

OTTO LILIENTHAL UND DER MECHANISMUS DES SCHWINGENFLUGS

- Zum Gedächtnis an Otto Lilienthals Tod 1896 vor 100 Jahren -

W. Send

Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR)
Institut für Aeroelastik, Göttingen

Zusammenfassung

Otto Lilienthal hat mit seinen Beobachtungen zum Schwingenflug vor mehr als 100 Jahren die zentralen Mechanismen für den Vortrieb der fliegenden Lebewesen erkannt. Schlagen, Drehen und Schwenken eines Flügels sind die kinematischen Grundmuster bei diesem Bewegungsvorgang. Den Beleg für diese Feststellung geben moderne zoologische Beobachtungen.

Entgegen frühen theoretischen Postulaten, nach denen die Sogwirkung der Vorderkantenumströmung für den Vortrieb verantwortlich sein soll, zeigen auch theoretische Untersuchungen, daß die gekoppelte Schlag- und Drehbewegung beim Tierflug im Gegenteil diesen Effekt höherer Ordnung minimiert. Diese gegensätzlichen Feststellungen zum Tierflug, zusammen mit dem gleichzeitigen Erfolg der neuen Theorie „Instationäre Aerodynamik“ nach 1920 für die Aussagen zur Stabilität der Tragfläche, haben Lilienthals Beobachtungen zum Mechanismus des Tierflugs weitgehend verdrängt und deren grundlegende Bedeutung vergessen lassen.

Zum Gedächtnis an Lilienthals Tod vor 100 Jahren wird mit dem vorliegenden Vortrag sein Prioritätsrecht an den Erkenntnissen zum Tierflug in Erinnerung gerufen. Ein vom Autor zusammen mit dem Feinmechaniker Felix Scharstein nach Lilienthals Überlegungen entwickeltes Schwingenflugmodell zeigt, daß der Mechanismus des Vortriebs experimentell so leicht zu realisieren ist, wie dies die elementaren theoretischen Überlegungen erwarten lassen. Zu neuen Überlegungen für eine flugtechnische Nutzung des Schwingenflugs könnte dies einen Anstoß geben.

1. Einleitung

Otto Lilienthal gilt durch seine systematischen Untersuchungen zum Auftrieb der ebenen und gewölbten Tragflächen, vor allem auch durch die umfangreichen Flugversuche mit seinen Hängegleitern, als Pionier und Begründer der Luftfahrtforschung.

Weniger bekannt sind seine Beobachtungen und Überlegungen zum Mechanismus des Schwingenflugs der Tiere. Lilienthal hat bis zu seinem Tod am 10. August 1896, an dem er einen Tag nach seinem tragischen Absturz seinen inneren Verletzungen erlag, an Fluggeräten für den Schwingenflug gearbeitet und auch Versuche hierzu angestellt.

Die *Tafel VIII* in seinem 1889 erschienenen Buch *Der Vogelflug als Grundlage der Fliegekunst* [1] ist nach Auffassung des Autors ein Meisterwerk präziser Naturbeobachtung. Die Tafel enthält die Darlegung der zentralen Mechanismen des Schwingenflugs der Tiere, wie sie sich heute darstellen.

Lilienthal hat gesehen, daß der Auf- und Abschlag der Flügel der von ihm beobachteten Störche stets begleitet ist von einer positiven Anstellung beim Aufschlag und einer negativen Anstellung bei Abschlag. Diese gekoppelte Schlag- und Drehbewegung ist der Kern des Vortriebsmechanismus, der auf diese Weise schon Schubkraft im Stand entwickelt. Die weiterhin von Lilienthal gesehene kürzere Weglänge beim Aufschlag gegenüber der Länge beim Abschlag entspricht theoretisch einer zusätzlichen Schwenkbewegung, die bei allen Beobachtungen von Vögeln und Insekten stets nachzuweisen ist. Hierdurch wird die Schubkraft - bei

gleicher Schlagamplitude - noch einmal leicht um die Hälfte vergrößert. Gerade die Bedeutung dieser zuletzt genannten Beobachtung Lilienthals ist bislang offenkundig nicht erkannt worden.

Erstaunlicherweise ist seit den ersten Arbeiten zur Instationären Aerodynamik nach 1920 unter Anleitung von Ludwig Prandtl die Bedeutung und der Wahrheitsgehalt der Lilienthalschen Beobachtungen zum Schwingenflug bis heute unterschätzt worden und jeder Bezug deshalb unterblieben. Statt dessen wurden theoretisch Mechanismen zur Deutung des Schwingenflugs angegeben, die in offenkundigem Gegensatz zu Lilienthals Beschreibung stehen und bei Tierbewegungen auch nicht nachzuweisen sind.

2. Frühe Versuche und Beobachtungen

Die Vielfalt der fliegenden Lebewesen und ihr Formenreichtum haben die Menschen seit jeher zu Beobachtungen und Versuchen angeregt, den Schwingenflug auch für sich selbst zu erschließen. Auf Leonardo da Vinci (1452-1519) gehen frühe Zeugnisse genauer Studien zurück. Bild 2 zeigt eine Skizzenfolge von der natürlichen Darstellung der Tiere bis zu den wesentlichen Merkmalen der Bewegung. Die letzten beiden Skizzen scheinen Aufschlag und Abschlag einer dünnen, tragenden Fläche zu zeigen, wie sie unmittelbar als Vorlage für die Kinematik der umströmten Tragfläche dienen könnte. Ebenfalls von da Vinci stammt der Entwurf eines mechanischen Flügels in Bild 1, der für den Flug eines Menschen vorgesehen ist. Die Kraft soll über Seilen und Rollen übertragen werden.

¹⁾ Nachdruck mit separater Seitenzählung und kleinen Berichtigungen gegenüber der Fassung im Tagungsband. Einfügung der Grafiken aus der Originalarbeit.

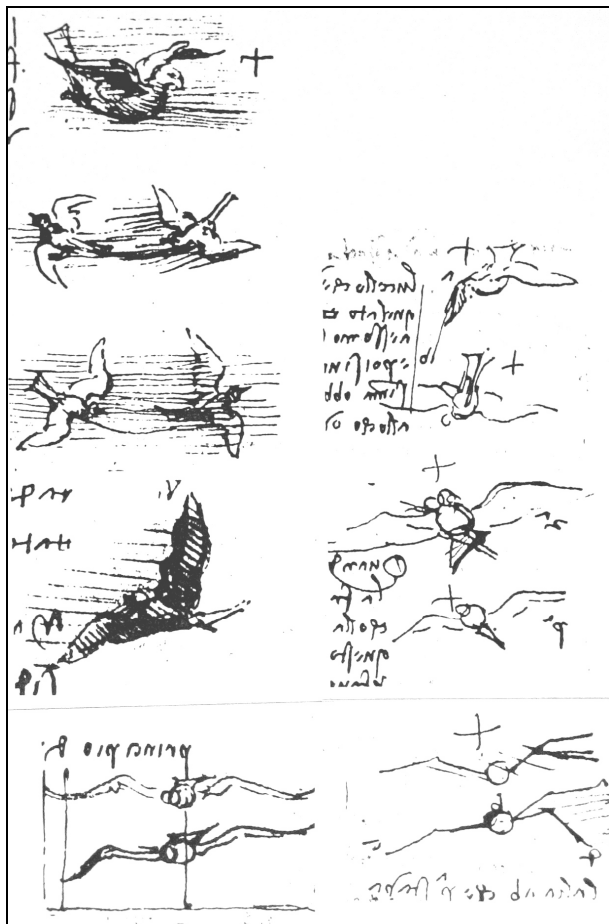


Bild 2: Abstraktion des Tierflugs bei Leonardo da Vinci von naturhafter Darstellung bis zur bewegten tragenden Fläche; Darstellung nach [2].

B. Kresling hat in einer historischen Arbeit [4] eingehend das Werk des Franzosen Etienne-Jules Marey (1830-1904) dargestellt, der bereits 1869 die Frequenz des Flügelschlags an verschiedenen Vögeln untersucht. Frau Kresling erläutert die Messung mit der *Mareyschen Kapsel*, die eine kleine Gummikapsel mit Übertragungsleitung darstellt:

Nach diesem Prinzip wird einer Taube ein Korsett mit einer Kapsel so umgeschlallt, daß die Flügel ungehindert schlagen können. Während des Flugs zeichnen die sich beim Abschlag stark kontrahierenden Brustmuskeln ihre Aktivität auf der Trommel selbst auf, über einen Gummischlauch, der dem Vogel etwa 15 Meter Flatterfreiheit läßt. Zur Zeitmessung werden gleichzeitig 60 volle Phasen einer Stimmgabel, elektrisch verstärkt, auf demselben Gerät registriert.

Bild 3 zeigt die Versuchseinrichtung von Marey und darunter fünf Aufzeichnungen, die von der Stimmgabel (I), einer Taube (II), einer Wildente (III), einem Bussard (IV) und einem Habicht (V) stammen.

Marey konstruiert außerdem einen Rundlauf, der nach der Beschreibung auf drei Kanälen die Vertikal- und Horizontalbewegung einer Schwinge, sowie die Rumpfbewegung des im Rundlauf eingespannten Tieres aufzeichnen kann. Parallel hierzu entwickelt Marey die Technik der *Chronophotographie*, einer Vorstufe der Kinematographie. Nach diesen Aufnahmen läßt Marey 1887 Bronzeskulpturen anfertigen, die noch heute erhalten sind. Die seinerzeit entstandenen Bilder zeigen deutlich, daß Marey detaillierte Kenntnisse über den Mechanismus des Schwingenflugs vorliegen.

Im Nachlaß seines verehrten Kollegen Peter Bublitz hat der Autor umfangreiche Notizen und Recherchen zum Stand der Forschung auf dem Gebiet des Flugwesens im ausgehenden 19. Jahrhundert vorgefunden, die auf unterschiedlichen Quellen beruhen. Nur die Entwicklung der Aeroelastik als eigenständiger

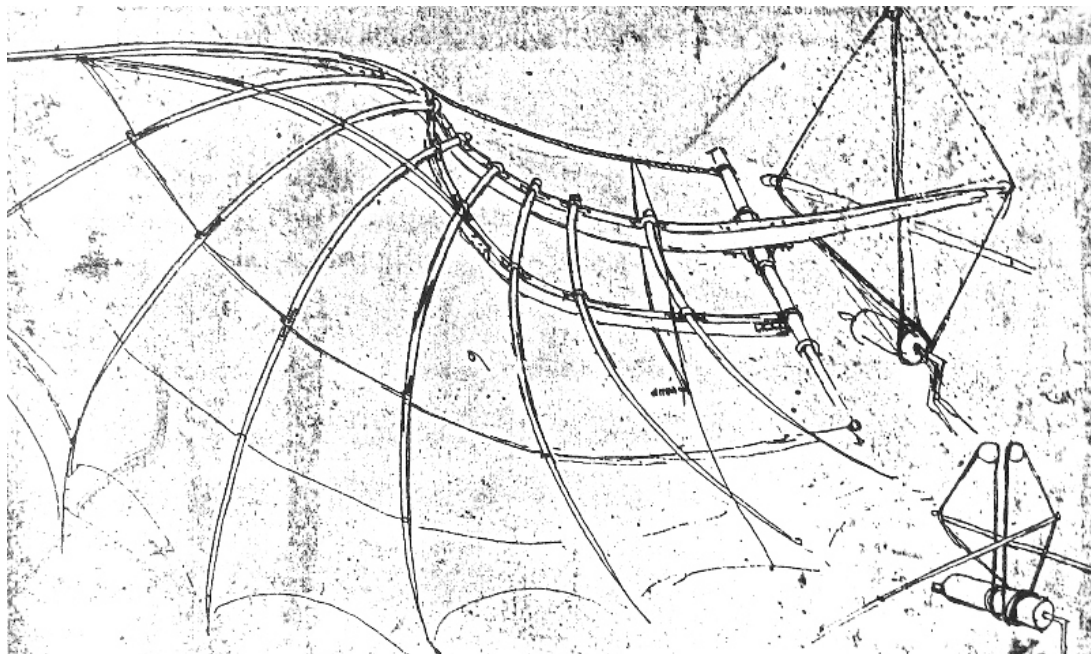


Bild 1: Entwurf einer Tragfläche für den Flug eines Menschen von Leonardo da Vinci (Abbildung nach [3]).

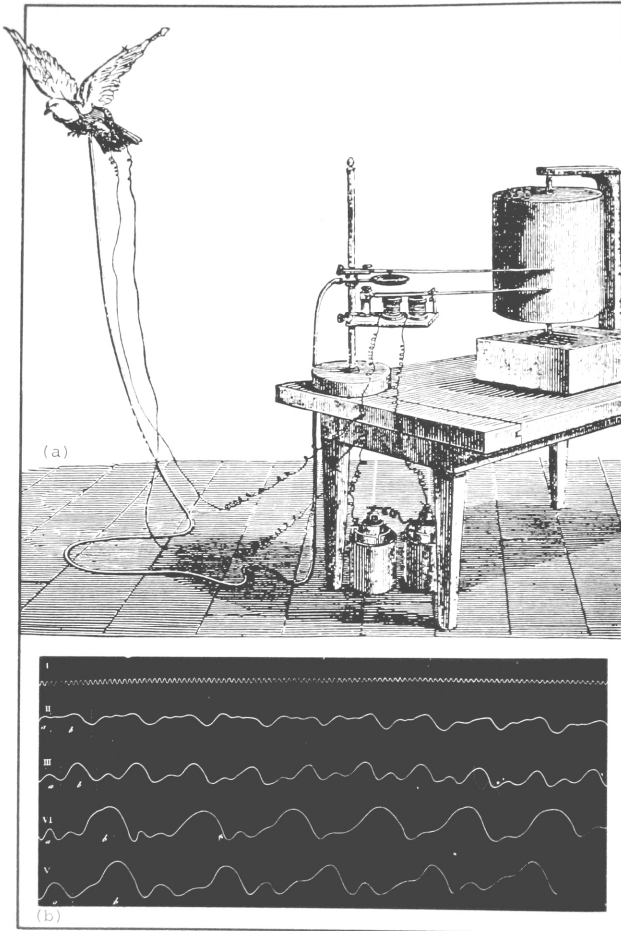


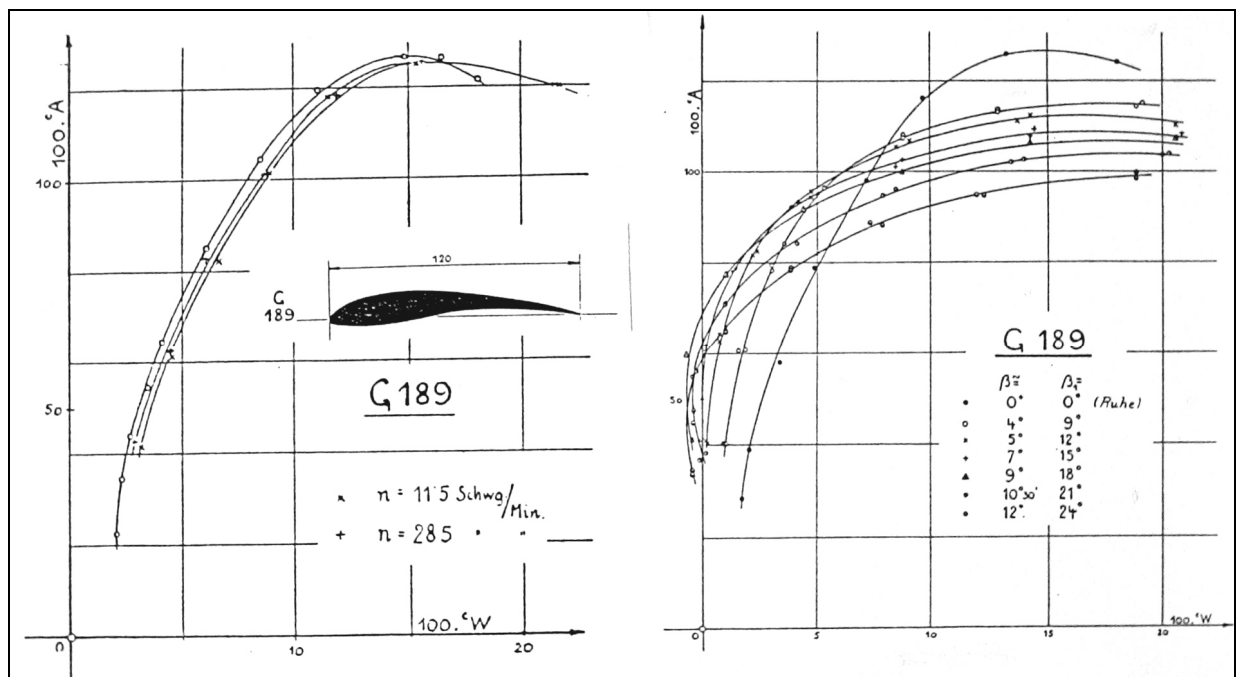
Bild 3: Messung der Schlagfrequenz durch Etienne-Jules Marey (Abbildung nach [4]).

Zweig der Luftfahrtforschung liegt in zitierbarer Form vor [5]. Die nachfolgenden Fakten zu praktischen Flugversuchen gehen auf diesen Fundus zurück.

Jakob Degen (1761-1848) baut ein Schwingenflugzeug mit einer Flügelfläche von 12 m² und einer Spannweite von 6.7 m. Albrecht Ludwig Berblinger (1770-1829) wird zumeist als Pechvogel und Nachahmer Degens dargestellt. U. Hütter zeigt anlässlich der 150. Wiederkehr des Flugversuchs, daß Berblings Modell hätte stabil fliegen und Berblinger mit seinem Flugapparat das andere Ufer hätte erreichen können [6]. In England befaßt sich George Cayley (1773-1857) in Zusammenhang mit Widerstandsuntersuchungen mit der Körperform von Fischen und baut flugfähige Gleiter. Als Lilienthal nach seinen ausführlichen Untersuchungen an gewölbten Flächen hierfür ein Patent einreicht, muß er feststellen, daß inzwischen auch der Engländer Horatio Frederick Phillips (1845-1912) die für den Auftrieb günstige Wirkung gewölbter Flächen erkannt und dafür 1884 ein britisches Patent (Nr. 13 768) erhalten hat.

Dieses Umfeld von Vorläufern des Gleitflugs und von Experimenten zum Schwingenflug läßt H. Trischler [7] im Jubiläumsjahr 1991 „Otto Lilienthal: 100 Jahre Menschenflug“ fragen:

Liegt eine historische Fehleinschätzung darin, die ersten gelungenen Gleitflüge Lilienthals vom Sommer 1891 am Windmühlenberg in Derwitz bei Potsdam als Beginn des Menschenflugs zu feiern? Die Beiträge dieses Katalogs (siehe Zitat [7]) zeigen das Gegenteil. Die systematische Vorgehensweise, die experimentelle Vorgehensweise unter Berücksichtigung der in jahrelangen Forschungen gewonnenen wissenschaftlichen Erkenntnisse, die stete Weiterentwicklung der technischen Apparate befähigten Lilienthal zu seinen erfolgreichen, tausendfach wiederholten Gleitflügen mit



Schlagschwingung in gleichförmiger Anströmung

Ruhendes Profil in periodischer Anströmung

Bild 4: Originalabbildungen der Messungen von R. Katzmayr [8].

Weiten bis zu 250 m. Wissenschaftliche Systematik anstelle von empirischem 'trial and error', Wiederholbarkeit anstelle von Zufälligkeit sind die Begründungen für die exponierte Position, die Lilienthal in der Historie der Flugtechnik mit Recht zugewiesen wird.

Diese Feststellung wird man nicht mit gleicher Ausschließlichkeit für Lilienthals Aussagen zum Schwingenflug treffen können. Gleichwohl sind dem Autor keine Arbeiten aus dieser Zeit bekannt, die mit vergleichbarer Klarheit den Mechanismus des Schwingenflugs dargelegt und beschrieben hätten. Seine Darlegungen haben Gültigkeit erlangt.

3. Instationäre Aerodynamik - der Anfang

Die erste experimentelle Arbeit zur Messung der Kräfte an zeitlich veränderlichen Tragflächen erscheint 1922 unter dem Titel *Über das Verhalten von Flügelflächen bei periodischen Änderungen der Geschwindigkeitsrichtung* [8]. Der Autor R. Katzmayr führt die Untersuchungen im aerodynamischen Labor der Technischen Hochschule Wien durch. Dieses Labor ist acht Jahre vorher gebaut worden [9] und es gibt keinen Anlaß, an der Qualität der dortigen Messungen zu zweifeln. Die Arbeit wird in der *Zeitschrift für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt* (ZFM) publiziert.

Die Versuche teilen sich in zwei Gruppen. In der ersten Anordnung führt die Tragfläche im gleichförmigen Luftstrom Schlag- und Drehbewegungen aus. Im zweiten Fall wird die ruhende Tragfläche einer sich periodisch ändernden Luftströmung ausgesetzt. Die Änderung der Luftströmung wird durch periodische Drehung eines stromauf im Luftstrom befindlichen Schaufelgitters mit einstellbarer Drehamplitude erzeugt. Wie Bild 4 zeigt, führen die beiden Versuche zu völlig unterschiedlichen Ergebnissen. Aufgetragen sind die Beiwerte für Widerstand und Auftrieb des Profils bei verschiedenen Anstellwinkeln (Polarendiagramm). Hineinkopiert in das Original ist der Querschnitt des Profils, dessen Versuchsdaten dargestellt sind. Die beiden anderen untersuchten Profile zeigen keine wesentlich anderen Ergebnisse.

Im Fall 1 der Schlagschwingung in gleichförmiger Anströmung (linkes Diagramm) ergibt sich ein Anstieg des Widerstands gegenüber dem stationären Zustand. Eingezeichnet sind zwei Schlagfrequenzen und die stationäre Polare. Auf die reine Drehschwingung, die ebenso zusätzlichen Widerstand erzeugt, sei hier nicht weiter eingegangen.

Im Fall 2 der periodischen Änderung des Luftstroms ergibt sich für das gleiche Profil ein abnehmender Widerstand, der bei geeignetem Anstellwinkel sogar negativ wird. In diesem Fall zieht die periodische Änderung der Luftströmung das Profil nach vorn (eine Schubkraft entsteht). Die beiden Winkel β_1 und β kennzeichnen die nominelle Drehamplitude der Schaufeln des Schaufelgitters und die laut Messung erzielte, effektive Auslenkung des Luftstroms, die deutlich kleiner ausfällt.

Die erste theoretische Arbeit erscheint zwei Jahre später und ist von W. Birnbaum verfaßt [10]. Sie trägt den Titel *Das ebene Problem des schlagenden Flügels* und ist seine bei L. Prandtl in Göttingen verfaßte Dissertation. Die Arbeit hat die Instationäre Aerodynamik begründet und gilt als Grundlage für die Lösung des Stabilitätsproblems von schwingenden

Tragflächen. Auf die Erforschung der Grundlagen dieses technischen Problems ist die Arbeit auch ausgerichtet; es ist nicht das Ziel, den Vogelflug zu erforschen. Die Arbeit erscheint August 1924 in der nach dem Ersten Weltkrieg neu gegründeten *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik* (ZAMM). Erste Versuche zur Überprüfung der Stabilitätsaussagen werden schon in der Arbeit selbst erwähnt und die Ergebnisse als sehr erfolgreich und in Übereinstimmung mit der Theorie bezeichnet.

Ende 1924 erscheint eine weitere Arbeit von Birnbaum, die sich unter dem Titel *Der Schlagflügelpropeller und die kleinen Schwingungen elastisch befestigter Tragflügel* [11] mit den Konsequenzen seiner voranstehend genannten Arbeit für einen Mechanismus des Vortriebs mit Hilfe von Tragflächenschwingungen befaßt. Diese Arbeit erscheint nun in der gleichen Zeitschrift, in der auch Katzmayr zwei Jahre zuvor seine Messungen veröffentlicht hat. Die Arbeit stellt sich in ihren Formulierungen so dar, daß ein neuer Mechanismus gefunden worden ist, dessen technische Nutzung man weiter untersuchen muß.

Erstaunlicherweise nimmt Birnbaum für eine Überprüfung seiner Theorie weder Bezug auf die Beobachtungen von Lilienthal, noch erwähnt er auch nur die Messungen von Katzmayr zu genau seinem theoretischen Ansatz. Man sollte ausschließen dürfen, daß die Ergebnisse der ersten instationären Messungen, die überhaupt angefertigt wurden, in Göttingen nicht gelesen worden sind. Die Vermutung liegt nahe, daß Lilienthal zwar für seine Untersuchungen zum Gleitflug in hohen Ehren gehalten wurde, man seine Überlegungen zum Tierflug aber für eher spekulativ hielt. Der Erfolg der ersten Arbeit für die Stabilitätstheorie muß in Göttingen so nachhaltig gewirkt haben, daß an ihrer Gültigkeit auch für den aus ihr folgenden Mechanismus des Vortriebs keine Zweifel aufgekommen sind. Man könnte auch denken, daß die Göttinger nur ihren eigenen Messungen trauten und die Ergebnisse von Katzmayr unkorrekt hielten (einen solchen Standpunkt kann man sicher zumindest nachvollziehen).

4. Mechanismus des Vortriebs nach Birnbaum

Die Arbeit zum Schlagflügelpropeller soll nun in ihren Konsequenzen genauer betrachtet werden. Birnbaum beginnt mit der Darlegung seines Untersuchungsziels:

Da ich die periodischen Auftriebskräfte am schlagenden Flügel für die Stabilitätsuntersuchung eines elastisch befestigten Flügels benötige, beginne ich damit, eine Theorie des Schlagflügelpropellers zu entwickeln, die an sich schon von wissenschaftlichem Interesse ist. Ich nehme gleichzeitiges Schlagen und Drehen des Flügels (um die Achse parallel der Vorderkante durch den Ursprung) an. Von periodischen Horizontalverschiebungen sehe ich ab.

Die *periodische Horizontalverschiebung* ist eine andere Bezeichnung für das Schwenken der Tragfläche. Ohne auf die Einzelheiten der Arbeit eingehen zu müssen, läßt sich ihr Ergebnis im Hinblick auf den Vortrieb aus der Arbeit selbst zitieren (Erläuterungen zu den beiden Bewegungsformen und ihrer Phasenlage erfolgen im nächsten Absatz.):

Ich komme nun zur Diskussion der Vortriebsverhältnisse. ... Zunächst interessiert der Fall, wann

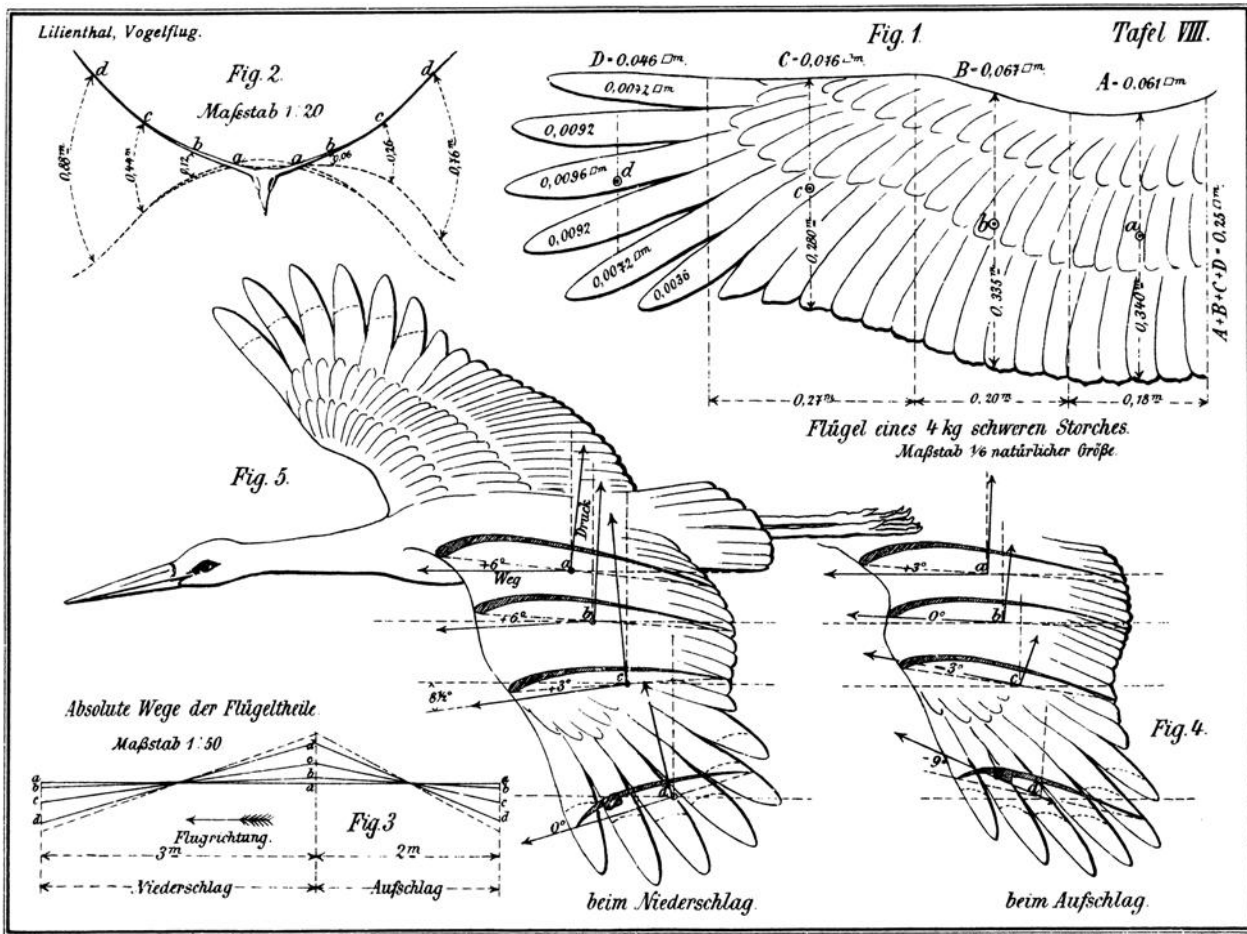


Bild 5: Der Mechanismus des Schwingenflugs nach Otto Lilienthal [1].

überhaupt Vortrieb eintritt. Da ist zu sagen, daß eine reine Drehschwingung um irgendeine vom Druckmittel nicht zu weit entfernte Achse nie Vortrieb ergeben kann. Dagegen erzeugt die reine Schlagschwingung schon beträchtlichen Vortrieb, der noch wesentlich vergrößert wird, wenn eine um 90° voreilende Drehschwingung hinzutritt (wenn also die Phase um etwa 180° gegen den Fall des Gleitens versetzt ist). Hier ergeben sich nämlich besonders große relative Anstellwinkel im geeigneten Zeitpunkte. Natürlich ist in Wirklichkeit durch das Abreißen der Strömung, das vermieden werden muß, eine Grenze gezogen.

Eine wichtige Passage muß noch erwähnt werden:

Im Falle des oben erwähnten „Gleitens“ über eine Wellenbahn sind die ... Komponenten klein von zweiter Ordnung in ω , das Gleiten erfolgt also erwartungsgemäß fast luftkraftfrei.

Die Größe ω ist hier die nachfolgend als reduzierte Frequenz bezeichnete Kennzahl ω^* , die in neueren Darstellungen zur Unterscheidung von der Kreisfrequenz ω den Stern trägt.

Schon hier sei vorweggenommen, daß der von Birnbaum genannte Fall des luftkraftfreien Gleitens genau der von Lilienthal notierte Mechanismus des Schwingenflugs ist. Vermerkt sei, daß Birnbaum zumindest in Rechnung stellt, daß es mit Effekten in der Strömung Probleme geben könnte, die in seiner Theorie nicht enthalten sind.

Am Ende seiner Arbeit gibt Birnbaum ein Rechenexempel, welche Größe der Vortrieb bereits bei reiner Schlagbewegung hat. Die Widerstandskraft F_W hat nach Birnbaum die Größe

$$(1) \quad F_W = -2\pi \omega^{*2} \left(\frac{h_0}{\ell/2} \right)^2 \rho_0 \ell b, \quad \rho_0 = \frac{1}{2} \rho u_0^2.$$

Die voranstehende Formel ist gegenüber dem Original etwas vereinfacht dargestellt, was aber an dieser Stelle für die Diskussion ohne Belang ist. Die reduzierte Frequenz ist definiert durch

$$(2) \quad \omega^* = \frac{2\pi f(\ell/2)}{u_0}.$$

Als Größen treten die Flügeltiefe ℓ und die Spannweite b auf, ferner die Dichte ρ der Luft und die Bahngeschwindigkeit u_0 der Bewegung. Die Schlagfrequenz ist f und die Amplitude h_0 .

Seine Zahlen lauten $\ell = 2\text{m}$, $b = 10\text{m}$, $u_0 = 40\text{m/s}$; Frequenz $f = 0.64\text{Hz}$. Für die reduzierte Frequenz folgt daraus $\omega^* = 0.1$. Die Schlagamplitude beträgt $h_0 = 0.5\text{m}$. Die Luftdichte ist $\rho = 1.2\text{kg/m}^3$. Für das Beispiel erhält man 300 N Schub (aus der exakteren Formel folgt bei Birnbaum „26 kg“, entsprechend 260 N). Die Schubleistung beträgt $-F_W \cdot u_0 = 12\text{kW}$.

5. Kinematik des Vortriebs nach Lilienthal

Die Darstellung von Lilienthals Modell der Entstehung der Schubkraft sei hier auf den Kern des Mechanismus beschränkt, der aus einer gekoppelten Schlag- und Drehbewegung besteht.

In Bild 6 ist Lilienthals Zeichnung aus Bild 5 mit einem Koordinatensystem und einigen Ergänzungen dargestellt, um die Bewegung quantitativ diskutieren zu können. Die Freiheitsgrade der Bewegung (ohne Schwenken) sind in Gleichungen (3)-(5) angegeben.

Die eingeführte Phasenverschiebung κ gegenüber der Drehbewegung ist in den Beobachtungen von Lilienthal genau 90° . Dann befindet sich für $t = 0$ der Flügel während des Aufschlags im Ursprung des Koordinatensystems. Die y-Achse wird in Richtung der (in Flugrichtung) rechten Flügelspitze gewählt. Die Bewegung von „rechts“ nach „links“ folgt der historischen Darstellung von Lilienthal. Die Zuordnungen, insbesondere auch die Zählung der Phasenlage, decken sich mit Birnbaums Notation.

(3)	Gleiten in x-Richtung, Beginn im Ursprung in negative Richtung.	$g(t) = u_0 \cdot t$ $x(t) = -g(t)$
(4)	Drehen mathematisch negativ; stationär (S) und instationär (I).	$\alpha_I(t) = \alpha_0 \cdot \cos \omega t$ $\alpha(t) = \alpha_S + \alpha_I(t)$
(5)	Schlagen in z-Richtung, Beginn am unteren Umkehrpunkt.	$h(t) = h_0 \cos(\omega t + \kappa)$ $z(t) = -h(t)$

Hiermit wird der entscheidende Unterschied zwischen Birnbaums Modell und Lilienthals Beobachtung deutlich:

- **Birnbaum geht in seinem Modell des wirksamen Vortriebs davon aus, daß die Schlagbewegung der Drehbewegung um $\kappa = -90^\circ$ nacheilt (d.h. die Drehbewegung voreilt).**
- **Lilienthal beobachtet im Gegensatz dazu, daß die Schlagbewegung der Drehbewegung um $\kappa = +90^\circ$ vorausschneilt.**

Kinematisch bedeutet dies, daß im ersten Fall die Nase des Profils den größten relativen Anstellwinkel zur momentanen Bahnrichtung hat, während im zweiten Fall das Profil - wie Birnbaum es formuliert - „auf einer Wellenbahn gleitet“ und nach seiner Auffassung „fast luftkraftfrei“ ist. Zwischen beiden Bewegungsformen liegt der Phasenunterschied $\kappa = 180^\circ$.

Normalkraft (instationär) + Auftrieb (stationär)

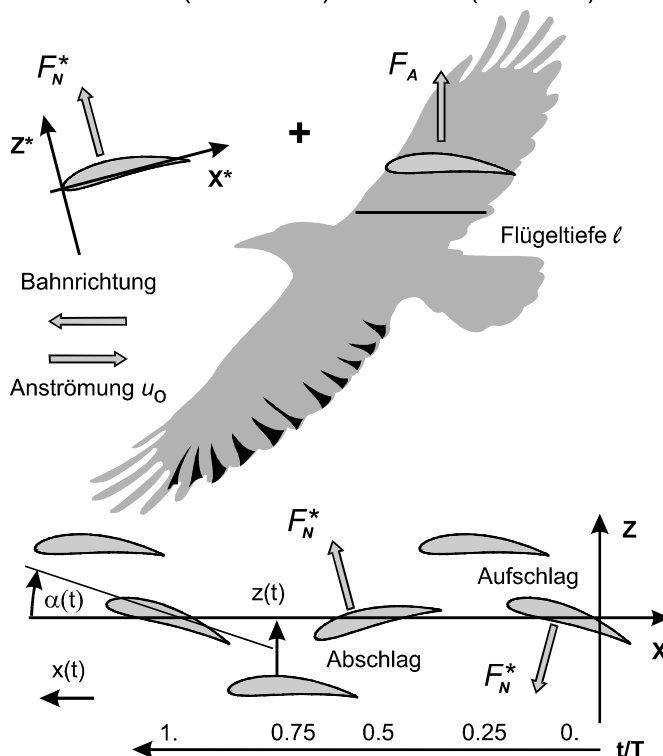


Bild 6: Entstehung der Schubkraft bei Lilienthal
Elementare Darstellung.

Hinter diesem kinematischen Unterschied verbergen sich auch von der Physik des Umströmungsvorgangs her zwei unterschiedliche Mechanismen zur Erzeugung des Vortriebs. Mit einigen elementaren Überlegungen soll zunächst gezeigt werden, zu welchen Konsequenzen die Lilienthalsche Kinematik führt.

In Zusammenhang mit der Berechnung der Leistungen in der Instationären Aerodynamik ist dieses Modell vom Autor um den Freiheitsgrad Schwenken erweitert und sowohl für den ebenen Fall, wie für den räumlichen Fall berechnet worden [12]. Diese drei Bewegungsformen haben mit dem Tierflug zunächst wenig zu tun, sondern beherrschen die Fragestellungen bei Stabilitätsuntersuchungen von Tragflächen ganz allgemein. In der Arbeit finden sich auch alle erforderlichen Formeln, um die entsprechenden Leistungen und Wirkungsgrade ermitteln zu können.

6. Elementare Deutung der Lilienthalschen Beobachtungen

Jede der drei Bewegungen ruft im Fluid Kräfte hervor. Das Gleiten mit u_0 bewirkt einen Strömungswiderstand F_W in Bahnrichtung (Anteil senkrecht dazu vernachlässigt) und die zusätzliche Drehung α_S eine Auftriebskraft F_A senkrecht zur Anströmung. Ist das Profil gewölbt, dann entsteht auch ohne Drehung schon eine Auftriebskraft. Schlagen $h(t)$ und Drehen $\alpha(t)$ rufen zeitlich veränderliche Kräfte hervor, von denen wir vereinfacht nur die Anteile F_h^* und F_α^* normal zum Flügelgrundriß betrachten, die sich zeitlich in gleicher Weise verändern sollen wie die sie hervorrufenden Bewegungen. Diese quasi-stationäre Betrachtungsweise

läßt eine tatsächlich auftretende Verschiebung zwischen Bewegung und resultierender Druckverteilung außer acht.

Eine ebene Platte mit der Grundrißfläche A erfährt bei der Anströmgeschwindigkeit u_0 näherungsweise die stationäre Auftriebskraft

$$(6) \quad F_A = c_A \cdot \rho_0 \cdot A \quad \text{mit} \quad c_A = 2\pi \cdot \alpha_S.$$

Die Formel (6) dient als Abschätzung für die beiden Kräfte F_h^* und F_α^* . Der Beiwert aufgrund der Drehung ergibt sich, wenn die Formel für α_S auch für $\alpha(t)$ verwendet und die Bewegung als hinreichend langsam unterstellt wird. Beim Schlagen wird der Winkel $\alpha_H(t)$ bestimmt, mit dem die Partikel der Strömung, besser die ruhenden Raumpunkte, rein kinematisch relativ zur Flügelsebene auf das Profil auftreffen:

$$(7) \quad \tan \alpha_H(t) = \frac{\dot{z}(t)}{\dot{x}(t)} = \frac{h_0 \cdot \omega \cdot \sin(\omega t + \kappa)}{-u_0},$$

$$\cong \alpha_H(t), \quad \text{und} \quad \alpha_{H0} := \frac{h_0 \cdot \omega}{u_0}$$

Man prüft leicht nach, daß für $\kappa = 90^\circ$ und $t = 0$ der Winkel negativ ist. Das Profil wird von oben angeströmt und erfährt in der Phase des Aufschlags einen Abtrieb. Während der Winkel $\alpha_H(t)$ das Profil nicht tatsächlich dreht, müssen für die Darstellung im x-z-Bezugssystem die Kräfte F_h^* und F_α^* entsprechend dem Winkel $\alpha(t)$ zerlegt werden. Es vereinfacht die Übersicht, wenn die Rechnung mit $\alpha_S = 0^\circ$ weitergeführt wird. Damit ergeben sich folgende Kräfte am Profil:

$$(8) \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_w + (F_\alpha^* + F_h^*) \cdot \sin \alpha_1(t) \\ 0 \\ F_A + (F_\alpha^* + F_h^*) \cdot \cos \alpha_1(t) \end{bmatrix}$$

mit

$$(9) \quad F_\alpha^*(t) = \rho_0 \cdot A \cdot 2\pi \cdot \alpha_1(t)$$

$$F_h^*(t) = \rho_0 \cdot A \cdot 2\pi \cdot \alpha_H(t)$$

Für kleine Winkel gilt $\sin \alpha \cong \alpha$ und $\cos \alpha \cong 1$. Gleichung (8) führt hiermit auf zwei wesentliche Einsichten. Auf Tragflächen, die bei einer gleichförmigen Anströmung noch eine harmonische Bewegung mit kleinen Auslenkungen ausführen, übt die Strömung Kräfte in der Weise aus, daß

- die **Auftriebskraft** sich wie die Bewegung selbst **periodisch** verändert und
- die **Widerstandskraft** sich **mit der doppelten Periode** verändert.

Dies bedeutet aber zugleich, daß die gekoppelte Schlag- und Drehbewegung eine Widerstandskraft hervorruft, die im Mittel über eine Periode nicht verschwindet. Bezeichnet $\langle F_x \rangle$ den Mittelwert der Kraft in x-Richtung, dann folgt aus (8) mit

$$(10) \quad \frac{1}{T} \int_0^T \cos^2 \omega t \, dt = \frac{1}{2}$$

und $\sin(\omega t + \kappa) = \sin \omega t \cdot \cos \kappa + \cos \omega t \cdot \sin \kappa$ für $\langle F_x \rangle$:

$$(11) \quad \langle F_x \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T F_x(t) \, dt =$$

$$F_w + \rho_0 \cdot A \cdot \pi \cdot \left(1 - \frac{\alpha_{H0}}{\alpha_0} \sin \kappa \right) \cdot \alpha_0^2$$

Der Term in der Klammer kann offenkundig negativ werden. Damit wird in einem solchen Fall ein negativer Strömungswiderstand, also Vortrieb, erzeugt. Gleichung (11) sagt in Worten aus:

- Die gekoppelte Schlag- und Drehbewegung einer Tragfläche ist in der Lage, den durch die Tragfläche erzeugten stationären Strömungswiderstand zu überwinden, wenn der Winkel der momentanen Anströmung aufgrund der Schlagbewegung größer ist als der Winkel aufgrund der Drehbewegung.
- Besonders wirkungsvoll ist der Mechanismus, wenn die Schlagbewegung der Drehbewegung um 90° vorausseilt.

Der absolute Wert der Schubkraft ist proportional zum Quadrat der Drehamplitude. Damit sind der Möglichkeit der Erzeugung von Schubkraft bei einem Lebewesen wie bei einem Schwingenflugmodell natürliche Grenzen gesetzt, da die Schlagamplitude auf eine nun noch zu klärende Weise „größer“ sein muß als die Drehamplitude. Dazu wird das Amplitudenverhältnis in Gleichung (11) umgeschrieben:

$$(12) \quad \frac{\alpha_{H0}}{\alpha_0} = \frac{h_0 \cdot \omega}{u_0 \cdot \alpha_0} = \omega^* \cdot \lambda \quad \text{mit}$$

$$\omega^* = \frac{\omega \cdot (\ell / 2)}{u_0} \quad \text{und} \quad \lambda = \frac{h_0}{\alpha_0 \cdot (\ell / 2)}$$

ω^* ist ein Maß dafür, wie schnell der Flügelschlag im Vergleich zur Bahngeschwindigkeit erfolgt. Die Größe λ ist das eigentliche Amplitudenverhältnis, das aus den beobachteten Auslenkungen folgt. Eine genauere Untersuchung, auf die an dieser Stelle nicht weiter eingegangen werden kann, zeigt, daß der Vortrieb in der Natur nur in einem relativ schmalen Bereich von ω^* , nämlich etwa von 0.1 bis 1, überhaupt stattfindet. Die ganz großen Vögel mit großen Fluggeschwindigkeiten liegen etwas unter der genannten Grenze, nur bei Flossenbewegungen von Fischen findet man noch Werte etwas über 1. Die kleinsten Insekten liegen bei etwa 0.6 bis 0.8.

Für diese Tatsache läßt sich eine überraschend einfache Erklärung finden. Der Ausdruck in der Klammer in Gleichung (11) muß die Bedingung

$$(13) \quad (1 - \omega^* \cdot \lambda) \cdot \alpha_0^2 < 0$$

erfüllen, wenn der optimale Wert $\kappa = 90^\circ$ gewählt ist.

Je kleiner ω^* wird, desto größer muß λ werden. Da, wie schon erwähnt, der Schlagamplitude gewisse Grenzen gesetzt sind, muß die Natur zu immer kleineren Drehamplituden greifen. Die absolute Vortriebskraft nimmt zugleich mit dem Quadrat der Drehamplitude ab. In absoluten Größen kann immer weniger Strömungswiderstand überwunden werden. Deshalb sind die aerodynamisch am günstigsten geformten Vögel bei den ganz großen Tieren zu finden.

Die erzielte Vortriebsleistung lautet

$$(14) \quad P_g = (F_X - F_W) \cdot \dot{g}$$

Bei den Leistungen ist zu beachten, daß Kräfte und Geschwindigkeiten physikalisch zusammenpassen. In Gleichung (8) ist die Kraft F ermittelt, die das Fluid auf den Körper ausübt. Als Geschwindigkeit ist dann auch diejenige zu wählen, mit der sich das Fluid relativ zum Körper bewegt. Für die mittlere Leistung ergibt sich aus Gleichung (11)

$$(15) \quad \begin{aligned} \langle P_g \rangle &= c_{\Pi,g} \cdot \frac{1}{2} \rho \cdot u_0^3 \cdot A \quad \text{mit} \\ \langle c_{\Pi,g} \rangle &= -\pi \cdot (\omega^* \cdot \lambda \cdot \sin \kappa - 1) \cdot \alpha_0^2 \end{aligned}$$

Für die aufgebrauchte Schlagleistung P_h folgt entsprechend den voranstehenden Überlegungen

$$(16) \quad P_h = F_z \cdot \dot{h}$$

und daraus für die mittlere Leistung

$$(17) \quad \begin{aligned} \langle P_h \rangle &= c_{\Pi,h} \cdot \frac{1}{2} \rho \cdot u_0^3 \cdot A \quad \text{mit} \\ \langle c_{\Pi,h} \rangle &= \pi \cdot \omega^* \cdot \lambda \cdot (\omega^* \cdot \lambda - \sin \kappa) \cdot \alpha_0^2 \end{aligned}$$

Nachzutragen nach diesen Überlegungen bleibt noch, wie die Leistung P_α der Drehbewegung aussieht. Dazu macht man sich klar, daß die ermittelten Querkkräfte sich aus einer Druckverteilung auf der Oberfläche ergeben. Irgendwo zwischen Flügel Nase und Flügelhinterkante liegt der Schwerpunkt dieser Druckverteilung. Legt man den Drehpunkt für $\alpha(t)$ nun in diesen Schwerpunkt, dann übt das Fluid auf das Profil nur noch Kräfte aus, aber kein Drehmoment mehr. Für eine ebene Tragfläche, die Auftrieb erfährt, liegt dieser Drehpunkt bei einem Viertel der Flügeltiefe, von der Flügel Nase an gerechnet.

Schaut man sich den Körperbau der Vögel genau an und studiert die Muskelbewegungen von Insekten, dann stellt man fest, daß die Tiere zwar allesamt starke Schlagmuskeln haben, aber offenbar nicht dafür gerüstet sind, ihre Flügel mit großer Kraft zu drehen.

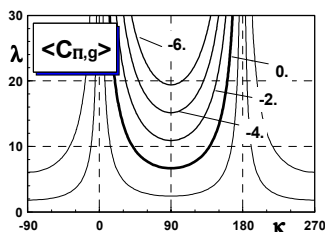


Bild 7a: Beiwert Vortriebsleistung

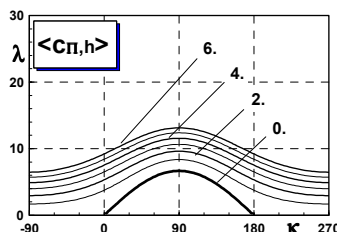


Bild 7 b: Beiwert Schlagleistung

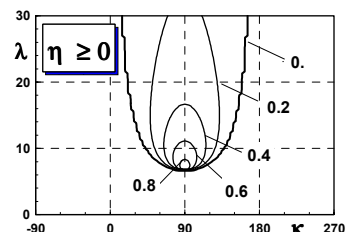


Bild 7 c: Wirkungsgrad

Dies läßt einen für das Verständnis des Tierflugs wichtigen Schluß zu:

- Die Leistung der Drehbewegung beim Tierflug ist offenbar sehr gering. Die Kraftübertragung auf den Rumpf erfolgt näherungsweise ohne Drehmoment.

Der Wirkungsgrad η des Schwingenflugmechanismus ist für Schlag- und Drehbewegung definiert als

$$\eta = \frac{\text{erzielte Vortriebsleistung}}{\text{aufgebrauchte Schlagleistung und Drehleistung}}$$

Die voranstehende Hypothese zur Leistung der Drehbewegung führt dazu, daß der Wirkungsgrad η näherungsweise gegeben ist durch das Verhältnis von erzielter Vortriebsleistung zu aufgebrauchter Schlagleistung:

$$(18) \quad \eta = \frac{-\langle P_g \rangle}{\langle P_h \rangle + \langle P_\alpha \rangle} \cong \frac{-\langle P_g \rangle}{\langle P_h \rangle}$$

Sinnvoll ist die voranstehende Gleichung nur, wenn auch tatsächlich Vortriebsleistung erzielt wird. Für eine typische reduzierte Frequenz $\omega^* = 0.15$ sind in Bild 7 die beiden Leistungsbeiwerte und der zugehörige Wirkungsgrad aufgetragen. Als Funktionen sind die voranstehenden Näherungen verwendet. Die Funktionswerte sind als Schichtlinien dargestellt. Die Leistungsbeiwerte sind zusätzlich auf α_0^2 bezogen.

Effektiv ist der Mechanismus des Schwingenflugs für jede reduzierte Frequenz nur für κ ungefähr 90° und nur in einem kleinen Bereich direkt oberhalb desjenigen Werts für λ , für den der Vortrieb überhaupt erst einsetzt. Für wachsendes ω^* wird dieser Grenzwert von λ immer kleiner.

Nun läßt sich die Frage teilweise beantworten, weshalb der Mechanismus oberhalb einer Grenze für ω^* zum Erliegen kommt. Je größer ω^* wird, desto kleiner muß λ werden, damit der Mechanismus wirkungsvoll bleibt. Mit abnehmendem λ wird die aufzubringende Drehung aber immer größer. Neben der Schwierigkeit, bei so großen Drehungen noch eine am Flügel anliegende Strömung zu erzielen, werden zugleich auch die zugehörigen Fluggeschwindigkeiten immer kleiner. Damit sinkt die Reynoldszahl, deren Abnahme ein Maß für den zunehmenden Einfluß der Zähigkeit auf die Bewegung ist.

Die voranstehenden Aussagen lassen sich wiederholen unter Verwendung der Resultate aus der Instationären Aerodynamik [12]. Für genauere Untersuchungen ist dies auch unumgänglich.

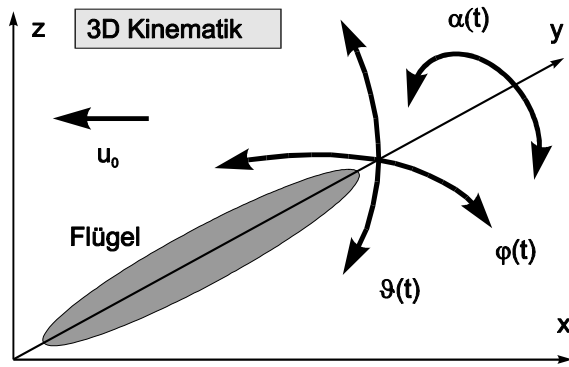


Bild 8: Räumliche Kinematik eines Flügels

Im Kern ergibt sich aber kein anderes Ergebnis. An aerodynamischen Kenntnissen ist nur verwendet worden die Beziehung (6) für den stationären Auftrieb. Diesen hat Lilienthal genau untersucht und auch gekannt. Alle nachfolgenden Beziehungen sind rein kinematischer Natur. Die Formeln sind nicht mehr als die folgerichtige Umsetzung dessen, was Lilienthal in Bild 5 dargestellt hat.

7. Belege aus der Zoologie

Für die Beschreibung der Bewegung eines Tierflügels muß man bei allen Freiheitsgraden übergehen zu einer räumlichen Betrachtungsweise (Bild 8). Die Bezeichnungen sind analog zum 2D-Fall:

- Translation $g(t) = u_0 t$
- Drehen $\alpha(t) = \alpha_S + \alpha_0 \cos \omega t + \dots$
- Schlagen $\vartheta(t) = \vartheta_S + \vartheta_0 \cos(\omega t + \kappa) + \dots$
- Schwenken $\varphi(t) = \varphi_S + \varphi_0 \cos(\omega t + \sigma) + \dots$

Gleichung (19)

Die Beschreibung der Bewegungen als harmonisch über der Zeit ist nicht mehr als die Auswahl der ersten Terme einer Reihenentwicklung eines in Wahrheit komplizierteren Bewegungsablaufs. Die Phasenlage des Schwenkens gegenüber der Drehung ist mit σ bezeichnet. Lilienthal hat neben Schlagen und Drehen das Schwenken als dritten Freiheitsgrad beobachtet. In Fig.3 seiner Darstellung (Bild 5) zeigt er, daß der Aufschlag kürzer ist als der Abschlag. Diese Bewegung stellt sich ein für Werte von σ um 90° und eine geeignete Amplitude φ_0 . Die Amplitudenverhältnisse sind mit den eingeführten Bezeichnungen im 3D-Fall folgendermaßen definiert worden:

$$(20) \quad \lambda = \frac{\vartheta_0 b}{\alpha_0 l} \cos \alpha_S \cdot \cos \varphi_S, \quad \tau = \frac{\varphi_0 b}{\alpha_0 l} \sin \alpha_S \cdot$$

Exemplarisch sind nachfolgend Daten der Bewegung von Heuschrecken angeführt, die am 1. Zoologischen Institut der Universität Göttingen untersucht worden sind. In der Dissertation von M. Wortmann [13] von 1991 bei W. Zarnack sind erstmals zahlreiche Überprüfungen des theoretischen Ansatzes vorgenommen worden, die der Autor in [12] veröffentlicht hat. Die Tiere fliegen in einem erwärmten Windkanal, der von hochfrequenten Magnetfeldern

umgeben ist. Die Flügelpositionen werden durch Messung der Spannungen ermittelt, die in mehreren Miniaturspulen auf den Flügeln der Tiere induziert werden.

Bild 9 zeigt eine typische Darstellung der Winkel über der Zeit. Zu jeder Position y in Spannweite läßt sich daraus ein 2D-Schnitt berechnen. Die unterbrochene, vertikale Linie in der Mitte zeigt den Flügel am unteren Umkehrpunkt. Dort hat das Tier den Flügel ganz nach vorn gezogen. Der Drehwinkel ist bei Null, um bei dem nun folgenden Aufschlag bei einer Phasenvoreilung des Schlags $\kappa \cong 90^\circ$ gegenüber der Drehung maximale Anstellung (*Supination*) zu erfahren. Die kinematische Analyse von Tierflugbewegungen während des Flugs von Tieren ist eine Kunst für sich. Die wenigsten Tiere lassen sich hierfür zähmen oder sind für Untersuchungen im Labor geeignet. Pionierarbeiten sind hier von E. von Holst [F1] und W. Nachtigall [F2] geleistet worden. Nicht minder schwierig sind Beobachtungen in freier Natur, wie G. Rüppell sie dokumentiert hat [F3]. Es wundert daher nicht, daß es bis heute nur wenigen Zoologen gelungen ist, aus aerodynamischer Sicht gute und verwertbare kinematische Analysen vorlegen zu können. Die Experimente von W. Zarnack mit elektrodynamischen Wegaufnehmern auf den Flügeln [14] sind ein Meilenstein in der kinematischen Analyse von Flügelbewegungen. Nicht zuletzt hat es in der Vergangenheit an geeigneten theoretischen Konzepten gefehlt, um darauf eine allgemeinere Deutung des Tierflugs aufzubauen.

Auf der Basis der kinematischen Analyse kann das Umströmungsproblem theoretisch gelöst und die Fluidkräfte können - zumindest vom Prinzip her - in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern studiert werden. Mit diesen Kenntnissen lassen sich die Tragkräfte der Flügel untersuchen und die Schubkräfte beim Schwingenflug ermitteln. Schließlich kann man feststellen, welchen Leistungsaufwand die beobachteten Bewegungen für ein Tier bedeuten.

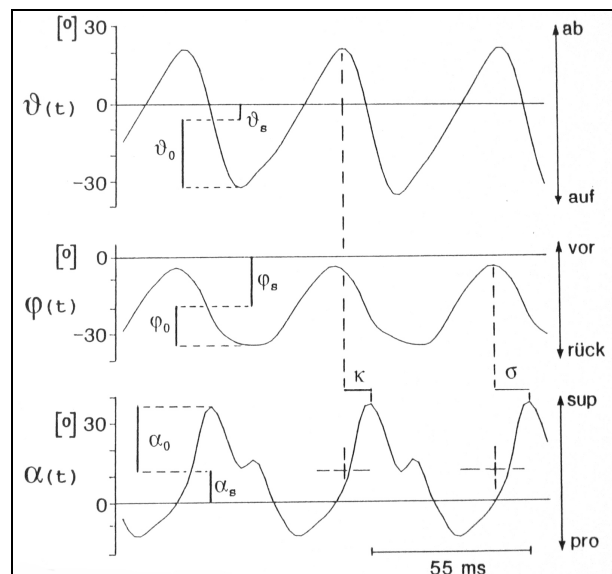
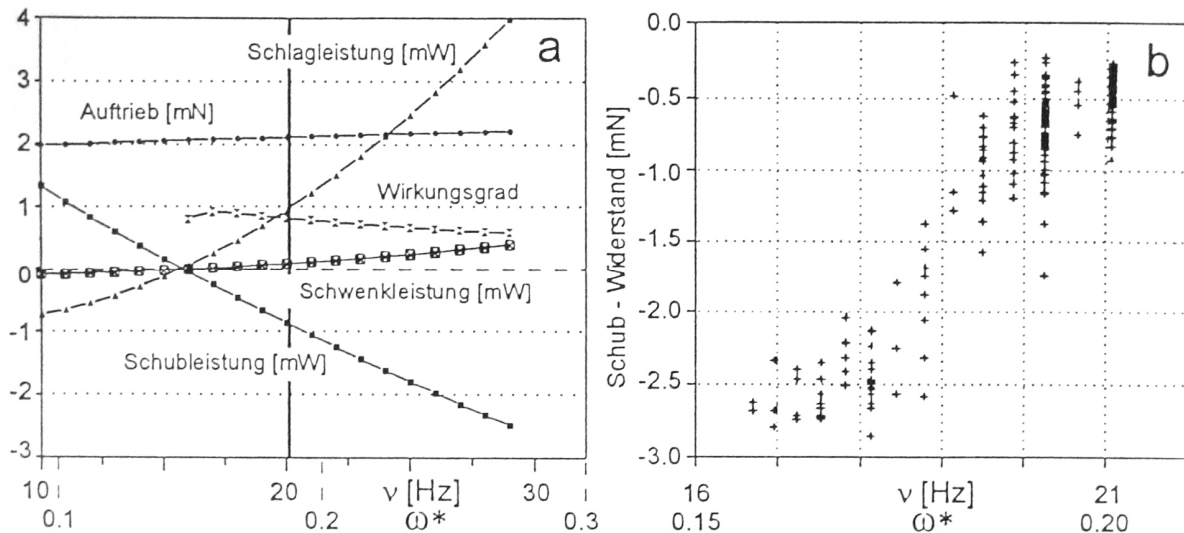


Bild 9: Kinematische Daten eines Tierflügels Heuschrecke im Windkanal nach M. Wortmann [13].



Theoretische Analyse des Vorderflügels

Experimentelle Daten zur Schubkraft

Bild 10: Schubkraft einer Heuschrecke im Windkanal, Analyse von W Zarnack [15].

Eine solche Untersuchung zeigt Bild 10, die W. Zarnack angefertigt hat [15]. Der rechte Bildteil (b) zeigt an, wieviel Schub dem Tier zu einer ausgeglichenen Kraftbilanz noch fehlt. Im linken Bildteil (a) ist die aerodynamische Analyse eines Vorderflügels aufgetragen. Würde in der Analyse die Schwenkbewegung „abgeschaltet“, dann könnte (bei gleicher Schlagamplitude!) nur knapp die Hälfte der Schlagleistung aufgebracht werden und die Schubleistung würde auf ein Drittel sinken.

für eine linearisierte aerodynamische Analyse eines Flügels zu gegebener 3D-Kinematik nach Gleichung (19) liefern. Diese sind die aufgeführten 10 Parameter: 6 Winkel, zwei Phasenlagen, Frequenz und Bahngeschwindigkeit. Vergleichbar genaue Untersuchungen sind dem Autor nicht bekannt.

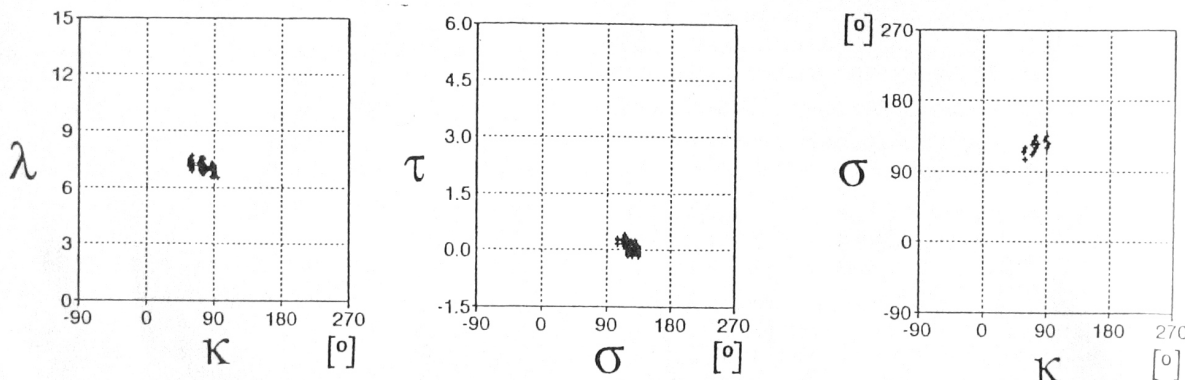
Bild 11 ist der Arbeit von M. Wortmann entnommen und zeigt, mit welcher Konstanz Phasenlage und Amplitudenverhältnis eingehalten werden. Für eine grobe theoretische Einordnung der Daten zu Schlägen und Drehen lassen sich die Diagramme in Bild 7 heranziehen.

Berechnet man analog zu dem Beispiel von Birnbaum in Abschnitt 4 die Schubkraft und -leistung nach Gleichung (15), so erhält man ein völlig anderes Ergebnis. Für $\omega^* = 0.15$ liest man zu $\eta \approx 0.8$ ein $\lambda = 8$ aus Bild 7c ab. Zu Birnbaums h_0 gehört nach (12) der Winkel $\alpha_0 = 0.063^{\text{rad}} (\approx 3.6^\circ)$. Die Schubkraft ist 48 N. Vergrößert man die Schlagamplitude h_0 um den Faktor 2, dann ist bei gleichbleibendem Amplitudenverhältnis die Kraft um den Faktor 4 größer (≈ 200 N). Damit kann ein Profil mit dem Widerstandsbeiwert $c_W=0.01$ bewegt werden. Zahlenmäßig ist der Widerstandsbeiwert gleich dem Leistungsbeiwert in Gleichung (15).

Am Ende dieses Abschnitts sei eine Bewertung zur Allgemeingültigkeit der voranstehenden Befunde vorgenommen. Die vorliegenden Daten sind kein isolierter Befund, sondern sie lassen sich einordnen in zahlreiche Untersuchungen, die zu ganz ähnlichen Ergebnissen führen. Der besondere Vorzug der Experimente von W. Zarnack ist, daß sie alle erforderlichen Kenngrößen

8. Zur Physik der Umströmung

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, daß das Vortriebsmodell von Birnbaum und die in dieser Arbeit entwickelte Umsetzung von Lilienthals Beobachtung



Schlagen über Schlagphase Schwenken über Schwenkphase Schwenkphase über Schlagphase
Bild 11: Amplitudenverhältnisse und Phasenlagen einer Heuschrecke nach M. Wortmann [13].

sich nicht theoretisch widersprechen, sondern zwei unterschiedliche Bestandteile einer einzigen Lösung des Umströmungsproblems sind.

Die Lösung des Umströmungsproblems ist das Ziel aerodynamischer Berechnungen für einen Körper, so daß zu einer gegebenen Bewegung alle physikalisch bedeutsamen Größen bekannt sind. Dies sind vor allem die mechanische Kraft des Fluids auf den Körper in jedem Punkt seiner Oberfläche S , die Kraftdichte f , und die Bewegung des Fluids gegenüber dem Zustand der Ruhe, die Fluidgeschwindigkeit v .

Es ist sinnvoll, f zu zerlegen in den Druck p senkrecht zur Oberfläche und die Schubspannung σ tangential zur Oberfläche. Integriert man über die ganze Oberfläche, so ergeben sich dazu vier Kräfte:

Kraftdichte f	aus Druck p	aus Schubspannung s
in Bahnrichtung	Druckwiderstand $F_{W,p}$	(bahnbezogener) Widerstand F_W
quer zur Bahnrichtung	(bahnbezogener) Auftrieb F_A	Effekt klein

Die Bewegungen beim Schwingenflug müssen so ablaufen, daß die aus ihnen resultierenden Druckkräfte den durch die Schubspannung unvermeidlich entstehenden Strömungswiderstand überwinden können.

Jede Lösung eines Umströmungsproblems führt längs der Profilkontur s zu einer zeitabhängigen Druckverteilung $p(s,t)$, die nach harmonischen Anteilen der sie hervorrufenden Bewegung geordnet werden kann:

$$(21) \quad p(s,t) = p_0(s) + p_1(s) \cos(\omega t + \phi_1(s)) + p_2(s) \cos^2(\omega t + \phi_2(s)) + \dots$$

p_0 ist die stationäre Druckverteilung, p_1 die harmonisch mit der Bewegung verlaufende Verteilung und p_2 der doppelharmonische Anteil. Die Phasen ϕ_1 und ϕ_2 sollen andeuten, daß die Drücke nicht zeitgleich mit der Bewegung ihre Extremalwerte erreichen.

Bild 12 zeigt über eine Periode die Beiwerte der integralen Größen $F_{W,p}$ und F_A aus der Druckverteilung für ein dünnes, symmetrisches Profil (NACA0012). Die Rechnung beruht auf einer numerischen Integration der Eulerschen Gleichung (d.h. ohne Einbeziehung der Schubspannung) nach einem Programm von V. Carstens [16]. Der stationäre Widerstandsbeiwert ist folglich nur eine relative Maßzahl für den Einfluß der instationären Bewegung und stellt nicht den physikalischen Strömungswiderstand dar. Verläuft ein Beiwert unter der strichlinierten Linie im oberen Diagramm, dann wird in dieser Phase der Bewegung Schub entwickelt. Ein approximatives Integralverfahren, wie es der Autor entwickelt hat [17], liefert praktisch die gleichen Ergebnisse.

Für $\omega^* = 0.05$, $h_0/l = 0.4$ und $\alpha_0 = 2.5^\circ$ (entspricht $\lambda \approx 18$) sind vier verschiedene Phasenlagen κ dargestellt. Nach Gleichung (13) ist $\omega^* \lambda < 1$ und es kann linearisiert (d.h. nur den mit harmonischen Anteilen der Druckverteilung) keine Schubkraft entstehen.

- Für die Phasenlage $\kappa = +90^\circ$ liefert die Lösung unter Einschluß der quadratischen Anteile ebensowenig Vortrieb wie die linearisierte

Lösung. Der quadratische Anteil ist für diese Phasenlage minimal.

Dies ist die von Birnbaum als Gleiten auf einer Wellenbahn bezeichnete Bewegung. Würde die Schlagamplitude nun geringfügig erhöht auf 0.5, würde sich Schub mit hohem Wirkungsgrad einstellen.

Die reine Schlagschwingung ist nicht dargestellt; sie würde maximalen Auftrieb und Vortrieb gerade bei $t/T = 0.5$ haben in der Größenordnung der Lösung für $\kappa = 0^\circ$. Für die Phasennacheilung $\kappa = -90^\circ$ stellt sich die von Birnbaum schon errechnete, besonders wirksame Schubkraft ein.

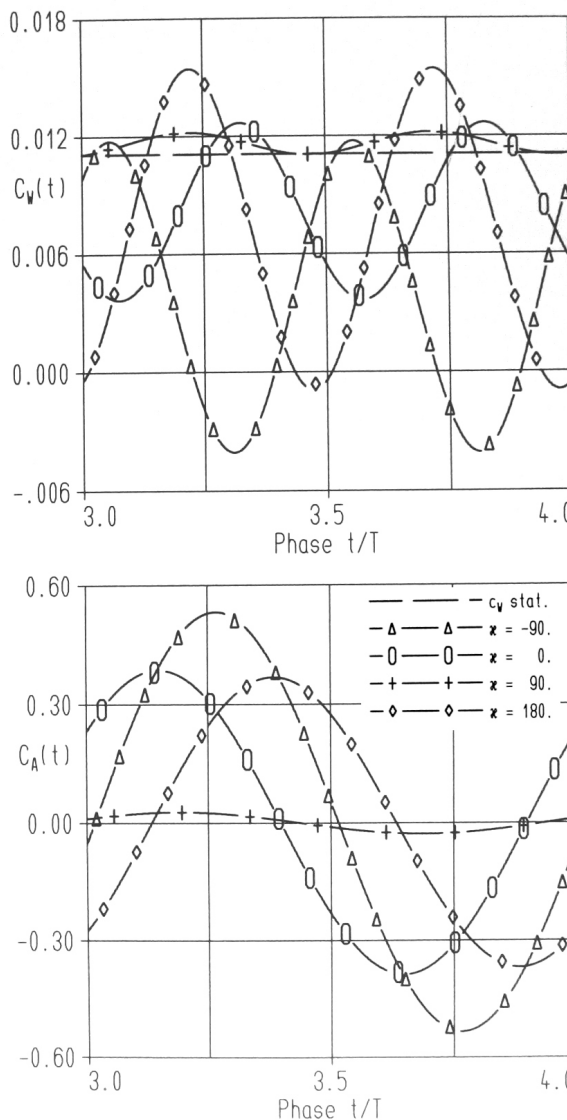


Bild 12: Beiwerte für Auftrieb und Widerstand Eulerrechnung nach V. Carstens [16].

9. Zusammenfassende Bemerkungen

Es ist gezeigt worden, daß der vor mehr als 100 Jahren von Lilienthal beobachtete Mechanismus des Vortriebs beim Schwingenflug auch derjenige ist, der in der Natur genutzt wird. Das späterhin von Birnbaum entwickelte Modell des Schlagflügelpropellers geht von einem grundsätzlich anderen Mechanismus aus.

Bereits Katzmayr hat 1922 festgestellt, daß dieser später postulierte Mechanismus von Birnbaum sich nicht ohne weiteres einstellt. Bis heute sind dem Autor nur wenige Messungen bekannt, die unter besonderen Bedingungen diesen Effekt höherer Ordnung zeigen. Dazu zählen die Messungen von R.I. Windsor [18] (Widerstandsverminderung bei Drehschwingung bei stationärem Anstellwinkel 0°) und die Untersuchungen von J.D. DeLaurier und J.M. Harris [19]. Letztere messen allerdings auch noch dann Vortrieb bei der gekoppelten Schlag- und Drehschwingung, wenn sich nach obiger Eulerrechnung schon Widerstandserhöhung einstellen müßte.

Ein vom Autor und dem Feinmechaniker F. Scharstein nach Lilienthals Mechanismus entwickeltes Schwingenflugmodell belegt, das der Vortrieb so leicht zu erzielen ist, wie dies in der elementaren Darstellung vorhergesagt wird. Das Modell wird nunmehr für Zwecke von Forschung und Lehre kommerziell angeboten. Das Modell hat einen reinen Schlagantrieb und nutzt die Elastizität der Tragfläche aus, um die erforderliche Drehung zu erzielen.

Nach Auffassung des Autors gibt es keinen physikalischen Hinderungsgrund, den Schwingenflugmechanismus nicht auch in großem Maßstab flugtechnisch zu nutzen. Geht man davon aus, daß bei einem großen Transportflugzeug im Reiseflug die eine Hälfte der Schubkraft über Triebwerkschub mit 50 % Wirkungsgrad ab Wellenleistung, die andere Hälfte über Schwingenflug mit einem Wirkungsgrad von 80 % ab Wellenleistung aufgebracht wird, dann liefert diese Kombination eine nominelle Einsparung an Leistung von fast 20 %. Ob sich Synergieeffekte ergeben, etwa durch eine Verminderung des Energieinhalts der stationären Randwirbel in Richtung eines theoretischen Minimums, wäre zu prüfen. Der Aufbau der Tragflügel wird sich nicht grundlegend ändern können. Die Flügel werden in ihrer Eigenform (symmetrische Grundbiegung plus Grundtorsion) angeregt werden müssen. Von der Frage der Dauerfestigkeit abgesehen, die auch bei Rotoren gelöst worden ist, ist die richtige Phasenlage ein entscheidender Punkt. Hinreichend weit unterhalb der Flattergrenze durchläuft die Phasenlage einen weiten Bereich, der auch 90° überdeckt. Hier ergibt sich einiger Forschungsbedarf.

Danksagungen

Prof. W. Zarnack und Dr. M. Wortmann danke ich für die überlassenen Grafiken und meinem Kollegen Dr. V. Carstens für die Möglichkeit, mit seinem Eulerprogramm vergleichende Rechnungen durchführen zu können.

Mit Prof. H. Försching und Dipl.-Ing. H. Hennings habe ich einige anregende Gespräche führen können,

die mich ermuntert haben, voranstehende Bemerkungen zur flugtechnischen Nutzung zu formulieren.

Referenzen

- [1] O. LILIENTHAL, *Der Vogelflug als Grundlage der Fliegekunst*, Nachdruck der Originalausgabe von 1889, Harenberg, Dortmund 1982.
- [2] L. RETI (Hrsg.), *Leonardo*, S. Fischer Verlag, Frankfurt a.M. 1979.
- [3] K.W. STREIT, J.W.R. TAYLOR, *Geschichte der Luftfahrt*, Sigloch Service Edition, Künzelsau 1975.
- [4] B. KRESLING, *Bewegungsphysiologie vor 100 Jahren: Einige Aspekte der Arbeit von E.J. Marey aus der „Station physiologique“ in Paris*, in: W. Nachtigall (Hrsg.), *Biona report 3*, Gustav Fischer Verlag, Stuttgart 1985.
- [5] P. BUBLITZ, *Geschichte der Entwicklung der Aeroelastik in Deutschland von den Anfängen bis 1945*, DFVLR-Mitt. 86-25, Köln 1986, ISSN 0176-7739.
- [6] U. HÜTTER, *Albrecht Ludwig Berblinger, Idee und Wirklichkeit*, Ulm und Oberfranken, Zeitschrift für Geschichte und Kunst 36 (1962), 239-348 mit Tafeln 17-19.
- [7] H. TRISCHLER, *Porträt eines Erfinderunternehmers*, in: W. Heinzerling, H. Trischler (Hrsg.), *Otto Lilienthal*, Deutsches Museum, München 1991.
- [8] R. KATZMAYR, *Über das Verhalten der Flügelflächen bei periodischen Änderungen der Geschwindigkeitsrichtung*, Z. f. Flugtechnik und Motorluftschiffahrt **6** (1922), 80-82, Schluß: **7** (1922), 95-101.
- [9] W. v. DOBLHOFF, *Das aereomechanische Laboratorium der Lehrkanzel für Luftschiffahrt und Automobilwesen an der K. TH Wien*, Z. f. Flugtechnik und Motorluftschiffahrt **7** (1914), 105-127.
- [10] W. BIRNBAUM, *Das ebene Problem des schlagenden Flügel*, Z. f. Angewandte Math. u. Mech. **4** (1924), 277-292.
- [11] W. BIRNBAUM, *Der Schlagflügelpropeller und die kleinen Schwingungen elastisch befestigter Tragflügel*, ZFM **11/12** (1924), 128-134
- [12] W. SEND, *The Mean Power of Forces and Moments in Unsteady Aerodynamics*, Z. f. Angewandte Math. u. Mech. **72** (1992), 113-132.
- [13] M. WORTMANN, *Rollmoment, Auftrieb und Vortrieb ... der Wüstenheuschrecke*, Diss. Universität Göttingen, 1991
- [14] W. ZARNACK, *A transducer recording continuously 3-dimensional rotations of biological objects*, J. comp. Physiol. **126** (1972), 161-168.
- [15] W. ZARNACK, *Kinematik und Aerodynamik des Heuschreckenflugs*, Akademie der Wiss., Mainz, zur Publ.
- [16] V. CARSTENS, *Computation of the Unsteady Transonic 2D Cascade Flow by an Euler Algorithm with Interactive Grid Generation*, AGARD CP 507, Transonic Unsteady Aerodynamics and Aeroelasticity, San Diego, USA, October 7-11, 1991.
- [17] W. SEND, *Zur Lösung des räumlichen Interferenzproblems in der Instationären Aerodynamik*, DLR-FB 95-42, Köln 1995.
- [18] R.I WINDSOR, *Measurement of Aereodynamic Forces on an Oscillating Airfoil*, USAAVLABS Technical Report 69-98 (1970).
- [19] J.D. DeLAURIER, J.M. HARRIS, *Oscillating-Wing Propulsion*, J. Aircraft, May 1982, 368-373.
- [F1] E. VON HOLST, *Flugbewegungen bei Insekten*, Wilhelmshafen 1941, IWF Göttingen, C 575 (3.5 min)
- [F2] W. NACHTIGALL: *Phormia regina* - Flügelbewegung beim Flug, Saarbrücken 1964, IWF Göttingen, E 1710 (3 min)
- [F3] G. RÜPPELL, *Technik des Vogelfluges*, Braunschweig 1968-1977, IWF Göttingen, D 1368 (14.5 min)



Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Frühe Versuche und Beobachtungen	1
3. Instationäre Aerodynamik - der Anfang.....	4
4. Mechanismus des Vortriebs nach Birnbaum.....	4
5. Kinematik des Vortriebs nach Lilienthal	6
6. Elementare Deutung der Lilienthalschen Beobachtungen	6
7. Belege aus der Zoologie	9
8. Zur Physik der Umströmung	10
9. Zusammenfassende Bemerkungen	12
Danksagungen	12
Referenzen	12

Verzeichnis der Abbildungen

Bild 1 Entwurf einer Tragfläche für den Flug eines Menschen.....	2
Bild 2 Abstraktion des Tierflugs bei Leonardo da Vinci.....	2
Bild 3 Messung der Schlagfrequenz durch <i>Etienne-Jules Marey</i>	3
Bild 4 Messungen von R. Katzmayr	3
Bild 5 Mechanismus des Schwingenflugs nach Otto Lilienthal	5
Bild 6 Entstehung der Schubkraft bei Lilienthal.....	6
Bild 7 Beiwerte Vortrieb und Schlag, Wirkungsgrad	8
Bild 8 Räumliche Kinematik eines Flügels	9
Bild 9 Kinematische Daten eines Tierflügels.....	9
Bild 10 Schubkraft einer Heuschrecke im Windkanal	10
Bild 11 Amplitudenverhältnisse und Phasenlagen einer Heuschrecke	10
Bild 12 Beiwerte für Auftrieb und Widerstand	11

Sachwortverzeichnis

A

Abschlag 1, 2, 9
 Aerodynamik 1, 4, 6, 9, 12
 Amplitude 1, 4, 6, 7, 8, 10, 11
 Anstellwinkel 4, 5, 6, 12
 Anströmung 3, 4, 6, 7
 Aufschlag 1, 6, 7, 9
 Auftriebskraft 6, 7

B

Birnbaum 4, 5, 6, 10, 11, 12

D

Dreh 1, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 12

F

Flügel 1, 2, 3, 4, 6, 7, 8, 9, 10, 12
 Frequenz 2, 5, 6, 8, 10
 reduzierte 5, 6, 8

G

Gleiten 5, 6, 11

K

Katzmayr 3, 4, 12

L

Lilienthal 1, 3, 4, 5, 6, 9, 11, 12

Luftstrom 4
 Luftströmung 4

P

Profil 3, 4, 6, 7, 8, 10, 11

R

Rundlauf 2

S

Schlag 1, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12
 Schubkraft 1, 4, 6, 7, 10, 11, 12
 Schwenken 1, 4, 6, 9, 10
 Schwingenflug 1, 2, 3, 4, 5, 7, 8, 10, 11, 12
 Stabilität 1, 4, 6
 Stabilitätsaussage 4

T

Tierflug 1, 4, 6, 8, 9
 Tragfläche 1, 4, 6, 7, 8, 12
 Tragflügel 4, 12

V

Vortrieb.. 1, 4, 5, 6, 7, 8, 11, 12, Siehe Schubkraft

W

Weglänge 1
 Widerstand 3, 4, 5, 7, 10, 11, 12