abb. 8.12: Weg-Zeit-Diagramme der Turbulenzintensität bei $y = 0.5\,\mathrm{mm}$ über der Druckseite

Sowohl auf der Saug- als auch auf der Druckseite zeigt sich, dass die Ergebnisse des LCL-Modells stark von einer sehr früh einsetzenden und rasch abgeschlossenen Transition beeinflusst werden. Bereits für die ungestörte Anströmung konnte dies beobachtet werden. Interessant ist allerdings die Tatsache, dass sich für das LCL-Modell im Anschluss an die Rückfront eines turbulenten Fleckens der Transitionsbeginn temporär stromauf verschieben kann. Im Kontext der nachlaufinduzierten Transition lässt sich diese Beobachtung mit der Wirkung einer beruhigten Zone bzw. „calmed region“ (siehe Abschnitt 2.4) in Verbindung bringen. Das $v^{'2}$-f Modell weist ein ähnliches Verhalten auf und erlaubt insbesondere auf der Saugseite eine sehr gute Reproduktion der turbulenten und laminaren Bereiche. Bemerkenswert ist die sehr gute Wiedergabe des Zusammenwachsens aufeinanderfolgender Turbulenzflecken bei $s/s_{\max} \approx 0.75$ auf der Saugseite. Der druckseitige Vergleich mit den experimentellen Daten zeigt für das $v^{'2}$-f Modell schmälere turbulente Zonen, die in einer zu weitreichenden Ausprägung der laminaren Grenzschichtbereiche resultieren.

Abbildung 8.13 zeigt die zeitlichen Verläufe der Impulsverlustdicke δ_2 und des Formparameters H_{12} an zwei charakteristischen Positionen auf der Saugseite, und zwar $s/s_{\max} = 0.424$ sowie $s/s_{\max} = 0.753$. Um die Einflüsse der Instationarität unmittelbar bewerten zu können, sind die Integralparameter auf die entsprechenden experimentellen bzw. numerischen Werte des ungestörten Falls bezogen. Das instationäre Anwachsen der Impulsverlustdicke, wenn ein Nachlaufsegment über die Grenzschicht wandert, ist an beiden Positionen deutlich zu erkennen. An der ersten Position ist die Impulsverlustdicke in der Lage, nach der Passage des Nachlaufs auf den Wert der laminaren Grenzschicht bzw. der ungestörten Anströmung zu relaxieren. An der zweiten Position, $s/s_{\max} = 0.753$, befindet sich die Transition in einem späten Stadium, wodurch die Werte von δ_2 im Mittel über dem stationären Wert liegen. Der Formparameter erfährt vergleichbare Änderungen, d.h. die Werte von H_{12} liegen unterhalb des stationären Vergleichswertes, wann immer ein Nachlaufsegment die in Frage kommende Position passiert. Insgesamt kann das $v^{'2}$-f Modell die experimentell ermittelten Verläufe besser wiedergeben als das nichtlineare k-ε Modell. Die Fluktuationen, die für beide Modelle den raschen Änderungen von δ_2 bzw. H_{12} vorauseilen, müssen auf die durch massives Vortex-Shedding beeinflussten Nachlaufstrukturen zurückgeführt werden. Aus den ensemble-gemittelten Vergleichsdaten des Experiments lassen sich diesbezüglich keine Aussagen ableiten.

Ähnliche Beobachtungen gelten für die zeitlichen Verläufe von $\delta_2/\delta_{2,0}$ und $H_{12}/H_{12,0}$ auf der Druckseite, die für die Positionen $s/s_{\max} = 0.295$ sowie $s/s_{\max} = 0.729$ in Abbildung 8.14 dargestellt sind. Analog zu den bereits diskutierten Weg-Zeit-Diagrammen tritt hierbei deutlich in Erscheinung, dass die Grenzschicht auf der Druckseite mit einer anderen Wirkungsdauer der Nachlaufsegmente beaufschlagt wird als dies saugseitig der Fall ist. Zurückzuführen ist dies auf das unterschiedliche Beschleunigungsverhalten: Saugseitig unterliegt die Strömung ab $s/s_{\max} \approx 0.25$ einem positiven Druckgradienten, was sich in einer erhöhten Deformation und Ausmischung der Wake-Segmente auswirkt. Das $v^{'2}$-f Modell zeigt sich auch auf der Druckseite dem nichtlinearen k-ε Modell überlegen. Insbesondere können Details des instationären Verhaltens, z.B. der Peak und die Asymmetrie des Zeitschriebs bei $s/s_{\max} = 0.729$, gut mit dem V2F-Modell erfasst werden.

Einen umfassenden Einblick in die zeitliche Entwicklung der Profilgrenzschichten erlauben die Weg-Zeit-Diagramme des Formparameters H_{12}, die in Abbildung 8.15 für das $v^{'2}$-f Modell

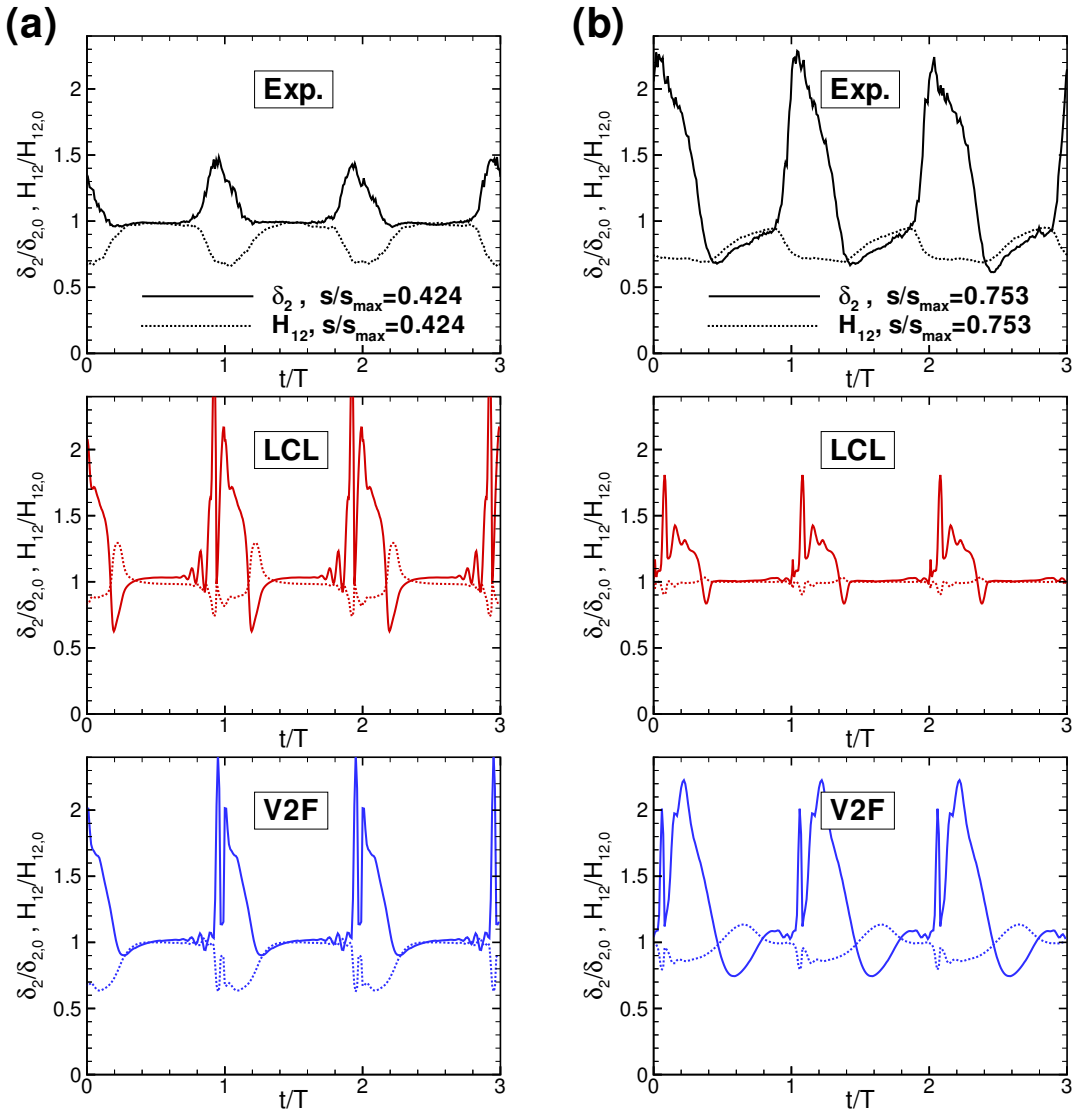

Abb. 8.13: Zeitliche Variation der Impulsverlustdicke $\delta_2/\delta_{2,0}$ sowie des Formparameters $H_{12}/H_{12,0}$ auf der Saugseite bei $s/s_{\max} = 0.424$ (a) und $s/s_{\max} = 0.753$ (b)

dargestellt sind. Für diese Betrachtung liegen keine experimentellen Vergleichsdaten vor. Die Entwicklung der transitionalen Streifen sowie die Koexistenz laminarer und turbulenter Zonen ist druck- und saugseitig deutlich zu erkennen. Auffallend ist der konstante Anstieg des Formparameters auf der Druckseite im Bereich $0.1 \leq s/s_{\max} \leq 0.15$. Dieser ist auf die lokale Verzögerung der Grenzschicht zurückzuführen, die mit dem Verlauf des Druckbeiwerts C_p (Abbildung 8.4) korrespondiert. Ablösungen treten in diesem Bereich zu keinem Zeitpunkt auf.

In Abbildung 8.16 ist der zeitliche Verlauf der Absolutgeschwindigkeit für einen Profilabstand von $y = 2.5\,\mathrm{mm}$ aufgetragen, wobei die entsprechenden experimentellen bzw. numerischen Werte der ungestörten Anströmung als Referenzgrößen herangezogen werden. Die Wahl des

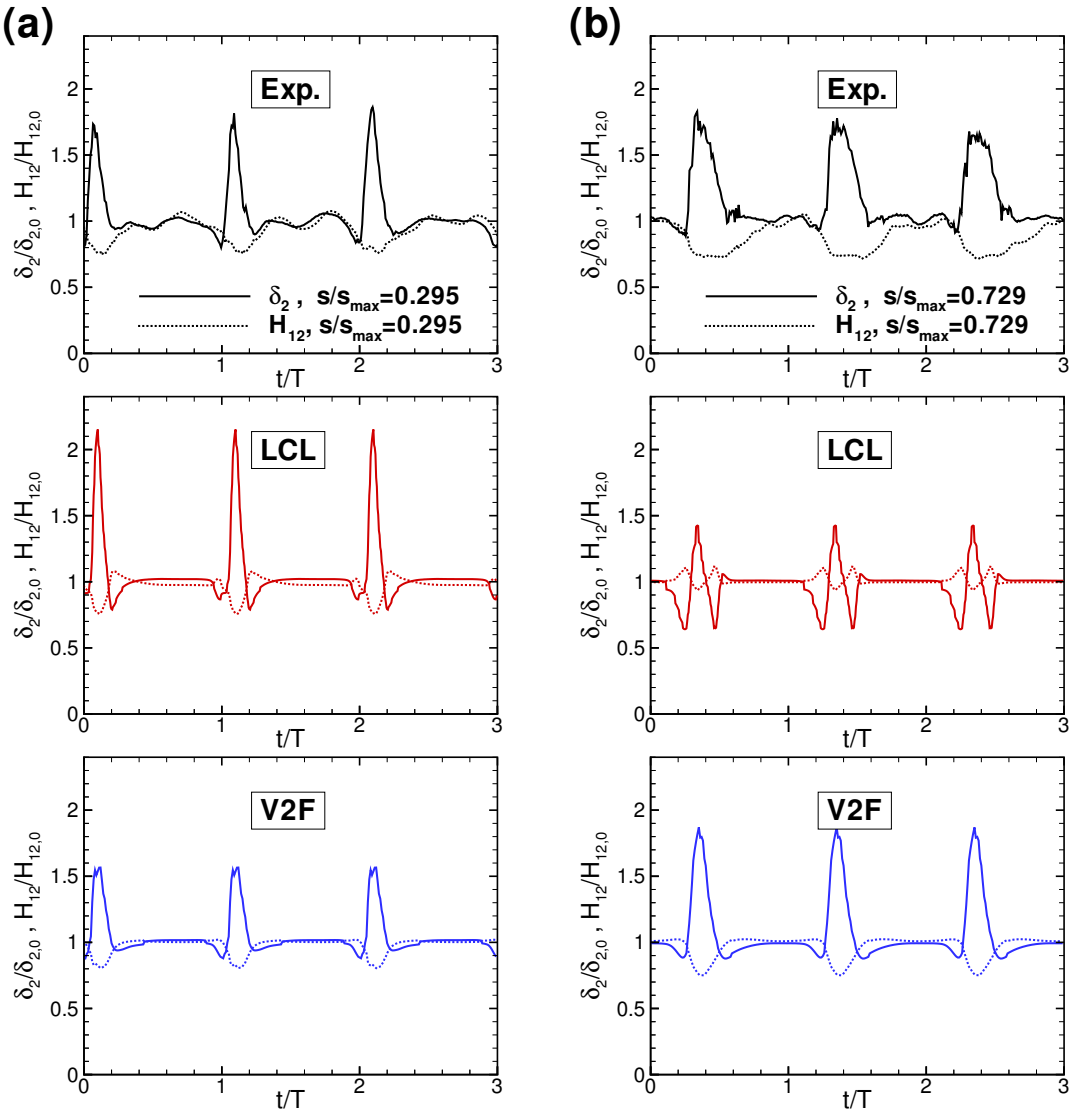

Abb. 8.14: Zeitliche Variation der Impulsverlustdicke $\delta_2/\delta_{2,0}$ sowie des Formparameters $H_{12}/H_{12,0}$ auf der Druckseite bei $s/s_{\max} = 0.295$ (a) und $s/s_{\max} = 0.729$ (b)

Profilabstands ist willkürlich; bis auf die erste Position nahe der Profil-Vorderkante liegt dieser Abstand nach Pappu [89] stets innerhalb der Grenzschichten. An der ersten Messposition auf der Saugseite zeigt das Geschwindigkeitsprofil einen geringen Defekt, der von den Simulationsergebnissen mit einer Überlagerung der deterministischen Instationärität der Wirbelablösung wiedergegeben wird. Weiter stromauf nimmt die Variation der Geschwindigkeit zu, was qualitativ nur mit dem v'^2-f Modell beschrieben wird. Auf der Druckseite weisen die gemessenen Geschwindigkeitsprofile zunächst eine starke Asymmetrie auf, ein Indiz für starke Krümmungseffekte und Druckgradienten. Stromab nehmen diese Effekte ab, resultierend in nahezu symmetrischen Geschwindigkeitsverteilungen. Tendenziell geben beide Turbulenzmodelle dieses Verhalten wieder, wenngleich die zeitliche Ausdehnung für die stromabliegenden Positionen zu gering berechnet wird.

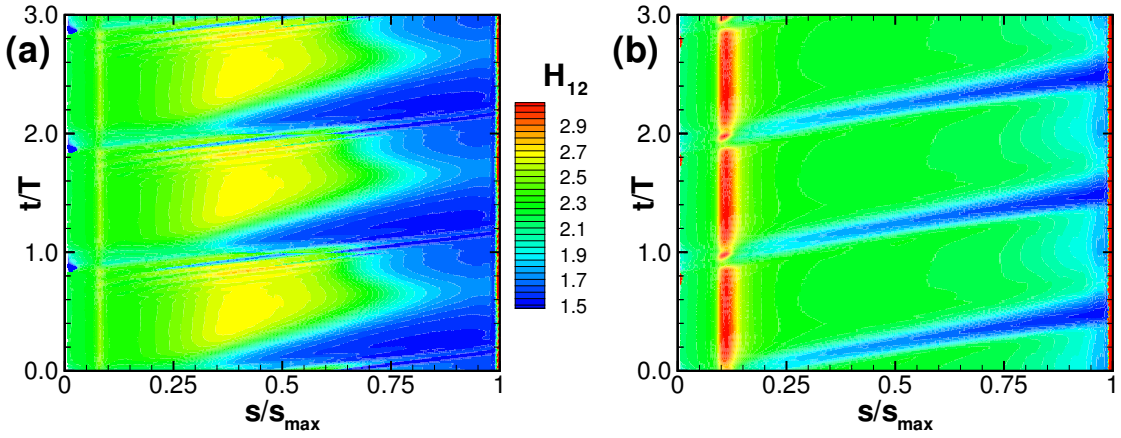

Abb. 8.15: Weg-Zeit-Diagramm des Formparameters H_{12} auf der Saugseite (a) und Druckseite (b); Simulation mit dem v'^2-f Modell

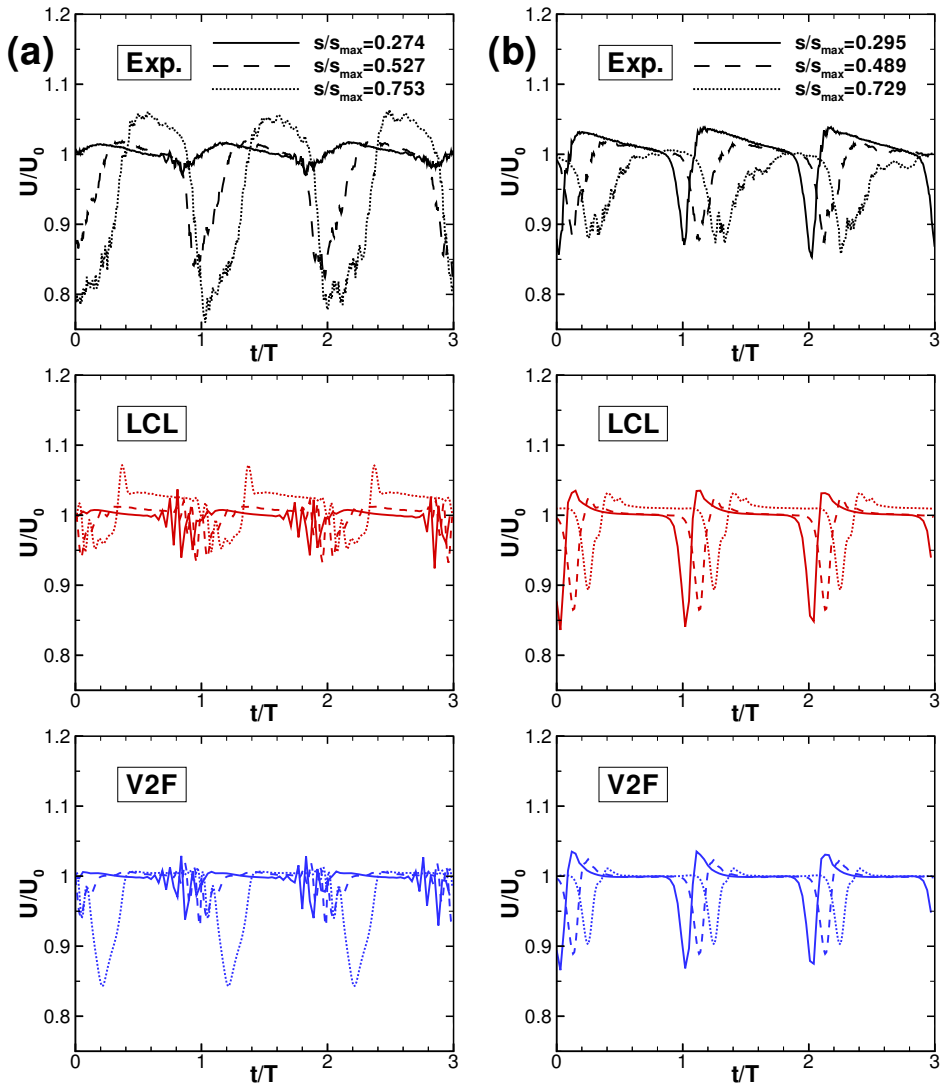

Abb. 8.16: Zeitliche Variation der bezogenen Absolutgeschwindigkeit U/U_0 bei $y = 2.5\,\mathrm{mm}$ über der Saugseite (a) und der Druckseite (b) an je drei Positionen in Stromrichtung

In Abbildung 8.17 sind dimensionslose Geschwindigkeitsprofile auf der Saug- und Druckseite mit der Zeit als Parameter in semi-logarithmischer Darstellung aufgetragen. An jeweils einer Position in Stromrichtung, $s/s_{\max} = 0.209$ auf der Saugseite bzw. $s/s_{\max} = 0.21$ auf der Druckseite, wird als Referenzwert die zum jeweiligen Zeitpunkt bei $y = 10\,\mathrm{mm}$ Profilabstand ermittelte Absolutgeschwindigkeit U_{ref} herangezogen.

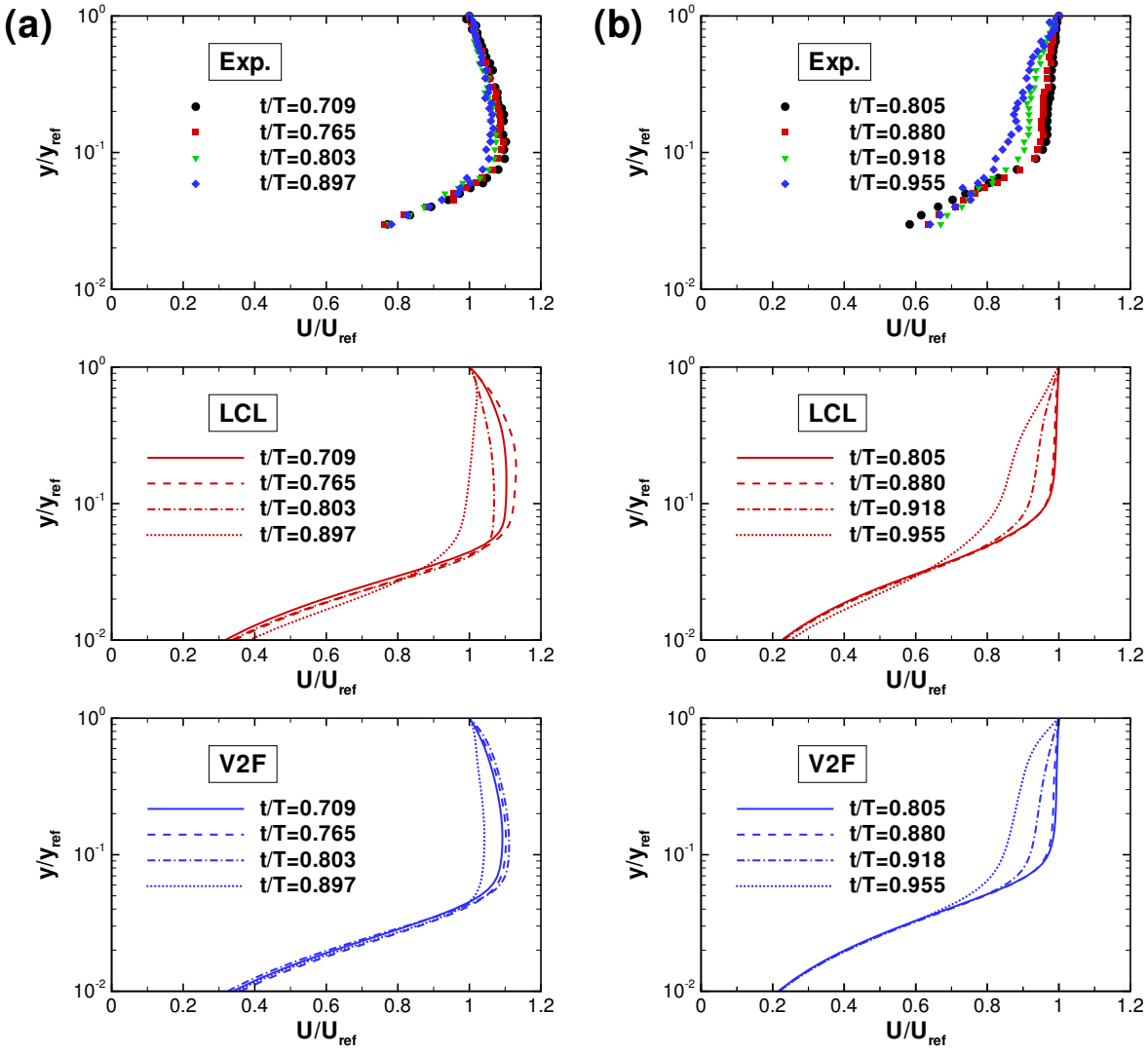

Abb. 8.17: Zeitliche Variation der bezogenen Geschwindigkeitsprofile U/U_{ref} bei $s/s_{\max} = 0.209$ auf der Saugseite (a) und $s/s_{\max} = 0.21$ auf der Druckseite (b)

Ausgehend von einem Zustand, bei dem die Grenzschicht nur der Freistromturbulenz unterworfen ist, wird mit den aufeinander folgenden Zeitpunkten t/T sichergestellt, dass zuletzt die Strömung vollständig unter dem Einfluss der Nachlaufturbulenz steht. Zur Verdeutlichung der zeitlichen Entwicklung können die Weg-Zeit-Diagramme 8.11 und 8.12 herangezogen werden, wobei die entsprechenden Positionen $s/s_{\max} = \mathrm{const.}$ zu betrachten sind. Aufgrund der fehlenden Wandkorrektur in den Messungen sind die ersten fünf Messwerte in unmittelbarer

Wandnähe nicht dargestellt. Die experimentellen Daten zeigen auf der Saugseite den zunehmenden Einfluss der Nachlaufturbulenz, wodurch die Geschwindigkeiten von einem laminaren zu einem turbulenten Profil übergehen. Dieses Verhalten wird von beiden Turbulenzmodellen wiedergegeben. Fluktuationen, die vor allem für das $v^{'2}$-f Modell zwischen dem ersten und dem letzten Zeitpunkt beobachtet werden, lassen sich unter Hinzuziehung des s-t-Diagramms (Abbildung 8.11) erklären: An der betrachteten Stelle $s/s_{\max} = 0.209$ eilt ein schmales turbulentes Band voraus, bevor die Turbulenzintensität kurzzeitig fällt. Erst danach steigt die Turbulenzintensität an und die Geschwindigkeitsprofile reagieren entsprechend. Druckseitig zeigen die Modelle LCL und V2F nur geringe Unterschiede und in den Geschwindigkeitsprofilen lässt sich ein stetiger Übergang erkennen.

8.5 Globale Interpretation des Strömungsfeldes

In diesem Abschnitt werden weitere Effekte der instationären Strömung im Turbinengitter diskutiert, deren Interpretation auf der Visualisierung von numerischen Strömungsgrößen basiert. Hierbei werden ausschließlich Simulationsergebnisse des $v^{'2}$-f Modells ausgewertet. Die Analyse geht zwar über die Messdatenerfassung der experimentellen Untersuchung hinaus, sie kann zum Verständnis einzelner Effekte allerdings sehr dienlich sein.

Die zeitliche Entwicklung des globalen Strömungsfeldes kann anhand der Konturen der turbulenten kinetischen Energie verfolgt werden, die zu vier Zeitpunkten einer Zylinderpassage in Abbildung 8.18 dargestellt sind. Auf beiden Profiloberflächen ist die Anfachung von turbulenten Flecken durch die Zylindernachläufe deutlich zu erkennen. Auf der Druckseite kann zum Zeitpunkt $t/T = 0.25$ das Nacheilen der Flecken-Rückfronten gegenüber dem Wake-Bereich beobachtet werden. Zu diesem Zeitpunkt ist die Grenzschicht im hinteren Bereich der Saugseite bereits massiv gestört. Das Abschwimmen der turbulenten Flecken und der Übergang zu einem Grenzschichtumschlag, wie er bei ungestörter Anströmung beobachtet werden kann, dominiert die profilnahe Strömung zu den darauf folgenden Zeitpunkten. Interessant ist die Beobachtung, dass mit der vorliegenden Simulation nicht nur hinter den Nachlauferzeugern, sondern auch hinter dem Turbinengitter von-Karman-Wirbelstrukturen berechnet werden (Gleiches gilt für die Simulationen mit den Modellen FLB und LCL).

Auffällig ist an der untersuchten Gitterströmung die sehr hohe Scherung der Nachlaufsegmente, die nahe der Profil-Saugseite sehr konzentriert in Erscheinung tritt. Dies kann auf eine Überlagerung verschiedener Effekte zurückgeführt werden. Einerseits ist die Konvektionsrate von Fluidpartikeln über der Saugseite generell höher als über der Druckseite. In der Nähe der Profil-Vorderkante tritt andererseits deutlich in Erscheinung, dass die vordere Front des ankommenden Nachlaufs früher entlang der Saugseite beschleunigt wird als die nacheilenden Wake-Bereiche. Bis der Nachlauf somit vollständig zerhackt ist, wird sich die Vorderfront des Nachlaufsegments bereits stark in Stromrichtung ausgedehnt haben. In Abbildung 8.18 ist dieses Verhalten sehr deutlich für den Übergang des Zeitpunkts $t/T = 0.75$ auf $t/T = 0.0$ zu erkennen. Die Geschwindigkeits- bzw. Druckgradienten im Bereich der Profilnase sind auf der Druckseite geringer (siehe C_p-Verlauf, Abbildung 8.4), wodurch der beschriebene Effekt in der Nähe der Saugseite besonders ausgeprägt ist.