

# Studienarbeit

Numerische Untersuchung zur Nachlaufstabilisierung hinter  
Tragflügeln mit Gurney-Flaps



Sebastian Tietze  
Matrikelnummer: 184386

Betreuer:  
Prof.Dr.-Ing. F. Thiele  
Dr.-Ing. M. Schatz

01.März 2004

## **Zusammenfassung**

Diese Studienarbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung der Nachlaufeigenschaften von Tragflügeln mit Gurney-Flaps. Untersucht wurden die Auswirkungen von Gurney-Flaps auf die aerodynamischen Beiwerte und Möglichkeiten zur Nachlaufstabilisierung anhand eines Laminar-Profiles, HQ17. Diese Arbeit bezieht sich auf die Ergebnisse von W. Bechert [1] bzw. Günther/Knacke [11] und führt diese weiter. Für das gegebene Profil wurden stationäre sowie instationäre Rechnungen für verschiedene Möglichkeiten der Nachlaufstabilisierung: Gurney-Flap, Splitter-Plate, Stabilisatoren und Strömungskörper ausgeführt. Ziel dieser Arbeit ist es die verschiedenen Möglichkeiten der Nachlaufstabilisierung auszuwerten und zu vergleichen.

Die selbständige und eigenhändige Anfertigung versichere ich an Eides statt.

Berlin, den

---

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Aufgabenstellung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Einleitung</b>	<b>6</b>
2.1	Gurney - Prinzip und Entstehung . . . . .	6
2.2	Möglichkeiten und Beispiele . . . . .	6
2.3	HQ17-Laminarprofil . . . . .	7
2.4	Nachlaufstabilisation . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Numerische Strömungsberechnung</b>	<b>10</b>
3.1	Navier-Stokes-Gleichung . . . . .	11
3.2	Turbulenzmodelle . . . . .	11
3.2.1	Zwei-Gleichungsmodell (k- $\epsilon$ -Modell) . . . . .	12
3.3	Diskretisierung . . . . .	12
3.3.1	Zeitdiskretisierung . . . . .	12
3.3.2	Diskretisierung im Raum . . . . .	13
3.3.3	Druckkorrektur . . . . .	13
<b>4</b>	<b>Gittergenerierung</b>	<b>13</b>
<b>5</b>	<b>Strömungsstrukturen des HQ17-Profiles</b>	<b>17</b>
5.1	Experimentelle Ergebnisse . . . . .	18
<b>6</b>	<b>Modifizierte Gurney-Flaps</b>	<b>20</b>
6.1	Gurney-Flap . . . . .	20
6.2	Splitter-Plate . . . . .	21
6.3	Stabilisatoren . . . . .	22
6.4	Strömungskörper . . . . .	22
6.5	Tiefengesetzter Strömungskörper . . . . .	27
<b>7</b>	<b>Vergleich der Variationen</b>	<b>27</b>
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>28</b>

## Abbildungsverzeichnis

1	Laminarprofil HQ-17 . . . . .	7
2	Abmessungen des Profils mit Gurney-Flap . . . . .	8
3	Abmessungen des Profil mit Gurney-Flap und Splitter-Plate . . . . .	9
4	Abmessungen des Profils mit Gurney-Flap und Stabilisatoren . . . . .	9
5	Abmessungen des Profils mit Gurney-Flap und Kombination Stabilisator und Strömungskörper . . . . .	10
6	$y^+$ Verlauf aufgetragen über der dimensionslosen Länge $x/c$ für alle Profile . . . . .	14
7	Details des Gitters für das Profil mit Gurney-Flap . . . . .	15
8	Details des Gitters für das Profil mit Splitter-Plate . . . . .	16
9	Details des Gitters für das Profil mit Stabilisatoren . . . . .	16
10	Details des Gitters für das Profil mit Stömungskörper . . . . .	17
11	Verlauf des Druckbeiwerts für das HQ17-Profil (clean, Numeri- sche Simulation) . . . . .	19
12	Fourieranalyse des Auftriebsbeiwertes für das HQ17-Profil (clean)	19
13	Stromlinienverlauf und Lambda2-Wert des Referenzprofils (clean)	20
14	Darstellung des statischen Drucks (Farbskala) und Stromlinien des Profils mit Gurney-Flap bzw. Splitter-Plate (Momentauf- nahme der instationären Rechnung) . . . . .	23
15	Darstellung des statischen Drucks (Farbskala) und Stromlinien des Profils mit Stabilisator bzw. Strömungskörper (Momentauf- nahme der instationären Rechnung . . . . .	23
16	Veranschaulichung der Wirbelstärke (Vorticity) für die Profile mit Gurney-Flap und Splitter-Plate (Momentaufnahme der in- stationären Rechnung) . . . . .	24
17	Veranschaulichung der Wirbelstärke (Vorticity) für die Profile mit Stabilisator und Strömungskörper (Momentaufnahme der instationären Rechnung) . . . . .	24
18	Fourieranalyse des Auftriebsbeiwertes des HQ17-Profiles mit Gurney- Flap bzw. mit Splitter-Plate . . . . .	24
19	Fourieranalyse des Auftriebsbeiwertes des HQ17-Profiles mit Sta- bilisator bzw. mit Strömungskörper . . . . .	25
20	Darstellung des Lambda2-Wertes der Profile mit Gurney-Flap und Splitter-Plate (Momentaufnahme der instationären Rech- nung) . . . . .	25
21	Darstellung des Lambda2-Wertes der Profile mit Stabilisator und Strömungskörper (Momentaufnahme der instationären Rech- nung) . . . . .	25
22	Turbulente Energie der Profile mit Gurney-Flap und Splitter- Plate . . . . .	26
23	Turbulente Energie - Profile mit Stabilisator und Strömungskörper	26
24	Vergleich des Druckbeiwertverlaufs der verschiedenen Konfigu- rationen . . . . .	29

---

25	Vergleich des Frequenzspektrums des Auftriebsbeiwertes der verschiedenen Konfigurationen (Fourieranalyse) . . . . .	29
26	Vergleich des $C_a$ -Wertes der Konfigurationen für die instationäre (links) bzw. stationäre Rechnung (rechts) . . . . .	30
27	Vergleich des $C_w$ -Wertes der Konfigurationen für die instationäre (links) bzw. stationäre Rechnung (rechts) . . . . .	30

## Tabellenverzeichnis

1	Aerodynamische Beiwerte des HQ17-Profiles ohne Modifikationen (Numerische Simulation, instationär) . . . . .	18
2	Experimentelle Ergebnisse von Bechert [1] . . . . .	20
3	Vergleich der aerodynamischen Beiwerte der verschiedenen Konfigurationen (Numerische Simulation, instationär) . . . . .	21
4	Auftriebs-Widerstandsverhältnis $\varepsilon(\alpha = 0)$ aller Varianten . . . . .	28

---

# 1 Aufgabenstellung

Kleine parallel zur Hinterkante von Tragflügeln montierte Klappen, sog. Gurney-Flaps, wurden zunächst in der Fahrzeugaerodynamik entwickelt, haben sich jedoch auch in der Luftfahrt als nützliche Hilfsmittel erwiesen, um bei minimalem konstruktiven Aufwand die Wirkung von Auf- bzw. Abtriebskörpern zu vergrößern.

Ihre Wirkung auf die integralen Beiwerte von Tragflügelumströmungen wurde bereits ausführlich experimentell und numerisch untersucht [1][2][3][4]. Diese Arbeiten haben gezeigt, daß sich zwar der Auftrieb vergrößern läßt, dies aber stets mit einem Anstieg des Widerstands verbunden ist. Ein Grund dafür liegt in der Ausbildung von Instabilitäten im Nachlauf der Klappen, die auch zu verstärkter Lärmentwicklung führen. Im Rahmen dieser Arbeit soll deshalb das instationäre Stömungsfeld hinter einem Gurney-Flap mit Hilfe einer numerischen Simulation untersucht werden, um die relevanten Strömungsphänomene zu identifizieren. Auf dieser Basis sollen unterschiedliche konstruktive Maßnahmen zur Stabilisierung des Nachlaufs untersucht werden. Erste Vorschläge zur Verminderung von Widerstand und Lärm im Nachlauf von Gurneys werden von Bechert u.a. [1] gemacht. Ausgehend davon soll zunächst recherchiert werden, ob sich in der jüngsten Vergangenheit weitere Arbeiten mit ähnlichen Fragestellungen beschäftigt haben. Die Simulationen sollen mit Hilfe des am HFI entwickelten Programmpakets ELAN2 für zweidimensionale Strömungen auf der Basis der Reynoldsgemittelten Navier-Stokes Gleichungen (RANS) durchgeführt werden. Ziel ist es, die Strömungsstrukturen im Nachlauf der Gurney-Flaps zu beschreiben. Dafür sollen geeignete Visualisierungen erstellt und ausgewertet werden. Daran anschließend sollen ähnliche Simulationen für veränderte Konfigurationen durchgeführt werden und deren Möglichkeiten der Nachlaufstabilisierung bewertet werden. Mögliche Konzepte können Splitterplates [5] oder Nachlaufkörper [1] sein.

## 2 Einleitung

### 2.1 Gurney - Prinzip und Entstehung

Das Gurney-Flap ist nach Dan Gurney, einem amerikanischen Rennfahrer benannt. Aufgrund von zu langsamen Rundenzeiten seines Team und inspiriert von den Erfolgen der Spoiler Experimente bei Ferrari-Rennwagen schlug er 1971 seinem Team vor, einen kleinen Spoiler am hinteren Ende des Heckflügels anzubringen. Innerhalb von 45 Minuten wurde der erste Gurney-Flap, ein aufgeschraubter Winkel entlang der Hinterkante des Heckflügels auf den Rennwagen montiert. Zwar wurden die Rundenzeiten nicht besser doch der Fahrer stellte einen anderen Effekt fest, das Heck des Autos wurde so stark auf die Straße gedrückt, daß das Auto sehr stark untersteuerte. Nachdem die aerodynamische Balance des Autos durch eine stärkere Abtriebskraft am Frontflügel wieder hergestellt wurde, stand neuen schnellen Rundenzeiten nichts mehr im Wege. Gurney gab die weiteren Untersuchungen und das Patentieren in die Hände von McDonnell Douglas. Heute ist die Auftriebs- bzw. Abtriebsgewinnung mit Hilfe des Gurney-Flaps im Rennsport weit verbreitet.<sup>1</sup>

### 2.2 Möglichkeiten und Beispiele

Auch für die Luftfahrt bleibt das Gurney-Flap interessant. Gerade für die Start- und Landekonfigurationen der Verkehrsflugzeuge ist das Thema von Auftriebsgewinn bei minimaler Komplexität der zu verwendenden Bauteile von Bedeutung. Moderne Hoch-Auftriebs-Konfigurationen bestehen aus komplizierten und teuren Mehrfachklappensystemen. Diese könnten durch Gurney-Flaps ergänzt werden, um so zu noch besseren Steigraten und aerodynamischen bzw. aeroakkustischen Werten zu führen. (Mit aeroakkustisch ist hier die mögliche Lärminderung mit Hilfe von aerodynamisch angepaßten Bauteilen gemeint)

In der Arbeit von Jang, James, Ross, Cummings [9] finden wir am Beispiel einer Rechnung für ein NACA 4412 Profil die Bestätigung das ein Gurney-Flap den Auftriebskoeffizient und das Abnickmoment erhöht. Ebenso zum Ergebnis gehörte die Feststellung, daß die Größe des Gurney-Flaps nicht vernachlässigt werden kann. Ab Größen von 1.25% Profillänge als Höhe des Flaps wurde das Verhältnis von Auftriebsgewinn zu Widerstandserhöhung zu schlecht, so das sich nur die Betrachtung von Gurney-Flaps der Höhe  $<1.25\%$  lohnt.

Als weiteres Beispiel sei hier die Arbeit von Li, Wang, Zhang [10] genannt, welche die Auswirkung des Gurney-Flaps auf ein 3-dimensionalen Delta-Flügel untersucht. Auch hier kam man zu dem Ergebnis, daß das Gurney-Flap eine Erhöhung des Auftriebs und Widerstands und eine Herabsenkung des Stall-Winkels führt.

In der Arbeit von Carrannanto, Storms, Ross, Cummings [6] wurde das Gurney-Flap in ein multi-element Profil, d.h. Hauptflügel und eine Klappe integriert.

---

<sup>1</sup>Story von Keith Howard, September Ausgabe des Motorsport Magazine 2001, England



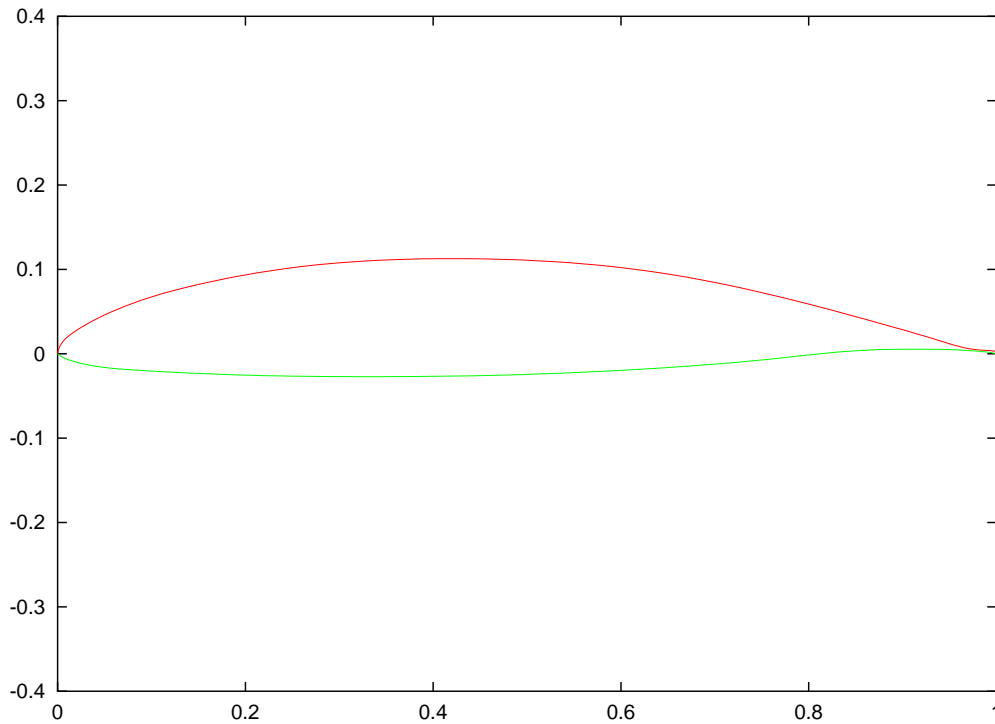


Abbildung 1: Laminarprofil HQ-17

Das Flap wurde am Ende des Hauptflügels angebracht und hatte als Wirkung das die Strömung fast optimal auf die Klappe umgelenkt wurde anstatt gerade durch den Spalt zu strömen. Das Gurney-Flap erzielte hier eine ähnliche Wirkung wie kompliziert konstruierte Ausblas- oder Absaugmechanismen.

### 2.3 HQ17-Laminarprofil

Für die Berechnungen in dieser Arbeit wurde das Tragflügelprofil HQ-17 benutzt. Es handelt sich hierbei um ein für den Segelflug entworfenes Laminarprofil des DLR mit geringem Widerstand. Die auffälligsten Merkmale sind für einen Laminarflügel typisch: eine große Dickenrücklage sowie ein ausgeprägter S-Schlag auf der Unterseite. Eine weitere Eigenschaft dieses Profils ist eine stumpfe Hinterkante, welche später als Teil des Gurney-Flaps integriert wurde. Siehe Abbildung 1.

### 2.4 Nachlaufstabilisation

Daß mit Hilfe von Gurney-Flaps ein Auftriebsgewinn erreicht werden kann, ist in vielen Arbeiten zu diesem Thema hinreichlich gezeigt worden. Mit diesem Auftriebsgewinn verbunden ist immer auch eine Erhöhung des Widerstands. Dieser Widerstand soll nun mit Hilfe verschiedener Nachlaufkonfigurationen verkleinert werden. Hierfür wurden in dieser Arbeit verschiedene Konfigura-

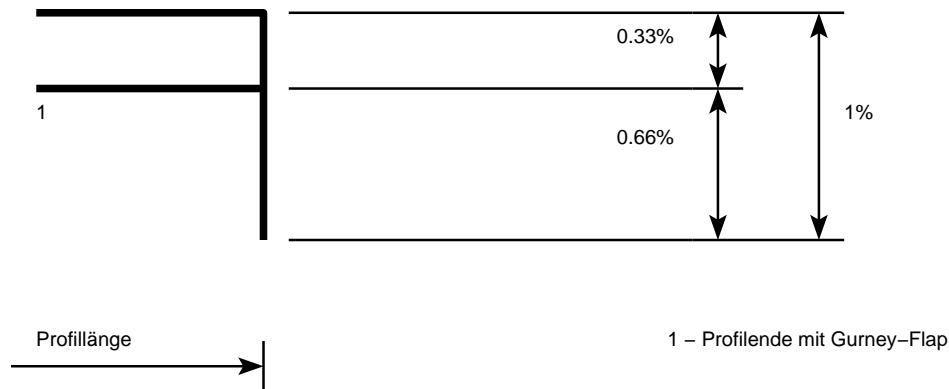


Abbildung 2: Abmessungen des Profils mit Gurney-Flap

tionen untersucht. Weiterhin soll die von Bechert [1] beobachtete diskrete Frequenz, welche auf die Wirbelstärke hindeutet untersucht und validiert werden. In den Abbildungen 2 bis 5 sind die verschiedenen Anordnungen und Abmaße von Nachlaufstabilisatoren zu sehen. Untersucht wurden also folgende Konfigurationen:

1. Das HQ-17 Laminarprofil für verschiedene Anstellwinkel
2. Das Profil mit einem einfachen Gurney-Flap wobei die Länge des Flap auf 1 Prozent der Profillänge des HQ17 festgesetzt wurde.
3. Das Profil mit dem einfachen Gurney-Flap und einer sogenannten Splitter-Plate welche zentriert am Gurney-Flap anschließt und die gleiche Länge wie das Gurney-Flap hat.
4. Das Profil mit dem einfachen Gurney-Flap und zwei Stabilisator-Körpern in einem Abstand von jeweils 0,6% Profillänge.
5. Das Profil mit dem einfachen Gurney-Flap und einem Stabilisator-Körper sowie einem Strömungskörper im Nachlauf im Abstand von 0,6% bzw. 1,2% Profillänge.
6. (Das Profil mit dem einfachen Gurney-Flap und einem Strömungskörper, welcher tiefer gesetzt wurde)
7. (Berechnung aller Konfigurationen für weitere Anstellwinkel von  $\alpha = -1^\circ, 2^\circ, 4^\circ$ )

Als Referenz bzw. Vergleich wurden zusätzlich die Rechnungen des originalen Profils ohne jegliche Erweiterungen aus der Arbeit von Guenther/Knacke [11] herangezogen.

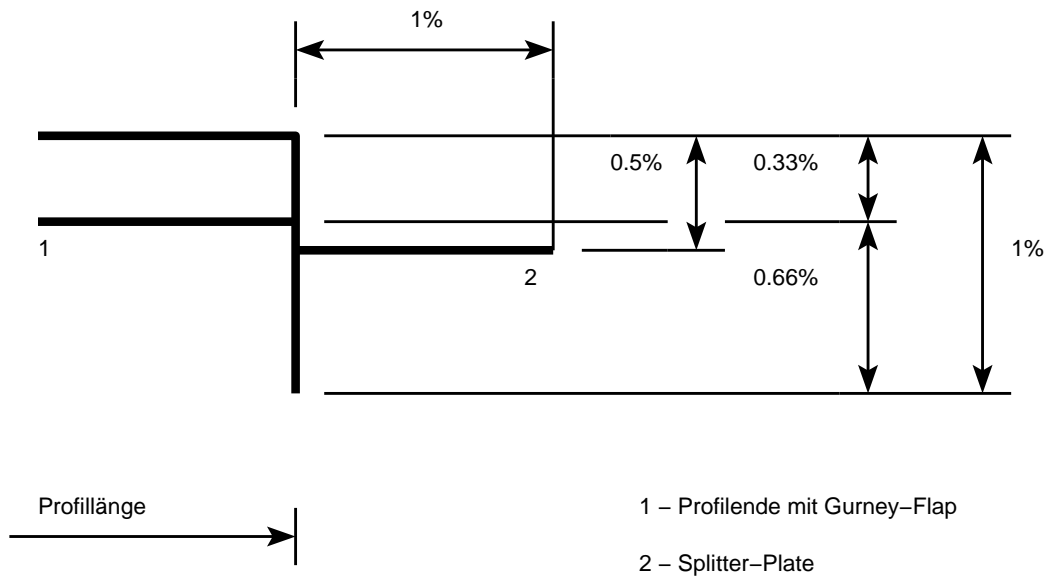


Abbildung 3: Abmessungen des Profil mit Gurney-Flap und Splitter-Plate

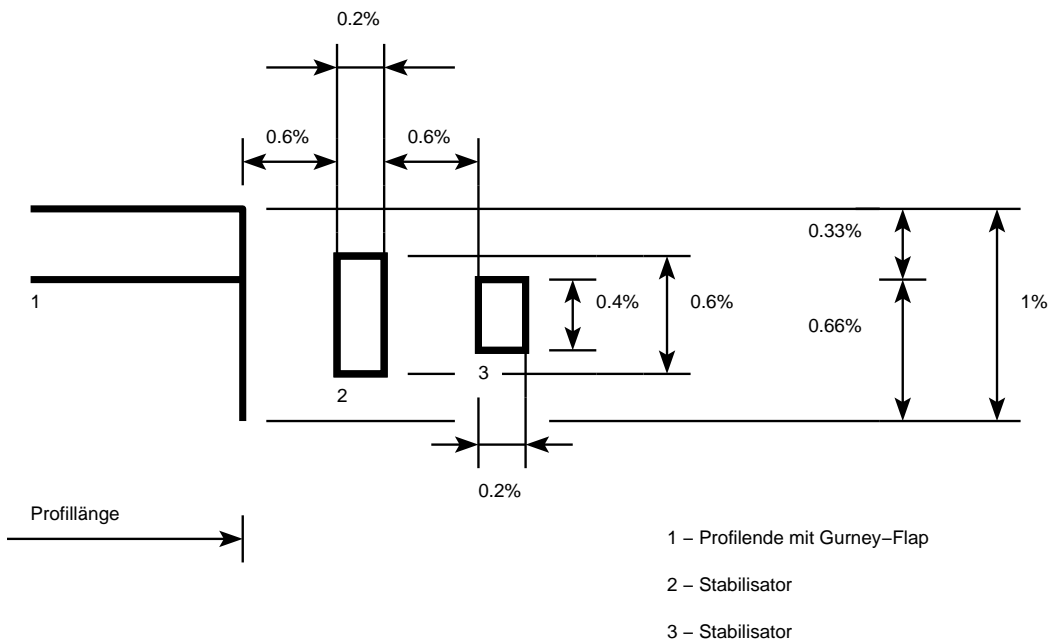


Abbildung 4: Abmessungen des Profils mit Gurney-Flap und Stabilisatoren

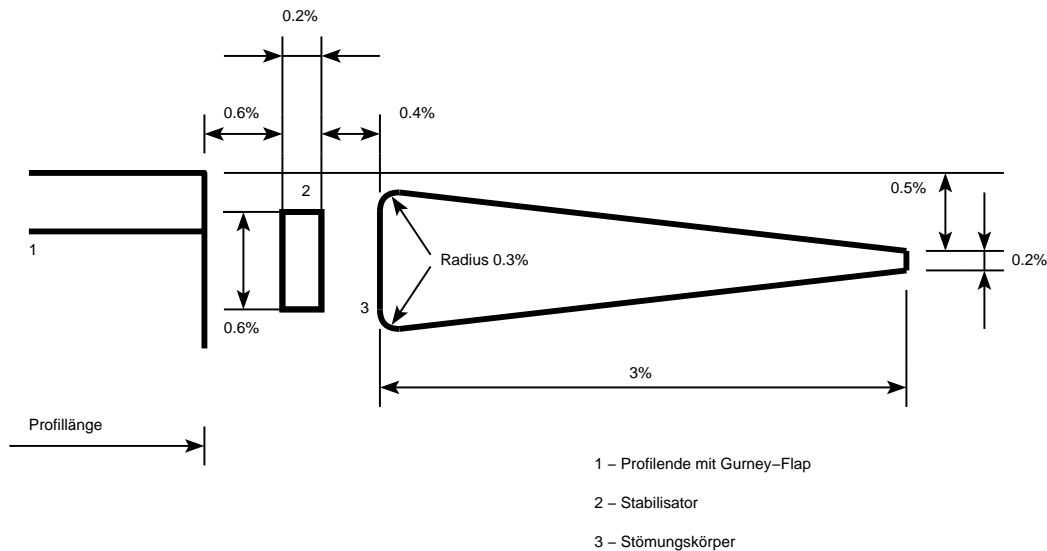


Abbildung 5: Abmessungen des Profils mit Gurney-Flap und Kombination Stabilisator und Strömungskörper

### 3 Numerische Strömungsberechnung

Die Untersuchungen der Umgebung von Gurney-Flaps basiert auf der Numerischen Simulation. In den folgenden Abschnitten soll nur ein kurzer Einblick in die Grundlagen gegeben werden, welche für das Verständnis der Funktionsweise des verwendeten Strömungslösers, ELAN2 wichtig sind.

Die Berechnungen, welche während dieser Arbeit entstanden, wurden mit dem Strömungslöser ELAN2, des Hermann-Föttinger-Instituts TU-Berlin (HFI) gemacht. (**E**lliptic **A**nalysis of **N**avier-**S**tokes **E**Q)

ELAN2 basiert auf der Finiten-Volumen-Methode. Die Geschwindigkeitskomponenten und die Strömungsgrößen werden in den Zellmittelpunkten gespeichert.

Die Gleichungen werden nacheinander gelöst und die Kontinuitätsgleichung wird mittels Druckkorrektur (SIMPLE-Algorithmus) erfüllt.

Für diese Arbeit wurde der Programm-Code von ELAN2 für Ein- und Ausgaberroutinen geändert bzw. erweitert, um Dateien im NETCDF-Format verwenden zu können und so eine bessere Kompatibilität mit anderen Programmen zu gewährleisten. Zu den Dateien, welche ins NETCDF-Format konvertiert wurden zählen die Gitter-Datei, die Restart-Datei und die Ausgabe-Dateien. Mit Hilfe dieser Umstellung ergaben sich vielfältige Vereinfachungen im Umgang des Programms. Die Randbedingungen, Anzahl der Iterationen, Zeitpunkte der Ausgabe von berechneten Strömungsgrößen und Bestimmung von Turbulenzmodell, Transitionslage etc. wird in einer Steuerdatei (filin) festgelegt.

### 3.1 Navier-Stokes-Gleichung

Das in dieser Arbeit verwendete Programm löst die 2D Reynolds-Averaged-Navier-Stokes-Gleichungen (RANS). Ausgangspunkt sind die kontinuumsmechanischen Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie. Die Navier-Stokes-Gleichungen ergeben sich aus der Impulserhaltung an einem Volumenelement  $dV$  und der Kontinuitätsgleichung. Die Geschwindigkeitskomponenten lassen sich aus den zeitlichen Mittelwerten und den Schwankungsgrößen zusammensetzen. Im Gegensatz zur Navier-Stokes-Gleichung für laminare Strömungen enthält die rechte Seite zusätzliche Glieder, die sogenannten Reynolds'schen Gleichungen, welche die Schwankungsbewegungen der Strömung berücksichtigen. Diese zusätzlichen Glieder werden mit Turbulenzmodellen geeignet modelliert. Die Reynolds-Gleichungen für kompressible turbulente Strömungen sehen wie folgt aus: (2-dimensional)

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \bar{u})}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \bar{u}^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \bar{u} \cdot \bar{v})}{\partial y} &= F_x - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \\ + \frac{\partial \bar{\tau}_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\tau}_{yx}}{\partial y} - \left( \frac{\partial(\overline{\rho \cdot u'^2})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{\rho \cdot u' \cdot v'})}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \bar{v})}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \bar{v} \cdot \bar{u})}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \bar{v}^2)}{\partial y} &= F_y - \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} \\ + \frac{\partial \bar{\tau}_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\tau}_{yy}}{\partial y} - \left( \frac{\partial(\overline{\rho \cdot v' \cdot u'})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{\rho \cdot v'^2})}{\partial y} \right) \end{aligned}$$

Um die Navier-Stokes-Gleichungen zu vervollständigen ergibt sich die dazugehörige Kontinuitätsgleichung für 2D kompressible Strömungen:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \bar{u})}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \bar{v})}{\partial y} = 0$$

### 3.2 Turbulenzmodelle

Die Wirkung der Turbulenz auf die mittlere Strömung besteht in einer zusätzlichen Durchmischung als Folge von turbulenten Wirbeln. Als Folge der Turbulenz kommt es im Mittel zu einem erhöhten Impuls- und Wärmetransport und zu erhöhten Kräften und Wärmeübergängen auf feste Wände. Analog zum viskosen Impuls- und Wärmetransport verwendet man die Viskosität und Wärmeleitfähigkeit auch um die Austauschvorgänge der Turbulenz zu modellieren. Die Reynolds-Spannungen lassen sich dann mit:

$$-\rho \cdot \overline{u'_i \cdot u'_j} = \mu_t \cdot \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \cdot \rho \cdot K \cdot \delta_{ij}$$

modellieren. Darin ist  $\mu_t$  die turbulente Zähigkeit oder Wirbelviskosität. Turbulenzmodelle, welche sich auf diesen Ansatz stützen bezeichnet man als Wirbelviskositätsmodelle. Diese bieten den Vorteil das der Aufwand der Modellierung auf nur eine Größe, die Wirbelviskosität, statt der 6 Reynoldsspannungen, reduziert wurde.

### 3.2.1 Zwei-Gleichungsmodell (k-ε-Modell)

Beschäftigt man sich mit Vorgängen der Entstehung und Aufzehrung turbulente Strukturen, gelangt man zu der Erkenntnis, daß Turbulenz durch zwei Transportgrößen charakterisiert werden kann (k und ε). Die Wirbelviskosität berechnet man mit dem Ansatz:

$$\mu_t = \rho \cdot C_\mu \cdot \frac{k^2}{\varepsilon}$$

Zur Reduzierung des rechnerischen Aufwands wurde der wandnahe Bereich ausgeschlossen und durch die Verwendung von Wandfunktionen, z.B. logarithmische Wandgesetz, dargestellt. (Standard k-ε-Modell) Ist die Strömung in Wandnähe von Bedeutung muß die wandnahe Zone aufgelöst werden und die viskose Unterschicht berechnet werden. (Low-Reynolds k-ε-Modell)

Für die numerische Simulation wurde das LLR-kω Turbulenzmodell verwendet. (**L**ocal-**L**inear-**R**ealizable)<sup>2</sup> Die Wirbelviskosität wird über die Lösung der Transportgleichungen der turbulenten kinetischen Energie und der spezifischen Dissipationsrate ω berechnet. Es ist in der Lage die Grenzschichtströmung bis in die viskose Unterschicht darzustellen.

$$\mu_t = \rho \cdot c_\mu \cdot \frac{k}{\omega}$$

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u k) = \nabla \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{Pr_k} \right) \nabla k \right] + P_k - \beta_k \rho \omega k$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u \omega) = \nabla \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{Pr_\omega} \right) \nabla \omega \right] + P_\omega - \beta_\omega \rho \omega^2$$

Da die Gleichungen alle partielle Differentialgleichungen sind, in denen die Änderungen der Variablen kontinuierlich sind, führt man diese über zu einem System von Differentialgleichungen mit einer diskreten Beschreibung. Diese Überführung ist als Diskretisierung bekannt.

## 3.3 Diskretisierung

### 3.3.1 Zeitdiskretisierung

Die Strömungsvariablen werden nur zu bestimmten Zeitpunkten berechnet. Der zeitliche Verlauf der Variablen an den Gitterpunkten zwischen diesen Zeitpunkten werden approximiert. Man unterscheidet in explizite Zeitdiskretisierung z.B. die aus der Numerik bekannten Verfahren wie: Euler-, Adams-Bashforth- oder Runge-Kutta-Verfahren und in implizite Zeitdiskretisierung, wie sie hier vom Strömungslöser verwendet wird. Die implizite Methode hat den Vorteil das die Rechnungen immer stabil sind.

<sup>2</sup> Entnommen der Studienarbeit von Thilo Knacke [15]

### 3.3.2 Diskretisierung im Raum

Die Diskretisierung der Strömungsgrößen und ihrer Ableitungen bezüglich der Raumkoordinaten  $x, y$  und  $z$  zu einem konstanten Zeitpunkt bezeichnet man als räumliche Diskretisierung. Bei der Finiten-Volumen-Methode (FVM) wird das Rechnungsgebiet in kleine Kontrollvolumen eingeteilt. (Gitter) Für jedes dieser Kontrollvolumen werden die Volumenintegrale in Oberflächenintegrale überführt und integriert. Der Austausch der Flüsse zwischen den Kontrollvolumen wird approximiert und führt zu einem linearen Gleichungssystem.

### 3.3.3 Druckkorrektur

Im zweidimensionalen Fall hat man drei Gleichungen: die Impulsgleichung der beiden Richtungen  $x$  und  $y$  sowie die Kontinuitätsgleichung. Aus diesen müssen die Variablen  $u, v$  und  $p$  bestimmt werden. Da der Druck  $p$  jedoch nicht in der Kontinuitätsgleichung enthalten ist, wird dieser mit Hilfe der Druckkorrekturgleichung bestimmt. Für die Bestimmung der Druckkorrekturgleichung wird das SIMPLE-Verfahren genutzt. (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) <sup>3</sup> Der schematische Ablauf ist folgender:

1. Abschätzen des Druckfeldes
2. Lösen der Impulsgleichungen
3. Lösen der Druckkorrekturgleichung
4. Korrektur des Drucks und der Geschwindigkeiten
5. Lösen der Gleichungen für andere Strömungsvariablen wie Temperatur, Turbulenzgrößen etc.
6. Lösen der Impulsgleichungen (Iteration bis zur Konvergenz)

## 4 Gittergenerierung

Für die Generierung der numerischen Gitter wurden die Tools Xelan2, Mbtool und Gridfan benutzt. Aufgrund des Strömungslösers ist für das Gitter eine Blockstruktur zu verwenden. Da die Richtigkeit der Lösung im wesentlichen von der Qualität des verwendeten Gitters abhängt, wurde hierfür ein Großteil der Arbeitszeit verwendet. Die Gitterqualität spielt eine gewichtige Rolle, da innerhalb dieser Arbeit die verschiedenen Nachlaufkonfigurationen verglichen werden sollen. Es wurde versucht die Gittergeometrien so ähnlich wie möglich zu gestalten, um einen qualitativen Vergleich zu ermöglichen. Die wichtigen Bereiche, auf welche es zu achten gilt, sind die strömungsrelevanten Gebiete der Grenzschicht und des Nachlaufgebiets. Da hier die wandnahe Strömung eine große Rolle spielt, muß die Grenzschicht mit relativ vielen Gitterpunkten

---

<sup>3</sup>SIMPLE-Algorithmus [12]

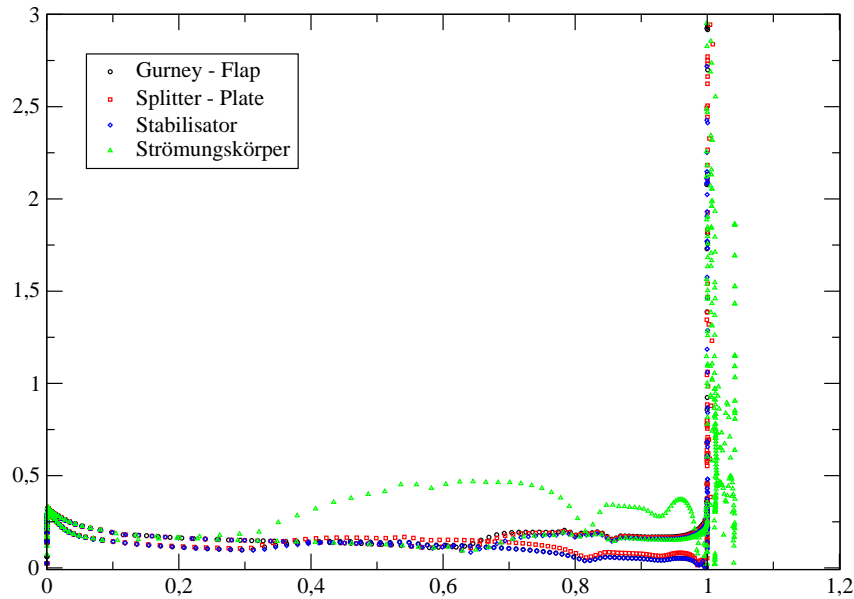


Abbildung 6:  $y^+$  Verlauf aufgetragen über der dimensionslosen Länge  $x/c$  für alle Profile

aufgelöst werden. Für das verwendete Turbulenz-Modell wurde mit einer Low-Reynolds Randbedingung gerechnet, so daß das Gitter so gestaltet werden mußte, daß der unterste Punkt in der viskosen Unterschicht mindestens einen Abstand von  $y^+ \approx 1$  haben sollte.  $y^+$  ist der dimensionslose Wandabstand und wird mittels der Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_\tau$  berechnet.

$$y^+ = \frac{u_\tau \cdot y}{\nu}$$

mit

$$\tau_w = \mu \cdot \left( \frac{du}{dy} \right)_w \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$$

Dieser Wert kann vorher mittels einer Formel abgeschätzt werden:

$$u_\tau = u_\infty \sqrt{0.5c_f} \quad c_f = 0.072 \cdot Re_x^{-0.2}$$

oder iteriert werden indem man sich nach einer Proberechnung den Wert  $y^+$  ausgeben läßt und dann dementsprechend das Gitter ändert. In der Abbildung 6 sind die Verläufe des normierten Wandabstands der verschiedenen Gitterstrukturen zu sehen.

Wie zu erkennen ist wurde die Bedingung  $y^+ \approx 1$  für alle Gitter erfüllt. Die großen Werte am Ende der Profile entstehen dadurch das die Rückseite des Gurney-Flaps bzw. die Nachlaufgeometrien nicht hinreichend genügend aufgelöst sind. Dies wurde als Kompromiß gegenüber einer großen Erhöhung der Gitterpunktzahlen und damit der Komplexität sowie größeren Rechenzeit in Kauf genommen und stellt strömungstechnisch keine große Verschlechterung



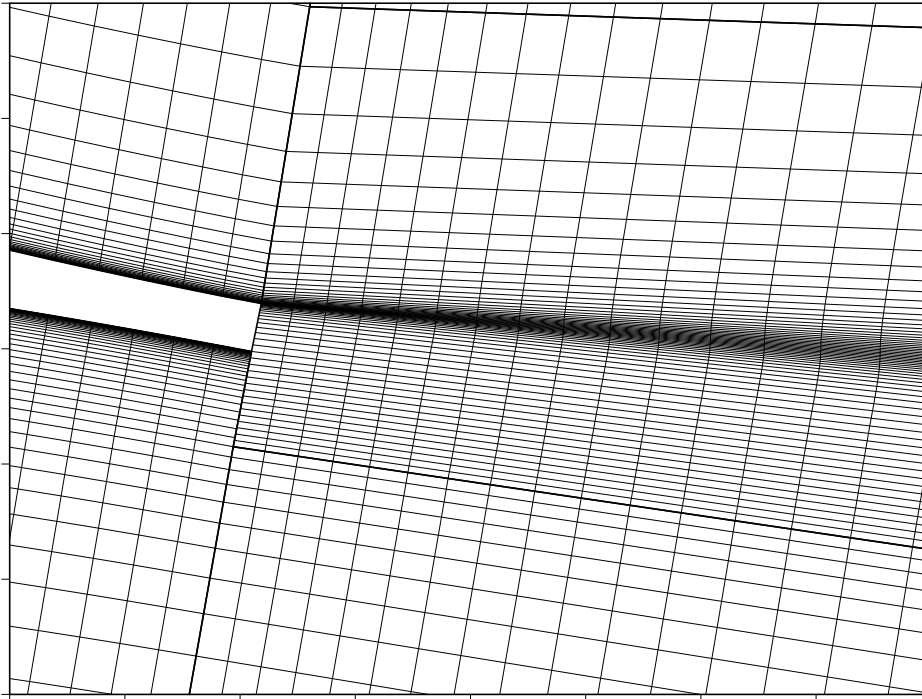


Abbildung 7: Details des Gitters für das Profil mit Gurney-Flap

dar. Es muß ein guter Mittelweg zwischen Gitterpunktanzahl und Auflösung der interessanten Strömungsbereiche gefunden werden. Zu große Punktanzahl führt zu langen Rechenzeiten und Kapazitätsverschwendung, zu wenig führt zu einer Verfälschung des Rechenergebnisses, da bestimmte Strömungsstrukturen nicht aufgelöst werden können. Um den Einfluß der Randbedingungen des Fernfeldes so gering wie möglich zu halten wurde ein großes Rechengebiet gewählt. Das Rechengebiet erstreckt sich 5 Profillängen stromauf, über sowie unter dem Profil und 7 Längen stromab des Profils. Für eine gute Qualität des numerischen Gitters ist auch die Orthogonalität der Gitterlinien sowie die Vermeidung extremer Seitenlängenverhältnisse einzelner Zellen des Rechnernetzes zu beachten. Diesen Anforderungen sollten gewährleistet sein, da durch Verzerrungen, Winkel und unterschiedlich langen Seiten (Streckungsverhältnis, Zellen mit sehr langen Seiten und kleiner Höhe) eines Gitterrechtecks die physikalische Lösung der Rechnung beeinträchtigt wird. In den Abbildungen 7 und 8 sind die relevanten Ausschnitte der für diese Arbeit erstellten Gitter zu sehen. Gut zu erkennen sind die starken Verdichtungen in den strömungsrelevanten Bereichen.

Für die Konfiguration mit den Stabilisatoren trifft die Betrachtung der Wandgrenzschicht nicht zu. Hier wurde die Wand aufgrund von Problemen der numerischen Simulation als Symmetrielinie betrachtet. Die vorher gemachten Aussagen gelten also für diesen Fall nicht und müssen später bei der Auswertung mit betrachtet werden.

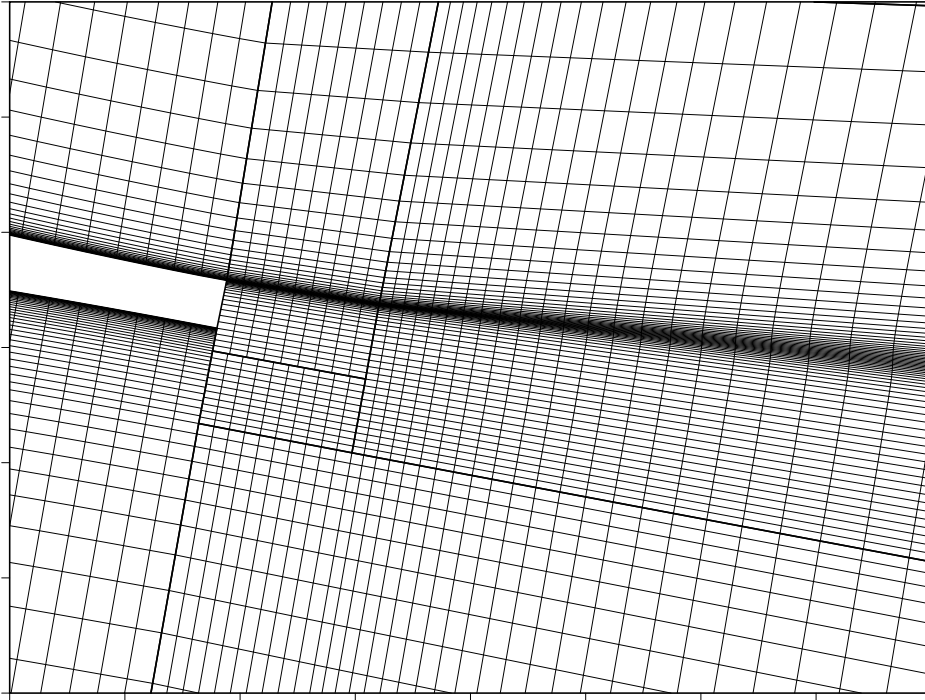


Abbildung 8: Details des Gitters für das Profil mit Splitter-Plate

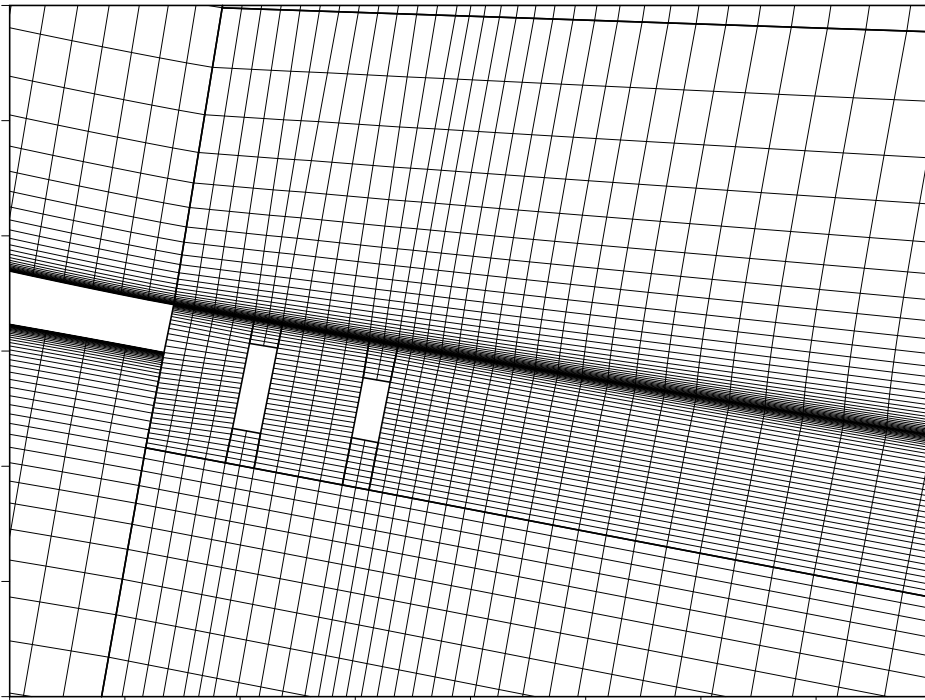


Abbildung 9: Details des Gitters für das Profil mit Stabilisatoren

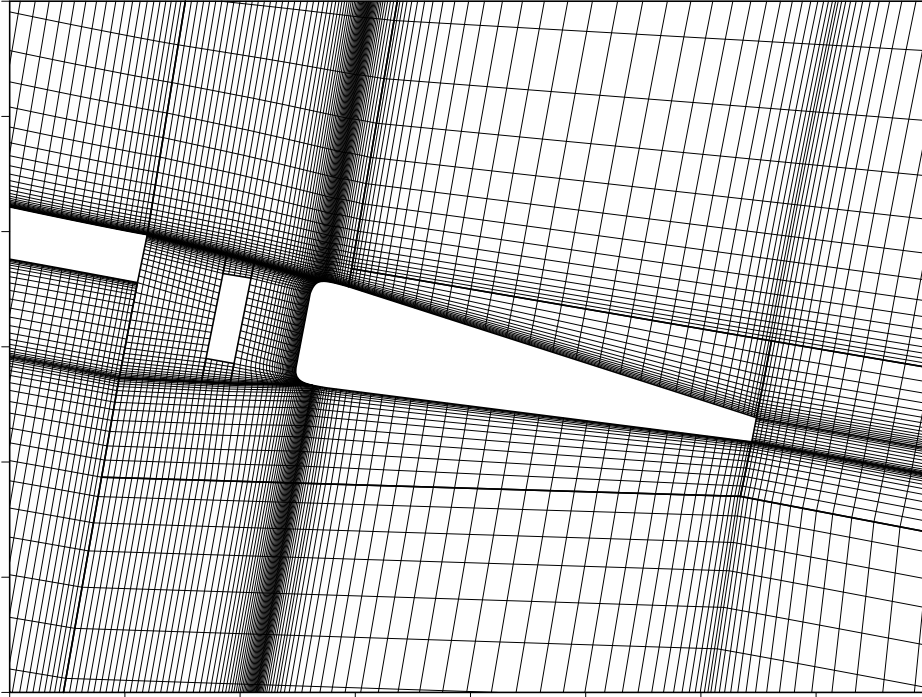


Abbildung 10: Details des Gitters für das Profil mit Stömungskörper

## 5 Strömungsstrukturen des HQ17-Profls

Für den Vergleich mit den Lösungen anderer Arbeiten z.B von Guenther/Knacke [11] und Bechert [1] müssen die gleichen Eingangsbedingungen geschaffen werden.

Für den Strömungseinlauf ergab sich so mit:

$$Re = \frac{u_{\infty} \cdot c}{\nu} \quad \nu = \frac{\mu}{\rho}$$

eine gewählte Reynoldszahl von  $Re = 10^6$ . Die Transitionslage, der Übergang von laminar zu turbulent wurde festgesetzt auf  $x_{tr}/c=0.6$  für die Oberseite und  $x_{tr}/c=0.28$  für die Unterseite des Profils. Die Anströmung erfolgte unter einem Anstellwinkel von  $\alpha = 0$ . Mit diesen Ausgangsgrößen wurde eine stationäre und eine instationäre Rechnung durchgeführt. Aus der instationären Lösung erhielt man die in Tabelle 1 dargestellten aerodynamischen Beiwerte: einen gemittelten Auftriebsbeiwert  $\overline{C_a}$  und Widerstandsbeiwert  $\overline{C_w}$ , die jeweiligen Schwankungsamplituden und die aus dieser Schwingung resultierende Frequenz. Das frequenzabhängige Verhalten von Strömungen ist durch die dimensionslose Strouhal-Kennzahl beschrieben.

$$St = \frac{f \cdot l}{u_{\infty}}$$

Hierbie ist  $l$  die spezifische Länge, welche betrachtet wird. In diesem Fall ist  $l$  die Länge des Gurney-Flaps und bei den anderen Konfigurationen die Länge

	$\alpha$	$\overline{C_a}$	$\overline{C_w}$	$C_{a_{amp}}$	$C_{w_{amp}}$	f	St
clean	0	0.6358	0.0080	0.000081	0.000007	36.8042	0.1215

Tabelle 1: Aerodynamische Beiwerte des HQ17-Profiles ohne Modifikationen (Numerische Simulation, instationär)

der Nachlaufkörper.

Aus der instationären Rechnung ergab sich auch der Cp-Verlauf des HQ17-Profil, wie es in Abbildung 11 zu sehen ist. Die eingeschlossene Fläche ergibt den Gesamtauftrieb des Profils. Dieser Graph wird später noch zum Vergleich der Konfigurationen herangezogen. In Abbildung 12 wurde Auftriebsbeiwertverlauf einer Fourieranalyse unterzogen um die Frequenzen der Schwankung zu ermitteln. In diesem Spektrum erkennen wir eine dominante Spitze bei einer Frequenz von  $\approx 35 Hz$ , welche scheinbar die Strömungsstrukturen beeinflusst. Dieser Wert bestätigt die in der Tabelle angegebene Frequenz von  $f = 36.8042$ .

Abbildung 13 zeigt Stromlinien und den Lambda2-Wert für das Referenz-Profil mit stumpfer Hinterkante. Der Lambda2-Wert ist der zweit größte Eigenwert von  $S_{ij}$  und ist ein Maß zur Veranschaulichung von Wirbelgröße und -stärke. Für den zwei dimensional Fall:

$$\lambda_2 = \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \frac{\partial v \partial u}{\partial x \partial y}$$

Da die stumpfe Hinterkante dem Gurney-Flap sehr ähnelt, sieht man hier die zwei typischen Wirbel, wie sie auch in sämtlichen anderen genannten Arbeiten zu sehen sind.

## 5.1 Experimentelle Ergebnisse

Aus den Ergebnissen der Experimente von D.W. Bechert entnimmt man die Werte der Tabelle 2. Da die Werte der experimentellen Messungen mit Hilfe dieser Arbeit verifiziert werden sollen, stimmen die Nachlaufstrukturen überein. Die Arbeit von D.W. Bechert untersucht außer den bekannten 2-dimensionalen Variationen auch noch 3-dimensionale Möglichkeiten, wie Schlitze, Löcher und Rippen zur Nachlaufstabilisation. Die Messungen bei einem Anstellwinkel von  $-1^\circ$  erschwerte den Vergleich. Aus diesem Grund sind die hier betrachteten Werte besonders kritisch zu betrachten. Der Versuch des qualitativen Vergleichs mit Hilfe des Verhältnisses von maximalem Auftrieb zu minimalem Widerstand  $\varepsilon$  soll für diese Arbeit in abgeänderter Form übernommen werden. In dieser Arbeit wurden nur die maximalen Werte für einen Anstellwinkel ermittelt, die Werte von Bechert ergeben sich jedoch aus Messungen von mehreren Polen. Dieser Wert wird somit nun  $\varepsilon(\alpha = 0)$  genannt werden. Für das Beispiel der Kombination Gurney-Flap und Stabilisator erhält man,  $\varepsilon = 64.7$ , welches

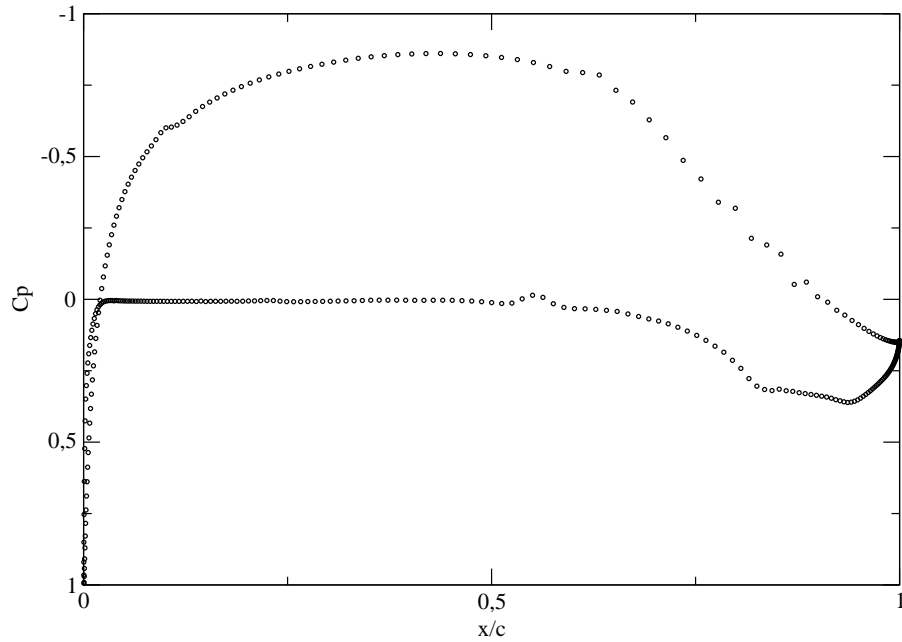


Abbildung 11: Verlauf des Druckbeiwerts für das HQ17-Profil (clean, Numerische Simulation)

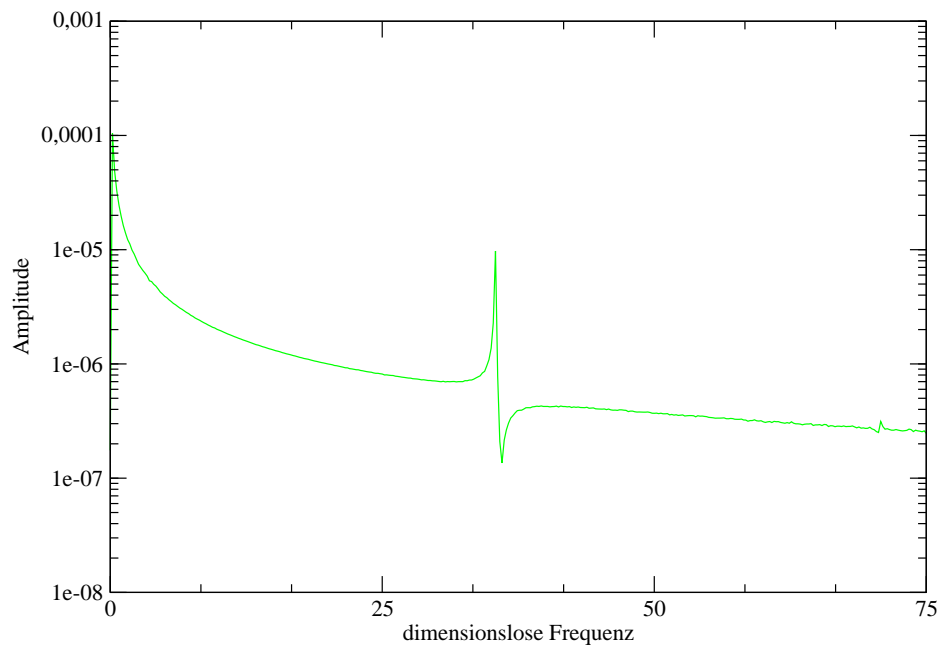


Abbildung 12: Fourieranalyse des Auftriebsbeiwertes für das HQ17-Profil (clean)

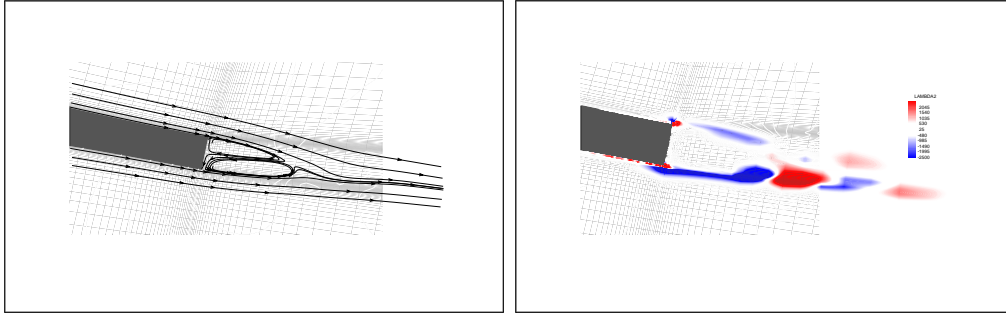


Abbildung 13: Stromlinienverlauf und Lambda2-Wert des Referenzprofils (clean)

	$Ca_{max}$	$Cw_{min}$	$\varepsilon_{max} = \left(\frac{Ca}{Cw}\right)_{max}$	St
Referenz-Profil	1.4380	0.0105	69.60	0.14
Gurney-Flap	1.6270	0.0151	63.60	
Stabilisator	1.6220	0.0141	64.70	
Strömungskörper	1.6050	0.0129	68.60	

Tabelle 2: Experimentelle Ergebnisse von Bechert [1]

größer ist als wenn nur das Gurney-Flap montiert ist,  $\varepsilon = 63.6$ . In diesem Fall bedeutet die Anbringung zweier Stabilisatoren zwar eine Minderung des Auftriebs aber auch einen weit bedeutsameren Abfall des Widerstands, so daß das Verhältnis letztendlich besser ist. Weiterhin zeigte D.W. Bechert mit seinen Messungen das eine einzelne Frequenz, der Geschwindigkeitsschwankungen, die Strömung im Nachlauf prägt, und konnte diese mit Hilfe der Hitzdraht-Anemometrie sichtbar machen. Als Ergebnis erhielt er eine Strouhalzahl von  $St = 0.14$ , welche mit dem Ergebnis der numerischen Berechnung des Profils annähernd übereinstimmt.

## 6 Modifizierte Gurney-Flaps

### 6.1 Gurney-Flap

Das Gurney-Flap führt zu einer Erhöhung des Auftriebsbeiwertes und des Widerstandsbeiwertes. Diese Aussage wird durch die Ergebnisse der Experimente als auch durch die Ergebnisse der numerischen Simulation bestätigt. In Tabelle 3 sind die mittleren Werte für  $Ca$  und  $Cw$  sowie die Schwankungsamplituden der instationären Simulation zusammengefaßt. Das Anbringen des Gurney-Flap führt zu einer Erhöhung des  $Ca$ -Wertes auf 0.8543, gegenüber dem Referenzprofil (0.6358) und auch der Widerstandsbeiwert steigt. In den

	$\overline{C_a}$	$\overline{C_w}$	$C_{a_{amp}}$	$C_{w_{amp}}$	f	St
Referenzprofil	0.6358	0.0080	0.000081	0.000007	36.8042	0,1215
Gurney-Flap	0.8543	0.0114	0.005365	0.000625	12.0798	0.1208
Splitter-Plate	0.8468	0.0106	0.008439	0.000936	11.4031	0.1140
Stabilisator	0.8464	0.0104	0.001705	0.000168	9.2711	0.1483
Strömungskörper	0.8289	0.0087	0.008214	0.000946	5.4431	0.2177

Tabelle 3: Vergleich der aerodynamischen Beiwerte der verschiedenen Konfigurationen (Numerische Simulation, instationär)

Abbildungen 14 (links) und 16 (links) ist die Umströmung des Gurney-Flaps veranschaulicht. Die Darstellung der Stromlinien zeigt zwei Wirbel hinter dem Flap, welche den Widerstandsanstieg bewirken. Die Wirbelstärke (Vorticity) veranschaulicht die Stärke und Größe, Ausdehnung der Wirbel. Die Beiwerte der instationären Simulation schwanken mit einer Frequenz von 12.0798. Diese einzelne Frequenz prägt die Strömung im Nachlauf. Mittels einer Fourieranalyse des Auftriebsbeiwertes ergibt sich das Frequenzspektrum in Abb. 18 (links), in dem diese Frequenz deutlich dominiert. Die Strouhal-Zahl ist die dimensionslose aerodynamische Kennzahl, welche solche Fluktuationen kennzeichnet. Die Strouhal-Zahl ergibt sich für das Gurney-Flap mit der Höhe des Gurney-Flaps als Bezugslänge und ist in Tabelle 3 aufgelistet.

## 6.2 Splitter-Plate

Die Splitter-Plate soll das Nachlaufgebiet hinter dem Gurney-Flap beeinflussen. Die Platte trennt die Strömungen der Ober- und Unterseite voneinander und verzögert den Austausch von Energie. In den Abbildungen 14 (rechts) und 16 (rechts) ist die Umströmung des Gurney-Flaps mit Splitter-Plate veranschaulicht. Die zwei Wirbel, beim Gurney-Flap noch kreisförmig, werden durch die Splitter-Plate gestreckt. Die Größe des oberen Wirbels verringert sich. Der Bereich in dem sich die Strömungen von der Ober- und Unterseite vermischen wird weiter nach hinten verlagert. Diese Änderungen führen zu einer Abnahme des Widerstandsbeiwertes von 0.0114 (Gurney-Flap) auf 0.0106 (Splitter-Plate). Auch der Auftriebsbeiwert sinkt als Folge dieser Maßnahme. Die Schwingung der Wirbelstärke wird durch die Splitter-Plate stromab verschoben. Abb.16 Mit Hilfe des  $\lambda_2$ -Wertes lassen sich die Wirbel noch besser isolieren und veranschaulichen. Abb. 20 (rechts) In dieser Abbildung bestätigt sich das der untere Wirbel in die Länge verzerrt wird, während sich die Ausbildung des oberen Wirbels stromab verschiebt. Auch für diesen Fall wird die Strömung im Nachlauf von einer einzelnen Frequenz geprägt. Diese ist im Frequenzspektrum Abb. 18 (rechts) gezeigt und hat eine dimensionslose Frequenz von 11.4031. Daraus ergibt sich eine Strouhal-Zahl mit der Länge der Splitter-Plate als Bezugslänge von 0.1140. Die Frequenzen der Konfiguratio-

nen Gurney-Flap und Splitter-Plate sind annähernd gleich groß, so das die Strömung im Nachlauf den gleichen Charakter hat und sich nicht wesentlich ändert. Die aerodynamischen Beiwerte sind in Tabelle 3 zusammengefaßt.

### 6.3 Stabilisatoren

Der zweite Versuch die Strömung im Nachlauf zu beeinflussen sieht zwei rechteckige Körper vor. Diese Konfiguration trennt zwar die von der Ober- und Unterseite kommende Strömung, erlaubt aber in den Zwischenräumen einen Austausch von Energie. Die Umströmung ist in den Abbildungen 15 (links) und 17 (links) mit Hilfe der Stromlinien und der Wirbelstärke dargestellt. Die Stabilisatoren haben auf den unteren Wirbel eine ähnliche Wirkung wie die Splitter-Plate. Er wird größer und länglich verzerrt. Der durch die Strömung der Oberseite entstehende Wirbel wandert in den Zwischenraum der zwei Stabilisierungs-Körper, so daß die Strömung quasi anliegt. Durch die beiden Körper wird die Interaktion der Strömungen von Ober- und Unterseite stromab verschoben. Der turbulente Bereich überhalb der relevanten Nachlaufströmung entstand durch den Übergang an einer Blockgrenze und resultiert aus Fehlern im Gitter bzw. der Numerik. Die Abbildung 19 (links) zeigt zwei dominante Frequenzen für die Strömung im Nachlauf. Eine dieser beiden entspricht in der Größenordnung den Frequenzen aus den vorigen Konfigurationen von 9.2711. Die zweite Frequenz ist ca. 25. Die Konfiguration mit zwei Stabilisatoren wird also durch zwei Frequenzen gekennzeichnet. In der Abbildung 21 (links) sind die Wirbelstrukturen im Nachlauf dargestellt. Die Größe der Wirbel hat sich vermindert, so daß der Widerstandsbeiwert bei einem gleichgebliebenem Auftriebsbeiwert ebenfalls von 0.0114 (Gurney-Flap) auf 0.0104 (Splitter-Plate) sinkt. Mit einer Bezugslänge von 0.016, die der Entfernung des zweiten Stabilisators entspricht, ergibt sich eine Strouhal-Zahl von 0.1483 für diese Konfiguration.

### 6.4 Strömungskörper

Der Strömungskörper ist der größte Eingriff in die Strömung im Nachlauf. In dieser Konfiguration wird ein Stabilisator und ein Strömungskörper im Nachlauf platziert. In den Abbildungen 15 (rechts) und 17 (rechts) ist die Umströmung veranschaulicht. Der Stromlinienverlauf zeigt das die Strömung nach überbrücken der Lücke am Nachlaufkörper auf der Oberseite wieder anlegt. Die oberen Wirbelstrukturen bilden sich, ähnlich bei den Stabilisatoren, im Zwischenraum der Nachlaufkörper aus. Die Wirbel auf der Unterseite werden nur wenig beeinflusst. Nur die Größe der Wirbel verringert sich. Unterhalb des Nachlaufkörpers bildet sich ein Rückströmgebiet. Die von der Unterseite ausgehende Strömung wird durch das Gurney-Flap nach unten abgelenkt und wird so nur wenig vom Nachlaufkörper beeinflusst, auf keinen Fall legt sie dort wieder an. Wie in Abb. 21 (rechts) zu sehen ist breiten sich die unteren Wirbel ohne Beeinflussung durch die gewählte Konfiguration aus. Durch die Abnahme



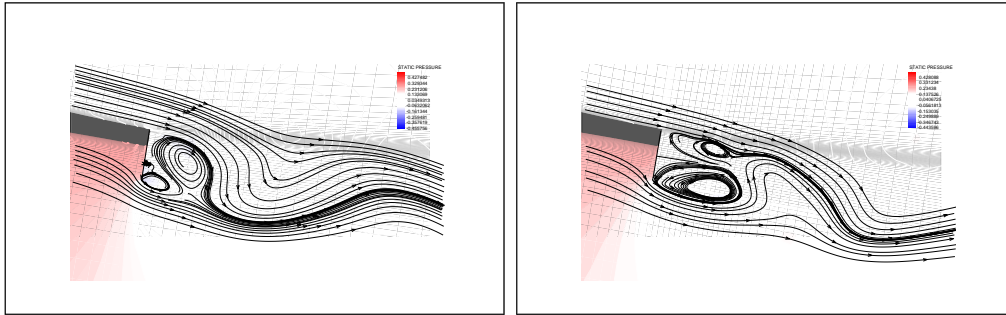


Abbildung 14: Darstellung des statischen Drucks (Farbskala) und Stromlinien des Profils mit Gurney-Flap bzw. Splitter-Plate (Momentaufnahme der instationären Rechnung)

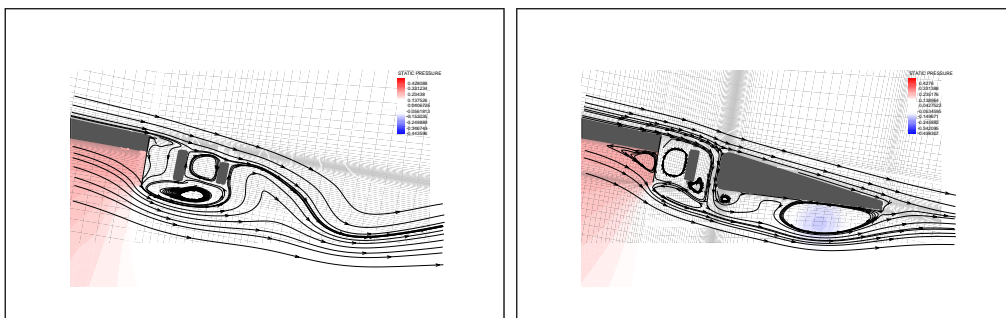


Abbildung 15: Darstellung des statischen Drucks (Farbskala) und Stromlinien des Profils mit Stabilisator bzw. Strömungskörper (Momentaufnahme der instationären Rechnung)

der Wirbelstärke oberhalb des Strömungskörpers sinkt der Widerstandsbeiwert auf 0.0087. Der Auftriebsbeiwert sinkt auf einen Wert von 0.8288, obwohl die Fläche für den Auftriebsgewinn durch den Strömungskörper größer wurde. Das Frequenzspektrum Abb. 19 (rechts) zeigt wesentlich mehr Frequenzen als bei den vorherigen Variationen. Die erste bestimmende Frequenz liegt bei 5.4431. Das Schwingungsverhalten wird langsamer und hat höhere Amplituden,  $Ca_{amp} = 0.0087$  (Strömungskörper) gegenüber 0.0053 (Gurney-Flap), was sich auf die Größe des Strömungskörpers zurückführen läßt. Für die Länge 0.04, Abstand der Hinterkante Strömungskörper, als Bezugslänge ermittelt man eine Strouhalzahl von 0.2177. In der Abbildung 21 (rechts) ist zu erkennen das sich oberhalb des Strömungskörpers keine Wirbel befinden. Die sich nach der oberen Abrißkante bildenden Wirbel wandern in den Zwischenraum von Stabilisator und Strömungskörper. Die, durch die Umströmung des Gurney-Flaps erzeugten Wirbel, bewegen sich in Abstand zum Strömungskörper stromab. Da der Strömungskörper die Nachlaufströmung nicht in den gewünschten Maßen beeinflusst, wurde eine weitere Variation, mit einem tiefer gesetztem Körper betrachtet.

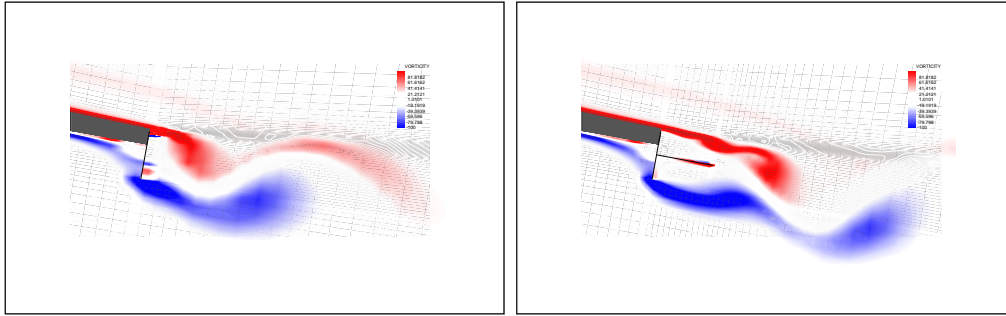


Abbildung 16: Veranschaulichung der Wirbelstärke (Vorticity) für die Profile mit Gurney-Flap und Splitter-Plate (Momentaufnahme der instationären Rechnung)

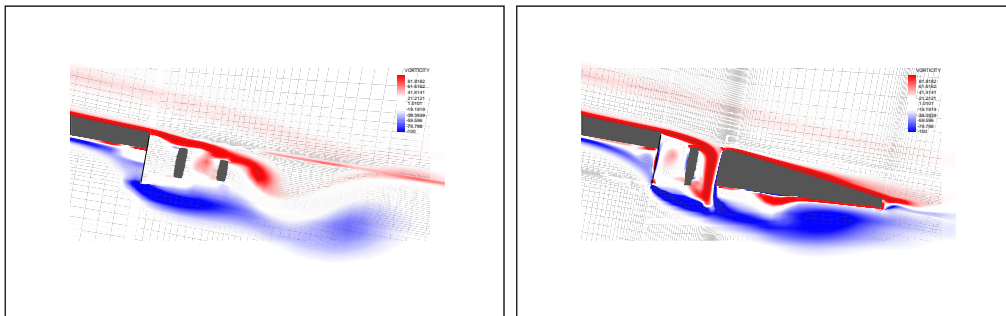


Abbildung 17: Veranschaulichung der Wirbelstärke (Vorticity) für die Profile mit Stabilisator und Strömungskörper (Momentaufnahme der instationären Rechnung)

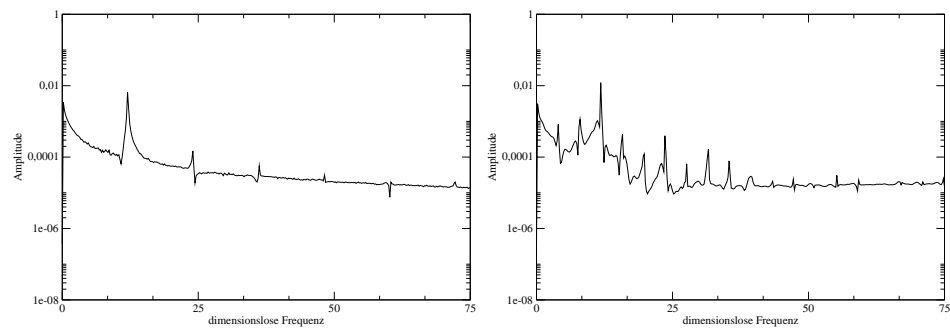


Abbildung 18: Fourieranalyse des Auftriebsbeiwertes des HQ17-Profiles mit Gurney-Flap bzw. mit Splitter-Plate

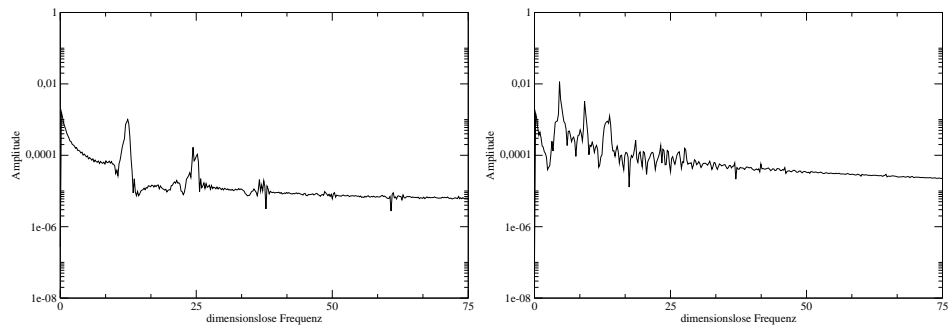


Abbildung 19: Fourieranalyse des Auftriebsbeiwertes des HQ17-Profiles mit Stabilisator bzw. mit Strömungskörper

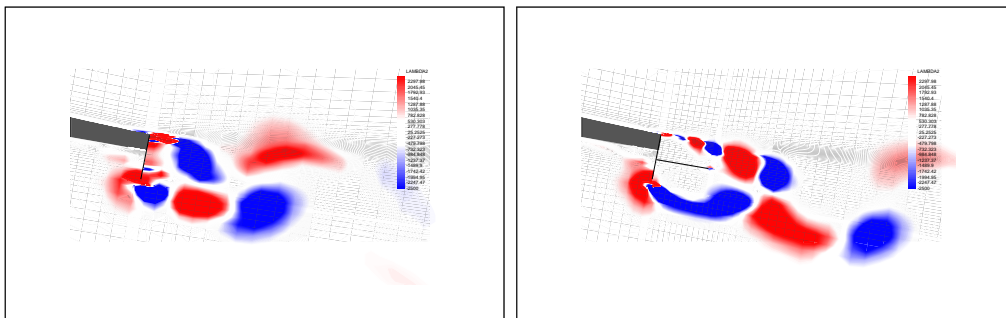


Abbildung 20: Darstellung des Lambda2-Wertes der Profile mit Gurney-Flap und Splitter-Plate (Momentaufnahme der instationären Rechnung)

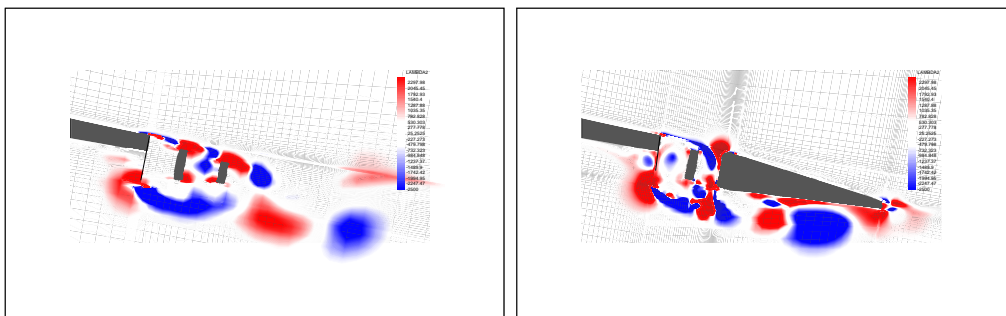


Abbildung 21: Darstellung des Lambda2-Wertes der Profile mit Stabilisator und Strömungskörper (Momentaufnahme der instationären Rechnung)

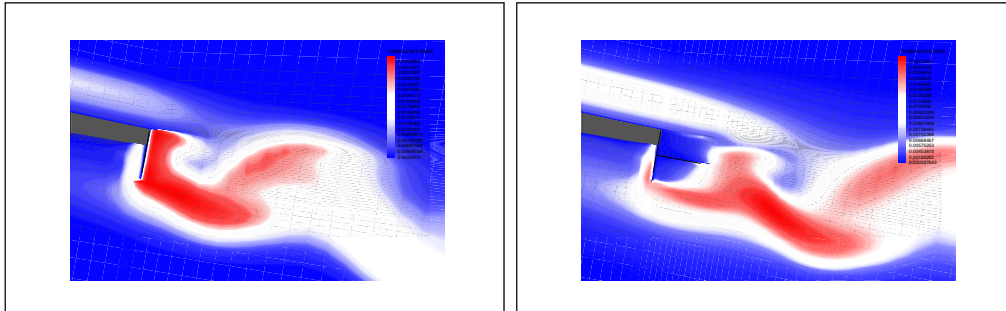


Abbildung 22: Turbulente Energie der Profile mit Gurney-Flap und Splitter-Plate

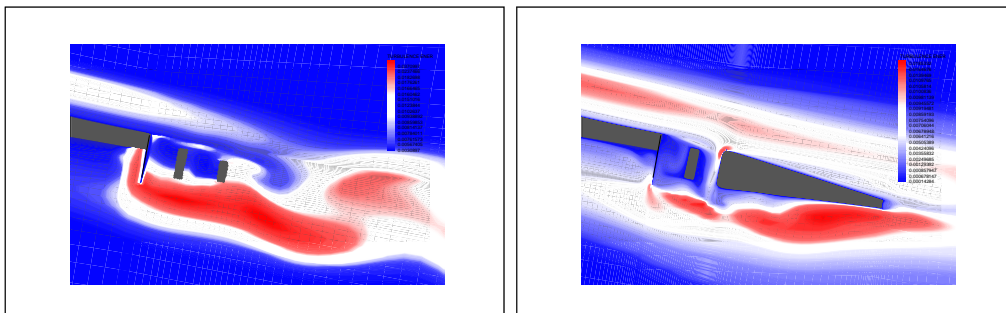


Abbildung 23: Turbulente Energie - Profile mit Stabilisator und Strömungskörper

## 6.5 Tiefergesetzter Strömungskörper

Da der Strömungskörpers die Strukturen im Nachlauf nicht wie gewünscht beeinflusste wurde ein weiterer Strömungskörper, der tiefer gesetzt wurde, berechnet. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen ... und ... dargestellt.

## 7 Vergleich der Variationen

In Abbildung 24 sind die Druckbeiwerte aller Variationen einschließlich dem Referenzprofil dargestellt. Jede der Variationen führt zu einem vergrößertem Auftrieb, durch die Druckbeiwertkurven eingeschlossene Fläche. Der Verlauf der Beiwerte in den stationären sowie instationären Rechnungen ist in den Abbildungen 26 und 27 dargestellt. Die Größenordnung der Schwankungsperiode und -amplitude lassen sich dieser Abbildung ebenfalls entnehmen. Man erkennt deutlich die geringer Frequenz und größere Amplitude der Konfiguration mit Strömungskörper im Ca- sowie im Cw-Verlauf. Ein Vergleich der Frequenzspektren Abb. 25 zeigt das die einzelnen dominanten Frequenzen nahe beieinander liegen, die Strömungsstrukturen im Nachlaufgebiet sich ähneln. Die Variante mit Strömungskörper im Nachlauf passt nicht in diesen Zusammenhang. Grund hierfür wird die wesentlich größere Ausdehnung des Strömungskörpers sein. Die Strouhal-Zahlen sind in Tabelle 3 aufgelistet.

Um die einzelnen Möglichkeiten der Nachlaufstabilisierung zu vergleichen wird das Verhältnis Auftriebsbeiwert zu Widerstandsbeiwert,  $\varepsilon$  ( $\alpha = 0$ ) herangezogen. Sämtliche Werte für den Vergleich sind in Tabelle 4 zusammengefaßt. Die Werte der Experimente sind für den Anstellwinkel  $\alpha = 0$  aus den Polen extrapoliert worden. Wesentlicher Unterschied zwischen numerischer Simulation und Experiment sind die Widerstandsbeiwerte, welche im Experiment größer ausfallen. Die Änderung der Verhältnisse ist für das Experiment und die Simulation gleich. Das Anbringen des Gurney-Flaps bewirkt ein Absinken des Verhältnisses im Experiment und in der Simulation. Für das Splitter-Plate gibt es nur Ergebnisse aus der Simulation. Durch die Minderung des Widerstandsbeiwertes erhöht sich das Verhältnis auf  $\varepsilon = 70.1726$ . Die Anbringung der Stabilisatoren führte in der Simulation zu einem Sinken des Widerstandsbeiwertes und des Auftriebsbeiwertes. Im Experiment sind die Ergebnisse fast identisch mit denen des Gurney-Flaps, nur der Cw-Wert vermindert sich. Das Verhältnis  $\varepsilon$  steigt auf die Größenordnung des Gurney-Flaps (Simulation) und darüber hinaus (Experiment). Die Stabilisatoren sind das beste Ergebnis der Nachlaufstabilisierung aus der numerischen Simulation. Das Gurney-Flap mit den Stabilisatoren verbindet einen durch das Gurney-Flap erhöhten Auftrieb mit dem verminderten Widerstandsbeiwert. Das Ergebnis der numerischen Simulation für diese Konfiguration ist jedoch nur unter Bedacht zu betrachten, da die Nachlaufkörper nicht mit einer Wandrandbedingung sondern mit einer Symmetriebedingung berechnet worden. Der Strömungskörper im Nachlauf führt zu einer Widerstandsminderung, bestätigt durch das Experiment und die Simulation. Aus den Verhältnissen  $\varepsilon$  ergibt sich das die Konfiguration mit

Numerik					
	$Ca_{max}$	$Ca_{min}$	$Cw_{max}$	$Cw_{min}$	$\varepsilon(\alpha = 0)$
Referenz-Profil	0.6359	0.6356	0.0080	0.0079	<b>79.4793</b>
Gurney-Flap	0.8659	0.8361	0.0127	0.0046	<b>68.0597</b>
Splitter-Plate	0.8781	0.8294	0.0125	0.0019	<b>70.1726</b>
Stabilisator	0.8547	0.8402	0.0108	0.0049	<b>79.0121</b>
Strömungskörper	0.8465	0.8122	0.0113	0.0069	<b>74.6911</b>
Experiment					
Referenz-Profil	0.6000		0.0115		<b>52.1739</b>
Gurney-Flap	0.8500		0.0165		<b>51.5152</b>
Stabilisator	0.8600		0.0160		<b>53.7500</b>
Strömungskörper	0.8550		0.0145		<b>58.9655</b>

Tabelle 4: Auftriebs-Widerstandsverhältnis  $\varepsilon(\alpha = 0)$  aller Varianten

dem Strömungskörper die größte Widerstandsminderung erbringt. Im Falle des Experimentes steigt das Auftriebsbeiwert-Widerstandsbeiwert-Verhältnis sogar über das des Referenzprofils.

## 8 Zusammenfassung und Ausblick

Als Ergebnis dieser Arbeit läßt sich schlußfolgern das mit Hilfe von kleinen Körpern im Nachlauf die Umströmung des Gurney-Flap wesentlich beeinflußt werden kann. Das beste Ergebnis in den getroffenen zwei-dimensionalen Betrachtungen erbringt die Konfiguration von Stabilisator und Strömungskörper im Nachlauf, so daß Betrachtungen von Gurney-Flaps in mehrfach Klappensystemen sich als produktiv herausstellen könnten. Die Ergebnisse von D.W. Bechert [1] wurden weitestgehend bestätigt. Weitergehende Betrachtungen der Nachlaufstabilisierung sollten aufgrund der komplizierter werdenen zwei-dimensionalen Konfigurationen ins drei dimensionale verlegt werden. Die besten Vorlagen liefert die Natur, wie in der Arbeit von Bechert schon ausgeführt wurde. Das Thema des Auftriebsgewinns durch Gurney-Flaps wird auch in Zukunft noch viele Ansätze für die Verbesserung der Flugeigenschaften von Flugzeugen hervorbringen.

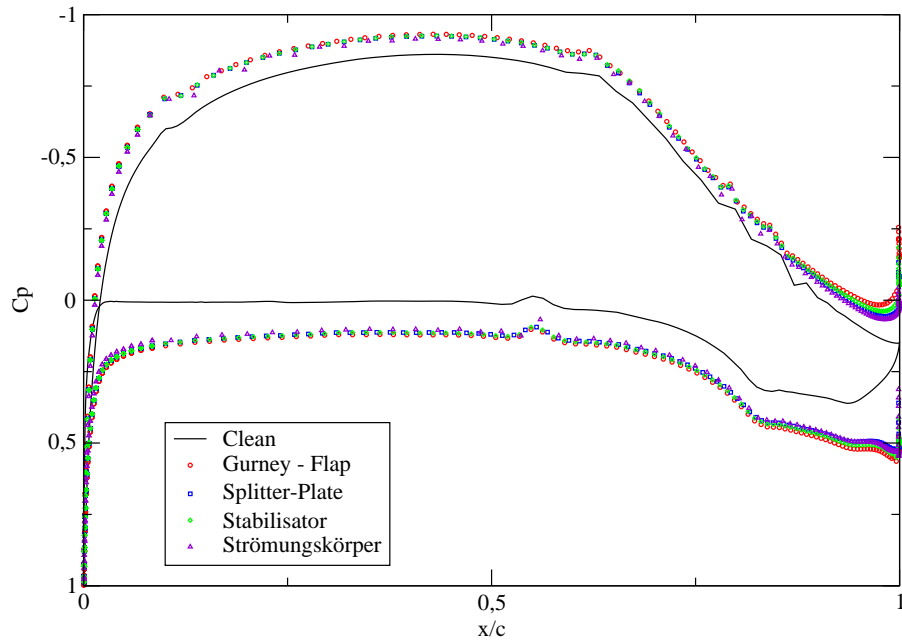


Abbildung 24: Vergleich des Druckbeiwertverlaufs der verschiedenen Konfigurationen

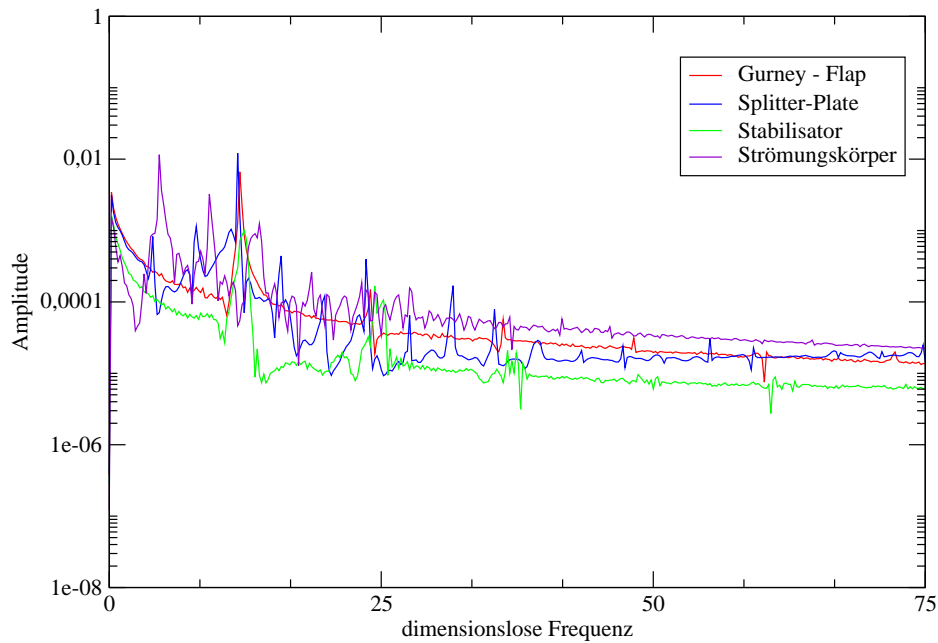


Abbildung 25: Vergleich des Frequenzspektrums des Auftriebsbeiwertes der verschiedenen Konfigurationen (Fourieranalyse)

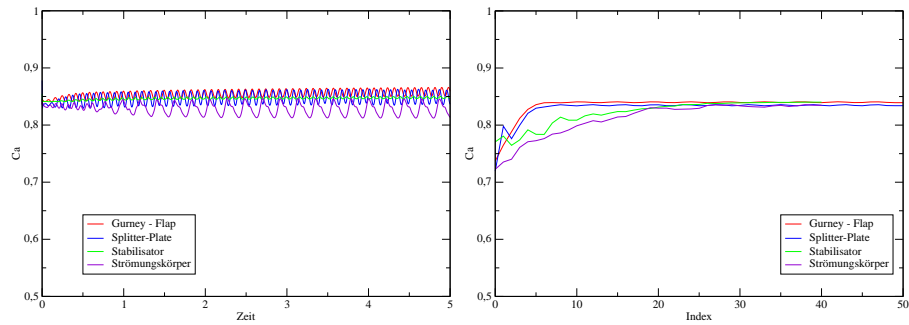


Abbildung 26: Vergleich des  $C_d$ -Wertes der Konfigurationen für die instationäre (links) bzw. stationäre Rechnung (rechts)

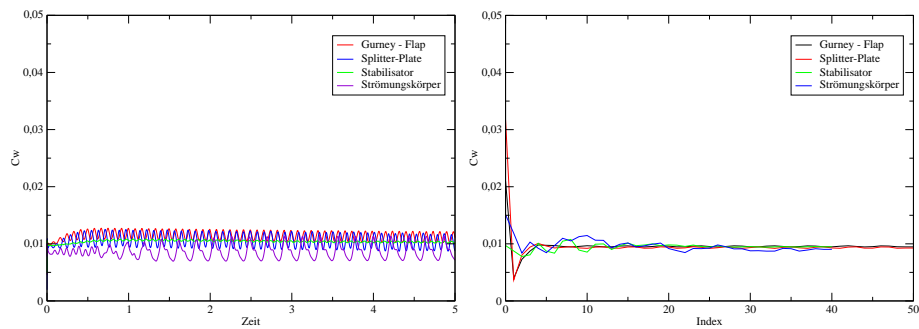


Abbildung 27: Vergleich des  $C_w$ -Wertes der Konfigurationen für die instationäre (links) bzw. stationäre Rechnung (rechts)



---

## Literatur

- [1] D.W. Bechert, R.Meyer, W. Hage, *Drag Reduction of Airfoils with Miniflaps. Can we learn from Dragonflies?*, AIAA Paper 2000-2315, 2000.
- [2] D. Jeffrey, X. Zhang, *Aerodynamics of Gurney Flaps on a Single-Element High-Lift Wing*, Journal of Aircraft, Vol. 37, No. 2, 2000.
- [3] D.T. Yen, C.P. van Dam, R.L. Smith, S.D. Collins, *Active Load Control For Wind Turbine Blades Using MEM Translational Tabs*, AIAA Paper 2001-0031, 2001.
- [4] R. Myose, M. Papadakis, I. Heron, *Gurney Flap Experiments on Airfoils, Wings and Reflection Plane Model*, Journal of Aircraft, Vol. 35, No.2, 1998.
- [5] E.A. Anderson, A.A. Szewczyk, *Effects of a splitter plate on the near wake of a circular cylinder in 2 and 3-dimensional flow configurations*, Experiments in fluids, Vol. 23,1997.
- [6] P.G. Carrannanto, B.L. Storms, J.C. Ross, R.M. Cummings, *Navier-Stokes analysis of lift-enhancing tabs on mutli-element airfoils*, Aircraft Design 1 (1998) 145-158.
- [7] C.L. Rumsey, V.N. Vatsa, *A comparison of the predictive capabilities of several turbulence modells using upwind and central-difference computer codes*, AIAA 93-0192
- [8] L. Xue, M. Schatz, F. Thiele, *Generierung von angepaßten 2D-Hochauftriebs Netzen für RANS Gleichungen*, Mai,1997.
- [9] C.S. Jang, J.C. Ross, R.M. Cummings, *Numerical investigation of an air-foil with a Gurney flap*, Aircraft Design 1 (1998) 75-88.
- [10] Y.C. Li, J.J. Wang, G.K. Tan, P.F. Zhang *Effects of Gurney flaps on the lift enhancement of a cropped nonsleder delta wing*, Experiments in Fluids 32 (2002) 99-105.
- [11] B.R. Günther, T.J. Knacke, *2D-Untersuchung der Auswirkung von Gurney-Flaps*, CFD-Project, Numerische Simulation fluiddynamischer Systeme, August 2001
- [12] W.W. Baumann, M. Schatz, F. Thiele, *Finite-Volumen-Methode in der Numerischen Thermodynamik*, Manuskript zur Vorlesung im Fachbereich Numerische Methoden der Thermofluidodynamik, TU-Berlin.
- [13] H.E. Fiedler, *Turbulente Strömungen*, Vorlesungsskript, HFI/TU-Berlin
- [14] H. Oertel jr., E. Laurien, *Numerische Strömungsmechanik*, Studium Technik, Vieweg-Verlag ISBN 3-528-03936-1.

- [15] T. Knacke, *Numerische Simulation der dreidimensionalen Strömungsstrukturen bei aerodynamischen Klappenkonfigurationen, Studienarbeit 2004 TU-Berlin*