

Magnuseffekte rotierender Flugkörper bei großen Anstellwinkeln im kritischen Reynoldszahlbereich

Magnus Effects on Spinning Projectiles at High Angles of Attack and Critical Reynolds Numbers

B. Dutschke¹, Ch. Rey¹, S. Weidner¹, Ch. Mundt²

¹Deutsch-Französisches Forschungsinstitut Saint-Louis (ISL)
5 rue du Général Cassagnou, 68300 Saint-Louis, Frankreich
Bernd.Dutschke@isl.eu

²Universität der Bundeswehr München
Werner-Heisenberg-Weg 39, 85579 Neubiberg, Deutschland

Magnuseffekt, Flugkörper, Projektil, große Anstellwinkel, kritische Reynoldszahl, PIV, CFD
Magnus Effect, Projectile, High Angle of Attack, Critical Reynolds Number, PIV, CFD

Zusammenfassung

Der Beitrag umfasst experimentelle und numerische Untersuchungen zum Magnuseffekt an einem rotierenden Projektil mit 40° Anstellung bei einer Reynoldszahl von $Re_D = 10^5$. Bei Kraftwaagenmessungen im Windkanal wurden für niedrige Drehraten Seitenkräfte entgegen der für den klassischen Magnuseffekt erwarteten Richtung gemessen, während dies bei einer Erhöhung der Drehrate oberhalb eines kritischen Werts nicht der Fall war. Zur Untersuchung des Strömungsfeldes wurden PIV-Messungen in mehreren Transversalebene um das rotierende Projektil vorgenommen. Ergebnisse aus PIV-Versuchen und stationären RANS-Simulationen deuten darauf hin, dass inverse Magnuskräfte bei niedrigen Drehraten durch die Position der beiden Nachlaufwirbel bestimmt werden. Bei höheren Drehraten wird dieser Effekt überlagert von einer Verschiebung der Ablösepunkte in Rotationsrichtung, was zu einer Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit auf der in Strömungsrichtung rotierenden Projektileseite führt. Der resultierende Unterdruck bewirkt eine Seitenkraft, die dem klassischen Magnuseffekt entspricht. Neben der Analyse des Strömungsfeldes können die Ergebnisse der PIV-Versuche als experimentelle Datenbasis zur Validierung von CFD-Modellen genutzt werden.

Einleitung

Als Magnuseffekt bezeichnet man das Phänomen, dass ein querangeströmter, rotierender Körper Kräfte senkrecht zur Richtung der Hauptströmung erfährt. Drallstabilisierte Geschosse erfahren aufgrund des Magnuseffekts eine Seitenkraft und ein Giermoment, sobald der Anstellwinkel die Nulllage überschreitet. Das Magnusmoment ist von zentraler Bedeutung für die Stabilität der Fluglage, insbesondere auch bei großen Anstellwinkeln [Jacobson und Yaggy 1973, McCoy 1999, Saileranta et al. 2014, Dutschke et al. 2021]. Im Gegensatz zum Magnusmoment kann der Einfluss der Seitenkraft auf die Flugbahn von Projektilen in den meisten Fällen vernachlässigt werden [McCoy 1999]. Dies gilt jedoch nicht im Fall großer Anstellwinkel, wie sie beispielsweise bei Steilschüssen im Apogäum der Flugbahn auftreten. So wurde bei Steilschussversuchen von Collings und Lieske 1972 eine unerwartete Seitenabweichung be-

obachtet, die auf die Magnuskraft zurückgeführt werden kann. Das Flugverhalten drallstabilisierter Geschosse im Fall von Steilschüssen wurde in der wissenschaftlichen Literatur bislang wenig adressiert [Sailaranta et al. 2014, DeSpirito 2017]. Während un gelenkte Projektile typischerweise mit kleinen Anstellwinkeln von wenigen Grad fliegen, treten bei Steilschüssen mit Elevationen über 70° im Bereich des Apogäums Anstellwinkel von 40° und darüber hinaus auf. Gleichzeitig kommt es zu subsonischen Fluggeschwindigkeiten $Ma < 0,5$ und niedrigen Reynoldszahlen $Re_D < 10^6$, die im für Transitionseffekte kritischen Bereich liegen können. Um die Flugbahnen drallstabilisierter Geschosse im Fall von Steilschüssen präzise vorhersagen zu können, ist das Verständnis der aerodynamischen Effekte bei großen Anstellwinkeln und niedrigen Geschwindigkeiten essentiell. Die Aerodynamik rotierender Körper bei großen Anstellwinkeln war Gegenstand einiger weniger Untersuchungen in der zweiten Hälfte des vergangenen Jahrhunderts [Fletcher 1972, Seginer und Ringel 1986]. Der Großteil der Forschungsarbeiten zum Magnus effekt beschäftigt sich aber mit dem für reguläre Flugbahnen relevanteren Fall kleiner Anstellwinkel im Über- und Transschallbereich. Große Anstellwinkel wurden bislang nur im Zusammenhang mit flügelstabilisierten Lenkflugkörpern und Flugzeugen umfassend diskutiert. Eine quantitative Vermessung des Geschwindigkeitsfeldes um rotierende Flugkörper bei großen Anstellwinkeln ist den Autoren nicht bekannt.

Experimenteller Aufbau

Zentraler Gegenstand dieser Arbeit sind subsonische Windkanalversuche an einem rotierenden Artilleriegeschoss vom Typ 105 mm M1 bei einem Anstellwinkel von 40° . Die Experimente umfassen Kraftwaagenmessungen zur Bestimmung der aerodynamischen Kräfte und Momente und planare Particle Image Velocimetry (PIV) Versuche in mehreren Transversalebene senkrecht zur Projektillachse.

Abbildung 1 zeigt die Abmessungen des verwendeten Projektillmodells. Die Geometrie wurde von der Außenkontur des 105 mm M1 Artilleriegeschosses abgeleitet und auf einen Durchmesser von 40 mm skaliert, um Rande effekte durch die begrenzten Abmessungen des Windkanals zu minimieren. Geometrische Details wie z. B. das Führungsband wurden ignoriert. Das Modell wurde mit einem Anstellwinkel von 40° zur Hauptströmung auf einer integrierten Sechs-Komponenten-Kraftwaage im Zentrum der Windkanal-Messstrecke montiert. Mithilfe eines zwischen Kraftwaage und Geschosshülle eingebauten Elektromotors konnte die Geschosshülle in eine Rotation um die Längsachse mit Drehzahlen $f \leq 400$ Hz versetzt werden.

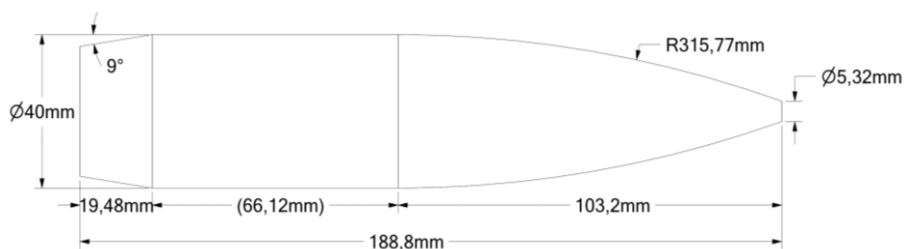


Abb. 1: Außengeometrie des untersuchten Projektillmodells.

Die Experimente wurden im subsonischen Windkanal des ISL durchgeführt. Es handelt sich um einen Umlaufwindkanal mit offener Messstrecke in den Abmessungen $70 \times 90 \times 80 \text{ cm}^3$ (Breite \times Höhe \times Länge). Die nominelle Strömungsgeschwindigkeit beträgt bei allen Versuchen 43 m/s ($Ma = 0,13$). Der Turbulenzgrad der Anströmung wurde ähnlich der von Scharnowski et al. 2019 vorgeschlagenen Methode mittels PIV bestimmt und beträgt im Zentrum der Messstrecke weniger als 0,2 %. Die auf den maximalen Modelldurchmesser bezogene

Reynoldszahl liegt bei $Re_D = 1,0 \times 10^5$. Ausgehend von Untersuchungen an querangeströmten Zylindern werden Transitionseffekte bei Reynoldszahlen im Bereich $10^5 < Re_D < 5 \times 10^5$ erwartet [Swanson 1961, Tani 1964].

Zur Bestimmung der aerodynamischen Kräfte wurde eine in das Modell integrierte Windkanalwaage verwendet. Die Waage besitzt sechs Messsensoren, die auf dem Prinzip des Dehnungsmessstreifens beruhen. Auf diese Weise können alle drei Kraft- (Axial-, Normal-, Seitenkraft) und Momentenkomponenten (Nick-, Gier-, Rollmoment) ermittelt werden. Die Signale der Waage wurden bei konstanter Anströmgeschwindigkeit und Motordrehzahl für 60 s mit einer Abtastfrequenz von 2 kHz aufgezeichnet. Das Messrauschen aufgrund von Motorvibrationen wurde durch eine nachträgliche Mittelung der Signale eliminiert. Die Waage wurde vor der Verwendung einer Kalibrierung unterzogen. Kräfte und Momente werden im Folgenden in Form dimensionsloser Kraft- und Momentenbeiwerte angegeben:

$$\begin{aligned} \text{Axialkraft: } C_X &= \frac{F_X}{q_\infty A} & \text{Magnuskraft: } C_{Yp} &= \frac{F_Y}{q_\infty A \bar{p}} & \text{Normalkraft: } C_Z &= \frac{F_Z}{q_\infty A} \\ \text{Rollmoment: } C_l &= \frac{M_X}{q_\infty A D \bar{p}} & \text{Nickmoment: } C_m &= \frac{M_Y}{q_\infty A D} & \text{Magnusmoment: } C_{np} &= \frac{M_Z}{q_\infty A D \bar{p}} \end{aligned}$$

Zur Entdimensionierung der Kräfte wird der dynamische Druck $q_\infty = 1/2\rho U_\infty^2$ der Anströmung und die Querschnittsfläche $A = \pi D^2/4$ des Modells im zylindrischen Teil verwendet. Momente werden zusätzlich mit dem Modelldurchmesser D normiert. Für die dynamischen Beiwerte Rollmoment (C_l), Magnuskraft (C_{Yp}) und Magnusmoment (C_{np}) erfolgt eine Normierung auf die dimensionlose Drehrate $\bar{p} = pD/(2U_\infty)$. Alle Momentenangaben beziehen sich auf eine Schwerpunktposition $2,96 D$ hinter der Projektilspitze. Das verwendete Koordinatensystem ist aus Abbildung 2 (rechts) ersichtlich. Die Drehrate $p = 2\pi f$ ist positiv bei einer Rechtsdrehung um die x-Achse, die der Symmetrieachse des Modells entspricht.

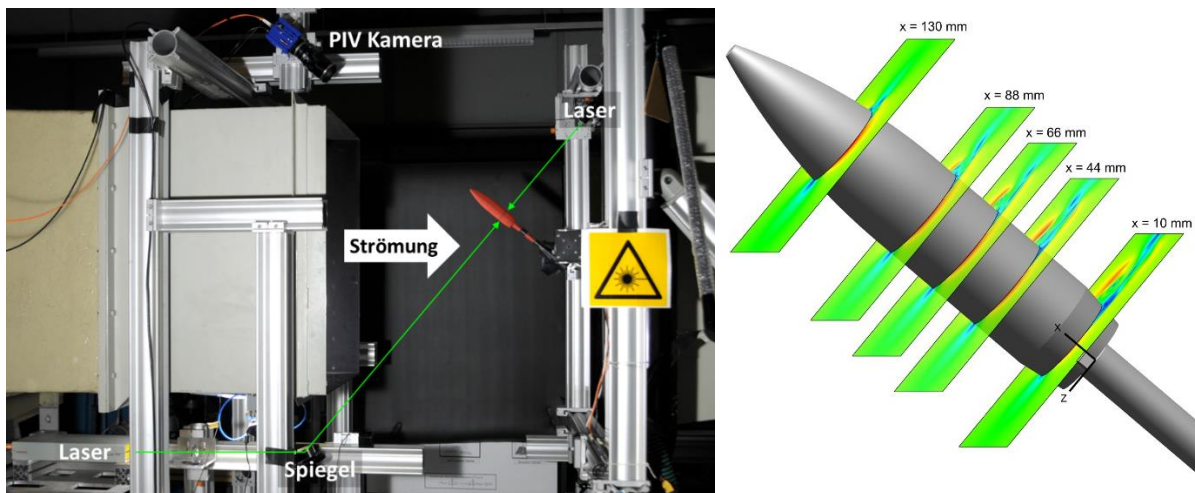


Abb. 2: Versuchsaufbau für PIV-Messungen (links) und Position der Laser-Schnittebenen (rechts).

Das Geschwindigkeitsfeld der Strömung um das rotierende Modell wurde mittels PIV in mehreren Transversalebene senkrecht zur Projektilachse vermessen. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 2 dargestellt. Durch die Verwendung zweier entgegengesetzt angeordneter Laserschnitte oberhalb und unterhalb des Modells und einer axial auf die Geschosspitze ausgerichteten Kamera war es möglich, das planare Geschwindigkeitsfeld über den gesamten Umfang des Modells sichtbar zu machen. Verwendet wurden zwei Nd:YAG Doppelpuls-Laser mit 7 ns Pulsdauer und einer Wellenlänge von 532 nm. Als Tracerpartikel wurde Glykol-basierter Theaternebel stromabwärts des Modells in den Windkanal eingeleitet. Durch das Umlaufprinzip des Windkanals ergibt sich damit eine sehr homogene Partikelverteilung. Der mittlere Partikeldurchmesser beträgt nach Herstellerangaben $1 \mu\text{m}$. Zur Aufzeichnung wurde eine

sCMOS-Kamera mit einer Auflösung von 2560×2160 Pixeln eingesetzt. Das Zeitintervall zwischen beiden Laserpulsen wurde mit $5 \mu\text{s}$ so gewählt, dass sich eine mittlere Partikelverschiebung von 5 Pixeln ergibt. Zur Vektorberechnung wurde ein Multi-Pass-Verfahren mit drei Durchgängen und einem von 48×48 Pixel bis auf 12×12 Pixel verkleinerten Interrogation-Fenster mit 50 % Überlappung verwendet [LaVision 2021]. Ausreißer bei der Berechnung des Vektorfeldes wurden anschließend durch Vorgabe eines Grenzwerts für das Signal-zu-Rausch-Verhältnis und eines Medianfilters detektiert und eliminiert. Bei den dargestellten Strömungsbildern handelt es sich um Mittelwerte aus jeweils 200 Einzelbildern.

CFD Modell

Parallel zu den Versuchen wurden stationäre RANS-Simulationen durchgeführt. Auf diese Weise sollen die in den Versuchen beobachteten Phänomene einer detaillierten Analyse zugänglich gemacht werden, die über die experimentellen Möglichkeiten hinausgeht. Verwendet wurde der Finite-Volumen Code ANSYS Fluent [Ansys 2021]. Die modellierte Geometrie besteht aus einem würfelförmigen Kontrollvolumen (Kantenlänge $200 D$) mit dem Projektil im Zentrum. Die im Experiment verwendete Projektilhalterung wird im Modell ebenfalls berücksichtigt. Das verwendete Rechengitter setzt sich aus zwei Regionen zusammen: einem rotationssymmetrischen Hexaedernetz an der Projektiloberfläche und einem kartesischen Voxelgitter zur Modellierung der Nachlaufwirbel und der Druckausbreitung im Fernfeld. Abbildung 3 zeigt das Rechengitter in der Umgebung der Geschossoberfläche. Das Nahfeldgitter hat eine Dicke von $0,14 D$ und wurde mit $n_\varphi = 440$ Zellen über den Umfang vernetzt. Die Zellmittelpunkte der wandnächsten Zellen besitzen auf dem überwiegenden Teil der Geschossoberfläche einen dimensionslosen Wandabstand von $y^+ < 0,5$. Der Wachstumsfaktor in Normalenrichtung beträgt 1,1. Übergänge zwischen dem Nahfeld- und dem Voxelgitter sowie den unterschiedlich fein vernetzten Bereichen des Voxelgitters werden mithilfe dünner Schichten aus unstrukturierten Tetraeder- und Pyramidenzellen realisiert. Die Zellkantenlänge der Voxel wächst von $\Delta_{min} = 0,8 \text{ mm}$ in Projektilnähe auf $\Delta_{max} = 0,4 \text{ m}$ am äußeren Rand des Kontrollvolumens an. Der Bereich der Nachlaufwirbel auf der windabgewandten Seite des Projektils enthält bis zu einem Abstand von 55 mm von der Projektiloberfläche ausschließlich Zellen mit $\Delta = \Delta_{min}$. Das Rechengitter besteht aus insgesamt 26×10^6 Zellen, wovon 15×10^6 auf das Nahfeldgitter entfallen. Der Einfluss der Parameter Δ_{min} und n_φ auf die Simulationsergebnisse wurde im Rahmen einer Netzabhängigkeitsstudie untersucht. Die Ränder des Kontrollvolumens wurden als Druckfernfeld modelliert unter Vorgabe der im Experiment vorherrschenden Werte für Druck, Temperatur und Machzahl. Ferner wurden Turbulenzgrad und turbulente Viskosität an den Einströmrändern mit $Tu = 0,9 \%$ und $\mu_t = 10 \mu$ so definiert, dass im Simulationsergebnis der Turbulenzgrad unmittelbar vor dem Projektil $Tu = 0,2 \%$ beträgt. Die Projektiloberfläche wurde als adiabate, reibungsbehaftete, rotierende Wand definiert. Zur Turbulenzmodellierung wurde das generalisierte k - ω -Modell (GEKO) [Menter et al. 2019] in Verbindung mit dem lokalen, korrelationsbasierten γ -Transitionsmodell [Ansys 2021] verwendet. Beim GEKO-Modell handelt es sich um eine modifizierte Formulierung des k - ω -Zweigliedersmodells mit einem Satz freier Parameter, die eine Kalibrierung des Strömungsverhaltens an den spezifischen Anwendungsfall ermöglichen sollen. Das Verhalten im Referenzfall der ebenen Plattenüberströmung (logarithmisches Wandgesetz) wird dabei nicht verändert. Der Einfluss des zur Optimierung des Separationsverhaltens vorgesehenen Parameters C_{SEP} wurde im Rahmen einer Sensitivitätsanalyse untersucht. Darüber hinaus wurden Simulationen für den laminaren Fall und vollturbulente Berechnungen ohne Transitionsmodell durchgeführt. Die Strömung wurde als kompressibles Idealgas angenommen und mit dem gekoppelten Löser mit druckbasierter Formulierung der Kontinuitätsgleichung berechnet. Räumliche Gradienten wurden mit dem „Least-Squares-Cell-Based“ Verfahren rekonstruiert. Zur Berechnung der

Drücke an den Zellgrenzen wurde das Zentrale-Differenzen-Schema zweiter Ordnung eingesetzt. Bei den übrigen Lösungsvariablen wurde zur Interpolation das MUSCL-Verfahren dritter Ordnung verwendet. Gelöst wurde das Gleichungssystem mit dem pseudo-transienten Unterrelaxationsverfahren.

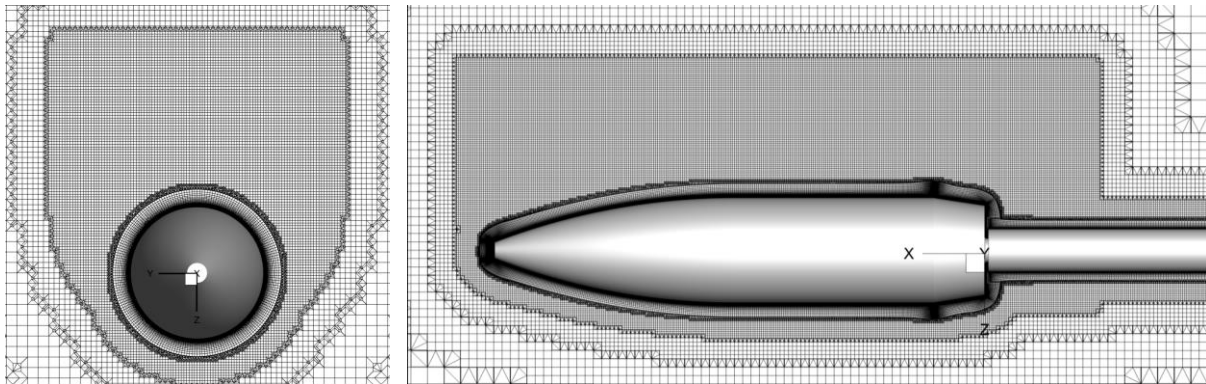


Abb. 3: Axialschnitt ($x = 44 \text{ mm}$) und Längsschnitt ($y = 0 \text{ mm}$) durch das Volumennetz mit $\Delta_{min} = 0,8 \text{ mm}$ und $n_\phi = 200$.

Ergebnisse und Diskussion

Abbildung 4 enthält die mithilfe der Kraftwaagenmessungen ermittelten aerodynamischen Koeffizienten C_Z , C_{Yp} , C_m und C_{np} bei dimensionslosen Drehraten $-0,94 < \bar{p} < 1,18$. Jeder Datenpunkt kennzeichnet eine Messung. Die Kurven weisen eine leichte Asymmetrie bezüglich der y -Achse auf, was einen Hinweis auf die Genauigkeit der Messungen gibt. Von besonderem Interesse ist der Verlauf des Magnuskraftkoeffizienten C_{Yp} . So wurden bei der betragsmäßig niedrigsten Drehrate $|\bar{p}| = 0,23$ Magnuskräfte mit positivem Vorzeichen und damit entgegen der für den klassischen Magnuseffekt erwarteten Richtung beobachtet. Bei Drehraten $|\bar{p}| \geq 0,70$ trat dieser Effekt nicht auf. Der Vorzeichenwechsel der Magnuskraft beim Unterschreiten einer kritischen Drehrate ist konsistent mit Ergebnissen aus der Literatur [Seginer und Ringel 1986].

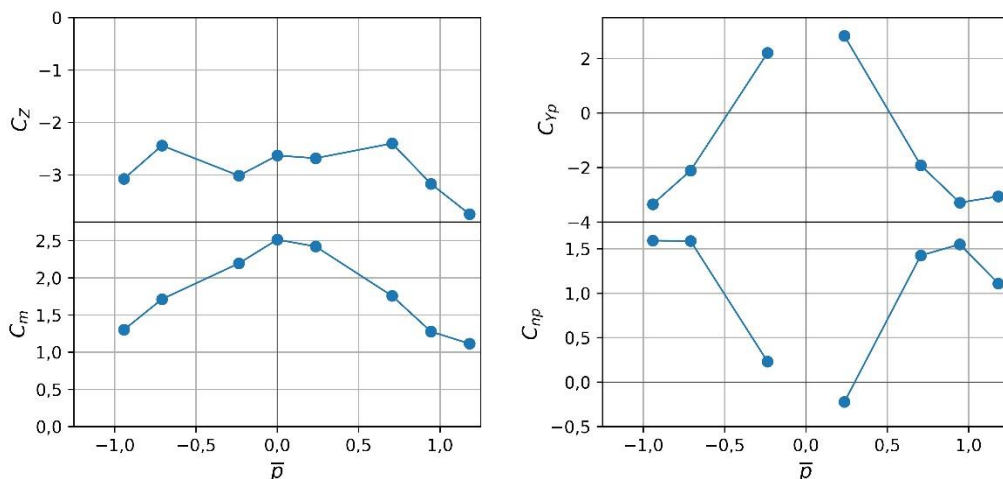


Abb. 4: Gemessene Koeffizienten für Normalkraft, Magnuskraft, Nickmoment und Magnusmoment.

Abbildung 5 zeigt die mittels PIV gemessenen Geschwindigkeitsfelder an verschiedenen Positionen, jeweils für eine unterkritische und eine überkritische Drehrate. Aufgrund perspektivischer Abschätzung und Lichtreflexionen an der Oberfläche sind Messergebnisse erst ab einem gewissen Abstand von der Geschossoberfläche verfügbar. Die Oberfläche ist in den Bildern

als gestrichelte Linie dargestellt. Die im unterkritischen Fall $\bar{p} = 0,23$ gemessenen Strömungsbilder (Abb. 5 links) weisen in den meisten Schnittebenen auf ein annähernd symmetrisches Ablöseverhalten links und rechts des Projektils hin, wobei eine leichte Verschiebung der Ablösepunkte in Rotationsrichtung zu erkennen ist. Lediglich bei $x = 44$ mm erscheint die Ablösung auf der linken Seite erkennbar verzögert. Eine sichere Aussage über den tatsächlichen Ablösepunkt ist jedoch nicht möglich, da der unmittelbar an die Oberfläche angrenzende Bereich nicht einsehbar ist. Gleichzeitig wird für alle Schnittebenen auf dem zylindrischen Geschossteil und dem Heck ($x \leq 88$ mm) eine asymmetrische Anordnung der beiden primären Nachlaufwirbel beobachtet, wobei der Wirbel auf der entgegen der Hauptströmung rotierenden Seite des Projektils (links) näher an der Oberfläche liegt als jener auf der mitläufig rotierenden Seite (rechts). Eine Erhöhung der Drehgeschwindigkeit auf $\bar{p} = 0,67$ führt insbesondere dazu, dass die Strömung auf der mitläufig rotierenden Projektileseite deutlich länger anliegt (vgl. Abb. 5 rechts). Dadurch ergibt sich eine Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit, die gemäß dem Gesetz von Bernoulli zu einem Unterdruck führt. Dies entspricht dem klassischen Magnuseffekt mit einer resultierenden Kraft nach rechts. Grundsätzlich ist die Asymmetrie des Strömungsfeldes im hinteren Bereich des Projektils ($x \leq 66$ mm) stärker ausgeprägt als im vorderen.

Noch nicht abschließend geklärt ist der Mechanismus, mit dem sich die beobachtete Invertierung des Magnuseffekts bei niedrigen Drehraten erklären lässt. Im Fall eines querangeströmten rotierenden Zylinders werden inverse Magnuskräfte traditionell mit dem einseitigen Auftreten einer laminaren Ablöseblase begründet [Fletcher 1972]. Dabei wird davon ausgegangen, dass die Strömung auf der gegenläufig rotierenden Zylinderseite zunächst laminar ablöst und sich nach der Transition der freien Scherschicht im turbulenten Zustand wiederanlegt, bis es schließlich zur endgültigen Ablösung kommt. Auf der mitläufig rotierenden Seite wird die Transition der freien Scherschicht so weit verzögert, dass kein Wiederanlegen möglich ist. Der effektive Ablösepunkt findet auf der gegenläufig rotierenden Seite somit weiter stromabwärts statt, was eine Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit und Verringerung des Drucks auf dieser Seite zur Folge hat. Diese Erklärung steht im Widerspruch zu dem hier beobachteten Ablöseverhalten. Lediglich in der Ebene $x = 44$ mm kann eine laminare Ablöseblase nicht ausgeschlossen werden. Übereinstimmend mit den vorliegenden Ergebnissen stellte auch Fletcher 1972 fest, dass sich die an einem mit 30° angestellten rotierenden Zylinder beobachteten inversen Magnuskräfte nicht mit der Hypothese der laminaren Ablöseblase erklären lassen. Trotz beidseitig laminarer Ablösung wurden Magnuskräfte in Richtung der gegenläufig rotierenden Seite gemessen. Es wurde argumentiert, dass Magnuseffekte in diesem Fall von der asymmetrischen Position der beiden Nachlaufwirbel dominiert werden, die jeweils einen Unterdruck auf die Geschossoberfläche aufprägen.

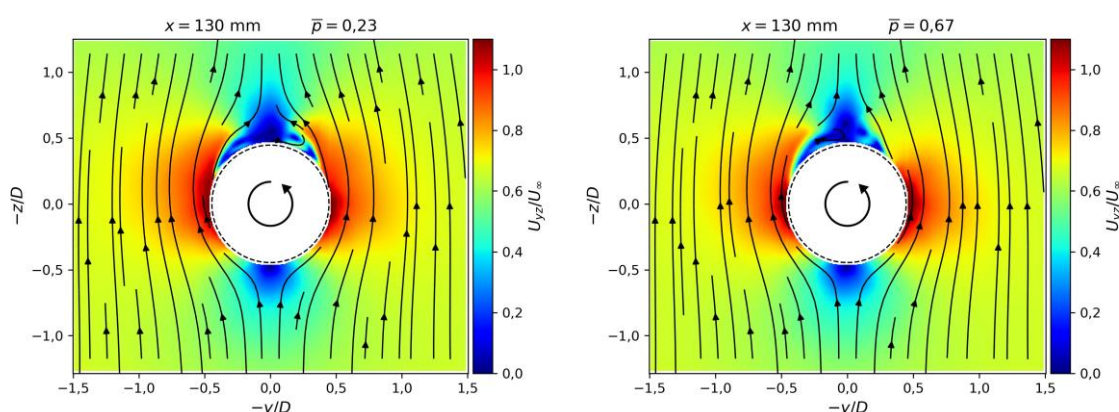


Abb. 5 (Teil 1): PIV-Geschwindigkeitsfelder für verschiedene Axialpositionen und Drehraten.

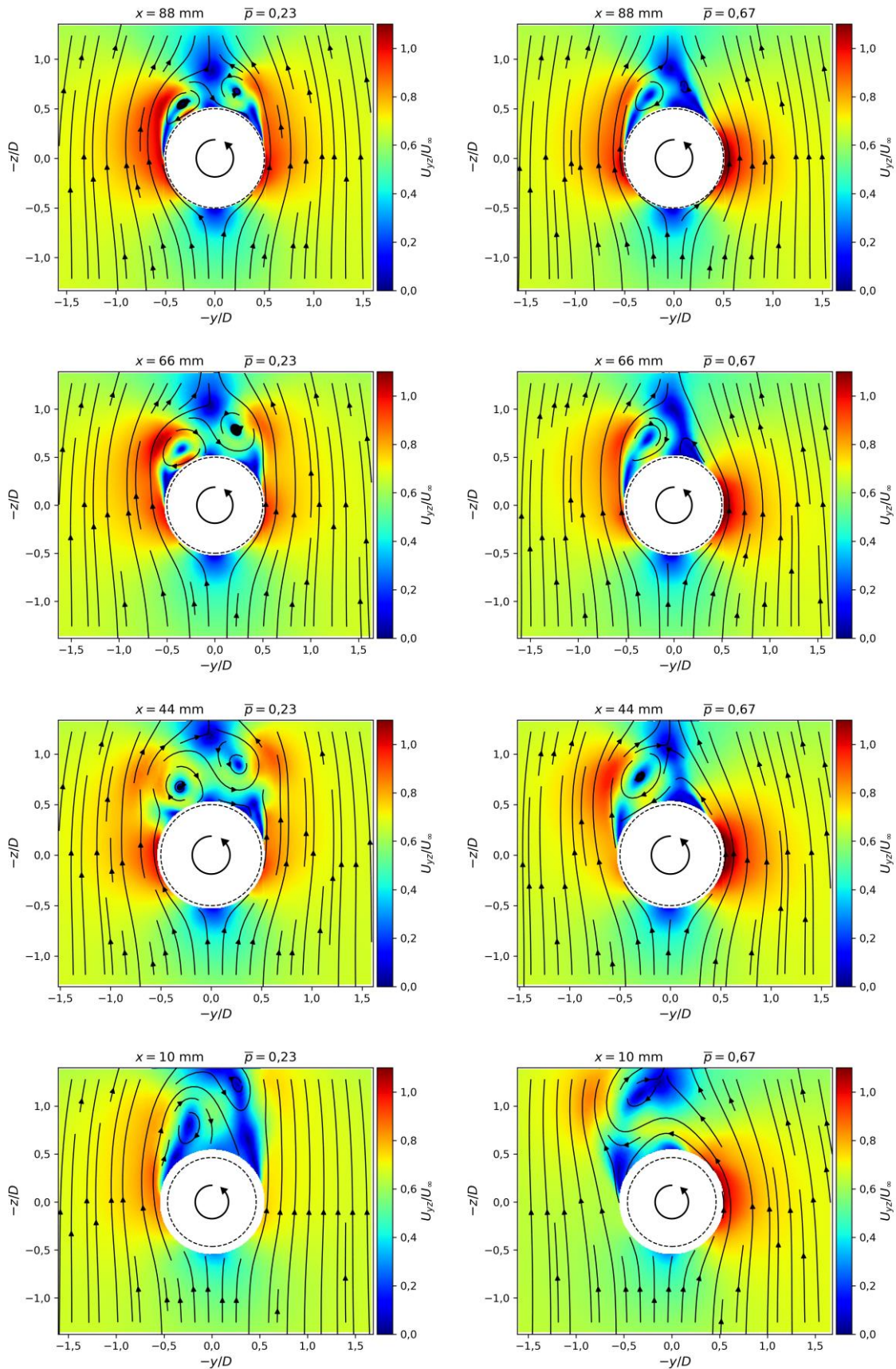


Abb. 5 (Teil 2): PIV-Geschwindigkeitsfelder für verschiedene Axialpositionen und Drehraten.

Die Ergebnisse der CFD-Simulationen sind in Abbildung 6-8 enthalten, einmal in Form der aerodynamischen Koeffizienten (Abb. 6,7), zum anderen als Geschwindigkeits- und Druckfeld in der Ebene $x = 66 \text{ mm}$ (Abb. 8). Bei den dargestellten Koeffizienten handelt es sich um Mittelwerte der letzten 10000 Iterationen. Die eingezeichneten Fehlerbalken kennzeichnen die Differenz zwischen Maximal- und Minimalwert des jeweiligen Koeffizienten innerhalb des Mittelungsintervalls und dienen zur Veranschaulichung des Konvergenzverhaltens. Hinsichtlich der Übereinstimmung der Ergebnisse aus Simulation und Experiment gibt es deutliche Unterschiede zwischen den beiden untersuchten Drehraten:

Im Fall der überkritischen Drehrate $\bar{p} = 0,70$ lieferten die Simulationen konsistente Ergebnisse unabhängig vom verwendeten Rechengitter ($152 \leq n_\varphi \leq 440$, $0,51 \text{ mm} \leq \Delta_{min} \leq 1,15 \text{ mm}$). Bei den berechneten Koeffizienten zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten für C_Z und C_m und eine zumindest qualitativ korrekte Prognose für die Magnuskoeffizienten C_{yp} und C_{np} . Auch die Strömungsbilder weisen eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den PIV-Messungen auf.

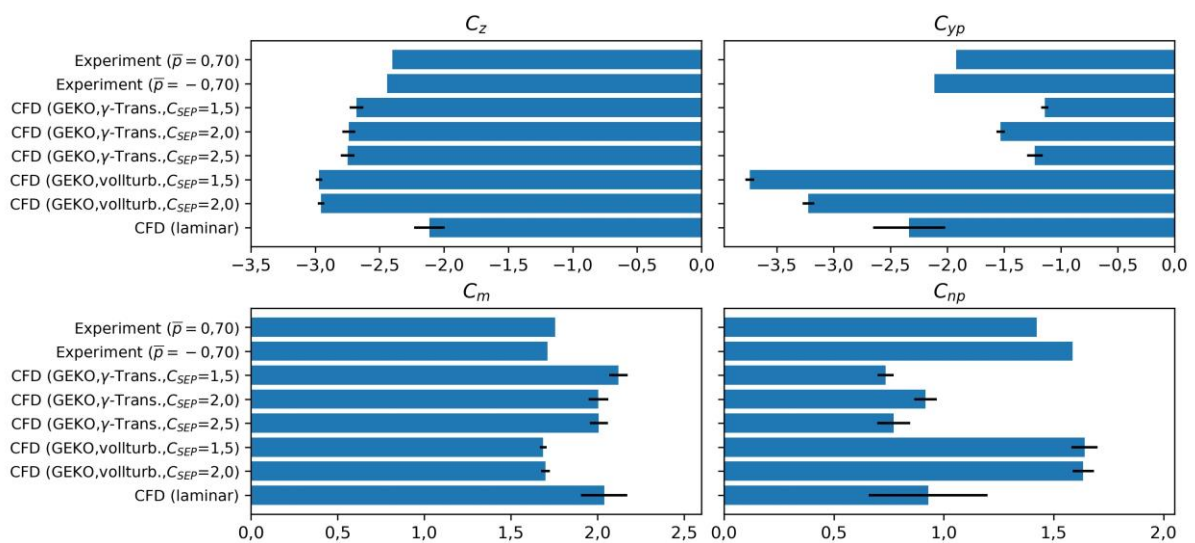


Abb. 6: Berechnete vs. gemessene Koeffizienten für $\bar{p} = 0,70$.

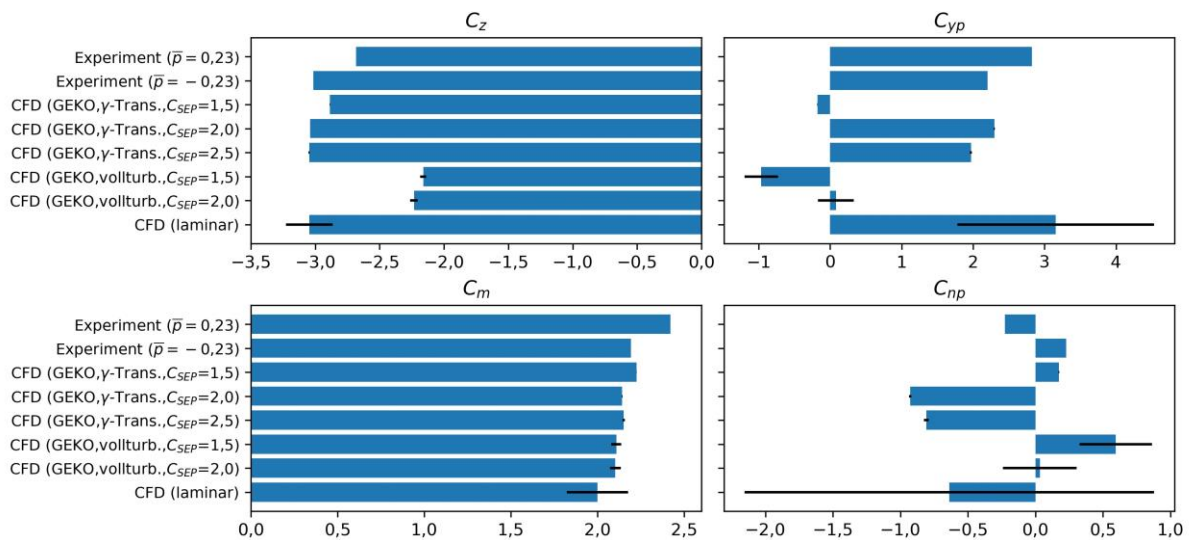


Abb. 7: Berechnete vs. gemessene Koeffizienten für $\bar{p} = 0,23$.

Die im Experiment beobachtete Invertierung des Magnus effekts für unterkritische Drehraten $\bar{p} = 0,23$ wurde nur bei einem Teil der durchgeführten Simulationen beobachtet. Richtung und

Stärke der Magnuskraft erwiesen sich als äußerst sensitiv gegenüber Änderungen im Turbulenzmodell und in der Netzauflösung. Dabei wurde eine Korrelation zwischen der Richtung der Magnuskraft und der Anordnung der Nachlaufwirbel festgestellt: Bei Simulationen mit positiver Magnuskraft (inverser Magnuseffekt) befindet sich der linksseitige Wirbel näher an der Projektiloberfläche als der rechtsseitige. Dies stützt die oben genannte Hypothese, dass inverse Magnuskräfte im vorliegenden Fall nicht durch das einseitige Auftreten einer laminaren Ablöseblase, sondern durch die asymmetrische Anordnung der beiden Nachlaufwirbel bestimmt werden. Die Sensitivität der Ergebnisse deutet darauf hin, dass es sich um einen instabilen Strömungszustand mit hoher Anfälligkeit gegenüber Störungen handelt [Fletcher 1972].

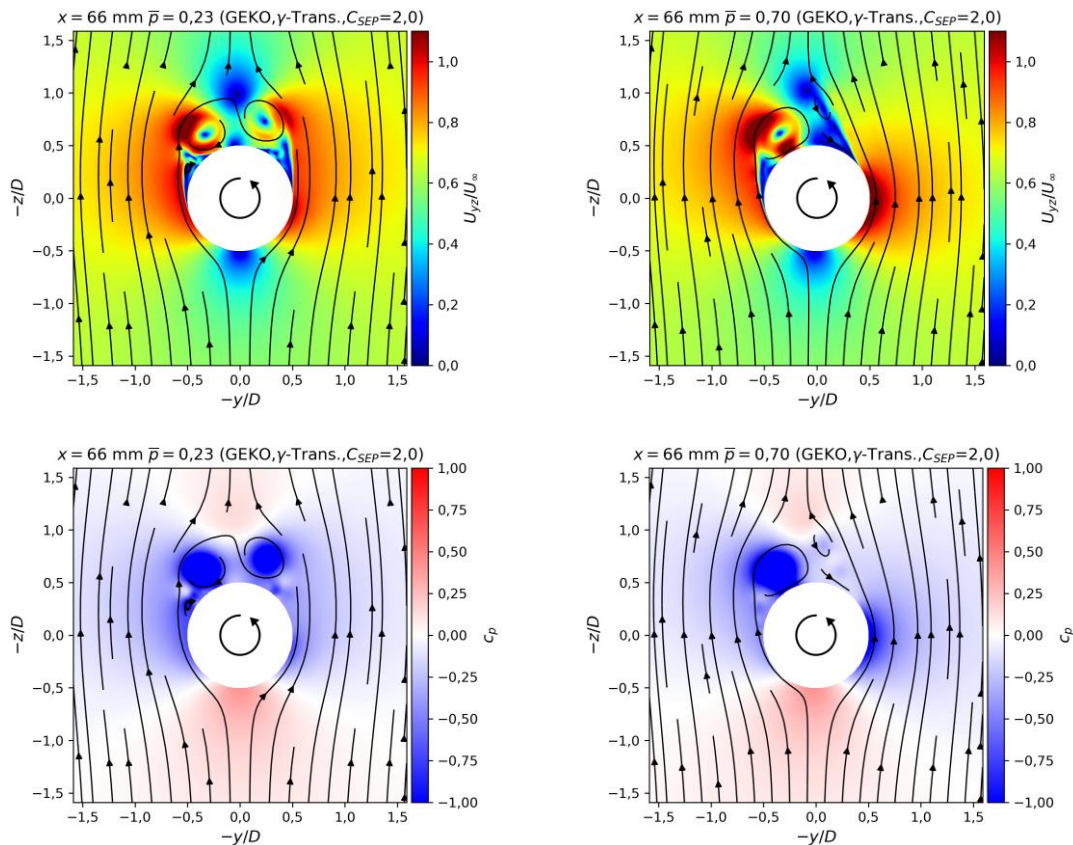


Abb. 8: Berechnete Felder für Geschwindigkeit und Druck bei unterschiedlichen Drehraten ($x = 66 \text{ mm}$).

Von den CFD Simulationen mit Transitionsmodell wurde in allen Fällen eine laminare Grenzschicht prognostiziert, die erst im Bereich der Ablösung umschlägt. Ein weiteres Indiz für den Zustand der Grenzschicht bei der Ablösung liefern die berechneten Werte für den Normalkraftkoeffizienten C_Z . Wie in Abbildung 7 ersichtlich, werden die experimentellen Werte für C_Z im Fall einer vollturbulenten Berechnung merklich unterschritten, wohingegen die Simulationen mit Transitionsmodell eine sehr gute Übereinstimmung aufweisen. Dies deutet darauf hin, dass bei einer vollturbulenten Grenzschicht die Ablösung weiter stromabwärts stattfindet, als dies im Experiment der Fall ist. Dass eine laminare Grenzschicht in der Simulation unmittelbar nach der Ablösung umschlägt ist zu erwarten, da Transition in abgelösten Scherschichten mit korrelationsbasierten Transitionsmodellen im Allgemeinen nicht abgebildet werden kann [Ansys 2021]. Sobald die Grenzschicht ablöst, wird automatisch von einer vollturbulenten Strömung ausgegangen. Es ist daher unwahrscheinlich, dass sich der oben beschriebene Mechanismus einer einseitig laminaren Ablöseblase auf diese Weise beschreiben lässt. Die Ergebnisse der PIV-Messungen deuten allerdings darauf hin, dass dieser Effekt allenfalls im hinteren Bereich

des Projektils ($x = 44 \text{ mm}$) eine Rolle spielt. Interessanterweise lieferten laminare Simulationen ohne Transitionsmodell für beide Drehraten eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Dies gilt sowohl für die Strömungsbilder, als auch im Hinblick auf die Kräfte, wenngleich letztere einen stark oszillierenden Verlauf aufweisen. Im Rahmen zukünftiger Arbeiten sind transiente Simulationen mit skalenauflösender Turbulenzmodellierung (LES, DES) geplant. Es wird erwartet, dass dies eine detailliertere Abbildung der inhärent instationären Strömung ermöglicht und die Übereinstimmung mit dem Experiment insbesondere bei den niedrigen Drehraten weiter verbessert. Zusätzlich soll so eine mögliche Transition in der abgelösten Grenzschicht erfasst werden.

Literatur

- Jacobson, I.D., Yaggy, P.F., 1973:** "Magnus Characteristics of Arbitrary Rotating Bodies", AGARD-AG-171. Advisory Group for Aerospace Research and Development, Paris, France
- McCoy, R.L., 1999:** "Modern exterior ballistics: The launch and flight dynamics of symmetric projectiles", Schiffer Pub.
- Sailaranta, T., Honkanen, T., Laaksonen, A., Siltavuori, A., 2014:** "Bullet Turning at Trajectory Apex", Journal of Aerospace Engineering, Vol. 27, No. 5, pt. 04014030
- Dutschke, B., Weidner, S., Mundt, Ch., 2021:** "Stability conditions for high-angle-of-attack limit-cycles of spin-stabilized projectiles", 20. STAB-Workshop – Jahresbericht 2021, pp. 61-62
- Collings, W.Z., Lieske, R.F., 1972:** "A Study of Artillery Shell Drift at High Angle of Fire Using Solar Aspect Sensors", BRL Memorandum Report No. 2244, Aberdeen Proving Ground
- DeSpirito, J., 2017:** "CFD aerodynamic characterization of 155-mm projectile at high angles-of-attack", 35th AIAA Applied Aerodynamics Conference, AIAA Paper 2017-3397
- Fletcher, C.A., 1972:** "Negative Magnus forces in the critical Reynolds number regime", Journal of Aircraft, Vol. 9, No. 12, pp. 826-834
- Seginer, A., Ringel, M., 1986:** "Magnus effects at high angles of attack and critical Reynolds numbers", Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 23, No. 3, pp. 237-244
- Scharnowski, S., Bross, M., Kähler, C.J., 2019:** "Accurate turbulence level estimations using PIV/PTV", Experiments in Fluids, Vol. 60, No. 1, pp. 1-12
- Swanson, W.M., 1961:** "The Magnus effect: A summary of investigations to date", ASME J. Basic Eng., Vol. 83, pp. 461-470
- Tani, I., 1964:** "Low-speed flows involving bubble separations", Progress in Aerospace Sciences, Vol. 5, pp. 70-103
- LaVision, 2021:** "Product Manual for DaVis 10.2", Document name 1003001_DaVis_D10.2.pdf
- Ansys, 2021:** "Ansys Fluent Theory Guide", Release 2021 R2, ANSYS, Inc., Canonsburg, PA
- Menter, F.R., Lechner, R., Matyushenko, A., 2019:** "Best practice: generalized k- ω two-equation turbulence model in ANSYS CFD (GEKO)", Technical Report ANSYS