

Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Magnetkopfgleiterdynamik

Report des "Strömungstechnischen Labors" des ZWG

K. Graichen, G. Bärwolff, B. Dreßler,
R. Eschenhagen, L. Jehring, C. Kirmse,
B. Sammler, G. Seifert

Berlin-Adlershof, November 1991

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Voraussetzungen, Grundgleichungen und Aufgabenstellungen für die theoretischen Untersuchungen	4
2.1	Voraussetzungen	4
2.2	Reynoldssche Gleichung	5
2.3	Stationärer Gleiterflug	7
2.3.1	Randbedingungen	7
2.3.2	Aufgabenstellungen	7
2.4	Instationärer Gleiterflug	8
2.4.1	Anfangs- und Randbedingungen	8
2.4.2	Bewegungsgleichungen des Gleiters	8
2.4.3	Kopplung der Reynoldsschen Gleichung mit den Bewegungsgleichungen des Gleiters	9
2.5	Beeinflussung des Gleiterflugs durch Plattenrauigkeit und mechanische Kontakte mit der Platte	9
3	Numerisches Lösungsverfahren und Ergebnisse zum stationären Gleiterflug	11
3.1	Lösung der direkten Aufgabe	11
3.2	Lösung von Umkehraufgaben	12
3.3	Einige Ergebnisse zum stationären Gleiterflug	13
4	Numerisches Verfahren und Ergebnisse zum instationären Gleiterflug	18
5	Gleiterflug unter dem Einfluß der Plattenrauigkeit	22
5.1	Zum Einfluß mechanischer Kontakte zwischen Gleiter und Platte	22
5.2	Zum Einfluß der Rauigkeit auf den stationären Flug	25
6	Aufgabenstellungen und Meßmethoden für experimentelle Untersuchungen	29
6.1	Ein interferometrisches Verfahren zur differentiellen, dynamischen Messung von Wegänderungen	29
6.2	Anwendung des interferometrischen Meßsystems bei gleiterdynamischen Untersuchungen	30
6.3	Anwendung des interferometrischen Meßsystems bei Untersuchungen der Festplatten- topografie und des Laufverhaltens von Präzisionsspindeln	33
6.4	Aerodynamische Untersuchungen an Festplattenspeichern	34
7	Untersuchung der Topografie von Platten und des Laufverhaltens von Präzisionsspindeln	37
7.1	Plattentopografie	37
7.2	Spindeln	38
8	Ergebnisse experimenteller Untersuchungen zur Gleiterdynamik	43
9	Ergebnisse zur globalen Strömung im Winchesterraum	47
10	Vergleich zwischen theoretischen und experimentellen Ergebnissen	52
11	Zusammenfassung	57
	Literatur	58
	Anhang	61

1 Einleitung

Zur externen Speicherung größerer Informationsmengen werden in elektronischen Rechenanlagen und PC's meist Festplatten benutzt. Obwohl in der optischen Speicherplatte eine Konkurrenz entsteht, wird die Festplatte mit magnetomotorischem Arbeitsprinzip auch in den nächsten Jahren noch das am häufigsten angewandte Speichermedium bleiben. Das seit etwa 35 Jahren unverändert gebliebene Prinzip der Festplatten-Technik gestattet nach wie vor Weiterentwicklungen [1].

Die erreichbare Speicherdichte und die Zuverlässigkeit des Schreib-Lese-Prozesses hängen bei der Platte wesentlich vom Abstand zwischen Schreib-Lese-Kopf und rotierender Festplatte ab. Dieser Abstand muß während des Betriebs einerseits stets größer als Null sein, um Verschleiß und Zerstörung der informationstragenden Schicht zu verhindern. Andererseits muß der Abstand möglichst klein sein, um hohe Speicherdichten zu erreichen. Gegenwärtig können Arbeitsabstände von $0.2\mu\text{m}$ und kleiner realisiert werden. Darüber hinaus wird gefordert, daß sich dieser Abstand unter Betriebsbedingungen zeitlich möglichst wenig ändert. Dazu muß gesichert werden, daß der Magnetkopf den Plattenwelligkeiten, deren Amplituden bis zum 100-fachen des Arbeitsabstands betragen können, möglichst genau folgt.

Diese Forderungen werden in den handelsüblichen Festplattenspeichern durch Anwendung des Prinzips der aerodynamischen Lagerung weitgehend erfüllt. Der Magnetkopf wird dabei von einem Magnetkopfgleiter getragen. Man benutzt heute i.allg. Zweikufengleiter vom Typ Winchester, die mittels einer kardanischen Aufhängung an einer federnden Halterung befestigt sind. Die kardanische Aufhängung beläßt dem Gleiter für seine Bewegung zwei Freiheitsgrade, den Anstell- und den Rollwinkel. Die federnde Halterung gestattet dem Gleiter die Änderung seines Abstands von der Platte. Insgesamt hat der Gleiter damit 3 Freiheitsgrade, womit er sich der Plattentopografie anpassen kann. Die beiden Gleitkufen der Winchester-Gleiter haben i.allg. Längen von einigen Millimetern und Breiten von einigen Zehntelmillimetern. Das Verhältnis ihres Abstands von der Platte zu ihrer Länge hat damit die Größenordnung 10^{-3} – 10^{-4} . Gegenwärtig wird daran gearbeitet, durch Miniaturisierung der Gleiter den Abstand zwischen Schreib-Lese-Kopf und Festplatte weiter zu verringern.

Die Rotation der Festplatte verursacht eine Bewegung der Luft im Winchesterraum. Daher entstehen bei der magnetomotorischen Informationsspeicherung auch klassische strömungsmechanische Probleme.

Das Strömungsgebiet läßt sich einteilen in zwei räumlich voneinander getrennte Gebiete:

- (a) Gebiet zwischen Gleiter und Platte
- (b) gesamtes restliches Gebiet des Winchesterraums.

Die Strömung im Gebiet (a) ermöglicht die aerodynamische Lagerung des Gleiters. Es wird vereinfachend vorausgesetzt, daß sich die Strömungen in den beiden Gebieten (a), (b) gegenseitig nicht beeinflussen.

Im internationalen Maßstab werden Arbeiten zu verschiedenen Aspekten der Gleiterdynamik etwa seit Beginn der 50-er Jahre vor allem in Japan und den USA durchgeführt.

Bereits 1962 erschien eine zusammenfassende Darstellung theoretischer Grundlagen [2]. In der Arbeit [3] werden die wesentliche Gesichtspunkte der tribologischen und der feinmechanischen Probleme bei der Magnetspeichertechnik dargelegt.

Wichtige Teilaspekte der Theorie betreffen die Modellierung der Strömungsvorgänge in aerodynamischen Lagern, die Berechnung der Druckverteilung auf Grundlage der Reynoldsschen Gleichung, die Einbeziehung von Rauigkeitseffekten, die Einführung von slip-flow-Randbedingungen im Fall kleinster Flughöhen, das Zusammenwirken äußerer Kräfte und Momente mit den Strömungskräften und -momenten. Für die numerischen Untersuchungen ergibt sich die Notwendigkeit, effektive Differenzenverfahren oder FE-Methoden zu konstruieren, wobei insbesondere bei den gegenwärtig benutzten Gleitflächengeometrien eine wirksame Netzgenerierung und Schrittweitensteuerung erforderlich sind.

Auf experimentellem Gebiet spielt von Anfang an (vgl. Brunner u.a. [4]) die Untersuchung des Flugverhaltens des Magnetkopfgleiters eine besondere Rolle. Insbesondere waren und sind die Bemühungen darauf gerichtet, die Flughöhe des Gleiters bzw. den Arbeitsabstand (Abstand zwischen Gleitkufenhinterkante und Festplatte) unter verschiedenen Flugbedingungen zu messen. Als Meßverfahren kommen kapazitive, induktive und verschiedene optische Methoden zur Anwendung. Mit der

Bereitstellung geeigneter Laserlichtquellen setzten sich Laseranemometrie und Laservibrometrie durch, insbesondere deshalb, weil damit berührungsfreie dynamische Messungen an realen Kopf-Platte-Paarungen möglich sind.

Die Arbeitsgruppe Magnetkopfgleiterdynamik des Strömungstechnischen Labors des ZWG arbeitet sowohl mit theoretischen als auch mit experimentellen Methoden an Fragestellungen aus diesem Umfeld. Mit dem vorliegenden Bericht soll einerseits eine gewisse Einführung in den Forschungsgegenstand gegeben werden. Andererseits soll er aber vor allem eine Übersicht über spezielle Forschungsergebnisse bieten, die seit 1986 von der Arbeitsgruppe gewonnen worden sind und die bisher nur einem engeren Kreis von Fachkollegen mitgeteilt wurden. Der Bericht befaßt sich hauptsächlich mit der Strömung im Gebiet (a) zwischen Gleitkufen und der rotierenden Festplatte sowie mit dem Flugverhalten des Magnetkopfgleiters. Er enthält darüber hinaus auch einige Ergebnisse über die globale Luftbewegung im Winchesterraum (b). Der Anwendungsbereich der experimentellen Methoden, deren Entwicklung zunächst auf die Ermittlung des Flugverhaltens des Gleiters gerichtet war, umfaßt auch das dynamische Verhalten von Präzisionsspindeln und die Topografie der Plattenoberfläche.

Die Untersuchungsergebnisse sind bisher in 2 unveröffentlichten Forschungsberichten [5], [6] ausführlich dargestellt worden. Einige ausgewählte Ergebnisse wurden in den Tätigkeitsbericht des Strömungstechnischen Labors [7] aufgenommen. Darüber hinaus waren sie Gegenstand mehrerer Vorträge auf Fachtagungen und Seminaren.

Die Untersuchungen erfolgten in enger Zusammenarbeit mit der Industrie und Forschungseinrichtungen der AdW sowie Hochschulen. Die Autoren des Berichts danken insbesondere den Herren Dipl.-Phys. Werner, Dr. Krug und Dr. Salzmann (ehemals VEB Robotron-Elektronik Dresden) für die mehrjährige kooperative Zusammenarbeit. Sie sind darüber hinaus den wissenschaftlich-technischen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Strömungstechnischen Labors Frau Pätzold, Frau Eckstein und Herrn Deus für ihre aktive Mitwirkung zu Dank verpflichtet.

2 Voraussetzungen, Grundgleichungen und Aufgabenstellungen für die theoretischen Untersuchungen

Bezüglich der theoretischen Grundlagen kann weitgehend auf die Literatur (z.B. [2], [8], [9]) Bezug genommen werden. Einen Überblick über verschiedene Aufgaben und Untersuchungsmethoden findet man in [10]. Im Abschnitt 2.1 werden die hinreichenden Bedingungen formuliert, unter denen die Reynoldssche Gleichung (vgl. Abschnitt 2.2) streng – im Sinne eines asymptotischen Grenzübergangs – hergeleitet werden kann.

2.1 Voraussetzungen

Einige der im Folgenden benutzten Symbole sind in Abb. 2.1 anschaulich erklärt. Die theoretischen Untersuchungen zur Gleiterdynamik beruhen auf folgenden Voraussetzungen, die bei den üblichen Arbeitsbedingungen der Festplattenspeicher in guter Näherung erfüllt sind:

– Das Strömungsgebiet

$$(x, y) \in \Omega_i, (i = 1, 2), \quad z_P(x, y, t) < z < z_G(x, y, t) \quad (2.1)$$

ist ein Spalt, bei dem der Abstand zwischen Gleitkufe und Platte sehr klein gegenüber den plattenparallelen Abmessungen ist:

$$l_x, l_y \gg \tilde{h}, \quad (2.2)$$

wobei \tilde{h} die Größenordnung von

$$h = h(x, y, t) = z_G(x, y, t) - z_P(x, y, t) \quad (2.3)$$

angibt, also etwa

$$\tilde{h} = \min_{t \in (t_1, t_2)} \frac{1}{l_x l_y} \int_{\Omega} h(x, y, t) dx dy.$$

(t_1, t_2) ist ein beliebiges Zeitintervall, in dem der Festplattenspeicher arbeitet. Wie in der Einleitung bereits erwähnt, sind die Verhältnisse $h/l_x, h/l_y$ i.allg. von der Größenordnung 10^{-3} .

– Anstellwinkel und Rollwinkel sind sehr kleine Winkel (einige Winkelsekunden); daher kann angenommen werden, daß die Projektionen Ω_1, Ω_2 der Gleitkufen auf die Ebene $z = 0$ (Abb. 2.1b) von α, β unabhängig sind.

– Der Abstand r_G des Gleiters vom Plattenmittelpunkt ist groß im Verhältnis zu den Abmessungen l_x, l_y der Gleitkufen:

$$r_G \gg l_x, l_y.$$

Dann hängt die Plattengeschwindigkeit im Gebiet Ω_1 in guter Näherung nicht von den Ortskoordinaten ab. Die Vernachlässigung der Krümmung der Wandstromlinien legt die Benutzung eines kartesischen Koordinatensystems (x, y, z) nahe, das an den Projektionen 1, 2 orientiert ist (Abb. 2.1). Wie die x - bzw. y -Komponente der Plattengeschwindigkeit \hat{u}_P bzw. \hat{v}_P , so ist auch der Gierwinkel ψ in den Gebieten Ω_i konstant.

– Die Zustandsänderungen des Fluids sind polytrop, wobei i.allg. sogar die Voraussetzung isothermer Zustandsänderungen berechtigt ist:

$$\frac{p}{p_a} = \left(\frac{\rho}{\rho_a}\right)^n$$

mit $n = 1$ für isotherme Zustandsänderungen.

– Äußere Kräfte, z.B. Gravitation, spielen für die Bewegung des Fluids keine Rolle.

– Der Einfluß der mittleren freien Weglänge der Fluidmoleküle kann mit Hilfe der slip-flow-Randbedingungen beschrieben werden:

$$\begin{aligned}
u_P &= \hat{u}_P + \bar{\lambda} \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=z_P} & v_P &= \hat{v}_P + \bar{\lambda} \frac{\partial v}{\partial z} \Big|_{z=z_P} \\
u_G &= -\bar{\lambda} \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=z_G} & v_G &= -\bar{\lambda} \frac{\partial v}{\partial z} \Big|_{z=z_G}.
\end{aligned} \tag{2.4}$$

Es gilt

$$\frac{\bar{\lambda}}{\lambda_a} = \frac{p_a}{p}. \tag{2.5}$$

– Die reduzierte Reynolds-Zahl Re^* ist klein:

$$Re^* = \frac{U l_x}{\nu} \left(\frac{\tilde{h}}{l_x} \right)^2 \ll 1. \tag{2.6}$$

Hier ist U die Größenordnung des Betrags der Strömungsgeschwindigkeit im Spalt, also etwa

$$U = \sqrt{\hat{u}_P^2 + \hat{v}_P^2}.$$

– Die Komponenten $u(x, y, z, t)$, $v(x, y, z, t)$, $w(x, y, z, t)$ der Strömungsgeschwindigkeit ändern sich zeitlich hinreichend langsam; die in den entsprechenden Zeitfunktionen enthaltenen Frequenzen f_u , f_v , f_w sind nicht beliebig hoch:

$$f_u, f_v, f_w \ll f_0 = \frac{\nu}{l_x^2} \left(\frac{l_x}{\tilde{h}} \right)^2. \tag{2.7}$$

Für Luft als Strömungsmedium und $l_x = 4 \cdot 10^{-3} m$, $\tilde{h} = 0.2 \cdot 10^{-6} m$ ist $f_0 = 4 \cdot 10^8 s^{-1}$; derart hohe Frequenzen sind in der Strömung nicht zu erwarten.

2.2 Reynoldssche Gleichung

Unter diesen Voraussetzungen können die Navier–Stokes–Gleichungen durch Größenordnungsabschätzungen vereinfacht werden. Man erhält auf diese Weise für $\frac{\tilde{h}}{l_x} \rightarrow 0$ die Näherungen

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) \tag{2.8a}$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial z} \right) \tag{2.8b}$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0. \tag{2.8c}$$

In jedem Zeitpunkt besteht danach ein Gleichgewicht zwischen Druck- und Reibungskräften. In der Kontinuitätsgleichung ergeben sich keine Vereinfachungen:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = 0. \tag{2.9}$$

Weiterhin sind zu berücksichtigen:

$$\frac{p}{p_a} = \left(\frac{\rho}{\rho_a} \right)^n \tag{2.10}$$

$$p = R \rho \vartheta \tag{2.11}$$

$$\mu = \mu(\vartheta). \tag{2.12}$$

Aus (2.10),(2.11),(2.5) folgt, daß in dieser Näherung mit p (vgl.(2.8c)) auch ρ , ϑ und $\bar{\lambda}$ von z unabhängig sind. Im isothermen Fall ist $n = 1$ und $\vartheta = \vartheta_a$, $\mu = \mu_a$.

Aus (2.8),(2.9),(2.10),(2.5) und den Randbedingungen (2.4) erhält man die Reynoldssche Gleichung unter Berücksichtigung der slip-flow-Effekte:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{\mu} p^{\frac{1-n}{n}} h^2 (hp + 6\bar{\lambda}_a p_a) \frac{\partial p}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{\mu} p^{\frac{1-n}{n}} h^2 (hp + 6\bar{\lambda}_a p_a) \frac{\partial p}{\partial y} \right] = \\ 6U \left[\cos \psi \frac{\partial}{\partial x} (p^{\frac{1}{n}} h) + \sin \psi \frac{\partial}{\partial y} (p^{\frac{1}{n}} h) \right] + 12 \frac{\partial}{\partial t} (p^{\frac{1}{n}} h). \end{aligned} \quad (2.13)$$

Wegen (2.12),(2.11),(2.10) ist hier μ für $n \neq 1$ streng genommen noch eine Funktion von p . Im isothermen Fall vereinfacht sich diese Gleichung zu

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{\mu_a} h^2 (hp + 6\bar{\lambda}_a p_a) \frac{\partial p}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{\mu_a} h^2 (hp + 6\bar{\lambda}_a p_a) \frac{\partial p}{\partial y} \right] = \\ 6U \left[\cos \psi \frac{\partial}{\partial x} (ph) + \sin \psi \frac{\partial}{\partial y} (ph) \right] + 12 \frac{\partial}{\partial t} (ph). \end{aligned} \quad (2.14)$$

Im stationären Fall entfällt die Ableitung nach t . Führt man dann durch

$$\begin{aligned} h = h_m H \quad x = l_x X \quad y = l_x Y \\ p = p_a P \quad \bar{\lambda} = \bar{\lambda}_a \Lambda \end{aligned}$$

mit

$$h_m = \min_{(x,y) \in \Omega} [z_G(x,y) - z_P(x,y)] \quad (2.15)$$

dimensionslose Größen H, X, Y, P, Λ ein, so entsteht für stationäre, isotherme Strömung die Reynoldssche Gleichung in dimensionsloser Form:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial X} [H^2 (HP + 6Kn_a) \frac{\partial P}{\partial X}] + \frac{\partial}{\partial Y} [H^2 (HP + 6Kn_a) \frac{\partial P}{\partial Y}] = \\ G \left[\cos \psi \frac{\partial}{\partial X} (PH) + \sin \psi \frac{\partial}{\partial Y} (PH) \right]. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Gleitzahl G und Knudsenzahl Kn_a sind durch

$$G = 6 \frac{\mu_a l_x U}{p_a h_m^2} \quad (2.17)$$

$$Kn_a = \frac{\bar{\lambda}_a}{h_m} \quad (2.18)$$

definiert.

Jede der angegebenen Formen der Reynoldsschen Gleichung verknüpft zwei Funktionen miteinander:

Druckverteilung p bzw. P und Spalthöhe h bzw. H .

Die Reynoldssche Gleichung wird i.allg. benutzt, um bei vorgegebener Funktion

$$h(x, y, t) = z_G(x, y, t) - z_P(x, y, t)$$

die Druckverteilung $p(x, y, t)$ zu bestimmen. Dazu ist im stationären Fall ein Randwertproblem (vgl. 2.3) und im instationären Fall ein Anfangs-Randwert-Problem (vgl. 2.4) zu lösen.

Ist $p(x, y, t)$ bekannt, so erhält man Größe $w(t)$ und Angriffspunkt $(x_w(t), y_w(t))$ der Kraft, die vom strömenden Medium auf den Gleiter ausgeübt wird, mit Hilfe von Integrationen:

$$w(t) = \int_{\Omega} [p(x, y, t) - p_a] dx dy \quad (2.19)$$

$$x_w(t) = \frac{1}{w(t)} \int_{\Omega} x [p(x, y, t) - p_a] dx dy \quad y_w(t) = \frac{1}{w(t)} \int_{\Omega} y [p(x, y, t) - p_a] dx dy. \quad (2.20)$$

Dabei ist angenommen, daß die Kraft auf den Gleiter ausschließlich von der Strömung zwischen Gleitkufen und Platte verursacht wird und die übrigen Teile des Gleiters dazu keinen Beitrag leisten.

2.3 Stationärer Gleiterflug

2.3.1 Randbedingungen

Die Voraussetzung (2.2) hat zur Folge, daß der Bereich unter einer Gleitkufe, wo die allein durch die Bedingungen im Spalt bestimmte Strömung in die Strömung im übrigen Winchesterraum übergeht, relativ zu l_x, l_y sehr klein ist. Daher benutzt man die Randbedingung

$$p(x, y)|_{(x, y) \in \Gamma} = p_a \quad \text{bzw.} \quad P(X, Y)|_{(Xl_x, Yl_x) \in \Gamma} = 1. \quad (2.21)$$

Bei stationär fliegenden Gleitern mit stückweise ebenen Gleitkufen (z.B. Winchester) wählt man i.allg. $\zeta = h_m$. Im stationären Fall wird generell eine ideal ebene Platte vorausgesetzt: $z_P \equiv 0$. Dann ist gemäß (2.3)

$$h = z_G(x, y).$$

Die Funktion $z_G(x, y)$ liegt fest, wenn h_m, α, β bekannt sind.

2.3.2 Aufgabenstellungen

Es wurden drei Typen von Aufgaben behandelt. Bei allen diesen Aufgaben werden $\mu_a, p_a, \bar{\lambda}_a, U$ und ψ als fest vorgegebene Parameter betrachtet.

Aufgabe 1 ("Direkte Aufgabe")

Vorgegeben seien die geometrische Form des Gleiters, insbesondere die der Gleitkufen, sowie h_m, α, β . Gesucht sind die Strömungskraft w und der Angriffspunkt (x_w, y_w) dieser Kraft.

Hierzu wird zunächst $p(x, y)$ durch Lösung des Randwertproblems (2.16), (2.21) ermittelt. Aus (2.19), (2.20) ergeben sich die gesuchten Werte für w, x_w, y_w .

Will man erreichen, daß die Flugcharakteristiken (Freiheitsgrade) des vorgegebenen Gleiters die vorgegebenen Werte h_m, α, β haben, müssen an die Aufhängung bestimmte Forderungen gestellt werden. Die Gleichgewichtsbedingungen für die am Gleiter angreifenden Kräfte und Momente (vgl. (2.28)) liefern die Bedingungen

$$w = f \quad (2.22a)$$

$$w(x_A - x_w) = m_\alpha \quad (2.22b)$$

$$w(y_A - y_w) = m_\beta. \quad (2.22c)$$

Die Auflagekraft f , die Koordinaten x_A, y_A des Schnittpunktes der beiden Drehachsen des Gleiters und die von der Aufhängung auf den Gleiter ausgeübten Momente m_α, m_β müssen diesen Bedingungen (2.22) genügen.

Der für diese Aufgabe 1 entwickelte numerische Algorithmus ist auch das Kernstück für die numerische Lösung der beiden folgenden Aufgaben.

Aufgabe 2 ("Umkehraufgabe")

Vorgegeben seien die geometrische Form des Gleiters sowie $f, m_\alpha, m_\beta, x_A, y_A$. Gesucht sind Werte für h_m, α, β , so daß die zugehörigen Größen w, x_w, y_w die Gleichungen (2.22) erfüllen.

Man sucht also für einen vorgegebenen Gleiter zu vorgegebenen Parametern der Aufhängung ($f, x_A, y_A, m_\alpha, m_\beta$) den Anstellwinkel α und den Rollwinkel β und insbesondere die minimale Flughöhe h_m . Die Lösung erfolgt mit Hilfe des Newtonschen Verfahrens und erfordert die mehrmalige Lösung der Aufgabe 1.

Die geometrische Form der Gleitkufen eines Winchester-Gleiters hängt von einer Menge Π geometrischer Parameter π ab, z.B.

$$\Pi = (l_x, l_y, \gamma, l_1, a). \quad (2.23)$$

Bei der Massenproduktion von Gleitern "derselben" geometrischen Form variieren diese Parameter um ihre Sollwerte $\Pi^{(0)}$ in gewissen Toleranzgrenzen. Bei fest vorgegebenen Parametern der Aufhängung ($f, x_A, y_A, m_\alpha, m_\beta$) variieren daher auch die stationären Flugparameter h_m, α, β der produzierten

Gleiter in gewissen Grenzen. Der für den Schreib–Lese–Prozeß wichtigste Parameter ist die minimale Flughöhe h_m . Für h_m sind i.allg. Sollwert $h_m^{(0)}$ und Toleranzgrenzen vorgeschrieben. Daraus ergibt sich

Aufgabe 3.

Vorgegeben sind Sollwerte $\Pi^{(0)}$ für die geometrischen Parameter der Gleitkufen (vgl. (2.23)). Mit den fest vorgegebenen Charakteristiken der Aufhängung $(f, x_A, y_A, m_\alpha, m_\beta)$ und bei fest vorgegebener Plattengeschwindigkeit U , ψ sollen sich daraus (nach Aufgabe 2) die Sollwerte $h_m^{(0)}$, $\alpha^{(0)}$, $\beta^{(0)}$ ergeben. Vorgegeben seien weiterhin untere und obere Schranken für die zulässige Flughöhe h_m :

$$h_m^{(0)} - \Delta h_m' \leq h_m \leq h_m^{(0)} + \Delta h_m'' \quad (2.24)$$

Gesucht sind Toleranzgrenzen für die Geometrieparameter Π , so daß (2.24) erfüllt ist. Alle anderen Größen, z.B. U , ψ , f , x_A , y_A , m_α , m_β , werden dabei festgehalten.

In vorliegender Arbeit wird nur eine eingeschränkte Variante dieser Aufgabe behandelt:

Aus der Menge der Geometrieparameter Π wird nur einer (π) variiert, die übrigen sollen ihre Sollwerte behalten. Derartige Aufgaben sind u.a. auch in [11] behandelt worden.

Bei der Lösung der Aufgabe wird h_m als konstanter Parameter betrachtet, der Werte im Intervall (2.24) annimmt. Zu jedem fest gewählten h_m wird der Geometrieparameter π variiert. Nach Wahl von π liegen geometrische Form der Gleitkufen und minimale Flughöhe h_m fest. Durch mehrfache Lösung der Aufgabe 1 werden α , β so bestimmt, daß die Bedingungen (2.22b) und (2.22c) erfüllt sind.

Aus dem vorgegebenen Wert h_m und den berechneten Werten α , β erhält man gemäß Aufgabe 1 auch die Strömungskraft $w(\pi, h_m)$, die sich bei den gewählten Werten h_m , π einstellt. Die Beziehung (2.22a),

$$w(\pi, h_m) = f \quad (2.25)$$

ist dann die implizite Definition der Funktion $\pi(h_m)$. Daraus lassen sich i.allg. die Toleranzgrenzen für π ermitteln, die einzuhalten sind, wenn h_m die Ungleichung (2.24) erfüllen soll.

Methoden und Ergebnisse zu diesen 3 Aufgabentypen werden in Abschnitt 3 dargestellt.

2.4 Instationärer Gleiterflug

2.4.1 Anfangs– und Randbedingungen

Wenn mittels (2.14) zeitabhängige Druckverteilungen $p(x, y, t)$, $(x, y) \in \Omega$, $t \geq 0$ zu bestimmen sind, muß zusätzlich zur Randbedingung (vgl. (2.21))

$$p(x, y, t)|_{(x,y) \in \Gamma} = p_a \quad (\text{für alle } t \geq 0) \quad (2.26)$$

die Anfangs– Druckverteilung

$$p(x, y, 0) = p_0(x, y) \quad \text{mit} \quad p_0(x, y)|_{(x,y) \in \Gamma} = p_a \quad (2.27)$$

vorgegeben werden. Außerdem muß die Funktion $h(x, y, t)$, vgl. (2.3), bekannt sein. Die Funktion $h(x, y, t)$ ist gegenüber der Funktion $p(x, y, t)$ sogar von größerem praktischen Interesse. Bei bekannter Gleitergeometrie enthält sie die Information über das zeitliche Verhalten der drei Freiheitsgrade des Gleiters $\zeta(t)$, $\alpha(t)$, $\beta(t)$ und insbesondere über die zeitliche Änderung der minimalen Flughöhe $h_m(t)$, bzw. des Abstands zwischen Schreib–Lese–Kopf und Festplatte.

2.4.2 Bewegungsgleichungen des Gleiters

Aus den physikalischen Grundgesetzen folgen die Beziehungen

$$m \frac{d^2 \zeta}{dt^2} = w(t) - f \quad (2.28a)$$

$$I_\alpha \frac{d^2 \alpha}{dt^2} = w(t)[x_A - x_w(t)] - m_\alpha \quad (2.28b)$$

$$I_\beta \frac{d^2 \beta}{dt^2} = w(t)[y_A - y_w(t)] - m_\beta. \quad (2.28c)$$

Dabei ist ζ die z -Koordinate des Punktes A (vgl. Abb. 2.1). Diese Formulierung der Bewegungsgleichungen beruht auf gewissen Näherungen, die in der Vernachlässigung einiger weiterer Kräfte und Momente (z.B. Reibung, Gewicht des Gleiters, Federkräfte und –momente, Dämpfung der Schwingungen der Aufhängung) bestehen. Eine gewisse Reduzierung des numerischen Aufwands wird durch die Näherung $\beta = 0$ erreicht, wodurch (2.28c) entfällt.

Zu (2.28) gehören Anfangsbedingungen:

$$\begin{aligned}\zeta(0) &= \zeta_0, & \dot{\zeta}(0) &= \dot{\zeta}_0 \\ \alpha(0) &= \alpha_0, & \dot{\alpha}(0) &= \dot{\alpha}_0 \\ \beta(0) &= \beta_0, & \dot{\beta}(0) &= \dot{\beta}_0.\end{aligned}\tag{2.29}$$

2.4.3 Kopplung der Reynoldsschen Gleichung mit den Bewegungsgleichungen des Gleiters

Die Funktion $z_G(x, y, t)$ hängt über die Parameter $\zeta(t)$, $\alpha(t)$, $\beta(t)$ von der Zeit t ab:

$$z_G(x, y, t) = z_G^*[x, y, \zeta(t), \alpha(t), \beta(t)].$$

Die Funktion $z_P(x, y, t)$ ergibt sich aus der Plattentopografie. Daher ist mit $\zeta(t)$, $\alpha(t)$, $\beta(t)$ auch die Funktion $h(x, y, t)$ nach (2.3) bekannt:

$$h = h(x, y, t) = z_G^*[x, y, \zeta(t), \alpha(t), \beta(t)] - z_P(x, y, t).\tag{2.30}$$

Damit wird die Lösung $p(x, y, t)$ von (2.14) durch die Lösung $\zeta(t)$, $\alpha(t)$, $\beta(t)$ von (2.28) beeinflusst. Die gewöhnlichen Differentialgleichungen (2.28) und die partielle Differentialgleichung (2.14) sind weiterhin über die Beziehungen (2.19), (2.20) miteinander gekoppelt. Daher wirkt auch die Lösung $p(x, y, t)$ von (2.14) umgekehrt auf die Lösung $\zeta(t)$, $\alpha(t)$, $\beta(t)$ von (2.28) ein.

Eine von zahlreichen möglichen Aufgabenstellungen im instationären Fall ist die Untersuchung des Einflusses, den ein auf der ansonsten ideal ebenen Platte befindliches Einzelhindernis auf den Flug des Gleiters ausübt. Hierzu wurde ein numerisches Verfahren entwickelt. Ergebnisse einiger Beispielrechnungen werden mitgeteilt (vgl. Abschnitt 4).

2.5 Beeinflussung des Gleiterflugs durch Plattenrauhigkeit und mechanische Kontakte mit der Platte

In den bisher angeführten Aufgabenstellungen wurde davon ausgegangen, daß sowohl die Gleiterkufen als auch die Plattenoberfläche im Vergleich zur Flughöhe als eben zu betrachten sind. Das schließt Welligkeit nicht aus. Eine Ausnahme stellt das oben angegebene Beispiel des Überfliegens eines Einzelhindernisses auf der Platte dar. Oberflächen von realen Speicherplatten zeichnen sich dagegen durch das Vorhandensein einer Rauhgigkeit aus, die i.a. stärker als die der Gleiterkufen ist. Außerdem können in den Bereich des Luftfilms einzelne, fest mit der Platte verbundene Einzelhindernisse ragen, die insbesondere bei niedrigen Flughöhen zu mechanischen Kontakten führen. In den Bewegungsgleichungen (2.28) des Gleiters sind dann zusätzliche, vom Kontakt hervorgerufene Kräfte zu berücksichtigen (vgl. 5.1). Der Einfluß der Plattenrauhigkeit auf den Zusammenhang von Flughöhe und Strömungskraft für den stationären Gleiterflug wird in Abschnitt 5.2 abgeschätzt, indem eine Mittelung über bekannte Lösungen der Reynolds-Gleichung, die im Falle glatter Plattenoberflächen erhalten wurden, ausgeführt wird.

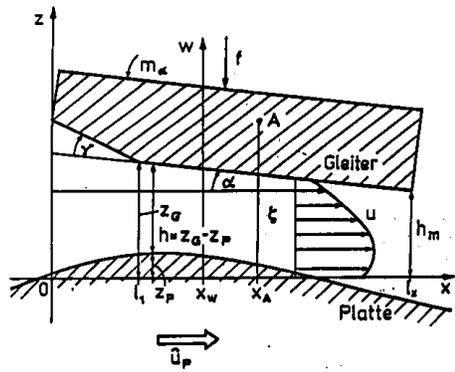


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung Gleiter/Platte, in radialer Richtung der Platte gesehen

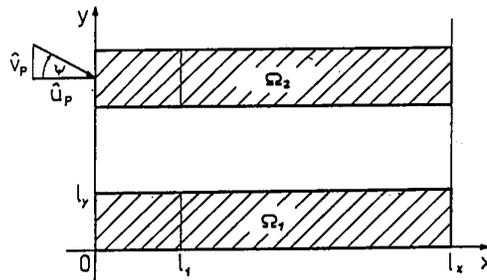


Abbildung 2.2: Projektion der beiden Gleitkufen auf die Ebene $z = 0$

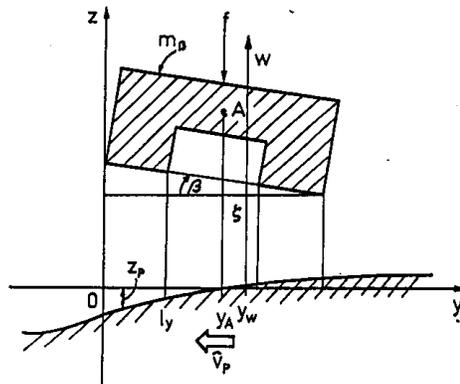


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung Gleiter/Platte, in Umfangsrichtung der Platte gesehen

3 Numerisches Lösungsverfahren und Ergebnisse zum stationären Gleiterflug

3.1 Lösung der direkten Aufgabe

Wesentliche Grundlage für die Bearbeitung der drei in Abschnitt 2.3 beschriebenen unterschiedlichen Aufgaben des stationären Gleiterfluges ist die Beherrschung der Lösung des Randwertproblems (2.16),(2.21). Es gilt also, ein numerisches Lösungsverfahren zur Berechnung des Druckfeldes P bei Kenntnis der Gleitergeometrie Π , der Position (Radius r_G , Gierwinkel ψ), der Plattendrehzahl sowie der Spaltgeometrie, die durch h_m , α , β charakterisiert ist, zu konstruieren. Mit $p = p_a P$ erhalten wir die Strömungskraft w und deren Angriffspunkt (x_w, y_w) nach (2.19),(2.20).

Die Gleichung (2.16) ist eine nichtlineare Differentialgleichung zweiter Ordnung vom Konvektions-Diffusionstyp.

Zur Lösung des Randwertproblems wird eine Differenzenmethode mit der Integral-Interpolationsmethode [12] abgeleitet. Das Integrationsgebiet Ω wird durch ein Rechtecknetz diskretisiert. Die Gleichung (2.16) wird über Ω integriert. Durch die Ausnutzung der Additivität des Integrals bezüglich des Integrationsgebietes und des Gauss'schen Integralsatzes erhält man für jede Zelle ω_{ij} mit dem Rand γ die Beziehung

$$\int_{\gamma} (u, v) \cdot \underline{n} HP d\gamma + \int_{\gamma} \kappa(\text{grad } P) \cdot \underline{n} d\gamma = 0, \quad (3.1)$$

wobei κ für den Ausdruck $H^2(HP + 6Kn_a)/G$ steht und zur Vereinfachung $u = \cos\psi$ und $v = \sin\psi$ gesetzt wird. \underline{n} bezeichnet den äußeren Normalenvektor.

Die Auswertung der Integralbeziehung (3.1) für jede Zelle liefert bei der Annahme, daß man im Längenmaßstab der Zellabmessungen die Lösung zwischen benachbarten Zellzentren näherungsweise stückweise linear beschreiben kann, für das zweite Integral den Differenzenausdruck

$$D_1 = (\kappa_{i+1/2j}(P_{i+1j} - P_{ij})/\Delta x - \kappa_{i-1/2j}(P_{ij} - P_{i-1j})/\Delta x)\Delta y + (\kappa_{ij+1/2}(P_{ij+1} - P_{ij})/\Delta y - \kappa_{ij-1/2}(P_{ij} - P_{ij-1})/\Delta y)\Delta x. \quad (3.2)$$

Für die konvektiven Glieder (erstes Integral aus (3.1)) wird aus Stabilitätsgründen P auf einem Randstück der Zelle nicht durch lineare Interpolation aus den Werten von P in den Zentren der benachbarten Zellen, sondern in Abhängigkeit vom Vorzeichen von u bzw. v durch die gewichtete upwind-Approximation der Form

$$D_2 = (0.5(u - \tau|u|)(HP_{i+1j} - HP_{ij})/\Delta x + 0.5(u + \tau|u|)(HP_{ij} - HP_{i-1j})/\Delta x + 0.5(v - \tau|v|)(HP_{ij+1} - HP_{ij})/\Delta y + 0.5(v + \tau|v|)(HP_{ij} - HP_{ij-1})/\Delta y)\Delta x\Delta y. \quad (3.3)$$

beschrieben. Der Wichtungsfaktor τ ist aus dem Intervall $[0,1]$ in Abhängigkeit von der Gleitzahl möglichst klein zu wählen, da die gewählte Approximation der konvektiven Terme die Ordnung $O(h^{2-\tau})$ besitzt. Zur Ableitung der Differenzenausdrücke D_1 und D_2 ist aus Darstellungsgründen o.B.d.A. von einem richtungsäquidistanten Differenzenetz ausgegangen worden.

Im Ergebnis der dargestellten Integral-Interpolationsmethode erhält man durch die Addition von D_1 und D_2 und nach einigen einfachen Umformungen das Differenzengleichungssystem

$$(u(HP)_{\overset{\circ}{x}} + v(HP)_{\overset{\circ}{y}}) - ([0.5\tau|u|\Delta x + \kappa_{i+1/2j}]P_x)_{\bar{x}} - ([0.5\tau|v|\Delta y + \kappa_{ij+1/2}]P_y)_{\bar{y}} = 0, \quad (3.4)$$

wobei i und j Indizes von inneren Punkten aus Ω sind, mit den diskreten Randbedingungen

$$P_{ij} = 1. \quad (3.5)$$

i und j sind hier Indizes von Randpunkten aus Γ .

Da κ von der gesuchten Lösung P abhängt, ist das algebraische Gleichungssystem (3.4),(3.5) nicht-linear. Für die Lösung von (3.4),(3.5) wird ein Gauss-Seidel-Iterationsverfahren verwendet. Aus

Gleichung (3.4) wird ersichtlich, daß die Verwendung der Approximation (3.3) mit einem von Null verschiedenem τ einen künstlichen Konduktionsterm zur Folge hat. Insbesondere bei sehr großen Gleitzahlen läßt sich das Gleichungssystem (3.4),(3.5) nur stabil mit einem τ nahe 1 lösen, so daß man in diesem Fall aus Gründen der entstehenden Diskretisierungsfehler dafür sorgen muß, daß die Glieder

$$0.5\tau|u|\Delta x P_{x\bar{x}}, 0.5\tau|v|\Delta y P_{y\bar{y}} \quad (3.6)$$

klein werden. In Bereichen des Integrationsgebietes, wo $P_{x\bar{x}}$ oder $P_{y\bar{y}}$ sehr klein sind, wirkt sich der mit der upwind-Approximation verbundene Diskretisierungsfehler nicht aus, anderenfalls aber ist Δx bzw. Δy sehr fein zu wählen, um den Fehler auszugleichen. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit, mit nichtäquidistanten Differenzennetzen zu arbeiten. Bei einem heuristischen Netzgenerierungsverfahren wurde als Kriterium für die Gitterwahl gefordert, daß die Ausdrücke (3.6) gleichmäßig klein im gesamten Integrationsgebiet werden.

Die Validierung des numerischen Lösungsverfahrens wurde durch einen Vergleich von numerischen Resultaten und experimentellen Ergebnissen des Strömungstechnischen Labors vorgenommen. Darüberhinaus wurden die numerischen Resultate erfolgreich mit publizierten Resultaten [13], [14] und [15] verglichen.

Um eine ausreichende Übereinstimmung (d.h. mit Abweichungen von den experimentellen Resultaten, die unter der jeweiligen Meßgenauigkeit liegen) der Ergebnisse zu erzielen, waren abhängig von den Flughöhen bzw. Gleitzahlen nicht-äquidistante Differenzennetze von 250 bis 1000 Gitterpunkten für eine Gleitkufe erforderlich (bei den konkreten praktischen Aufgabenstellungen ergaben sich Gleitzahlen von ca. 10^2 bis ca. 10^5). Mit der eben beschriebenen Methode liegt ein Lösungsverfahren für die in 2.3.2 definierte Aufgabenklasse 1 vor.

Die Berechnung von w , x_w und y_w (Formeln (2.19),(2.20)) wurde unter der Annahme, daß die numerische Lösung von (3.4),(3.5) stückweise linear zwischen den Stützwerten p_{ij} ist, durchgeführt.

3.2 Lösung von Umkehraufgaben

Bei der Umkehraufgabe gilt es, h_m , α und β aus dem Gleichungssystem (2.22), also

$$\begin{aligned} g_1 &= w(h_m, \alpha, \beta) - f = 0 \\ g_2 &= w(h_m, \alpha, \beta)(x_A - x_w(h_m, \alpha, \beta)) - m_\alpha = 0 \\ g_3 &= w(h_m, \alpha, \beta)(y_A - y_w(h_m, \alpha, \beta)) - m_\beta = 0. \end{aligned} \quad (3.7)$$

zu bestimmen. Zur Lösung dieser Aufgabe wurde ein Newton-Verfahren verwendet. Da die funktionalen Abhängigkeiten zwischen w , x_w , y_w und h_m , α , β nicht explizit, sondern nur implizit über das Randwertproblem (2.16),(2.21) gegeben sind, werden die Ableitungen in der Jacoby-Matrix des Newton-Verfahrens durch Differenzenapproximationen genähert, also z.B.

$$\frac{\partial g_1}{\partial \alpha} \rightarrow \frac{w(h_m, \alpha + \Delta\alpha, \beta) - w(h_m, \alpha, \beta)}{\Delta\alpha}.$$

Damit bedeutet ein Newton-Iterationsschritt zur Lösung des Gleichungssystems (2.22) die viermalige Lösung des Randwertproblems (2.16), (2.21). Darüberhinaus muß das RWP (2.16), (2.21) für die jeweils neu berechnete Newton-Lösung h_m^* , α^* , β^* zur Genauigkeitskontrolle gelöst werden.

Da bei der Mehrzahl der praktischen Aufgabenstellungen die Momente m_α und m_β vernachlässigbar klein waren, konnte statt des Gleichungssystems (2.22) das vereinfachte System

$$\begin{aligned} e_1 &= w(h_m, \alpha, \beta) - f = 0 \\ e_2 &= w(h_m, \alpha, \beta)(x_A - x_w(h_m, \alpha, \beta)) = 0 \\ e_3 &= w(h_m, \alpha, \beta)(y_A - y_w(h_m, \alpha, \beta)) = 0. \end{aligned} \quad (3.8)$$

betrachtet werden, was eine deutliche Vereinfachung der Jacoby-Matrix zur Folge hat.

Neben der Bestimmung der stationären Flugparameter h_m , α und β mit einem Newtonverfahren

wurden auf der Grundlage von Parametervariationen durch Ausgleichskurven (logarithmisch–linear) genäherte analytische Beziehungen der Form

$$\begin{aligned} h_m &= a_1 * w^{b_1} * x_w^{c_1} * y_w^{d_1} \\ \alpha &= a_2 * w^{b_2} * x_w^{c_2} * y_w^{d_2} \\ \beta &= a_3 * w^{b_3} * x_w^{c_3} * y_w^{d_3} \end{aligned} \quad (3.9)$$

bestimmt. Diese Beziehungen können, falls keine experimentellen Hinweise vorliegen, zur Bestimmung einer Startnäherung des Newton–Verfahrens in der Weise

$$h_{m_0} = a_1 * f^{b_1} * x_A^{c_1} * y_A^{d_1}$$

usw. verwendet werden.

Die Aufgabe 3 zur Ermittlung zulässiger Toleranzen der Geometrieparameter mit Blick auf zulässige Flughöhentoleranzen bedeutet aus mathematischer Sicht die N –malige Bestimmung von α und β als Lösung des nichtlinearen Gleichungssystems (2.22b), (2.22c), also

$$\begin{aligned} g_2 &= w(\alpha, \beta)(x_A - x_w(\alpha, \beta)) - m_\alpha = 0 \\ g_3 &= w(\alpha, \beta)(y_A - y_w(\alpha, \beta)) - m_\beta = 0. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Dabei ist

$$N = \text{card}(\{h_{m_1}, \dots, h_{m_k}\} \times \{\pi_1, \dots, \pi_n\}) = k * n,$$

wobei π_i Stützwerte (3 sollten es mindestens sein, für komplizierte Kurvenverläufe sind mehr erforderlich) aus dem interessierenden Intervall des konkreten betrachteten Geometrieparameters π sind. h_{m_1}, \dots, h_{m_k} sind k fest gewählten h_m aus dem Intervall (2.24).

Die nichtlinearen Gleichungssysteme (3.10) werden mit einem Newton–Verfahren gelöst.

Da bei vielen interessierenden Aufgabenstellungen die Rollwinkelabhängigkeit nur eine untergeordnete Rolle spielt (s. z.B. [16], β liegt im Bereich von 0 bis ± 5 Winkelsekunden), genügt es in diesen Fällen, den Anstell– oder Nickwinkel α aus der Gleichung (2.22b) bei einem vorgegeben Rollwinkel $\beta=0$ N –mal zu bestimmen.

3.3 Einige Ergebnisse zum stationären Gleiterflug

Die folgenden Abbildungen zeigen Ergebnisse, die mit den beschriebenen numerischen Lösungsverfahren für die Aufgabentypen 1, 2 und 3 für einen Minigleiter (Gleiter vom Winchester–Typ) erhalten wurden. Die in den Abbildungen 3.5 bis 3.8 dargestellten Ergebnisse wurden für einen Gleiter mit den Parametern

$$\begin{aligned} x_A/l &= 0.5 & b_a &= 2.2 \text{ mm} & r &= 73 \text{ mm} \\ U &= 25 \text{ m/s} & \psi &= -3.43^\circ & \beta &= 0'' \end{aligned}$$

erzielt. Bei der in Abb. 3.9 dargestellten Beziehung zwischen Gierwinkel ψ und resultierendem Rollwinkel β verstehen wir unter ψ den Gierwinkel im Punkt (x_A, y_A) . Als Gleiterparameter lagen dem in Abb. 3.9 dargestellten Ergebnis

$$\begin{aligned} l_x &= 4 \text{ mm} & l_1 &= 0.38 \text{ mm} & l_y &= 0.43 \text{ mm} \\ b_a &= 2.54 \text{ mm} & \gamma &= 46' & D &= 3600 \text{ Umdr./min} \\ x_A = x_w &= 2 \text{ mm} & y_A = y_w &= 1.485 \text{ mm} & f = w &= 150 \text{ mN} \end{aligned}$$

zugrunde, wobei D die Plattendrehzahl bedeutet.

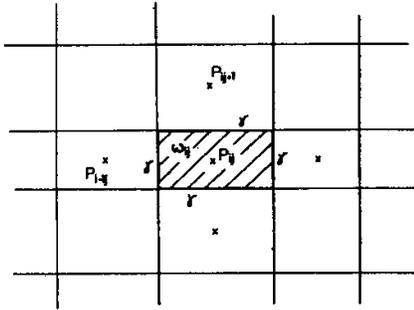


Abbildung 3.1: Zellen und Stützweite im Differenzennetz

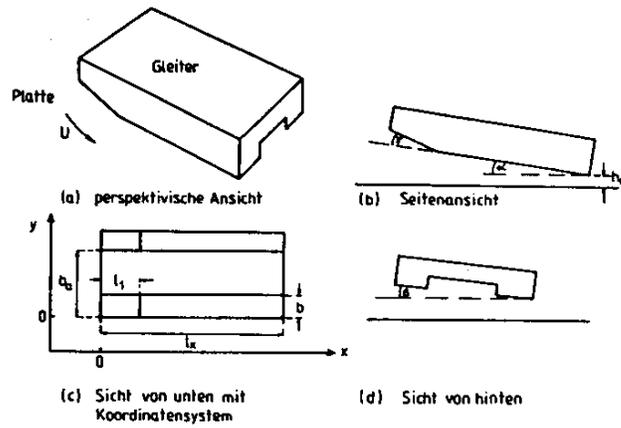


Abbildung 3.2: Verschiedene Ansichten des Winchester Gleiters 3380

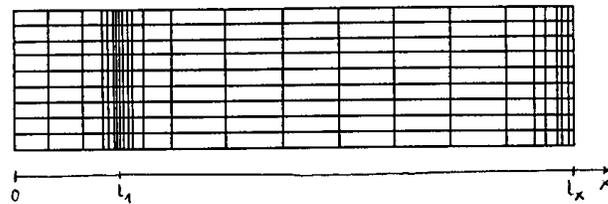


Abbildung 3.3: Konstruiertes nichtäquidistantes Differenzennetz für kleine Gleitzahlen (25×10 Punkte)

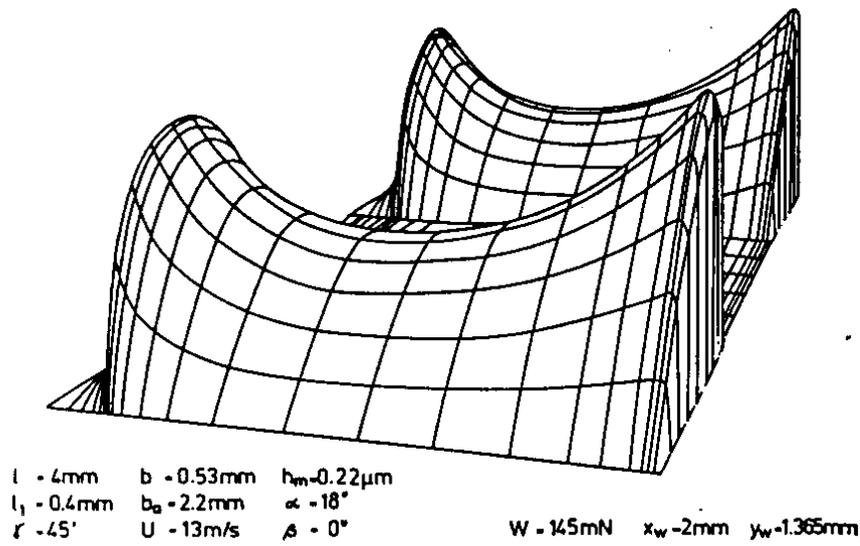


Abbildung 3.4: Hidden line Grafik eines typischen Druckgebirges (Aufgabentyp 1 und 2)

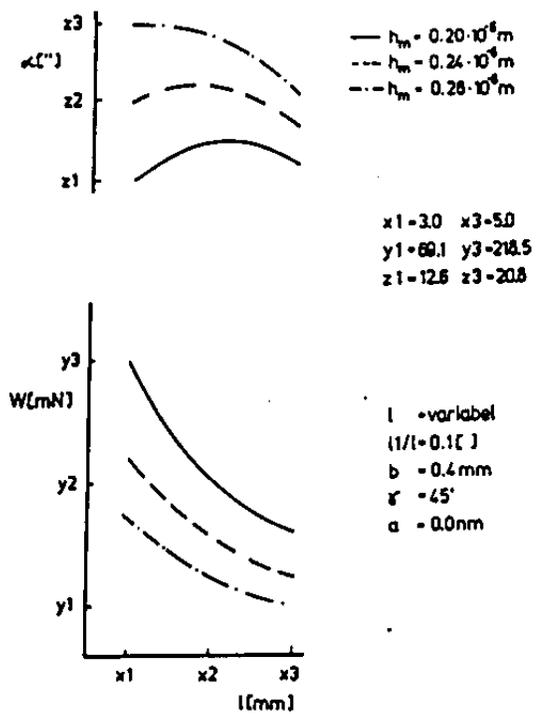


Abbildung 3.5: Ergebnis-Diagramm zum Aufgabentyp 3

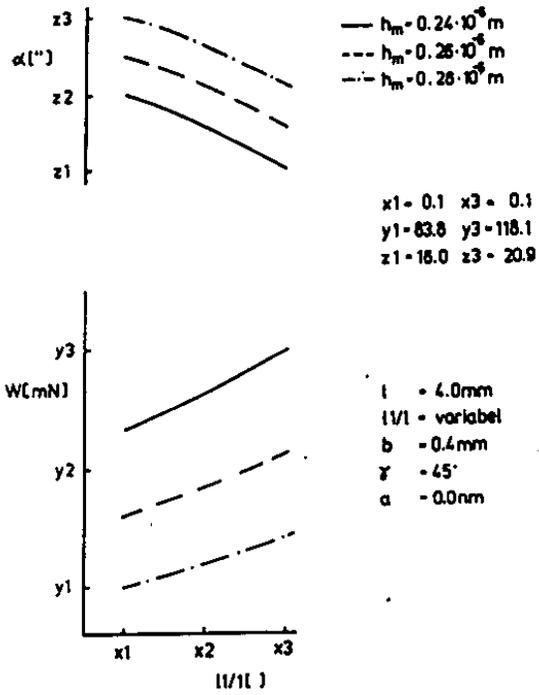


Abbildung 3.6: Ergebnis-Diagramm zum Aufgabentyp 3

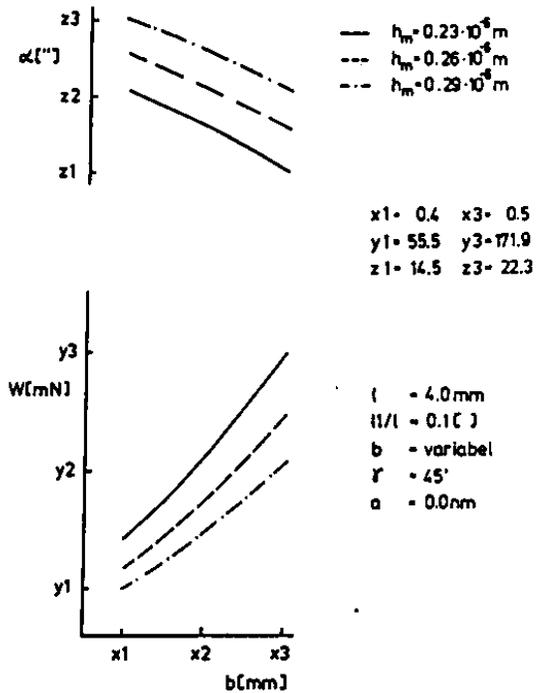


Abbildung 3.7: Ergebnis-Diagramm zum Aufgabentyp 3

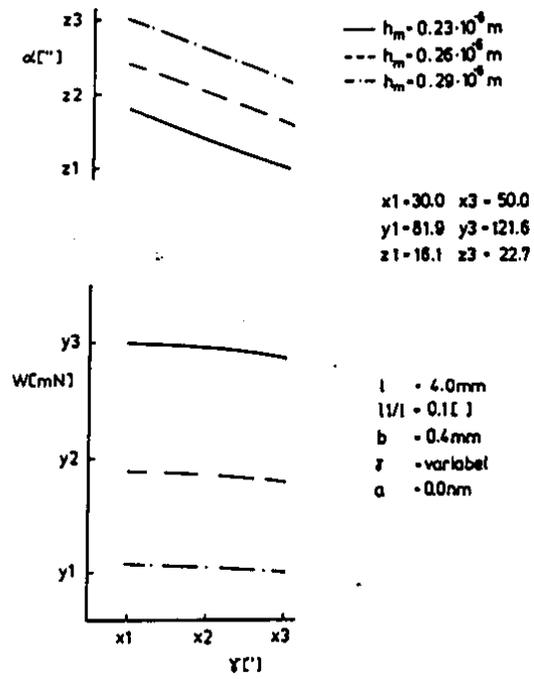


Abbildung 3.8: Ergebnis-Diagramm zum Aufgabentyp 3

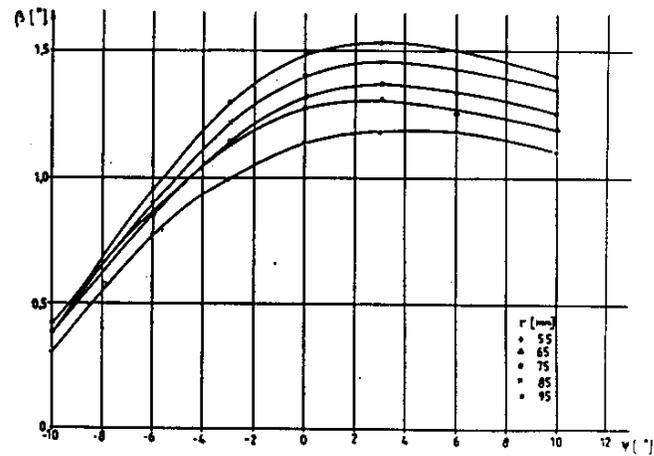


Abbildung 3.9: $\beta - \psi$ -Diagramm

4 Numerisches Verfahren und Ergebnisse zum instationären Gleiterflug

Bei der Behandlung der instationären Aufgabe ist es notwendig, neben der Reynoldsschen Gleichung (2.14) auch die Bewegungsgleichungen des Gleiters (2.28) zu berücksichtigen, aus denen Aussagen über die zeitliche Änderung der Höhe ζ , des Anstellwinkels α und des Rollwinkels β gewonnen werden können. Diese Gleichungen sind über die Beziehungen (2.19), (2.20) und (2.30) miteinander gekoppelt (vgl. 2.4). Die mathematische Aufgabe besteht beim instationären Gleiterflug also darin, das Anfangswert–Problem (2.28), (2.29) und das Anfangs–Randwert–Problem (2.14), (2.26), (2.27) gemeinsam zu lösen.

In der Literatur findet man zwei verschiedene Methoden, mit entsprechenden Modellen den instationären Gleiterflug zu erfassen. Die eine Richtung, hier soll die Arbeit von Tang [17] genannt werden, beruht darauf, die genannten Differentialgleichungssysteme simultan zu lösen.

Die andere Richtung, hierfür steht die Arbeit von Ono [18], betrachtet den instationären als gestörten stationären Flug. Unter der Annahme nur kleiner Abweichungen vom stationären Flug wird die Reynoldssche Gleichung mit Hilfe der Störungsrechnung linearisiert und separat behandelt.

Hier wurde der erstgenannten Richtung gefolgt. Die simultane numerische Lösung der Gleichungssysteme (2.28), (2.29) und (2.14), (2.26), (2.27) erfolgt dadurch, daß einerseits das Anfangs–Randwert–Problem unter Annahme einer bekannten Höhe $h(x, y, t)$ und andererseits das Anfangswert–Problem unter der Annahme bekannter integraler Parameter $w(t)$, $x_w(t)$, $y_w(t)$ innerhalb sehr kleiner Zeitintervalle wechselseitig gelöst werden.

Speziell wird wie folgt vorgegangen (Es wird ein Zeitschritt Δt von t_0 bis t_1 betrachtet, die Indizes 0,1 stehen für diese Zeitpunkte, 1/2 kennzeichnet den Zeitpunkt $t + \Delta t/2$):

- A Aufgrund der Anfangsbedingung (2.29) und der Gültigkeit von (2.28) zum Zeitpunkt t_0 bietet es sich an, über eine Taylornäherung 2. Ordnung zunächst die Schätzwerte $\hat{\xi}_{1/2}$, $\hat{\alpha}_{1/2}$, $\hat{\beta}_{1/2}$, $\hat{\xi}_1$, $\hat{\alpha}_1$, $\hat{\beta}_1$ zu bestimmen. Hieraus können dann die Schätzungen $h_{1/2}$ und h_1 berechnet werden.
- B Lösung des Anfangs–Randwert–Problems (2.14), (2.26), (2.27) unter Einbeziehung der Schätzungen $h_{1/2}$ und h_1 für die Zeitschritte $\Delta t/2$ und Δt . Hierdurch werden die Druckverteilungen $p_{1/2}$ und p_1 gewonnen und es können die integralen Parameter $x_{w1/2}$, $y_{w1/2}$, $w_{1/2}$, x_{w1} , y_{w1} , w_1 berechnet werden.
- C Das Anfangswert–Problem (2.28), (2.29) wird mittels der in B erhaltenen integralen Parameter für den Zeitschritt Δt gelöst. Man erhält ξ_1 , α_1 , β_1 , die auch für die weitere Rechnung ($t > t_1$) verwendet werden.
- D Eine nochmalige Lösung des Anfangs–Randwert–Problems mittels h_1 , bestimmt aus den unter C gefundenen Werten ξ_1 , α_1 und β_1 , führt zur dann weiter benutzten Druckverteilung p_1 und damit zu noch einmal korrigierten Werten x_{w1} , y_{w1} und w_1 .

Die Lösung der drei gewöhnlichen Differentialgleichungen (2.28), die die Bewegung des Gleiters beschreiben, erfolgt mit einem Runge–Kutta–Verfahren dritter Ordnung (vgl. z.B. [17]).

Für die numerische Lösung der Reynoldsschen Gleichung (2.14) wird ein Differenzenverfahren verwendet. Hierbei wurden zunächst zwei verschiedene Vorgehensweisen (explizites und implizites Verfahren) in Anlehnung an [17] und [19] erprobt. In Auswertung erster Testrechnungen wurde schließlich das implizite Verfahren bevorzugt. Konkret wird darauf beim Beispiel 1 eingegangen.

Diese Variante führt zu einem Lösungsalgorithmus, bei dem letztlich dreidiagonale Gleichungssysteme zu lösen sind. Das implizite Verfahren arbeitet mit einem nichtäquidistanten räumlichen Gitter. Im Spezialfall von äquidistanten Netzschrittweiten gehen die dort verwendeten Differenzenapproximationen in zentrale Differenzenformeln über.

Im folgenden sollen anhand zweier Beispiele Ergebnisse zum instationären Gleiterflug vorgestellt und einige beim Test des Verfahrens gewonnene numerische Erfahrungen vermittelt werden. Es handelt sich dabei um die Betrachtung des Fluges eines geometrisch einfachen Gleiters, einer angestellten

Platte, und eines Minigleiters über einen sin-Hügel.

Im Abschnitt 10 wird ein weiteres Beispiel angegeben, wo es um einen Vergleich mit experimentellen Ergebnissen geht. Die hier dargestellten numerischen Resultate wurden in der Entwicklungs- und Testphase des numerischen Verfahrens zur Behandlung des instationären Gleiterfluges, in der ein XT-Rechner ROBOTRON A7150 zur Verfügung stand, erzielt. Sie und weitere Beispiele sind in [20] zusammengefaßt.

Vor allem aufgrund der Rechenzeit mußten zunächst einige Kompromisse hinsichtlich Gleitergeometrie, Bewegungsfreiheitsgraden des Gleiters und der Wahl der Netzpunkte eingegangen werden. So wurden die Rechnungen alle unter der Beschränkung nur auf zwei Freiheitsgrade des Gleiters durchgeführt. Rollwinkleinflüsse wurden vernachlässigt ($\beta = 0$). Prinzipiell berücksichtigt das entwickelte Computerprogramm alle drei Bewegungsgleichungen. Serienmäßige Tests und Variantenuntersuchungen hierzu wurden noch nicht durchgeführt. Dadurch ist ein direkter Vergleich zu ähnlichen Betrachtungen zum instationären Gleiterflug, wie z.B. in [21], [22] oder [23], nur sehr bedingt möglich. Trotzdem kann eine gute qualitative Übereinstimmung zu Beispielrechnungen in [17] oder [23] festgestellt werden.

Erste Rechnungen mit drei Freiheitsgraden des Gleiters, die auf einer Apollo-Workstation ausgeführt wurden, erbrachten Differenzen zu Resultaten in [22] von ca. 20 nm in der Höhe und ca. 15 μ rad beim Anstell- bzw. Rollwinkel. Hierbei ist zu beachten, daß im Vergleich mit [22] die Rechnungen einerseits auf etwas vereinfachenden Annahmen beruhen und andererseits doch dichtere Gitternetze notwendig sind.

1. BEISPIEL:

Flug eines "Gleiters" (angestellte Platte) über einen sin-Hügel

Parameter:

Gleiterlänge: $l_x = 4 \text{ mm}$, Gleiterbreite: $b = l_y = 1 \text{ mm}$,

$x_A/l_x = 0.7$, $m = 101 \text{ mg}$, $f = 49.7 \text{ mN}$, $I_\alpha = 0.039 \text{ gmm}^2$, $m_\alpha = 4.59 \text{ mNmm}$,

Plattengeschwindigkeit: 20 m/s ($\hat{u}_P = 20 \text{ m/s}$, $\hat{v}_P = 0 \text{ m/s}$), $p_a = 1.01 \cdot 10^5 \text{ Pa}$. Der Gleiter befindet sich zu Beginn der Rechnung im stationären Flug ($h_m = 0.34 \mu\text{m}$, $\alpha = 20.2''$). Hindernis in Form eines sin-Hügels (Länge: 4 mm , Höhe: $0.1 \mu\text{m}$).

Bei den ersten Testrechnungen sollte ein Vergleich zwischen einer expliziten und einer impliziten Behandlung der Reynoldsschen Gleichung durchgeführt werden. Des weiteren ging es darum, Erkenntnisse über notwendige Schrittweiten, Rechenzeiten und Diskretisierungsnetze zu gewinnen.

Die Gleitergeometrie wurde in Form einer angestellten Platte gewählt, um von einfachen Verhältnissen auszugehen. Alle Abmessungen und notwendigen Parameter wurden dabei so gewählt, daß eine gewisse Analogie zum Minigleiter vorhanden ist. Es wurde ein 25×5 Punkte-Gitternetz für die Rechnungen benutzt. Die 25 in Längsrichtung verteilten Punkte wurden so angeordnet, daß das Netz sich in Form einer geometrischen Folge zur Hinterkante des Gleiters hin verdichtete. Die 5 Punkte in Querrichtung waren äquidistant verteilt. Ausgehend von der stationären Lösung diente die dabei gewonnene Druckverteilung als Anfangslösung für die Berechnung des Druckfeldes im instationären Fall.

Instationäre Rechnungen gaben Auskunft über die Stabilität der stationären Lösung und über die Güte des Netzes. Zeitschrittweitenänderungen und Netzverfeinerungen gaben Aufschluß über die Anfangszeitrittweite und zeigten, daß diese einfache Geometrie mit dem relativ groben Gitter behandelt werden kann.

Grundsätzlich wurden alle instationären Rechnungen mit Hilfe einer Zeitschrittweitensteuerung ausgeführt. Diese erfolgt in der Weise, daß parallel die Rechnung noch einmal mit halbiertem Zeitschrittweite durchgeführt wird. Weichen die Ergebnisse zu sehr voneinander ab, erfolgt eine Schrittweithalbierung, liegen die Ergebnisse beider Rechnungen sehr dicht beieinander, wird die Zeitschrittweite verdoppelt. Man kann so erwarten, daß man bei relativ optimaler Rechenzeit hinreichend genaue Ergebnisse erhält.

Als Anfangszeitrittweite wurde der Wert 10^{-6} s gewählt. Die Rechnung beginnt dabei zum Zeitpunkt $t = 0 \text{ s}$, zu dem sich der Gleiter im stationären Flug mit seiner Spitze genau über dem Hindernis befindet (d.h. der Fußpunkt des Lots von der Gleiterspitze auf die Platte ist genau der Anfangspunkt des sin-Hügels, der sich über die gesamte Gleiterbreite erstreckt).

Die qualitativen Ergebnisse der Rechnung sind in Abb. 4.1 dargestellt (dabei sind die Winkel stark übermaßstäblich veranschaulicht). In der ersten Phase des Fluges stellt sich die Platte steiler an, wobei die Höhe der Hinterkante etwas absinkt. Danach steigt der gesamte Gleiter und der Anstellwinkel nimmt wieder ab. In einer weiteren Phase, jetzt schon im wesentlichen hinter dem Hindernis, sinkt der Gleiter wieder mit zunehmenden Anstellwinkel, um schließlich in den stationären Zustand zurückzufallen.

In den Abb. 4.2 und 4.3 sind die Höhen $\xi(t)/l_x$ und die Anstellwinkel $\hat{\alpha}(t)$ aufgetragen, die aus entsprechenden Rechnungen einmal mit dem impliziten Verfahren (Abb. 4.2) und einmal mit dem expliziten Verfahren (Abb. 4.3) gewonnen worden sind. Dabei zeigt sich, daß beide Rechnungen etwa gleiche qualitative Ergebnisse liefern. Im Detail wird allerdings bei der expliziten Rechnung der stationäre Zustand nicht wieder völlig erreicht, was auf numerische Fehler schließen läßt. Hier wäre sicher eine höhere Genauigkeit der Rechnung notwendig. Diese würde dann allerdings die Rechenzeiten weiter verlängern, die hier beim expliziten Verfahren infolge kleinerer Schrittweiten sowieso weit ungünstiger liegen als beim impliziten Verfahren.

Bedenkt man, daß bei anderen Geometrien sicher dichtere Diskretisierungsnetze notwendig sind, so spielt der Rechenzeitvorteil beim impliziten Verfahren eine wichtige Rolle. Vor allem deshalb wurde der impliziten Vorgehensweise auch der Vorzug gegeben.

2. BEISPIEL:

Flug eines Minigleiters über einen sin-Hügel

Parameter:

Gleiterlänge: $l_x = 4 \text{ mm}$, Gleiterbreite: $b = 2.8 \text{ mm}$,

Kufenbreite: $l_y = 0.5 \text{ mm}$, $x_A/l_x = 0.5$,

Anfasung auf einem Zehntel der Gleiterlänge ($\gamma = 45'$), $m = 70.7 \text{ mg}$, $f = 81.5 \text{ mN}$, $I_\alpha = 0.039 \text{ gmm}^2$, $m_\alpha = -2 \text{ mNm}$,

Plattengeschwindigkeit: 25 m/s ($\hat{u}_P = 25 \text{ m/s}$, $\hat{v}_P = 0 \text{ m/s}$), $p_a = 1.01 \cdot 10^5 \text{ Pa}$.

Der Gleiter befindet sich zu Beginn der Rechnung im stationären Flug ($h_m = 0.3 \mu\text{m}$, $\alpha = 20.2''$). Hindernis in Form eines sin-Hügels, der sich über die gesamte Gleiterbreite erstreckt (Länge: 4 mm , Höhe: $0.1 \mu\text{m}$).

Bei diesen Testrechnungen wurde ein Minigleiter (2-Kufen-Gleiter mit Ansträgung) betrachtet. Es wurde wiederum der Flug über einen sin-Hügel simuliert. Hierbei wurde angenommen, daß es ausreicht, nur eine Gleiterkufe zu betrachten, d.h. die Unterschiede der Geschwindigkeiten bei den beiden Gleiterkufen wurden vernachlässigt. Es ging bei diesem Beispiel im wesentlichen darum, die Einflüsse der Ansträgung der Gleiterkufen richtig zu erfassen.

Die ersten Rechnungen ließen erkennen, daß eine Veränderung der Diskretisierung in Längsrichtung (im Vergleich mit Beispiel 1) notwendig ist. Auf eine Erhöhung der Anzahl der Netzpunkte wurde in diesem Beispiel noch verzichtet, um noch einen direkten Vergleich mit Beispiel 1 zu haben. So wurde weiterhin ein Netz mit 25×5 Punkten verwendet. Während in der Breite wiederum 5 äquidistante Stützstellen benutzt wurden, erfolgte in Längsrichtung eine Einteilung der Stützstellen so, daß sich das Netz (jeweils in Form geometrischer Folgen) von der Vorderkante der Kufe bis zum Ende der Ansträgung verdichtet, danach wieder vergrößert, um zur Hinterkante wieder dichter zu werden (s. Abb. 4.4).

Damit konnten beide Maxima im Druckfeld erfaßt werden. Die Ergebnisse der Rechnung sind in Abb. 4.5 wiederum durch die Angabe des Verlaufs der Funktionen $\xi(t)/l_x$ und $\alpha(t)$ angegeben. Qualitativ ergibt sich eine Übereinstimmung mit den Ergebnissen des Fluges einer ebenen Platte (vgl. Abb. 4.2). Aufgrund der höheren Geschwindigkeit erfolgt die Reaktion des Gleiters jedoch zeitlich früher und schneller. Die Ansträgung (vorderes Druckmaximum) bewirkt offensichtlich, daß hier auch eine frühere Höhenveränderung (schon kurz nach der Winkelreaktion) vor sich geht. Der Ausschwingvorgang dauert etwas länger als bei der ebenen Platte, hat aber nur kleine Amplituden und nach ca. 0.5 ms wird auch hier der stationäre Zustand weitgehend erreicht.

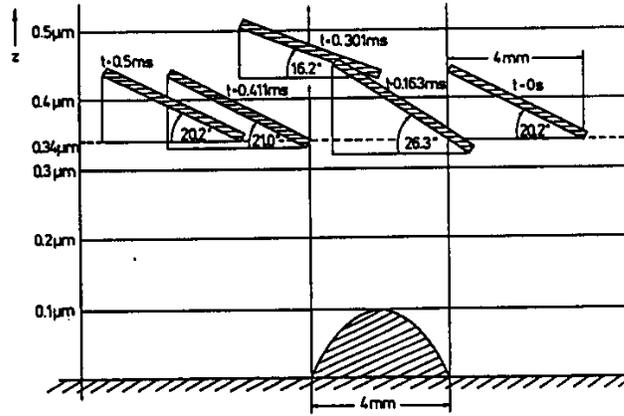


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Fluges einer ebenen Platte über einen sin-Hügel

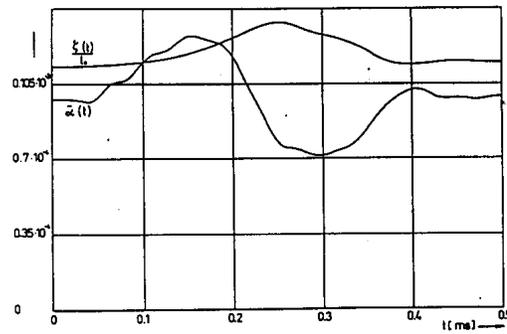


Abbildung 4.2: Numerisch ermittelte Höhen- und Winkelverläufe (Beispiel 1, implizites Verfahren)

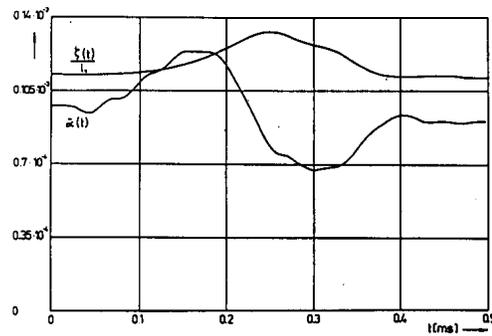


Abbildung 4.3: Numerisch ermittelte Höhen- und Winkelverläufe (Beispiel 1, explizites Verfahren)



Abbildung 4.4: Nichtäquidistante Stützstellenverteilung

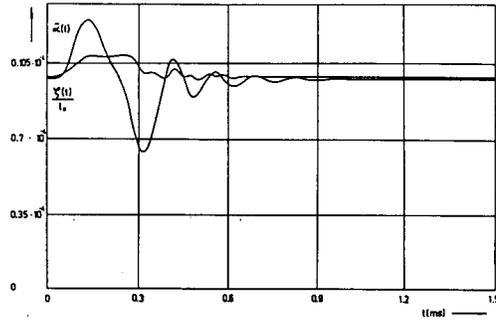


Abbildung 4.5: Numerisch ermittelte Höhen- und Winkelverläufe (Beispiel 2)

5 Gleiterflug unter dem Einfluß der Plattenrauigkeit

5.1 Zum Einfluß mechanischer Kontakte zwischen Gleiter und Platte

Bei der Herleitung der Gleichungen (2.28) wurde vorausgesetzt, daß nur solche auf den Gleiter wirkenden Kräfte berücksichtigt werden sollen, die ihre Ursache in der Federwirkung der Aufhängung des Gleiters und dem Luftfilm zwischen Kufen und Platte haben. Diese Annahmen sind jedoch nur korrekt im Falle glatter Platten- und Kufenoberflächen bzw. genügend dicker Luftfilme. Abgesehen von Glasplatten ist die Rauigkeit der Kufen im allgemeinen deutlich geringer als die der Platten. Die Gültigkeit der Reynolds-Gleichung (2.13) für kleine Werte des Verhältnisses der Rauigkeitswellenlänge zur Filmdicke bei niedrigen Flughöhen (Stokes-Rauigkeit) soll hier nicht diskutiert werden. Berücksichtigt werden sollen jedoch Kräfte, die von mechanischen Kontakten der Gleiterkufen z.B. mit einzelnen Rauigkeitserhebungen herrühren und die insbesondere bei niedrigen Flughöhen (Start/Landung) auch experimentell mit Hilfe von piezoelektrischen Schallaufnehmern zu beobachten sind. Diese Kräfte können u.U. diejenigen mit dem Ursprung in Luftfilm und Aufhängung dominieren.

Beim Start bzw. bei der Landung eines Gleiters auf der Platte, das heißt bei sehr niedrigen Flughöhen, lassen sich drei Kontakt-Regimes unterscheiden:

- a) Ein wesentlicher Teil der Gleiterkufen ist in dauerndem Kontakt mit der Platten- oberfläche, d.h. mit deren höchsten Rauigkeitserhebungen. Die Kufen gleiten auf der Platte.
- b) Mit wachsender Plattengeschwindigkeit entwickelt sich ein Luftfilm zuerst unter dem vorderen angefasten Kufenteil und die Größe der Kontaktfläche verringert sich bis nur noch der Bereich der Kufenhinterkanten in Dauerkontakt mit der Platte ist.
- c) Bei noch höherer Plattengeschwindigkeit ist der Luftfilm so tragfähig, daß kein Dauerkontakt mehr von Kufe und Platte zu beobachten ist. Es treten jedoch noch eine Vielzahl von Einzelkontakten auf. Die Dauer eines Einzelkontaktes ist klein, die wirkenden Kräfte können aber so groß sein, daß die erzeugten Anstell- und Rollwinkeländerungen bis zu einem Absturz des Gleiters auf die Platte und damit zur Zerstörung der gespeicherten Informationen führen können ("head crash") [24], [25], [26].

Da der Kontakt von Platte und Gleiter ein sehr komplexes mechanisches Problem darstellt, muß nach einer vereinfachten Beschreibung gesucht werden. Dauerkontakt und Einzelkontakt stellen dabei zwei Extremfälle der Modellierung dar. Im ersten Fall wirkt zu jedem Zeitpunkt eine (zeitabhängige) Kraft so lange, bis die Strömungskraft (etwa durch Erhöhung der Plattengeschwindigkeit) groß genug ist, den Gleiter abzuheben. Diese Kraft wird üblicherweise in Form einer Coulomb-Reibungskraft angenommen

$$-\mu_k(f(t) - w(t)),$$

die tangential zur Kufenfläche wirkt. Die Wirkung dieser Kraft wird im Fall a) vollständig kompensiert durch eine Zwangskraft $(f_{cx}, f_{cy}, 0)$, die aus der Halterung des Gleiters resultiert, so daß im Modell

für die Bewegung des Schnittpunktes der Drehachsen (x_A, y_A) des Gleiters

$$\frac{dx}{dt} = -\hat{u}_p \quad \frac{dy}{dt} = -\hat{v}_p \quad (5.1)$$

gewährleistet ist. Hierbei und im folgenden wird von der Vorstellung ausgegangen, daß die Platte ruht und sich stattdessen der Gleiter mit der Geschwindigkeit $-U$ relativ zur Platte bewegt. Falls der Anstellwinkel im Fall b) von Null verschieden ist, erzeugt diese Reibungskraft trotz der Wirkung der Zwangskraft ein zusätzliches Drehmoment auf der rechten Seite von Gleichung (2.28b) [26]

$$\mu_k(f(t) - w(t))d_z < 0 \quad (5.2)$$

wegen der Existenz eines Hebelarms von

$$d_z = z_G - \zeta. \quad (5.3)$$

Es sei ζ im weiteren die z -Koordinate des Punktes $A = (x_A, y_A)$. Die Reibungskraft hat die gleiche Größenordnung wie die anderen wirkenden Kräfte und läßt sich bei der numerischen Lösung der Reynolds-Gleichung nicht vernachlässigen.

Im folgenden sollen jedoch nur Einzelkontakte c) betrachtet werden, d.h. zu einem einzigen Zeitpunkt findet jeweils nur ein Kontakt einer Rauigkeitserhebung mit einem Punkt auf einer Gleiterkufe statt. Die Modellierung erfolgt mittels der Dirac'schen Delta-Distribution. Die dann auf den Gleiter am Kontaktpunkt (x_S, y_S, h_S) wirkende Kraft ist gleich

$$(s_x, s_y, s_z)\delta(t - t^*) \quad (5.4)$$

mit

$$\begin{aligned} s_x &= s'_x + s'_z \sin\alpha \\ s_y &= s'_y - s'_z \sin\beta \\ s_z &= s'_z - s'_x \sin\alpha + s'_y \sin\beta \end{aligned} \quad (5.5)$$

wobei s'_i und s_i die auf den Gleiter übertragenen Impulse bezüglich eines gleiterfixierten und eines plattenfixierten kartesischen Koordinatensystems sind. Diese noch zu bestimmenden Impulse führen zu zusätzlichen Kräften und Drehimpulsen in den Impuls- und Drehimpulsbilanzen des Gleiters (2.28):

$$\begin{aligned} m \frac{d^2\zeta}{dt^2} &= w(t) - f(t) + (s'_x + s'_z \sin\alpha)\delta(t - t^*) + f_{cx} \sin\alpha - f_{cy} \sin\beta \\ m \frac{d^2\alpha}{dt^2} &= w(t)(x_A - x_w(t)) - m_\alpha + (d_z s'_x - d_x s'_z)\delta(t - t^*) \\ m \frac{d^2\beta}{dt^2} &= w(t)(y_A - y_w(t)) - m_\beta + (d_y s'_z - d_z s'_y)\delta(t - t^*) \end{aligned} \quad (5.6)$$

wobei der Hebelarm (d_x, d_y, d_z) gegeben ist durch

$$\begin{aligned} d_x &= x_s - x_A \quad \text{für} \quad x_s > l_1 \\ d_x &= x_s - x_A + (x_A - l_1 + z_G - \zeta)\sin\gamma \quad \text{für} \quad x_s \leq l_1 \\ d_y &= y_s - y_A \\ d_z &= z_G - \zeta \quad \text{für} \quad x_s > l_1 \\ d_z &= z_G - \zeta - (x_A - l_1)\tan\gamma \quad \text{für} \quad x_s \leq l_1 \end{aligned} \quad (5.7)$$

Die Zwangskraft (f_{cx}, f_{cy}) ist nur zum Zeitpunkt t_s eines Kontaktes wirksam, d.h. dann, wenn die Höhe eines gegebenen Hindernisses auf der Platte, das sich mit der Plattengeschwindigkeit bewegt, gleich dem Abstand $h(x_s, y_s, t_s)$ des Hindernisses am potentiellen Kontaktpunkt ist.

Die Gleichungen (5.6) werden nun über ein Zeitintervall von $t_1 = t_s - \Delta t/2$ bis $t_2 = t_s + \Delta t/2$ integriert.

Da vorausgesetzt wurde, daß bis auf die Stoßkräfte alle anderen Kräfte während des Kontaktes vernachlässigbar klein sind, läßt sich die Integration einfach durchführen. Diese Voraussetzung ist nicht leicht zu begründen, wird jedoch in der Literatur häufig verwendet wegen der durch sie erreichbaren Vereinfachungen (z.B. in [25]). Exakte Messungen von Kontaktzeiten Δt sind nicht bekannt. Mittels der vorliegenden Theorie erhaltene Zeiten müssen in der Größenordnung von $10^{-9} \dots 10^{-7} s$ liegen, damit für einen Mini-Winchester-Gleiter gewährleistet werden kann, daß sich die Strömungskraft w und die Kraft $s_z/\Delta t$ mindestens um den Faktor 10 unterscheiden. Dabei gilt die kleinere Zeit für einen Stoß im Bereich einer Anfasung von 45° und die größere für einen Stoß im Bereich des nicht angefasten Teils der Kufe.

Nach einmaliger Integration der Gleichungen (5.6) über das Zeitintervall und anschließender Eliminierung der Zwangskraft mittels (5.1) ergibt sich die durch den Kontakt hervorgerufene Geschwindigkeitsänderung zu

$$\begin{aligned}\dot{\alpha}(t_2) &= \dot{\alpha}(t_1) + (d_z s'_x - d_x s'_z)/I_\alpha \\ \dot{\beta}(t_2) &= \dot{\beta}(t_1) + (d_y s'_z - d_z s'_y)/I_\beta \\ \dot{\zeta}(t_2) &= \dot{\zeta}(t_1) + (-s'_x \sin\alpha + s'_y \sin\beta + S'_z)/m,\end{aligned}\tag{5.8}$$

wobei Terme höherer Ordnung in Anstell- und Rollwinkel vernachlässigt werden konnten. Unter der Annahme von Coulomb-Reibung zum Zeitpunkt des Kontaktes besteht der folgende Zusammenhang zwischen den auf den Gleiter übertragenen Impulsen s'_x , s'_y tangential und s'_z normal zur Ebene der Gleiterkufen:

$$s'_x = \mu_k s'_z \cos\alpha \quad s'_y = \mu_k s'_z \sin\alpha.\tag{5.9}$$

Die sechste Gleichung zur Bestimmung der drei Geschwindigkeiten nach dem Stoß und der drei durch den Stoß übertragenen Impulse ist ein Restitutions-Ansatz,

$$\begin{aligned}-e(\dot{\zeta}(t_1) + \dot{\beta}(t_1)d_y - \dot{\alpha}(t_1)d_x) + (1+e)(\hat{u}_p \sin\alpha - \hat{v}_p \sin\beta),\end{aligned}\tag{5.10}$$

der einen Zusammenhang herstellt zwischen der Normalkomponente der Relativgeschwindigkeiten (unmittelbar vor und nach einem Kontakt) der beiden Punkte auf der Platte und den Kufen, die sich zum Zeitpunkt t_s berühren. Der Restitutionskoeffizient e kann Werte zwischen 0 (ideal plastischer Kontakt) und 1 (ideal elastischer Kontakt) annehmen; ein für die Paarung Gleiter/Platte typischer Wert ist $e = 0.9$.

Die Gleichungen (5.6),(5.8),(5.9) und (5.10) sind im Zuge der numerischen Integration der instationären Reynolds-Gleichung (siehe Abschnitt 4) jeweils dann zu lösen, wenn ein Kontakt auftritt. Dabei wird zu Beginn eines jeden Zeitschrittes geprüft, ob innerhalb des Gebietes $\Omega = \Omega_1 \cup \Omega_2$ der Abstand der Kufen zur Platte $h(x, y, t)$ mit $(x, y) \in \Omega$ kleiner oder gleich der Höhe $h_s(x_s(t), y_s(t), t)$ eines sich mit der Platte bewegendes Hindernisses ist. Tritt dieser Fall ein, läßt sich der Anstoßpunkt (x_s, y_s) mittels der Bedingung

$$h(x_s, y_s, t) = h_s$$

bestimmen. Danach werden die Geschwindigkeiten unmittelbar nach dem Stoß aus denen unmittelbar vor dem Stoß in der oben beschriebenen Weise berechnet. Diese Geschwindigkeiten werden als neue Anfangswerte bei der Weiterführung der Integration der Reynolds-Gleichung benutzt. Alle anderen (geometrischen) Größen wie Anstell- und Rollwinkel sowie Höhen werden durch einen Kontakt voraussetzungsgemäß nicht unmittelbar verändert, sondern nur mittelbar über die weitere Zeitintegration auf der Grundlage der neuen Anfangswerte.

Um den Einfluß der verschiedenen Modellparameter zu untersuchen ohne die rechenzeitaufwendige numerische Lösung des gesamten instationären Problems jeweils durchführen zu müssen, wurden verschiedene Parameterkombinationen in den den Stoß beschreibenden Gleichungen für einige Geschwindigkeiten vor dem Kontakt getestet. Die durch den Stoß verursachten Änderungen der Geschwindigkeiten sind u.a. proportional

– zu Roll- und Anstellwinkel, bzw. Anfaswinkel γ im Bereich der Anfasung;

- zur Plattengeschwindigkeit;
- zum Restitutionskoeffizienten.

Der Einfluß des Gleitreibungskoeffizienten μ_k ist in Abb. 5.1 für einen stationär fliegenden Gleiter dargestellt, der im Bereich der Anfasung (oben) und an der Hinterkante einer Kufe (unten) von einem Plattenhindernis getroffen wird.

In Abb. 5.2 ist die typische Reaktion eines Gleiters dargestellt, dessen Hinterkante bei $t_s = 0$ Plattenkontakt hatte. Wie zu erwarten, verkleinert sich zuerst der Anstellwinkel α bei gleichzeitiger Vergrößerung der Flughöhe. Infolge des Dämpfungseinflusses des Luftfilms erreicht der Gleiter wieder seinen stationären Ausgangszustand nach ca. 1 ms . Die Frequenz der Höhenänderung ist mit ca. 12 kHz etwa doppelt so groß wie die der Anstellwinkeländerung.

Der Rollwinkel β wurde aus Gründen der Rechenzeiteinsparung konstant gehalten. Die möglichen Folgen dieser Vereinfachung bzw. einer künstlichen Blockierung der Rollbewegung sind in Abb. 5.3 demonstriert. Bei $t_s = 0$ findet ein Kontakt im Bereich einer Kufe hinter dem Aufhängungspunkt statt. Infolge der vorgegebenen Rollwinkelkonstanz kommt es zu einer Folge von weiteren Stößen mit dem selben Hindernis (mit Pfeilen gekennzeichnet), während sich dieses unter der Kufe hindurchbewegt, weil der Gleiter nicht in der Lage ist, genügend stark auszuweichen. Die Zeit zwischen aufeinanderfolgenden Kontakten verkleinert sich sukzessive, bis bei $t = t_1$ jeder weitere Zeitschritt zu einem Stoß führt, so daß der Gleiter praktisch am Hindernis aufgleitet. Auch bei weiterer Verkleinerung der Zeitschrittweite ist dieses Verhalten zu beobachten. Bei $t = t_2$ verläßt das Hindernis den Kufenbereich mit einem letzten Kontakt und der Gleiter kann, ähnlich wie in der vorhergehenden Abbildung, bis zur Erreichung des stationären Zustandes ausschlagen. Es zeigt sich, das es möglich ist, auch unter der Annahme von Einzelkontakten das mechanische Gleiten mit Festkörperkontakt entsprechend den anfangs aufgeführten Fällen a) und b) zu simulieren.

5.2 Zum Einfluß der Rauigkeit auf den stationären Flug

Die Reynolds-Gleichung ist lokal gültig für einen von rauhen Randflächen begrenzten Gasfilm, falls die Wellenlänge der Rauigkeitserhebungen nicht kleiner als ca. ein Fünftel der Gleiterflughöhe ist (Reynolds-Rauigkeit). Dann kann eine über die Rauigkeitserhebungen gemittelte Reynolds-Gleichung (MRG) hergeleitet werden, die jedoch eine Reihe von noch näher zu bestimmenden Korrelationen enthält. Die Relevanz dieser einzelnen Terme ist schwer einzuschätzen. In der Literatur sind eine Reihe von Arbeiten zu finden, die vereinfachte Formen einer MRG auswerten (z.B. [28], [29], [27]). Es existieren jedoch keine experimentellen Vergleichswerte zum Rauigkeitseinfluß und die theoretische Ergebnisse widersprechen sich zum Teil deutlich.

Hier soll ein alternativer Weg eingeschlagen werden: Anstelle der Lösung der MRG wird eine von den Eigenschaften der Rauigkeit bestimmte Mittelung von bekannten Lösungen der ursprünglichen stationären, ungemittelten Reynoldsschen Gleichung (2.14) für glatte Randflächen durchgeführt. Dabei sei nur die Speicherplatte als rau, die Kufen dagegen als glatt angenommen.

Gegeben sei der funktionale Zusammenhang im stationären Fall zwischen der Strömungskraft w und der Flughöhe der Gleiterhinterkante h_m über einer glatten Platte sowie die Wahrscheinlichkeitsdichte $\Phi(h')$ für die Verteilung der Rauigkeitserhebungen der Plattenoberfläche $h'(x)$, bezogen auf das mittlere Plattenprofil h_o . Für eine jede fest vorgegebene Flughöhe h_m , bezogen auf die Profilmittellinie h_o sei dann $h_{m_{eff}}(x)$ die effektive Flughöhe der Gleiterhinterkante, während sich die Platte unter dem Gleiter mit der konstanten Geschwindigkeit U hindurchbewegt, gegeben durch

$$h_{m_{eff}}(x) = h_m - h'(x) \quad (5.11)$$

$$w_{rauh}(h_m) = \langle w(h_{m_{eff}}) \rangle = \int_{R_m}^{R_P} w(h_{m_{eff}}) \phi(h_{m_{eff}}) dh' \quad (5.12)$$

Nimmt man an, daß der tragende Gasfilm jetzt neben α , β usw. von $h_{m_{eff}}(x)$ anstatt von h_m festgelegt werden soll, sich die Anstell-, Roll- und Gierwinkel des Gleiters und damit die Form von $w(h_m)$ nicht ändern, führt der Gleiter eine zeitliche Mittelung ($\langle \dots \rangle$) der Strömungskraft $w = w(h_{m_{eff}}(x = Ut))$ während seines Fluges über die momentane Abfolge der h' aus (siehe Gleichung (5.12) und Abb. 5.4,

wobei der "effektive" Luftfilm durch eine Schraffur hervorgehoben ist). Voraussetzung ist dabei, daß der Gleiter dem Oberflächenprofil nicht folgt, wie es im Falle sehr langwelliger Abweichungen des Oberflächenprofils von h_o ("Welligkeit") der Fall wäre. Die zeitliche Mittelung wird unter der Annahme von Ergodizität ersetzt durch Gleichung (5.12) mit

$$\langle h_{m_{eff}} \rangle = h_m \quad \text{bzw.} \quad \langle h' \rangle = 0 \quad (5.13)$$

und $R_P + R_m = R_{max}$ als maximale Rauhtiefe des Plattenprofils und $\langle z_P \rangle = h_0$.

Durch numerische Auswertung des Integrals (5.12) ergaben sich die gesuchten Kurven $w_{rauh} = w_{rauh}(h_m)$. Untersucht wurden verschiedene Wahrscheinlichkeitsdichten, Rauheitsparameter R_{max} , R_m/R_P und verschiedene $w(h_m)$ für unterschiedliche Anstellwinkel bzw. Plattengeschwindigkeiten. Um einen Vergleich mit aus der Literatur bekannten Kurven für w_{rauh} zu ermöglichen (siehe Abb. 5.5), wurden verschiedene Formen des Oberflächenprofils der Platte untersucht (symmetrische und schiefe Normalverteilung und homogene Verteilung der Rauigkeitserhebungen sowie sinusförmige Oberflächenprofile in x -Richtung: $\sin x$, $|\sin x|$, $-|\sin x|$). Ein realistischer Ansatz ist dabei eine (u.U. schiefe) Normalverteilung mit einer Streuung σ von ca. $R_{max}/10$, wobei R_{max} in der Größenordnung von $0.1 \mu m$ liegt. Leider sind für normalverteilte Rauigkeiten keine Ergebnisse aus der Literatur bekannt.

Es zeigt sich, daß für reale Plattenrauigkeiten (normalverteilt) auch bei kleinen Flughöhen die Strömungskraft w_{rauh} nur um wenige Prozent gegenüber der für glatte Platten w erhöht ist, wobei mit kleinerer Höhe $h_m (> R_P)$ der Quotient w_{rauh}/w wächst. Infolge der Konvexität der Funktion $w(h_m)$ ist dieser Quotient niemals kleiner als Eins. Er wächst mit:

- zunehmendem σ/R_{max} ,
- zunehmender Größe der Rauigkeit R_{max} ,
- zunehmender Schiefe der Wahrscheinlichkeitsdichte $\phi(h')$, (z.B. ist in der Abb.5.4 die Schiefe der Kurve 6 größer als die der Kurve 4), und zwar gleich dem Negativen der Kurve 6), jeweils bei gleicher Flughöhe h_m ;
- zunehmender Krümmung der Funktion $w(h_m)$ der Strömungskraft,
- abnehmender Flughöhe h_m .

In Abb. 5.5 beziehen sich alle Kurven auf eine maximale Rauhtiefe von $R_{max} = 0.1 \mu m$, die mit dem vorgestellten Verfahren erzeugten Kurven beruhen auf einem berechneten $w(h_m)$ für einen Mini-Gleiter (Anstellwinkel 10°). Dargestellt ist das Verhältnis w_{rauh}/w in Abhängigkeit von der Höhe der Gleiterhinterkante h_m über der Profilmittellinie h_o der Plattenoberfläche. Die Kurven (2) und (3) wurden durch Auswertung einer in [29] angegebenen Lösung einer stark vereinfachten MRG für einen unendlich breiten Gleiter mit Kufen in Exponentialform, d.h. $h(x) = h_m e^{-Cx}$, gewonnen. Der Grundkontur der Kufen ist jeweils eine Rauigkeit in folgender Form überlagert:

- (1) Normalverteilung mit $\sigma = R_{max}/10$, Exzeß=0, schiefe Verteilungen ergeben nur unwesentliche Abweichungen;
- (2) homogene Verteilung ("Rechteckverteilung") nach [29];
- (3) Profil hat Form eines $\sin x$ nach [29];
- (4) Profil hat Form eines $|\sin x|$;
- (5) homogene Verteilung ("Rechteckverteilung");
- (6) Profil hat Form eines $-|\sin x|$;
- (7) Profil hat Form eines $\sin x$.

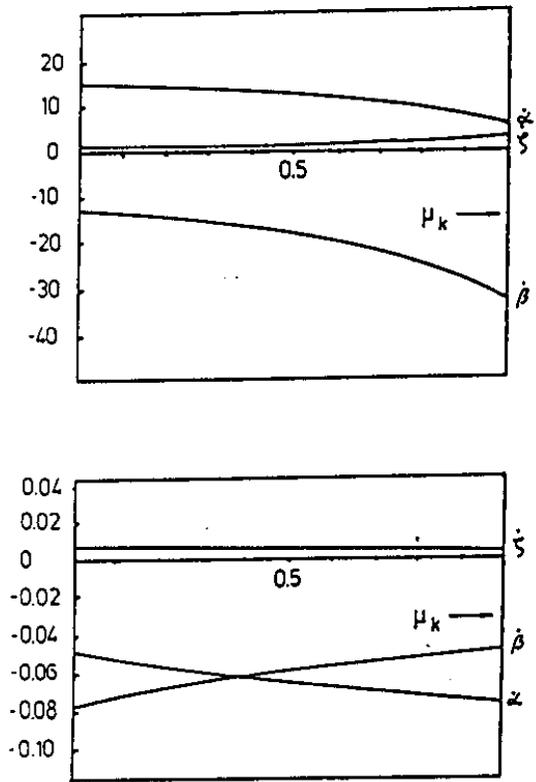


Abbildung 5.1: Einfluß der Gleitreibungskoeffizienten auf die durch einen Kontakt hervorgerufenen Geschwindigkeitsänderungen

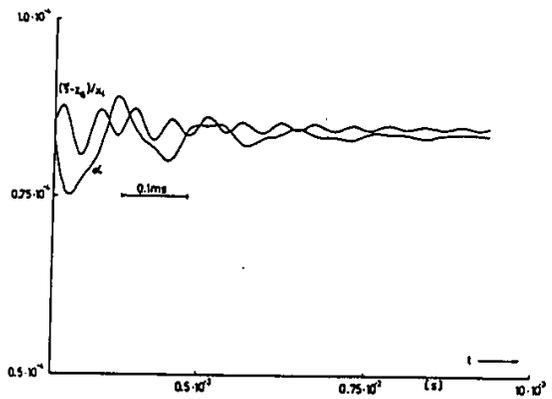


Abbildung 5.2: Ausschwingverhalten eines Gleiters nach einem Plattenkontakt der Kufenhinterkante

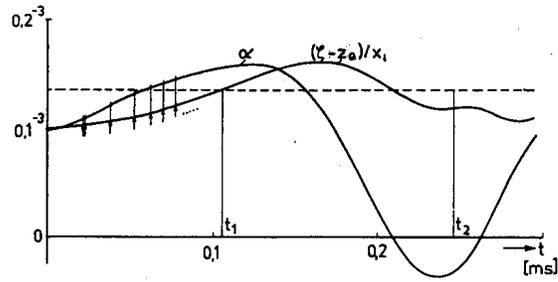


Abbildung 5.3: Reaktion des Gleiters auf mehrfache Kontakte

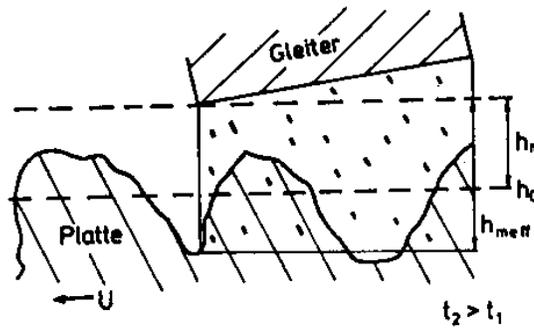
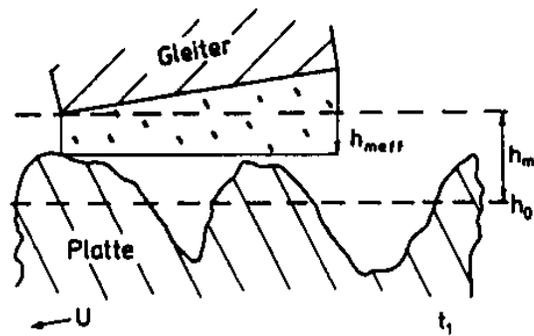


Abbildung 5.4: Prinzip der Mittelung über Rauigkeitserhebungen

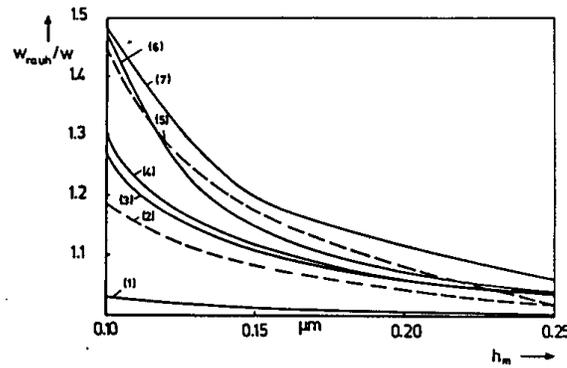


Abbildung 5.5: Einfluß verschiedener Rauheitsformen auf die Strömungskraft

6 Aufgabenstellungen und Meßmethoden für experimentelle Untersuchungen

Theoretische Untersuchungen zur Gleiterdynamik müssen im allgemeinen durch geeignete Experimente ergänzt werden. Diese Vorgehensweise ergibt sich u.a. daraus, daß Modellannahmen experimentell überprüft und erweitert werden müssen, daß die Ergebnisse "numerischer Experimente" punktuell abgesichert werden müssen, daß sich spezielle Fragestellungen der Gleiterdynamik bisher einer theoretisch – numerischen Behandlung weitgehend entziehen und daß vielfach das Verhalten realer Speicherkonfigurationen mit entsprechenden Exemplarstreuungen interessiert. Das Hauptaugenmerk experimenteller Untersuchungen der Arbeitsgruppe Magnetkopfgleiterdynamik ist auf die Erfassung der Gleiterbewegung während charakteristischer Flugphasen (einschließlich der Start- und Landephase im Contact-Start-Stop-Betrieb, CSS-Betrieb) gerichtet. Das erfordert die dynamische Messung der Gleiterflughöhe h_m , des Gleiteranstellwinkels α und des Rollwinkels β . Für die Lösung dieser Aufgabe wurde ein berührungslos arbeitendes optisches Meßverfahren entwickelt, das dynamische Untersuchungen an nahezu unmodifizierten Kopf-Platte-Paarungen zuläßt. Das Verfahren beruht auf einem interferometrischen Meßprinzip und gestattet die Erfassung von h_m, α, β .

Darüber hinaus zeigt sich, daß dieses Meßverfahren vorteilhaft bei der Ermittlung der Topografie von Festplatten, der Erfassung des Plattenschlags und der Laufeigenschaften von Präzisionsspindeln eingesetzt werden kann, wie sie in Festplattenspeichergeräten bzw. entsprechenden Meßplätzen Anwendung finden.

Ergänzt werden die Ausführungen zur Experimentaltechnik durch eine Darstellung aerodynamischer Untersuchungen der Luftbewegung im Winchester-Raum eines modernen Festplattenspeichers.

Folgende Darstellungsweise wurde gewählt:

Im Abschnitt 6 werden Erläuterungen zu den verwendeten Experimentaltechniken gegeben. Die Abschnitte 7, 8, 9 dienen der Darstellung von Meßresultaten, Abschnitt 10 dem Vergleich experimenteller und theoretisch-numerischer Ergebnisse.

6.1 Ein interferometrisches Verfahren zur differentiellen, dynamischen Messung von Wegänderungen

Das von der Arbeitsgruppe Magnetkopfgleiterdynamik verwendete Meßprinzip beruht auf der Überlagerung zweier reflektierter, kohärenter, linear polarisierter Strahlen eines frequenzstabilisierten Lasers, wobei die relative Lage der beiden Reflektoren in Strahlrichtung die zu messende Größe darstellt (Abb. 6.1).

Die reflektierten Laserstrahlen bilden mit Hilfe optischer Elemente vier Interferenzen, die sich in der Modulationsphase der Intensität jeweils um 90° voneinander unterscheiden. Fototransistoren stellen vier jeweils der Intensität proportionale elektrische Spannungen bereit, die kombiniert an die Eingänge von Differenzverstärkern geschaltet werden, wodurch der durch Gleichlicht verursachte Signalanteil

unterdrückt wird. Somit wird die Anordnung unabhängig gegenüber schwankender Laserleistung und sich änderndem effektiven Reflexionsgrad. Die Ausgangsspannung der Differenzverstärker hängt nur noch ab von dem Phasenunterschied der reflektierten Strahlen. Ändert sich der Wegunterschied der beiden Reflexionsflächen bezogen auf die Strahlachse um $\frac{\lambda}{2}$ des verwendeten Laserlichtes, so erscheinen an den vier Ausgängen der Differenzverstärker je eine vollständige Periode einer sinusförmigen Spannungs-Zeitfunktion, die jeweils um 90° versetzte Anfangs- bzw. Endphasen haben.

Eine nachfolgende elektronische Interpolation erzeugt unter Verwendung der vier Signale an einem von zwei Ausgängen elektrische Impulse. In der benutzten Anordnung entstehen pro Änderung des Wegunterschiedes um λ , bezogen auf die Strahlrichtung, an einem Ausgang 32 Impulse. Welcher der beiden Ausgänge jeweils aktiv ist, hängt davon ab, ob der Wegunterschied vorzeichenbehaftet größer oder kleiner wird.

Verbindet man diese Ausgänge mit den Eingängen eines Vorwärts-Rückwärts-Zählers, so zeigt der Zählerinhalt an, um wieviele Weginkremente sich die Lage der Reflexionspunkte relativ zueinander verändert hat gegenüber einer Initialisierungslage. Die Initialisierung wird vorzugsweise mit einer Nullung des Zählers verknüpft. Eine Zählereinheit entspricht einem Increment von etwa 20 nm . In der vorliegenden Geräteversion besitzt der Zähler eine Länge von 32 bit, wovon die niederwertigsten 16 bit als vorzeichenbehafteter Meßwert über eine 16 bit-Eingabeschnittstelle einem PC zugeführt werden. Der Beginn und die Abtastrate der Datenübernahme durch den PC werden extern getriggert.

Geeignete Software unterstützt die Registrierung experimentbezogener Begleitdaten, wertet die Meßdaten unter gewünschten Aspekten aus und präsentiert die Ergebnisse. Wird das Meßsystem bei Experimenten benutzt, die ein zeitperiodisches Meßergebnis liefern, z.B. bei rotierenden Anordnungen, ist es vorteilhaft, neben der winkeltreuen Ableitung von Abtastimpulsen für die Meßwerterfassung auch dafür zu sorgen, daß pro Periode, also pro Umdrehung, 2^n Impulse erzeugt werden.

Bei einem realisierten experimentellen Aufbau werden auf optoelektronischem Wege direkt 64 Impulse pro Umdrehung abgeleitet. Zur Auflösungshöhung kann die Zahl der Impulse auf elektronischem Wege bis auf $64 \cdot 2^n$ ($n = 0 \dots 6$) pro Umdrehung erhöht werden. Eine derartige Festlegung der winkelstarrten Impulserzeugung erleichtert die Anwendung der FFT im Rahmen der Auswertung der Meßwerte.

Der in Abb. 6.1 dargestellte optische Aufbau [30] gestattet es, mit Hilfe der Linsen und Drehkeile, die Lage der Brennpunkte zu variieren, den geometrischen Meßbedingungen anzupassen.

Eine wichtige Voraussetzung für die Anwendung des Verfahrens besteht darin, daß die Flächen, die durch die beiden Laserstrahlen "angetastet" werden, das Laserlicht genügend gut reflektieren.

Als Grundlage der Meßanordnung diente das Längenmeßsystem LMS 100 von Carl Zeiss Jena, entwickelt für den Einsatz im Maschinenbau, das in beschriebener Weise modifiziert wurde und damit die dynamische Messung an kleinsten Körpern ermöglicht.

Insgesamt erreicht die realisierte Meßanordnung folgende Leistungsparameter:

Auflösung:	20 nm
Maximale Differenzgeschwindigkeit der Reflexionsflächen in Strahlrichtung:	0.3 ms^{-1}
Maximaler Hub in Strahlrichtung:	5 mm
Hub bei 16 bit-Meßwert:	$\pm 0.6\text{ mm}$
Durchmesser der Tastpunkte:	$\leq 0.01\text{ mm}$
Abstand der Tastpunkte:	$0 \dots 50\text{ mm}$

Weitergehende Forderungen an die Parameter können z.B. bei der Auflösung und der maximalen Differenzgeschwindigkeit durch den Einsatz genauerer Phasendetektoren in Verbindung mit schnellerer Datenerfassung erfüllt werden.

6.2 Anwendung des interferometrischen Meßsystems bei gleiterdynamischen Untersuchungen

Für gleiterdynamische Untersuchungen kommen in den damit befaßten Forschungseinrichtungen verschiedene Meßverfahren zum Einsatz, die die hohen Anforderungen, die sich aus der erforderlichen

räumlichen und zeitlichen Auflösung und den oftmals schwierigen Beobachtungsbedingungen ergeben, in unterschiedlichem Maß erfüllen. Bei einer groben Einteilung ist auf folgende Meßverfahren hinzuweisen:

- a) Weißlichtinterferometrie [31]:
begrenzt räumliches Auflösungsvermögen für den sich zwischen Platte und Gleiter ausbildenden keilförmigen Spalt; faktisch sind nur quasistatische Messungen von Gleiterflughöhe und Gleiteranstell- und -rollwinkel möglich. Die Methode besitzt allerdings Bedeutung bei der Charakterisierung der Gleiterposition bei Start und Landung (d.h. bei ruhender Festplatte), da i. allg. keine Idealposition zwischen Gleiter und Platte erreicht wird (Einfluß von Gleitmitteln auf der Festplatte, von Staub und Abrieb; Wirkung der kardanischen Gleitenaufhängung).
- b) Laser-Doppler-Vibrometrie [32], [33]:
weitgehend eingesetztes Meßverfahren, das sich u.a. durch die guten Justiermöglichkeiten für die beiden Meßstrahlen der i. allg. in Form einer Differenzmessung eingerichteten Methode auszeichnet. Ausgewertet wird der von den beaufschlagten Oberflächen gestreute Lichtanteil. Durch angepaßte Optiken ist eine ausreichende Fokussierung der Meßstrahlen möglich, was bei der stetigen Verringerung der Gleiterabmessungen unbedingt erforderlich ist. Durch den Einsatz von Lichtleiterkabeln ist die Möglichkeit gegeben, verschiedene Aufpunktanordnungen zu realisieren (s. entsprechende Skizze). Dabei ist zu beachten, daß die Gleiterflugwinkel und die Flughöhe erst durch geeignete Integration aus den vom Vibrometer gelieferten, zeitabhängigen Geschwindigkeitssignalen ermittelt werden müssen, was hohe Anforderungen an die Kontinuität der Meßsignale stellt.
- c) Elektrische Meßverfahren, wie Widerstandsmessung [34] und Kapazitätsmessung [35]:
zumeist werden speziell präparierte Gleitköpfe eingesetzt. Die Techniken sind inzwischen so weit fortgeschritten, daß einzelne empfindliche Bereiche auf den Gleitflächen geschaffen werden können, so daß im Prinzip neben der Gleiterflughöhe auch die Flugwinkel erfaßbar sind. Besondere Probleme ergeben sich bei der Ableitung von Meßsignalen von der rotierenden Spindel und aus der Tatsache, daß diese elektrischen Meßverfahren einer vorherigen Kalibrierung bedürfen. Letzteres Problem kann in gewissem Umfang umgangen werden, wenn die Verfahren nur zur Detektion von Kopf-Platte-Kontakten eingesetzt werden.
- d) Laserinterferometrische Verfahren [36], [37]:
Dieses Verfahren wird auch von der Arbeitsgruppe Magnetkopfgleiterdynamik des Strömungstechnischen Labors in einer eigens entwickelten Variante eingesetzt (s. Abschnitt 6.1).

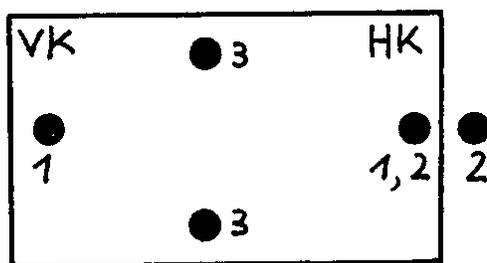


Abbildung 6.1: Aufpunktanordnung für die Messungen von Gleiteranstellwinkel 1 - 1 Flughöhe 2 - 2 Rollwinkel 3 - 3

Bei gleiterdynamischen Untersuchungen bietet der Einsatz von Laserinterferometern spezielle Vorteile. ■
Dabei ist von besonderem Wert, daß mit derartigen Meßgeräten eine direkte Wegmessung hoher

Auflösung möglich ist. Andererseits gibt es aber auch einige Probleme: insbesondere müssen an Referenz- und Meßobjekt bestimmte Reflexionsanforderungen gestellt werden, die sichern, daß ein hinreichend großer Lichtanteil in das Interferometer zurückgeführt werden kann. Reflexionsobjekte sind beim hier in Rede stehenden Verfahren die Festplatte (eine mehrfach beschichtete Aluminium-Scheibe, bei Sonderanwendungen auch ein Glassubstrat), und die Oberseite des Magnetkopfgleiters, bestehend beispielsweise aus Ferrit oder keramischen Materialien. Der geringe Reflexionsgrad letztgenannter Oberflächen kann durch nachträgliches Polieren und Verspiegeln im Bedarfsfall verbessert werden. Die Flugeigenschaften verändern sich dadurch nicht. Auch die Reflexionseigenschaften der Speicherplatte müssen beachtet werden; insbesondere Verschleiß- und Gleitschichten setzen deren Reflexionsgrad herab. Bei einem Gleiterreflexionsgrad besser als 90 % (erreichbar z.B. durch eine auf den Gleiterrücken aufgedampfte Al-Schicht) konnte experimentell ermittelt werden, daß die Festplatte einen Mindestreflexionsgrad von 40 % aufweisen muß, um Messungen mit dem modifizierten LMS 100 durchführen zu können. Nachfolgende Tabelle faßt einige experimentell ermittelte Reflexionsgrade für das vom He-Ne-Laser ausgesandte Licht zusammen :

Material	Reflexionsgrad [%]
Co (gesputtert)	22.5
Al (aufgedampft)	90.0
Al (poliert)	45.0
Ni (poliert)	49.0
CrNi (aufgedampft)	66.0
Cr (aufgedampft)	35.0
polierter Stahl	48.0
poliertes Ferrit	17.5
Ag (gesputtert und mit Quarzschicht abgedeckt)	50.0

Auch die Auswirkung von Plattenschutzschichten (hier speziell einer gesputterten Kohlenstoffschutzschicht) konnte quantifiziert werden. Abb. 6.2 zeigt die Reflexionsgrade eines CrNi-beschichteten Silizium-Substrats mit C-Schutzschichten zwischen 0 und 800 Å Dicke. Als Einsatzgrenze für das LMS 100 ergab sich eine Schichtdicke von ca. 450 Å; stärkere Schichten (im allgemeinen aber bei Festplatten nicht eingesetzt) verhindern das fehlerfreie Funktionieren des LMS-Interferometers.

Mittels verschiedener Justiermöglichkeiten (eine Kurzbeschreibung der patentierten Anordnung findet sich in [38]) kann der Abstand der von den beiden Laserstrahlen gebildeten Aufpunkte verändert und in gewissen Grenzen den Abmessungen des Meßobjekts angepaßt werden. Der Aufpunktdurchmesser kann bei Bedarf auf wenige Hundertstelmmillimeter herabgesetzt werden. Bei gleiterdynamischen Untersuchungen werden je nach Meßaufgabe die von Referenz- und Meßstrahl gebildeten Aufpunkte auf verschiedene Reflexionsflächen justiert (ähnlich wie beim schon erwähnten vibrometrischen Verfahren):

bei Flughöhemessungen auf Gleiterhinterkante (HK) und Speicherplatte auf der entsprechenden Plattenspur (Aufpunkt Abstand maximal 0.2 mm, um den Einfluß von nahezu unvermeidbaren Plattenwelligkeiten auf das Flughöhe-Meßergebnis hinreichend klein zu halten),

bei Messung des Gleiteranstellwinkels werden beide Aufpunkte bei bekanntem Aufpunkt Abstand (z.B. 2 mm) in Richtung der Gleiterlängsachse an Vorderkante (VK) und Hinterkante auf den Gleiterrücken justiert. Ganz entsprechend geht man bei der Bestimmung des dritten Gleiterfreiheitsgrades, des Rollwinkels, vor.

Werden beide Aufpunkte auf die gleiche Spur der Festplatte justiert, erhält man Aussagen zur Topografie (vorzugsweise der Welligkeit) der rotierenden Festplatte.

Gesamt- und Detailansicht des interferometrischen Versuchsstands für gleiterdynamische Untersuchungen am Strömungstechnischen Labor zeigen die Abb. 6.3 und Abb. 6.4. Für die experimentellen Untersuchungen wurden Glas- und Aluminiumsubstrate im Format 5^{1/4}'' benutzt. Für spezielle, später detailliert dargestellte Experimente wurden verschiedene Platten benutzt, die mit definierten Einzelhindernissen versehen wurden. Als Magnetkopfgleiter wurden Winchestergleiter (Dreikufengleiter aus Ferrit) und keramische Minigleiter (Zweikufengleiter) verwendet. Die Gleiterrückseite wurde präpariert, um ausreichende Reflexionsgrade zu erreichen.

Zum Einsatz kam desweiteren ein $5^{1/4}$ -Versuchslaufwerk, das mit einer speziellen Drehzahlregelung ausgerüstet wurde. Eine wesentliche Voraussetzung bei der Anwendung des interferometrischen Meßverfahrens bei gleiterdynamischen Untersuchungen ist die Gewährleistung einer konstanten Plattendrehzahl. Zur Lokalisierung von Plattenunebenheiten muß die Abspeicherung der interferometrisch gewonnenen Meßdaten in Abhängigkeit vom Plattendrehwinkel erfolgen. Es wurde deshalb eine PLL-Drehzahlregelung für den Antriebsmotor des Versuchslaufwerks eingesetzt, die eine Drehzahlkonstanz besser als 1% gewährleistet. Folgende, frei wählbare Plattendrehzahlen werden angeboten:

$$500|600|800|1000|1200|1400|1600|2000|2400|3000|3600 \text{ min}^{-1}.$$

Die Steuerimpulse für den Motor werden optoelektronisch über Infrarot-Lichtschranken gewonnen. Anfänglich wurde eine Auflösung von 72 Impulsen pro Umdrehung realisiert. Eine nachfolgende Variante arbeitet mit 64 Impulsen pro Umdrehung, um vorteilhaft FFT-Methoden bei der Meßdatenauswertung einsetzen zu können. Die erwähnten Steuerimpulse können auch genutzt werden, um das Start- und Bremsverhalten des Spindelmotors zu quantifizieren, so daß zu jedem Zeitpunkt die Plattengeschwindigkeit genauestens bekannt ist.

Abschließend soll an dieser Stelle noch auf einige spezielle Probleme bei den Gleiteruntersuchungen eingegangen werden :

- * im Bereich des Versuchslaufwerks ist auf weitgehende Staubarmut zu achten. Deshalb wurde ein spezieller Versuchsraum mit mehrstufiger Filterung (Kombination von Taschenfilter, E-Filter und Laminarbox) eingerichtet. Zusätzlich sind Platten und Gleitflächen der Magnetköpfe mittels spezieller Techniken von Zeit zu Zeit zu säubern.
- * Schwierig ist die quantitative Charakterisierung der Gleiterstart- und -landeposition. Bei Glassubstraten wurde eine Weißlichtinterferometeranordnung benutzt. Bei Alu-Substraten kann bisher keine zuverlässige Aussage über den tatsächlich vorhandenen Abstand der Gleitkufen von der Festplatte bei Rotationsbeginn gemacht werden, bei den heute realisierten geringen Flughöhen von kleiner als 200 nm ein gravierender Mangel nicht nur der hier beschriebenen Meßanordnung.
- * Platteneigengewicht und Gleiterdruckkraft (ca. 100 mN) verändern die Plattentopografie und damit die Reflexionsgeometrie der interferometrischen Meßanordnung. Eine genaue Verfolgung dieser Effekte zeigt jedoch [39], daß bei den derzeit erreichten Meßgenauigkeiten eine Berücksichtigung im allgemeinen nicht erforderlich ist.

6.3 Anwendung des interferometrischen Meßsystems bei Untersuchungen der Festplattentopografie und des Laufverhaltens von Präzisionsspindeln

Neben den Flugeigenschaften von Gleitern unter Idealbedingungen ist das Verhalten im Falle real immer bestehender Störeinflüsse von fundamentalem Interesse. Die Festplatte z.B. übt auf den Gleiter Beschleunigungskräfte aus aufgrund ihres eigenen Formprofiles, der Oberflächenbeschaffenheit und von Bewegungen, die über die Antriebsspindel übertragen werden. Darüber hinaus sind diese Einflüsse selbst als Ursachen maßgebend für Genauigkeit bzw. Durchführbarkeit von Flughöhenmessungen. Die Welligkeiten der benutzten Festplatte bzw. Schwingungen des gesamten Laufwerkes (wofür das Laufverhalten der Antriebsspindel maßgeblich ist) lassen oft keine Absolutmessungen zu, und im Falle von Differenzmessungen können die Abstände zwischen Meß- und Referenzpunkt nicht beliebig groß gewählt werden. Deshalb und infolge der Notwendigkeit, laterale Plattenprofilauflösungen unterhalb 1 mm zu erzielen, sind die optischen oder mechanischen Tastbereiche entsprechend klein zu halten. Da sich das Meßobjekt im Falle optischer Untersuchungen unter der Abtaststelle hinweg bewegt, ist der Einfluß von zu erwartenden Reflexionsgradschwankungen auf das Verfahren zu prüfen.

Aufbauend auf der winkel- bzw. zeitabhängigen Registrierung der Form- und Bewegungsverläufe über mehrere Perioden sind Aussagen zu nichtreproduzierbaren und stationären Anteilen, statistische Auswertungen sowie Fourieranalysen von Interesse. Ein Auswertungsverfahren sollte diese Möglichkeiten einschließen.

6.4 Aerodynamische Untersuchungen an Festplattenspeichern

Aus strömungsmechanischer Sicht ist neben der optimalen Auslegung der aerodynamischen Lagerung des Magnetkopfgleiters auf der rotierenden Festplatte die Luftbewegung im Inneren eines Speichergärts von besonderem Interesse. Diese zwangsläufig auftretende Strömung wird in Winchester-Speichern bewußt genutzt, um Filterungs- und Kühlprobleme zu beherrschen. Aerodynamische Reibungswirkungen bestimmen wesentlich die Leistungsaufnahme des Spindeltriebs und limitieren deshalb unter Umständen Veränderungen der Nenndrehzahl des Plattenstapels und wichtiger geometrischer Parameter eines Speichers. Darüber hinaus ist die Luftströmung im Winchester-Raum Ursache unerwünschter Wirbelablösungen an bestimmten Einbauten und ruft störende Rezirkulationsbewegungen hervor. Für aerodynamische Untersuchungen an Winchester-Speichern (bzw. entsprechenden Modellen) werden verschiedene Strömungsmeßverfahren und Verfahren der Strömungssichtbarmachung eingesetzt. Bei den Untersuchungen der Arbeitsgruppe Magnetkopfgleiterdynamik kommen die folgenden Methoden zum Einsatz:

- Hitzdrahtmeßtechnik (Eindrahtsonden im Konstant-Temperatur-Betrieb) zur Bestimmung örtlicher mittlerer Strömungsgeschwindigkeiten und Turbulenzgrade;
- Temperaturmessung mittels Thermoelementen zur Ermittlung des Temperaturgangs im Innern des Speichers; die Temperaturmeßwerte dienen weiterhin zur Temperaturkorrektur bei Hitzdrahtmessungen;
- Gesamtdruckmessungen mittels Pitot- und Zylinder-Sonden; Messung des statischen Drucks mittels modifizierter Zylindersonden und geeigneter Druckerbohrungen an Gehäusewandungen;
- Messung des elektrischen Leistungseintrags in den Winchester-Raum über den Spindeltrieb (Strom- und Spannungsmessung);
- Qualitative Untersuchung des komplexen Strömungsfeldes mittels verschiedener Faden-Sonden (Visualisierung des mittleren Strömungsfeldes).

Besondere Probleme bei derartigen aerodynamischen Untersuchungen ergeben sich immer dort, wo durch die Einführung von Sonden Veränderungen des Strömungsfeldes hervorgerufen werden. Insbesondere ist das in Bereichen der Fall, wo die Sondenabmessungen vergleichbar mit charakteristischen Abmessungen des Strömungsfeldes sind. Das trifft im vorliegenden Fall vor allem auf die Plattenzwischenräume, den Bereich zwischen Gehäusewandung und Plattenstirnseiten und auf Deckel- und Bodenbereich zu. Auf eine wirksame Abdichtung im Bereich der Sondendurchführungen ist zu achten. Die Hauptfragestellungen der aerodynamischen Untersuchungen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Ermittlung des Temperaturgangs im Laufwerk in Abhängigkeit von konstruktiven Parametern wie Plattenzahl, Zwischenring- und Spanningeometrie;
- Ermittlung der Widerstandskennlinie des Umluftfilters und des Luftdurchsatzes durch den Filter bei Nenndrehzahl des Plattenstapels;
- Qualitative Charakterisierung des komplexen Strömungsfeldes, insbesondere Aufzeigen von Rezirkulations- und Ablösegebieten;
- Quantitative Bewertung des Einflusses von Veränderungen der Stapelgeometrie auf die Strömungsverhältnisse im Winchester-Raum;
- Ermittlung der Verteilung des statischen Drucks am Gehäusedeckel, um Hinweise zur optimalen Anordnung eines Atmungsfilters zu gewinnen.

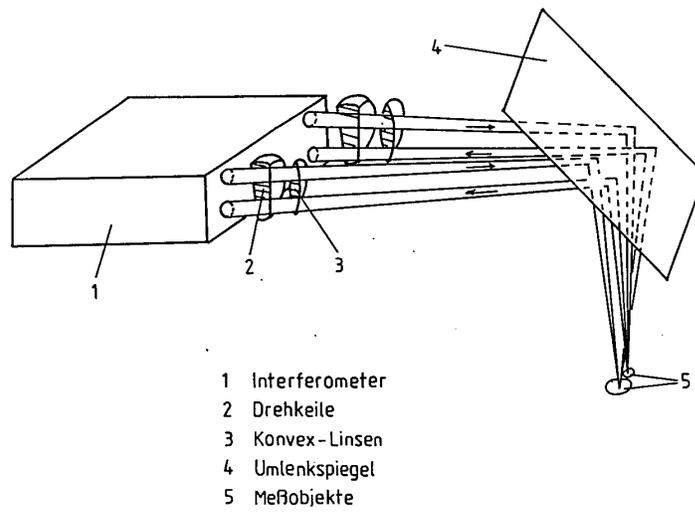


Abbildung 6.2: Optischer Aufbau und Strahlführung des verwendeten Laserinterferometers

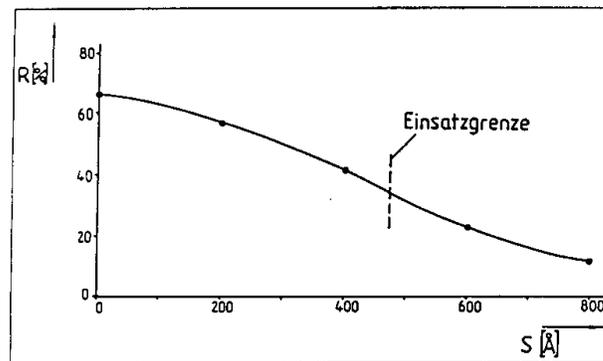


Abbildung 6.3: Reflexionsverhalten einer Kohlenstoff-beschichteten Speicherplatte

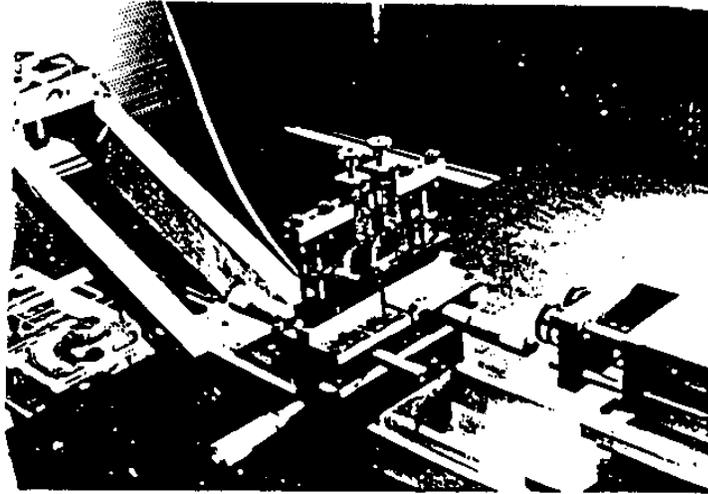


Abbildung 6.4: Gesamtansicht des Versuchsstandes zur Gleiterdynamik

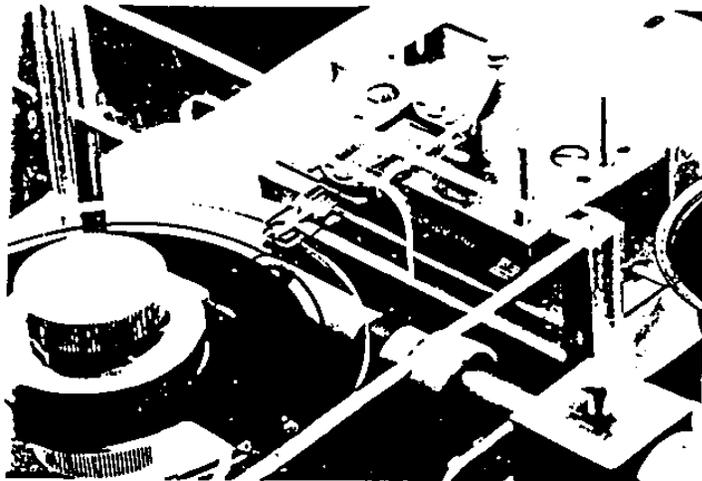


Abbildung 6.5: Detailansicht des Versuchsstandes zur Gleiterdynamik

7 Untersuchung der Topografie von Platten und des Laufverhaltens von Präzisionsspindeln

Die Charakterisierung der mechanischen Eigenschaften von Gleitern ist eng verbunden mit der Reaktion auf äußere Störeinflüsse. Hierzu zählen auch das Laufverhalten der Antriebsspindel sowie das Oberflächenprofil der Platten. Ziel der experimentellen Bearbeitung ist es, die Bedingungen, unter denen Fluguntersuchungen an Gleitern stattfinden, genau zu kennen bzw. definierte Verhältnisse herbeizuführen, um die verschiedenen Einflußmöglichkeiten separat erfassen zu können.

7.1 Plattentopografie

Die Topografie von Magnetspeicherplatten ist neben der Rauhigkeit durch wellenförmige Deformationen bis zu einer gewissen Ordnung und Störstellen in der Größenordnung der Gleiterabmessungen selbst bestimmt. Die Betrachtung von Rauhigkeitseinflüssen ist Bestandteil des Abschnittes 5. Zur Bestimmung der makromaßstäblichen Plattenprofile können interferometrisch arbeitende sowie Tastschnittmeßsysteme herangezogen werden.

Wird das in 6.1 geschilderte Meßprinzip bei sich drehender Platte angewandt, so verschieben sich ständig die Bezugsstellen für die Strahlreflexionen. Als Folge können Schwankungen im Reflexionsgrad auftreten, was sich praktisch in veränderten Spitzenwerten des Analogsignals ausdrückt. Es erhebt sich die Frage, inwieweit dieser Sachverhalt zu Auswertungsfehlern führen kann. Infolge unterschiedlicher Intensitäten der in das Interferometer zurücklaufenden Strahlen mit den zeitabhängigen Feldstärkeamplituden $e_1(t)$, $e_2(t)$ (z.B. nach der ersten Teilerschicht) entstehen durch die Mischung Intensitäten I , die im Intervall

$$(e_1(t) - e_2(t))^2 \leq I \leq (e_1(t) + e_2(t))^2 \quad (7.1)$$

liegen. Es ist demnach bei bewegtem Meßobjekt ständig mit einem wechselnden Gleichlicht- und Interferenzanteil zu rechnen. Dabei wird deutlich, daß dies für alle Kanäle in gleicher Weise der Fall ist. Somit ist es möglich, bei einem inkrementalen Auswertungsalgorithmus, der sich auf die Nulldurchgänge von Signalen bezieht, die sich durch Kombination der primären Meßwerte ergeben, den Einfluß der Reflexionsgradschwankungen zu unterdrücken. Aufgrund praktischer Erfahrungen mit dem interferometrischen Meßsystem ergab sich, daß der Reflexionsgrad der untersuchten Oberfläche immer oberhalb 33% liegen muß. Die Tabelle in Abschnitt 6.2 gibt mittlere Werte für einige verwendete Materialien wieder.

Entsprechend den Erläuterungen in 6.1 läßt sich mittels zweier auf der Plattenoberfläche befindlicher Tastpunkte die Profilhöhendifferenz für verschiedene Winkelstellungen messen. Pro Plattenumdrehung erfolgt eine definierte Anzahl von Meßwertübertragungen in äquidistanten Schritten (z.B. durch Optikgeber mit Zahnscheibe gesteuert). Ist der Tastpunktabstand so gewählt, daß die nacheinander folgende Meßstelle im anschließenden Zyklus als vordere einbezogen ist, kann ohne Interpolationen integriert (summiert) werden. Die Integrationskonstante ergibt sich aus der Forderung, daß der Profilwert nach einer Plattenumdrehung gleich dem vorangegangenen gleicher Phase zu sein hat. Liegen die Abtastwerte hinreichend dicht, kann von einer nahezu vollständigen Profilermittlung ausgegangen werden. Andernfalls ist Aussagesicherheit nur für die betreffenden Meßpunkte gegeben. Durch die Anwendung des Differenzprinzips werden während der Messung überlagerte Bewegungen weitgehend kompensiert. Die Möglichkeiten der dynamischen Untersuchung gestatten es, zu prüfen, inwieweit das "Durchhängen" der Platten infolge von Schwerkraft Veränderungen unterworfen ist bzw. welche Einflüsse der Gleiter selbst auf das Plattenprofil ausübt. Abb. 7.1 gibt den Profilverlauf einer mit Kohlenstoff beschichteten 5^{1/4}"-Speicherplatte wieder.

Details der Plattentopografie lassen sich besser mit optischen oder mechanischen Tastschnittgeräten erfassen. Genaue Kenntnis von Hindernishöhen bzw. -flanken ist entscheidend für die exakte Überprüfung theoretischer Modelle zur Beschreibung des Gleiterflugverhaltens (vgl. Abschnitt 10). Auf Abb. 7.2 und Abb. 7.3 sind die Reliefs verschiedener Hinderniskonfigurationen wiedergegeben.

7.2 Spindeln

Zur Untersuchung des reinen Gleiterflugverhaltens ohne Störungen erscheint ein luftgelagerter Präzisionsspindeltrieb nebst einer Glasplatte hinreichender Ebenheit (optische Qualität) und Dicke am ehesten geeignet. Zur Charakterisierung der Laufeigenschaften rotatorischer Lagerkonfigurationen kann wiederum das in Abschnitt 6.1 beschriebene Meßsystem benutzt werden. Dies trifft sowohl für axiale als auch radiale Bewegungen zu. Insbesondere können dynamische Untersuchungen ohne Einschränkungen in der Drehzahl durchgeführt werden. Den prinzipiellen Aufbau der Meßanordnung geben Abb. 7.4a und 7.4b wieder. Durch Schwenken der gesamten optischen Anordnung um 90° wird die Empfindlichkeit auf axiale oder radiale Richtung eingestellt. Infolge der Krümmung der Oberfläche des mitrotierenden Prüfkörpers waren Tastfleckdurchmesser unterhalb $1/100\text{ mm}$ erforderlich, um geometrisch "ideale" Reflexionsbedingungen zu sichern (d.h., die nach der Reflexion wieder aufgeweiteten Laserstrahlen weisen keine Verzerrungen in den Wellenfronten infolge von Nichtebenheiten im Meßpunkt auf). Daneben waren für die Durchführung der Experimente weitere Voraussetzungen zu schaffen, die sich auf die Bereitstellung von Trigger- und Clock-Signalen sowie den schwingungsarmen Aufbau, auch des Referenzspiegels, beziehen.

Während der Axialschlag (Tastpunkt befindet sich stets an ein und derselben Oberflächenstelle des Prüfkörpers) direkt ohne wesentliche Auswertungsschritte ermittelt werden kann, gehen in die radialen Meßwerte neben der Wellachsbewegung auch Topografie und Exzentrizität des Prüfkörpers ein. Eine ausführliche Beschreibung dieser Zusammenhänge ist in [40] gegeben. Voraussetzung zur Abarbeitung einer kompletten Meßroutine ist eine hinreichende Reproduzierbarkeit der Bewegungsabläufe, da die Messungen teilweise nacheinander bei verdrehtem Prüfkörper zu erfolgen haben. Da sich das Hauptaugenmerk unserer Untersuchungen auf das dynamische Verhalten der luftgelagerten Spindel richtet, kann das Formprofil aus der Reihe der Unbekannten herausgenommen und als fehlerfrei bzw. bekannt vorausgesetzt werden. Dadurch ist es möglich, die interessierenden Größen aus zwei zeitsynchron durchführbaren Messungen zu ermitteln. Somit können auch nichtreproduzierbare Bewegungsanteile fehlerfrei bestimmt und in die Auswertungen mit einbezogen werden. Unter wenig einschränkenden Voraussetzungen ist es möglich, die Charakterisierung der Laufeigenschaften der Spindel auf der Basis im Vergleich zu [40] weniger aufwendiger Meßroutinen vorzunehmen.

Da vom Formprofil abgesehen werden soll, verbleiben die Ermittlung des Wellachsdurchstoßpunktes in der Meßebene und der Exzentrizität des Prüfkörpers. Abb. 7.5 gibt die Bewegung zweier Punkte in der Meßebene in Abhängigkeit vom Drehwinkel φ wieder, wobei aus einer Bahnlinie zwangsläufig alle anderen folgen, da jeder Querschnitt der Welle als in sich starr betrachtet wird. Als Wellachsdurchstoßpunkt (M in Abb. 7.5) wird derjenige Punkt bezeichnet, der eine identische Lage für $\varphi = 0^\circ$ und $\varphi = 180^\circ$ einnimmt. Das Meßsystem registriert z.B. in x -Richtung ein Signal, welches zusätzlich durch die Exzentrizität des Prüfkörpers beeinflusst ist. Wählt man die Bezugsdrehstellung $\varphi = 0^\circ$ so aus, daß dafür die Positionsabweichung e zwischen M und dem Mittelpunkt des Prüfkörpers nur in x -Richtung weist, läßt sich das Meßsignal A durch

$$A_x(\varphi) = x(\varphi) - e \cos \varphi + K \quad (7.2)$$

ausdrücken. In der Konstanten K widerspiegelt sich, daß irgendwann eine zufällige Nullung des Meßsystems stattgefunden hat. Da die oben beschriebene ausgezeichnete φ -Skala vor der Messung nicht bekannt ist, muß diese im ersten Auswertungsschritt bestimmt werden. Dazu kann die Beziehung (7.2) herangezogen werden, denn $A_x(180) - A_x(0) = 2e$. Nimmt man an, daß für $|A_x(180) - A_x(0)| = \max$ auch der Exzentrizitätsanteil in Querrichtung hinreichend klein ist, so kann nach diesem Kriterium die geforderte φ -Skala ermittelt werden. Anschließend läßt sich die eigentlich interessierende Bewegung des Wellachsdurchstoßpunktes M in einer Richtung auf der Basis selbiger Einzelmessung gewinnen. Durch eine Zusatzmessung unter einer um 90° gedrehten Antastrichtung läßt sich auf ebensolche Weise die zweite Komponente analysieren.

Das Vorliegen der Wellachsbewegung in Abhängigkeit vom Drehwinkel läßt verschiedene Schlüsse zu (s. dazu auch [41]). Im einfachsten Fall lassen sich statistische Parameter, wie der Effektivwert, aber auch die Schwankungsmomente höherer Ordnung ermitteln. Die Verknüpfung dieser Größen untereinander gestattet es, Vergleiche zu Standardverteilungen durchzuführen und Aussagen zur Schiefheit oder Flachheit abzuleiten. Da in der Regel über mehrere Umdrehungen vermessen wird, können

darüber hinaus reproduzierbare und zufällige Bestandteile der Wellachsbewegung voneinander separiert werden. Die verschiedenen Anteile lassen sich oft auch durch Fourieranalysen trennen. Dabei ist es interessant festzustellen, wie sich derartige "Spektren" in Abhängigkeit von der Drehzahl verändern bzw. durch Auswuchtungen oder andere Maßnahmen beeinflussen lassen. Auf Abb. 7.6 und Abb. 7.7 sind axiale bzw. Querbewegungsverläufe der Wellachse einer luftgelagerten Präzisionsspindel bei verschiedenen Drehzahlen dargestellt. Es ist offenkundig, daß trotz des geringen Drehzahlunterschiedes die Verläufe stark voneinander abweichen. Neben einem hohen Grundwellenanteil läßt eine Fourieranalyse Oberwellen im Spektrum erwarten (s. Abb. 7.8). Je nach spektraler Verteilung ist es möglich, die Amplituden normal oder logarithmisch darzustellen, um beispielsweise Bewegungsvorgänge mit sehr kleinen Ausschlägen in einem weit höheren Frequenzfenster sichtbar zu machen, da diese verantwortlich für Störungen im Gleiterflugverhalten sein können.

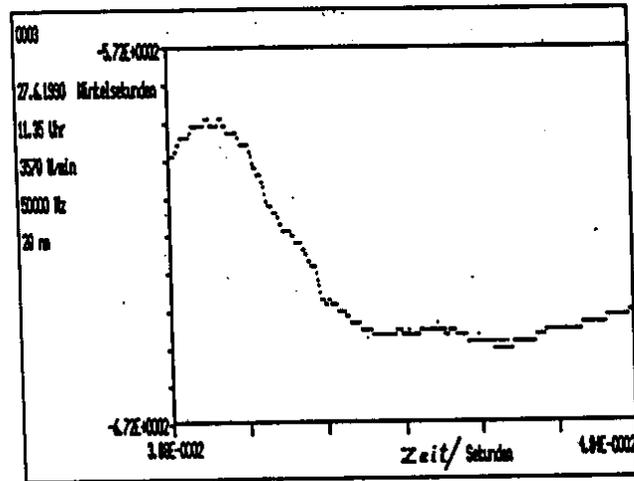


Abbildung 7.1: Ausschnitt eines Profilwinkelverlaufs einer mit Kohlenstoff beschichteten Speicherplatte (Aufpunktabstand: 0.33 mm)

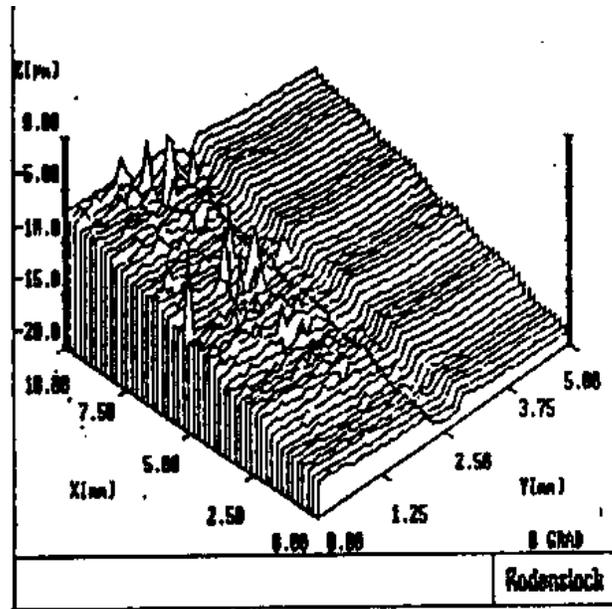


Abbildung 7.2: 3 D-Darstellung eines grabenförmigen Hindernisses

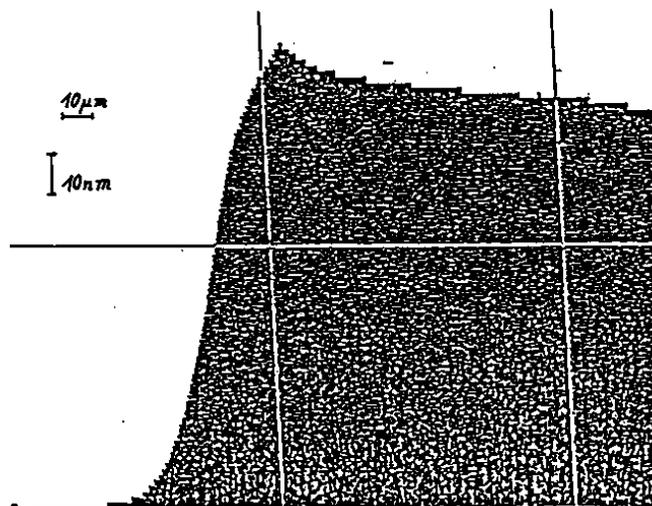


Abbildung 7.3: Flanke einer aus Aluminium aufgedampften Hindernisstufe

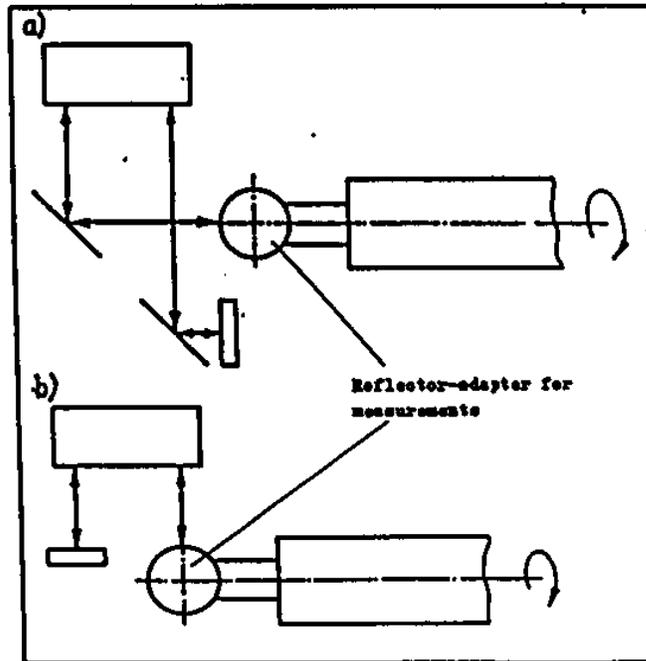


Abbildung 7.4: Strahlführung (schematisch) bei Messungen axialer (a) und radialer (b) Spindelbewegungen

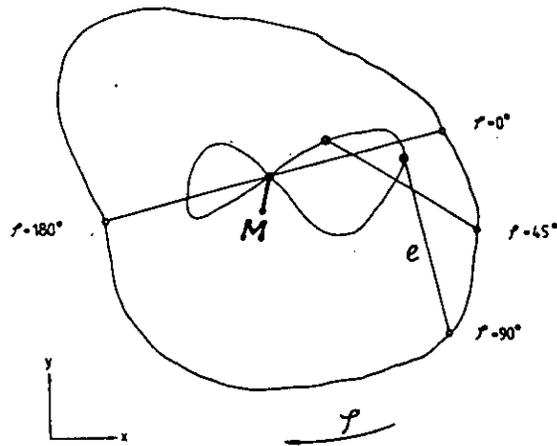


Abbildung 7.5: Bahnpunktverläufe in der Meße ebene in Abhängigkeit vom Drehwinkel

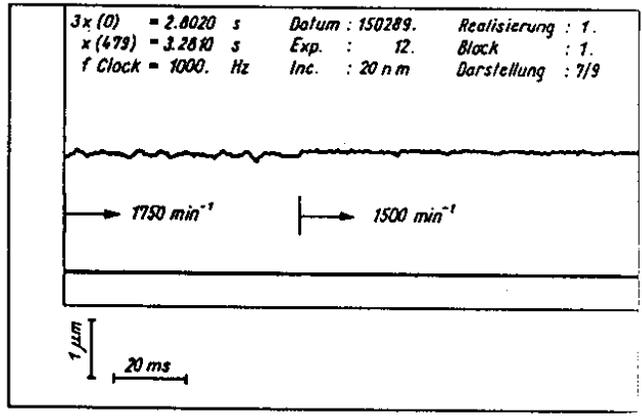


Abbildung 7.6: Axiale Spindelbewegung ($f_{\text{clock}} = 1 \text{ kHz}$)

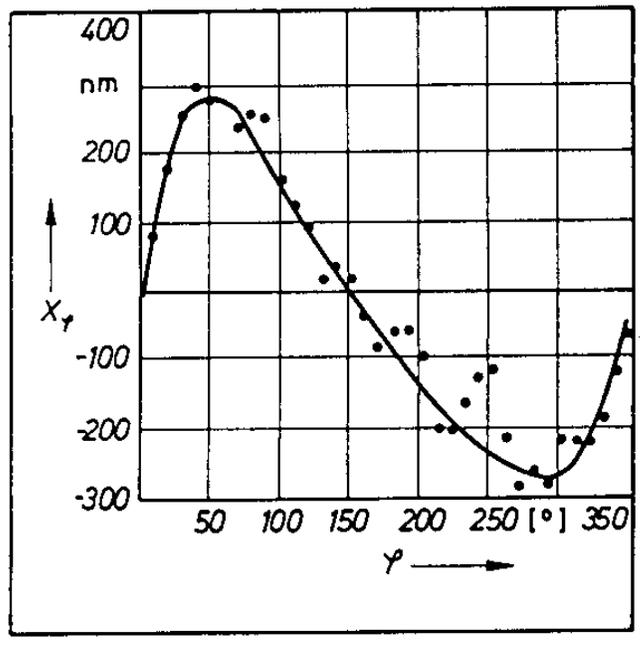


Abbildung 7.7: Radiale Spindelbewegung (Drehzahl 1750 min^{-1})

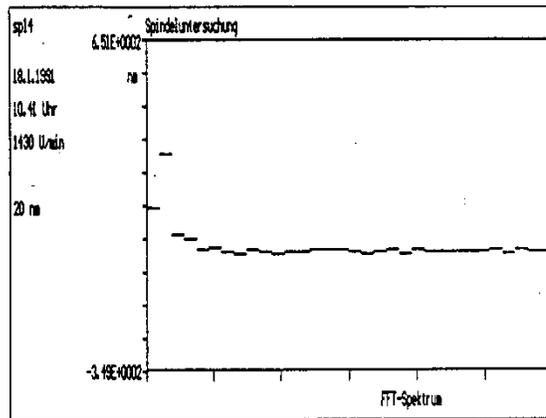


Abbildung 7.8: Fourieranalyse zu Abb. 7.7

8 Ergebnisse experimenteller Untersuchungen zur Gleiterdynamik

Die komplexe, zeitabhängige Bewegung des Magnetkopfgleiters während der verschiedenen Betriebszustände des Plattenspeichers ist der Schwerpunkt experimenteller Untersuchungen zur Gleiterdynamik. Zu den besonders interessierenden Betriebszuständen sind dabei zu zählen:

- a) Anlaufen und Abtounen des Laufwerks im CSS-Betrieb.
- b) Positionierbewegungen (Spurwechsel) in den Extrembereichen "Wechsel auf die benachbarte Spur" und "Wechsel von der Innen- auf die Außenspur" bzw. vice versa.
- c) Stationärer Gleiterflug bei Nenndrehzahl des Plattenstapels unter "idealen" Flugbedingungen.
- d) Gleiterflug auf Substraten mit definierter Hindernisstruktur.
- e) Gleiterflug bei Einwirken äußerer Beschleunigungsbeanspruchungen (z.B. Stoßbeanspruchung, eingeleitet auf Gleitermodul oder Speichergehäuse).

Systematische Untersuchungen sind im Strömungstechnischen Labor des ZWG zu den Fragestellungen a), c), d) durchgeführt worden, wobei in der Hauptsache Aussagen zur Gleiterflughöhe h_m (Abstand Gleiterhinterkante-Plattenoberfläche) und zum Gleiteranstellwinkel α gewonnen werden konnten. Die reproduzierbare Messung dieser Größen setzt voraus, daß das Meßsystem geeignet initialisiert werden kann. Das erweist sich insbesondere auf realen Festplatten als kompliziert, da hier der Einsatz der Weißlichtinterferometrie ausscheidet.

Im Rahmen des vorliegenden Berichts soll anhand charakteristischer Meßbeispiele eine Vorstellung von der Komplexität der Gleiterbewegung vermittelt werden. Allgemein ist festzustellen, daß der Magnetkopfgleiter komplizierte räumliche Bewegungen in einem breiten Frequenzbereich ausführt. Die Gleitersaufhängung läßt dem Gleitkopf Bewegungsmöglichkeiten in drei Freiheitsgraden. Deren Amplitude, Phase und Frequenz werden maßgeblich von den Feder- und Dämpfungsparametern der Gleitersaufhängung und der aerodynamischen Lagerung bestimmt.

Erläuterung zur Abb. 8.1:

Messung der Gleiterflughöhe; Zweikufen-Minigleiter; Startvorgang mit einer Enddrehzahl der Festplatte von ca. 1600 min^{-1} ; nach ca. 1 s erreicht die Festplatte diese Enddrehzahl und eine mittlere Flughöhe von etwa 160 nm ; der mittleren Bewegung sind hochfrequente Gleiterbewegungen überlagert, die allerdings in der hier gewählten ("komprimierten") Darstellungsweise nur andeutungsweise zum Ausdruck kommen;

Erläuterung zur Abb. 8.2:

Messung der Gleiterflughöhe; Zweikufen–Minigleiter; Start–/Lande–Vorgang bei einer kurzzeitig erreichten Maximaldrehzahl von 3570 min^{-1} ; diese Maximaldrehzahl wird nach etwa 20 s erreicht; die zugehörige mittlere Flughöhe beträgt etwa 240 nm ; der aufgezeichnete (und wieder "komprimiert" dargestellte) Gesamtvorgang dauert etwa 60 s ; näherungsweise wird bei der Gleiterlandung die Startposition " 0 nm " wieder erreicht;

Erläuterung zur Abb. 8.3:

Zeitaufgelöste Flughöhemessung; Dreikufen–Winchestergleiter auf Glassubstrat mit Al–Einzelspur; die Meßergebnisse weisen eine Oberflächenstörung des Substrats (Kratzer) aus, die zu einer periodischen, stoßartigen Belastung und Auslenkung des Gleiters führt, die mit fortschreitender Flugzeit (anwachsender Flughöhe) abnimmt; nach Erreichen der Nenndrehzahl ($\sim 3600 \text{ min}^{-1}$) stellt sich ein stabiler Flugzustand ein;

Erläuterung zur Abb. 8.4:

Messung des Gleiteranstellwinkels; Zweikufen–Minigleiter; zeitaufgelöster Ergebnisausschnitt von ca. 10 ms bei einer Plattendrehzahl von 3570 min^{-1} ; charakteristisch für derartige Messungen ist, daß faktisch die Ableitung des Plattenprofils wiedergegeben wird, da der Gleiter dem Plattenprofil bestens folgen kann; überlagert sind hochfrequente Anstellwinkel–Schwankungen im Bereich von 10 Winkelsekunden;

Erläuterung zur Abb. 8.5:

Meßbeispiel für den Gleiterflug über eine mit einem trapezförmigen Hindernis versehene Floatglasplatte; Zweikufen–Minigleiter; Plattendrehzahl ca. 3600 min^{-1} ; die trapezförmige erhabene Hindernisstruktur hat eine Breite von 5 mm , so daß bei einer Gleiterbreite von 2 mm beide Gleiterkufen gleichzeitig beeinflußt werden; der dargestellte Zeitausschnitt von 8.7 ms weist für die Veränderung des Gleiterwinkels wieder die wellenförmige Topografie der Festplatte aus; überlagert ist die singuläre Auslenkung des Gleiters beim Überfliegen des Einzelhindernisses, das eine Höhe von etwa 90 nm hat. Die stationäre Gleiterflughöhe beträgt etwa 240 nm , so daß es nicht zu einem Kontakt zwischen Hindernis und Gleiterkufen kommt. Das Einschwenken auf den mit dem Hindernis versehenen Spurbereich erfolgt erst bei Erreichen der Platten–Nenndrehzahl. Faktisch wird die Störbewegung unmittelbar nach Überfliegen des Hindernisses "weggedämpft".

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß charakteristische Gleiterbewegungsformen mit Hilfe des interferometrischen Meßverfahrens aufgelöst werden können; mit einem Weginkrement von derzeit 20 nm bewegt man sich allerdings an der unteren Grenze dessen, was die Untersuchung modernster Kopf–Platte–Paarungen erfordert. Der Einsatz vibrometrischer Meßverfahren bzw. die Auflösungserhöhung bei der vorhandenen Meßanordnung sind unumgänglich und konzeptionell vorbereitet.

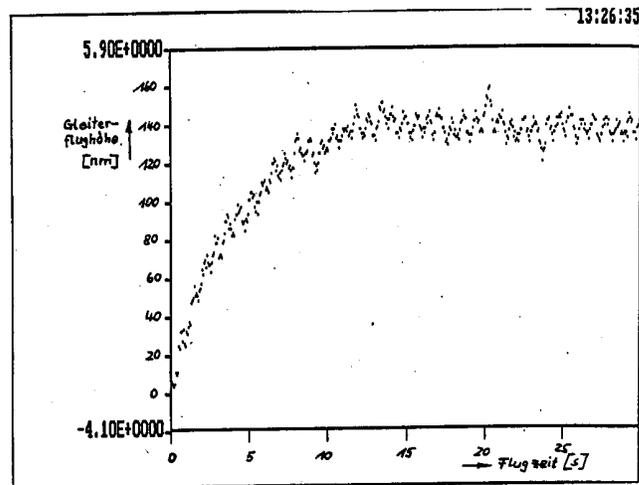


Abbildung 8.1: Flughöhe eines Minigleiters beim Laufwerkstart

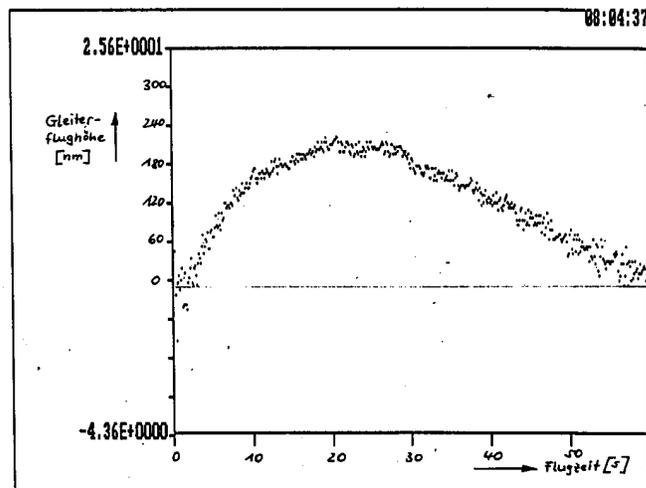


Abbildung 8.2: Flughöhe eines Minigleiters (Start-/Lande-Vorgang)

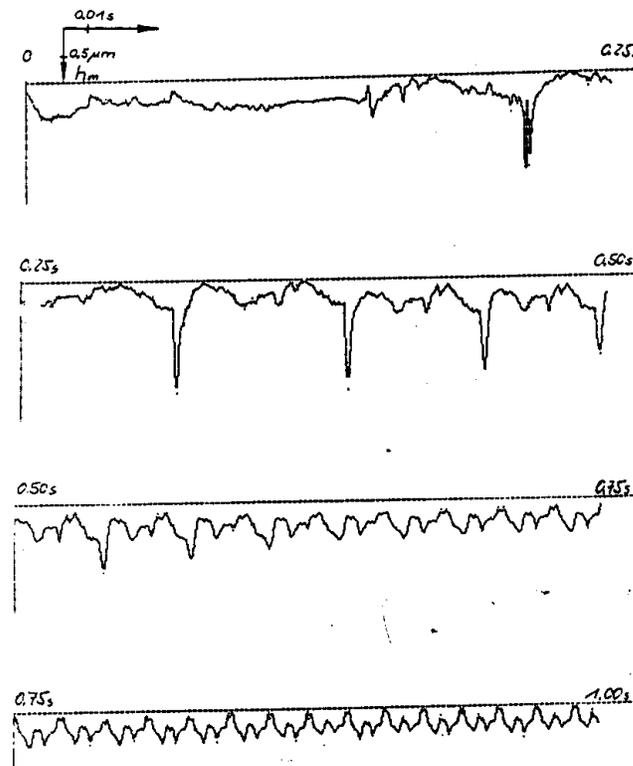


Abbildung 8.3: Flughöhe eines Dreikufen-Winchestergleiters beim Laufwerkstart

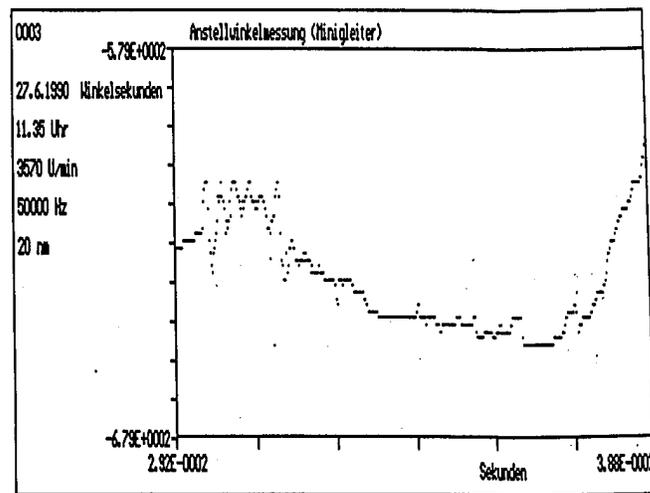


Abbildung 8.4: Anstellwinkel eines Minigleiters bei Nenndrehzahl eines Laufwerks

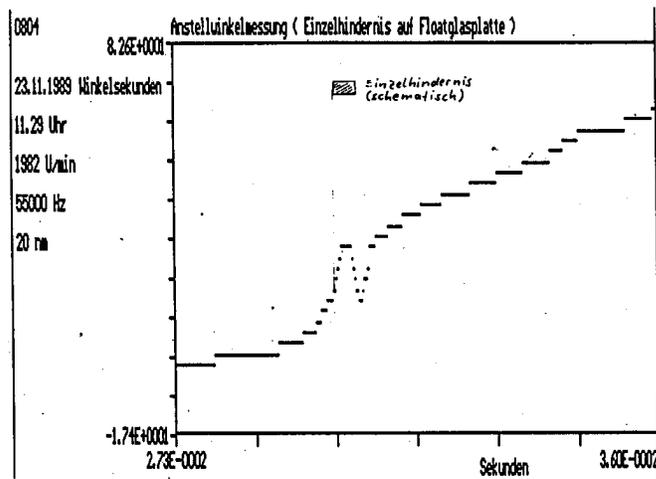


Abbildung 8.5: Anstellwinkel eines Minigleiters beim Überfliegen eines Einzelhindernisses

9 Ergebnisse zur globalen Strömung im Winchesterraum

Verschiedene Strömungsmeßverfahren wurden bei der Untersuchung der Luftbewegung im Winchester-Raum eines kommerziell vertriebenen $5^{1/4}$ "-Speichergeräts der Firma Maxtor eingesetzt. Um interessierende Meßorte innerhalb des Laufwerks erreichen zu können, wurde das Versuchsgerät entsprechend Abb. 9.1 mit einer Piacrylabdeckung, verschließbaren Sondendurchführungen und einer stabilen Justierfläche versehen. Auch eine seitliche Sondenzuführung durch eine zusätzliche Gehäusebohrung war möglich.

In Abb. 9.2 ist der Gerätegrundriß bei entfernter Gehäuseabdeckung veranschaulicht. Erkennbar sind der Plattenstapel (mit 6–8 Platten bestückbar), der Schwenkpositionierer, der kammartig in die Plattenzwischenräume greift und der bei den hier in Rede stehenden Untersuchungen nicht mit Gleitermodulen bestückt ist, da die erforderliche Staubarmut nicht gewährleistet werden kann. Ein Taschenfilter (6) dient der ständigen Umluftfilterung; mittels eines Spannrings (2) wird der Plattenstapel so auf der Welle des integrierten Antriebsmotors fixiert, daß eine schlupffreie Mitnahme des Stapels gesichert ist. Der Abstand der Speicherplatten wird durch die Verwendung geschliffener Zwischenringe reproduzierbar gewährleistet.

Die im Geräteinnern detektierbare Luftbewegung wird durch die rotierenden Speicherplatten in Gang gesetzt. Bei der strömungsmechanischen Auslegung des Winchester-Raums bemüht man sich, eine optimale Umluftfilterung zu erreichen, d.h., einen hinreichend großen Luftstrom durch den Taschenfilter zu treiben, so daß insbesondere Plattenabrieb zurückgehalten wird. Darüber hinaus ist die Luft so zu führen, daß eine möglichst gleichmäßige Erwärmung aller Speicherkomponenten realisiert wird, die Vorbedingung für die Einhaltung der Positioniergenauigkeit ist. In diesem Zusammenhang interessiert vor allem die Belüftung des als ausschlaggebende Wärmequelle in Erscheinung tretenden Innenspindelmotors. Über die konstruktive Gestaltung der Zwischenringe, des Spannrings und der Speicherplatten wird versucht, das axiale Ansaugvermögen des Plattenstapels zu beeinflussen. Abb. 9.3 zeigt Varianten dieser Konstruktionselemente, mit deren Hilfe verschiedene Stapelgeometrien verwirklicht werden können. Global kann der Strömungsverlauf bei Nenndrehzahl wie folgt beschrieben werden (vgl. Bezeichnungen in Abb. 9.2; der Plattenstapel dreht sich in Uhrzeigerrichtung): Im Bereich I wird Luft in den Spalt zwischen Plattenstirnseiten und Gehäuseinnenwand gesaugt; die Luft strömt streng geschichtet in den Bereich II. Dort erfolgt eine Auftrennung des Luftstroms im Spalt im Verhältnis 1:9, d.h., 10% der Luftmenge nehmen ihren Weg durch den Umluftfilter, 90% streichen am Filter vorbei. Die experimentell ermittelte Filtercharakteristik $\Delta p(c)$ zeigt Abb. 9.4 ($\Delta p \dots$ Druckabfall über dem Filter, $c \dots$ Durchsatzgeschwindigkeit).

Aufgrund der vorhandenen Flächenverhältnisse stellen sich im Bereich III starke Zirkulationsbewegungen einschließlich einer Rückströmung ein. Kurz nach dem Filter 6 vereinigen sich gefilterter und

ungefilterter Luftstrom; bis in den Bereich V ist eine geordnete Luftströmung nachweisbar. Hier wird jetzt durch die starke Erweiterung des Strömungsquerschnitts die Luftgeschwindigkeit stark herabgesetzt, was sich günstig auf die anschließende Durch- (bzw. Um-)strömung der Positioniererkomponenten auswirkt. Im Bereich VII wird nur eine sehr schwache Luftbewegung wirksam, im Bereich VIIa ist eine Rezirkulationsbewegung nachweisbar.

Bei der ursprünglich vorgegebenen Platten- und Zwischenringgeometrie (d.h. ohne zusätzliche Luftführungskanäle im Auflagebereich der Speicherplatten, vgl. Abb. 9.3) liegt innerhalb des Plattenstapels weitgehend eine Luftbewegung entsprechend der Festkörperrotation vor, was für eine effektive Kühlung des Antriebsmotors problematisch ist. Das Strömungsgebiet oberhalb der obersten Speicherplatte wurde mittels einer Fadensonde gleichfalls untersucht. Es konnten (bei überwiegender Tangentialkomponente der Geschwindigkeit) Bereiche mit positiver und negativer Radialkomponente detektiert werden. Dieser Bereich ist allerdings bisher mittels derartiger Sonden schlecht erfassbar, da im engen Strömungsbereich durch die Sonden beachtliche Störungen eingetragen werden.

Beim Betreiben des Winchester-Laufwerks wird Energie in das Laufwerkinnere eingetragen, die zu einer allmählichen Temperaturerhöhung im Winchester-Raum führt. Abb. 9.5 zeigt für zwei verschiedene Stapelvarianten den Temperaturgang für einen Meßpunkt in der Nähe des Bereichs VIIa. Bei Kenntnis des Leistungseintrags (der hier um 20 Watt beträgt), der Umgebungstemperatur und verschiedener geometrischer Parameter gelingt mit guter Genauigkeit eine Vorausbestimmung der zu erwartenden mittleren Übertemperatur im Winchester-Raum. Es besteht eine eindeutige Korrelation zwischen dieser Übertemperatur und der Plattenanzahl (Eine Messung von örtlich sicher noch weit über dem Mittelwert liegenden Temperaturen einzelner Komponenten des Laufwerks wurde systematisch nicht vorgenommen.). Die Untersuchung verschiedener Stapelvarianten von Festplatten (bei konstanter Plattenzahl) erfolgte auch im Hinblick auf Veränderungen des Temperatur-Zeit-Verhaltens, um auf diese Weise eventuell die Wärmeabfuhr vom Antriebsmotor beurteilen zu können. Die sich einstellenden Unterschiede waren bei den untersuchten Stapelvarianten allerdings nicht statistisch gesichert nachweisbar, ein erster Hinweis darauf, daß die Veränderung der Luftführung im Plattenauflagebereich durch die Anordnung von Luftkanälen wenig wirksam geworden ist.

Einen weiteren Hinweis auf diesen Tatbestand erhält man nach Auswertung spezieller Druck- und Geschwindigkeitsmessungen innerhalb des Plattenstapels. Dabei werden die Meßsonden durch die seitliche Gehäuseanbohrung in den Plattenstapel eingeführt.

Abb. 9.6 und Abb. 9.7 zeigen entsprechende Meßergebnisse, gewonnen mit einer Hitzdrahtsonde: Dargestellt sind die Ausgangssignale \overline{E} und $\sqrt{\overline{E'^2}}$ des Thermoanemometers, die sich beim Drehen der Sonde am untersuchten Raumpunkt einstellen. Die drei Stapelvarianten unterscheiden sich nicht durch die Plattenanzahl, sondern durch die konstruktive Gestaltung der Luftführung im achsnahen Bereich, wobei die Konstruktionselemente nach Abb. 9.3 verwendet wurden. Die geringen Unterschiede in der Anzeige des Thermoanemometers sind Ausdruck dafür, daß die Strömungsverhältnisse im Plattenzwischenbereich durch die vorgeschlagenen Modifizierungen in der Stapelgeometrie nicht signifikant geändert werden. Die örtliche Strömungsgeschwindigkeit wird, bezogen auf die tatsächliche Plattengeschwindigkeit am Meßort der Sonde, um maximal 3 % verändert, der Turbulenzgrad der Strömung bleibt unverändert bei 9 %. Es ist zu erwarten, daß deshalb auch die Temperaturverhältnisse im Stapelbereich wenig geändert werden.

Im Zusammenhang mit der weiteren Verminderung der Abmessungen von Speicherkomponenten, der Herabsetzung der Gleiterflughöhe und erhöhten Anforderungen an die Positioniergenauigkeiten sind künftig detaillierte aerodynamische Untersuchungen unverzichtbar. Entsprechende Ansätze, bei denen auch dynamische Effekte der Luftströmung in die Betrachtungen einbezogen werden, sind in der Fachliteratur bereits zu finden [42], [43].

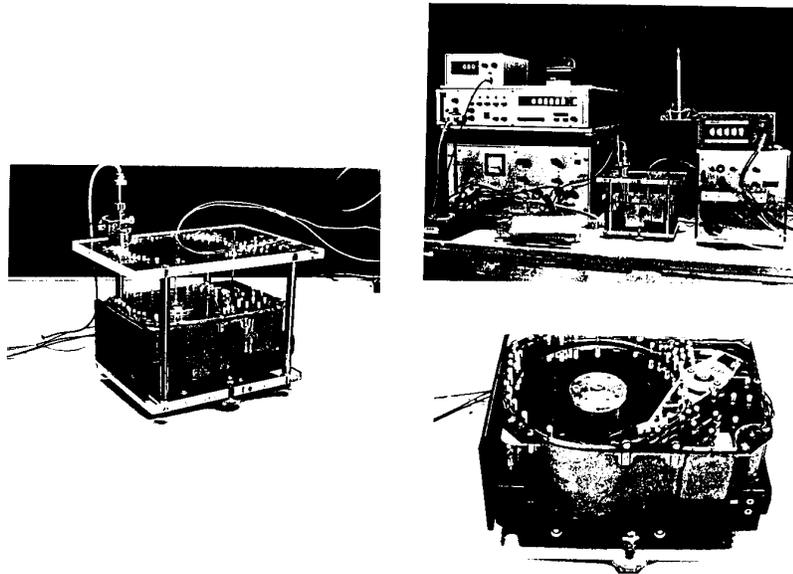


Abbildung 9.1: Versuchslaufwerk in verschiedenen Ansichten

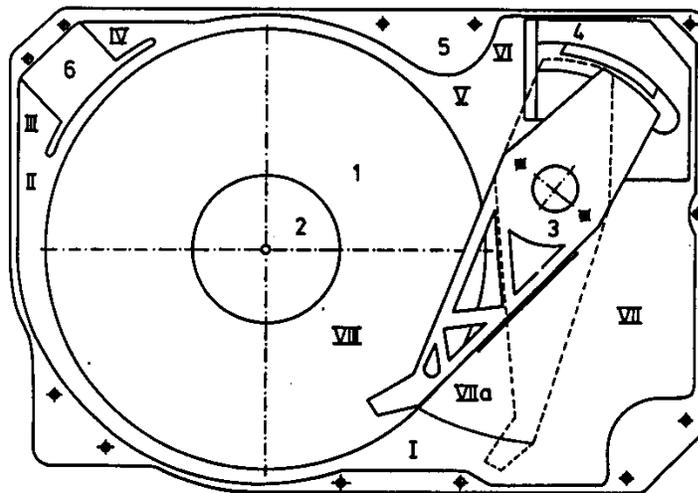


Abbildung 9.2: Schematischer Grundriß des Versuchslaufwerks

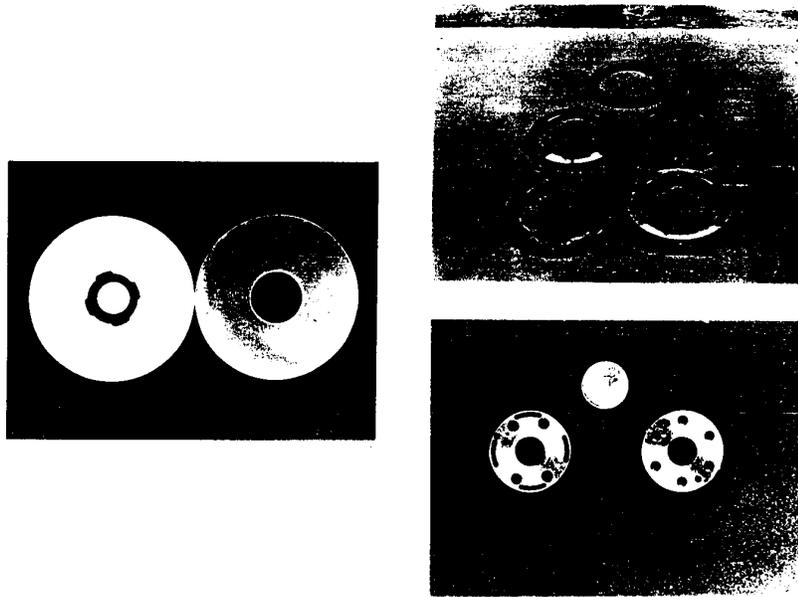


Abbildung 9.3: Konstruktionselemente für den Aufbau des Plattenstapels

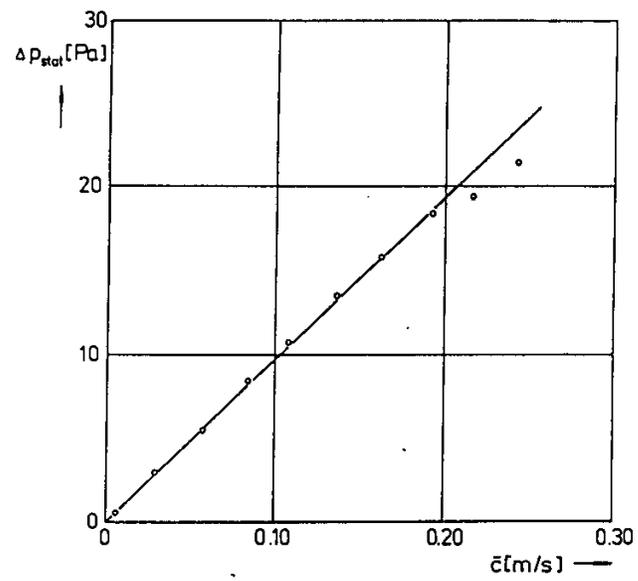


Abbildung 9.4: Charakteristik des Umluftfilters

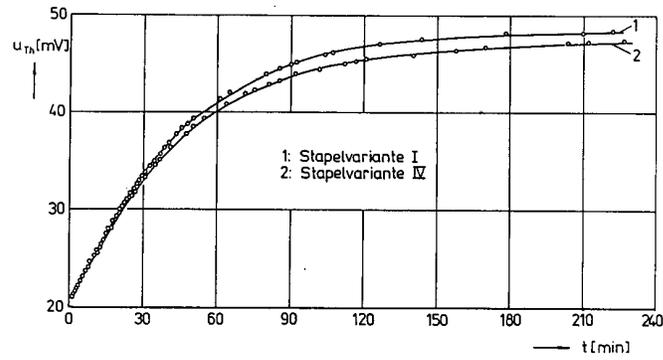


Abbildung 9.5: Temperaturgang im Winchesterraum (Vergleich zweier Stapelvarianten)

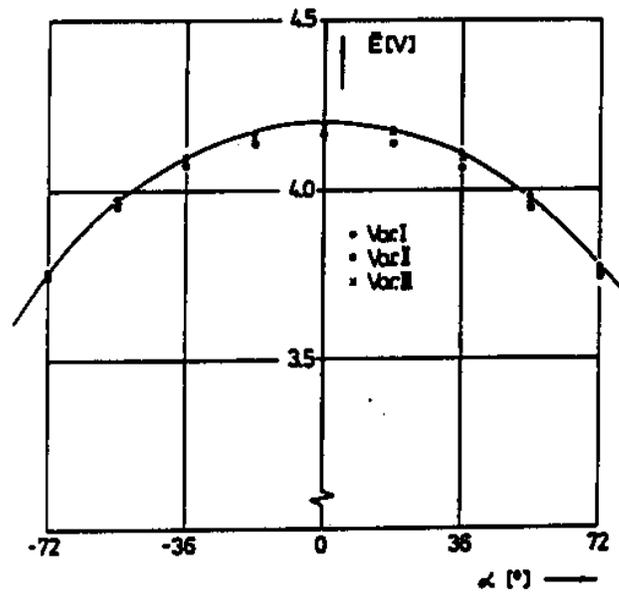


Abbildung 9.6: Hitzdrahtmeßwerte \bar{E} zum Nachweis des Einflusses der Stapelgeometrie auf die Strömungsverhältnisse im Winchesterraum

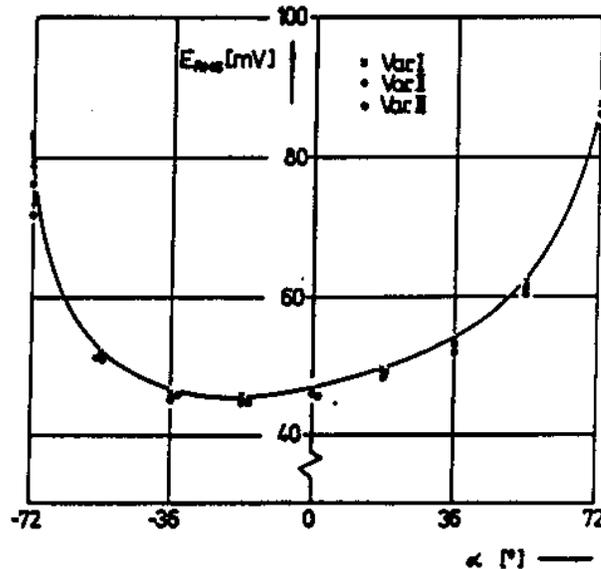


Abbildung 9.7: Hitzdrahtmeßwerte $\sqrt{E'^2}$ zum Nachweis des Einflusses der Stapelgeometrie auf die Strömungsverhältnisse im Winchesterraum

10 Vergleich zwischen theoretischen und experimentellen Ergebnissen

Für den punktuellen möglichen Vergleich theoretischer und experimenteller Resultate werden an dieser Stelle drei Beispiele angeführt:

- Startphase eines Dreikufen-Winchestergleiters auf einem $5^{1/4}$ -Substrat; Vergleich der "stationären" Rechnung mit Experimentalwerten, die aus einem speziellen Mittelungsprozeß gewonnen wurden;
- Stationärer Flug eines Minigleiters (AlTiC, slider suspension 3380) auf einem $5^{1/4}$ -Substrat; Vergleich der Ergebnisse der "stationären" Rechnung mit Experiment-Daten, gewonnen mit dem Verfahren der Weißlichtinterferometrie, wobei eine korrigierte Farbskala erarbeitet wurde, die bisher nicht interpretierbare Ergebnisse erklärt, vgl. [44];
- Stationärer Flug eines Minigleiters; Plötzliche Auslenkung durch ein trapezförmiges Hindernis auf der Speicherplatte; zugehörige experimentelle Ergebnisse sind im Abschnitt 8 (Bild 8.5) erwähnt; Vergleich ist möglich mit entsprechender "instationärer" Rechnung (Abschn. 4).

Abb. 10.1 bringt in Form der Abhängigkeit "mittlere Flughöhe über Plattengeschwindigkeit" einen Vergleich experimenteller und numerischer Resultate für den "stationären Fall". Die Plausibilität der Resultate zeigt sich in ähnlichen funktionellen Abhängigkeiten $h_m(U)$, wie sie auch von anderen Autoren beschrieben werden.

Zur Erläuterung sei angemerkt, daß bei den Experimenten die unterschiedlichen Plattengeschwindigkeiten einfach dadurch realisiert wurden, daß Meßresultate für verschiedene Phasen des Gleiters (bei ständig zunehmender Plattendrehzahl) aufgezeichnet wurden. Zur Ermittlung geeigneter zeitlicher Mittelwerte für h_m wurden die zeitabhängigen Meßwerte über eine volle Plattendrehung gemittelt. Die Startcharakteristik des Laufwerks (d.h. die tatsächliche Plattengeschwindigkeit) ist zu jedem Zeitpunkt genauestens bekannt bzw. jederzeit zu ermitteln.

Die Experimente wurden mit Hilfe eines Glassubstrats durchgeführt, das mit einer aufgedampften,

konzentrierten Al- Spur geringer Dicke versehen war, so daß gute Reflexionsbedingungen vorlagen. Die Schichtbreite war so gewählt, daß eine Beeinflussung der Gleitflächen ausgeschlossen war. Beim Gleitkopf handelt es sich um einen Winchestergleiter älterer Bauart mit drei Kufen. Dementsprechend erreicht h_m im Auslegungspunkt des Laufwerks relativ hohe Werte verglichen mit heute realisierten Werten bei Spitzenprodukten.

In den Abb. 10.2a und 10.2b werden experimentelle Ergebnisse von Flughöhenmessungen mit der Weißlichtinterferometrie und theoretische Ergebnisse der Lösung von Aufgaben-Serien des Types 2 verglichen. Dabei wurde mit folgenden Parametern gearbeitet:

Geometrie	l_x	4.00 mm
	b	0.50 mm
	b_a	2.20 mm
	l_1	0.375 mm
	γ	45°
	x_f	2.00 mm von der Vorderkante
	y_f	symmetrisch
Material	slider suspension	3380
Lage auf der Glassplatte	ψ	0° am Punkt A
	r	34 mm ... 62 mm am Punkt A
	Plattendrehzahl	3740 min ⁻¹
	U	13.3 m/s ... 24.3 m/s

Es wurden Vergleichsrechnungen zu 2 Meßserien durchgeführt, wobei bei der ersten Serie eine Auftriebskraft von $f = 145 \text{ mN}$ und bei der zweiten Serie $f = 170 \text{ mN}$ realisiert wurde.

Das im Bild 10.3 schematisch gezeigte Einzelhindernis wurde in der dort angegebenen Form annähernd auf eine 5^{1/4}'-Floatglasplatte aufgedampft. Zusätzlich war diese Platte mit einer geeignet angeordneten konzentrischen Al-Spur versehen, so daß eine Anwendung des interferometrischen Meßverfahrens zur Bestimmung der Gleiterbewegung beim Überfliegen des Hindernisses möglich war. Ein Meßresultat für den Anstellwinkel α (bereits mit Bild 8.5 erläutert) ist in Bild 10.4 / 10.5 entsprechenden numerischen Ergebnissen gegenübergestellt. Letztere beziehen sich auf den Flug eines Minigleiters über das in Bild 10.3 dargestellte, idealisierte Einzelhindernis. Zu beiden Bildern wird deutlich, daß die durch das Hindernis verursachte Störbewegung sehr stark gedämpft wird. Nach wenigen Gleiterlängen ist die Störbewegung vollkommen abgeklungen. Zahlenmäßig stimmen die Resultate der experimentellen und der numerischen Untersuchung gut überein: Der Anstellwinkel des Gleiters schwankt etwa um 12 Winkelsekunden, als charakteristische Schwingungszeit ermittelt man näherungsweise 0.25 ms.

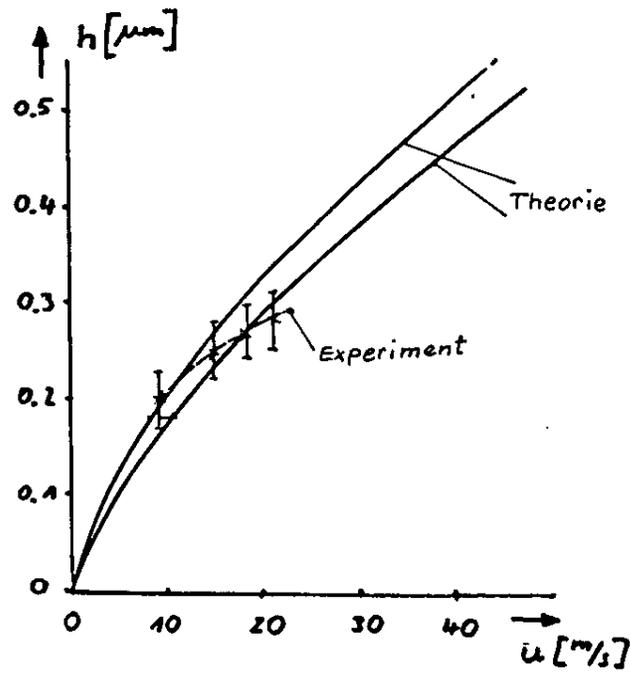


Abbildung 9.8: Mittlere Flughöhe in Abhängigkeit von der Plattengeschwindigkeit $h_m(U)$

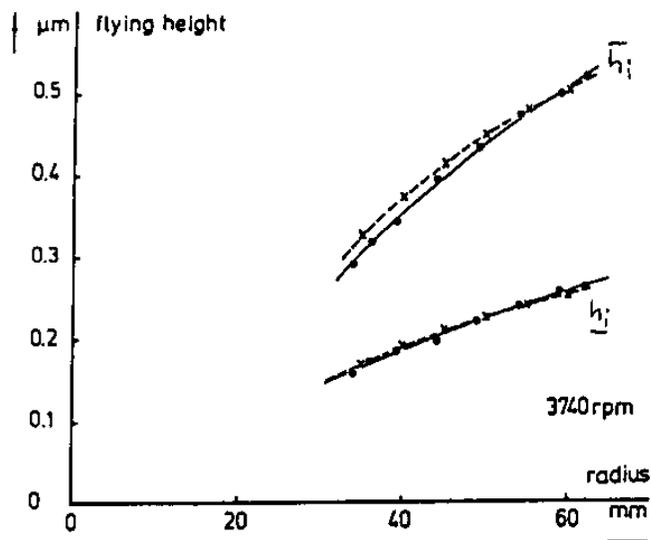


Abbildung 10.2a: Vergleich Experiment–Theorie/Serie 1,
 $f = 145 \text{ mN}$, Flughöhe an der Innenkufe
 der Vorder- bzw. Hinterkante des Gleiters,
 \bar{h}_i bzw. \underline{h}_i (leading/trailing edge)

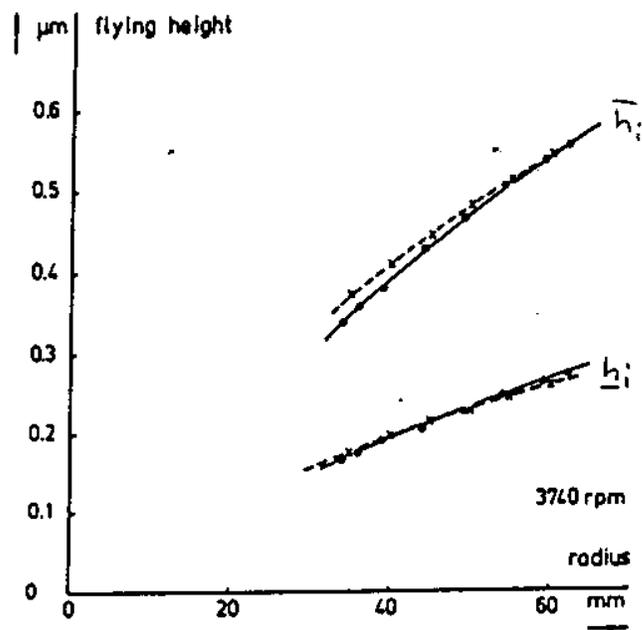


Abbildung 10.2b: Vergleich Experiment–Theorie/Serie 2,
 $f = 170 \text{ mN}$, Flughöhe an der Innenkufe
 der Vorder- bzw. Hinterkante des Gleiters,
 \bar{h}_i bzw. \underline{h}_i (leading/trailing edge)

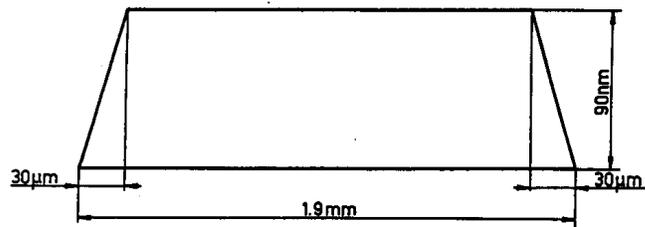


Abbildung 10.3: Einzelhindernis auf Floatglasplatte (schematisch)

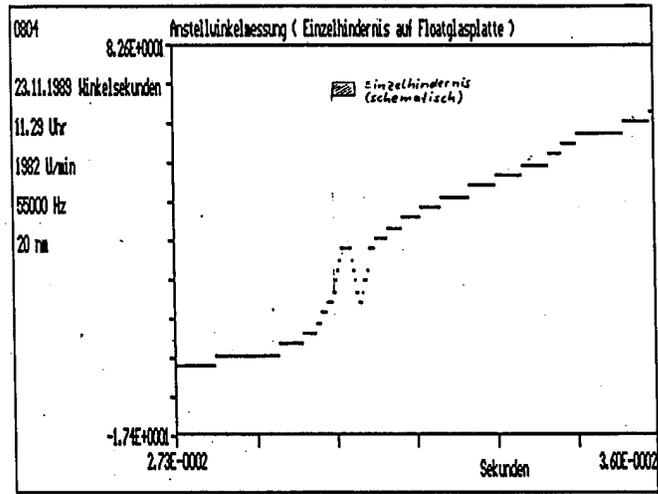


Abbildung 10.4: Anstellwinkel eines Minigleiters (Flug über Einzelhindernis), experimentelles Ergebnis

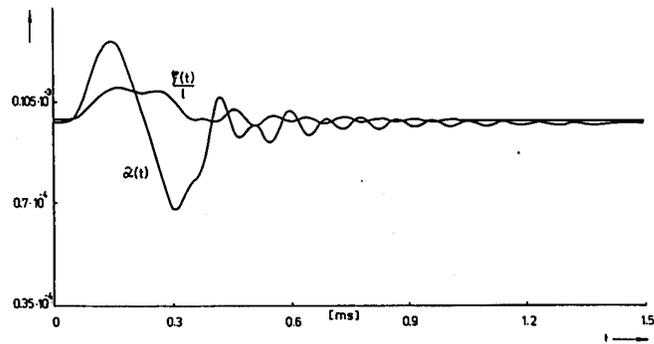


Abbildung 10.5: Anstellwinkel eines Minigleiters (Flug über Einzelhindernis), numerisches Ergebnis

11 Zusammenfassung

Gegenstand des vorliegenden Berichts sind theoretische und experimentelle Untersuchungen, die seit 1986 von der Arbeitsgruppe Magnetkopfgleiterdynamik des Strömungstechnischen Labors im ZWG zu Fragen der Magnetkopfgleiterdynamik durchgeführt worden sind. Im Vordergrund stand der Flug von Winchester-Gleitern auf $5^{1/4}$ -Substraten, wobei die entwickelten Methoden nicht auf diesen Spezialfall eingeschränkt sind. Zur Lösung der Reynoldsschen Gleichung unter Einbeziehung von slip-flow-Effekten wurden numerische Verfahren ausgearbeitet und realisiert. Dabei wurde sowohl der stationäre Fall (ideal ebene Platte) als auch der instationäre Fall betrachtet. Der Einfluß der Plattenrauigkeit und die Auswirkung eines mechanischen Platte-Kopf-Kontakts infolge einzelner Rauigkeitserhebungen auf das Flugverhalten werden diskutiert.

Für die experimentellen Untersuchungen, die im wesentlichen auf die Ermittlung der Flugparameter (Freiheitsgrade) des Gleiters gerichtet waren, wurde ein laserinterferometrisches Meßverfahren entwickelt. Mit den gewonnenen Ergebnissen konnten die theoretischen Ergebnisse evaluiert und in wesentlichen Richtungen (z.B. Start- und Landeverhalten) ergänzt werden. Es zeigte sich, daß die entwickelten Methoden einen umfassenderen Anwendungsbereich haben und z.B. auch bei der Untersuchung des dynamischen Verhaltens von Präzisionsspindeln und zur Bestimmung der Topografie der rotierenden Festplatte anwendbar sind. Mit strömungstechnischen Meßmethoden wurde außerdem ein Einblick in die im Winchester-Raum herrschende globale Luftbewegung gewonnen, die infolge der Rotation des Plattenstapels entsteht.

Literatur

- [1] anonym, Speicher mit "Intelligenz", net 43(1989)9, 390–392
- [2] Gross, W., Gas Film Lubrication, John Wiley, New York 1962
- [3] Talke, F.E., Tribologie in der Computertechnik, persönliche Mitteilung
- [4] Brunner, R.K., Harker, J.M., Houghton, K.E., Osterlund, A.G., A Gas Film Lubrication Study, part III: Experimental Investigations of Pivoted Slider Bearing, IBM J. Res. Devel. 3(1959), pp. 260–274
- [5] Graichen, K., Deus, G., Dreßler, B., Eschenhagen, R., Bärwolff, G., Jehring, L., Kirmse, C., Sammler, B., Seifert, G., Magnetkopfgleiterdynamik für Magnetplattenspeicher, Abschlußbericht GZ4, ZWG der AdW, Berlin, April 1988
- [6] Graichen, K., Deus, G., Dreßler, B., Eschenhagen, R., Bärwolff, G., Jehring, L., Kirmse, C., Sammler, B., Seifert, G., Magnetkopfgleiterdynamik für neue Gleiterkonfigurationen, Abschlußbericht A4, ZWG der AdW, Berlin, Juni 1990
- [7] Seifert, G. und die Mitarbeiter der Abteilung Strömungstechnisches Labor, Tätigkeitsbericht der Abteilung "Strömungstechnisches Labor", Hefte 1 und 2, Berlin, Oktober 1990
- [8] Mitsuya, Y., Thin film hydrodynamic lubrication of flying heads in magnetic disk storages, Trib. int. 20 (Dec. 1987)6, 322–330
- [9] White, J.W., Flying Characteristics of the "Zero-Load" Slider Bearing, Trans. ASME 105 (July 1983), 484–490
- [10] Bogy, D.B., Talke, F.E., Mechanics-related problems of magnetic recording technology and ink-jet printing, Appl. Mech. Rev. 39(1986)11, pp. 1665–1677
- [11] Kaneko, R., Mitsuya, Y., Kogure, K., Kita, T., Flying heads with sub-micron spacing for magnetic recording disks, Trib. int., Oct. 1981, 293–300
- [12] Bärwolff, G., Numerische Berechnung von Transportprozessen fluider Medien, ZWG/AdW-Report 2/88, Berlin 1988
- [13] Mitsuya, Y., Kaneko, R., Molecular Mean Free Path Effects in Gas Lubricated Slider Bearings, Bull. JSME, Vol. 24, No. 187, 1981, p. 236
- [14] Mitsuya, Y., Thin film hydrodynamic lubrication of flying heads in magnetic disk storages, Tribology international, Vol. 20, No. 6, 1987
- [15] White, J.W., A uniform flying height rotary actuated air bearing slider, IEEE Trans. Magn., Vol. Mag-22 No 5, 1986
- [16] Werner, C., Interner Forschungsbericht RED, Dresden 1986
- [17] Tang, T., Dynamics of Air-Lubricated Slider Bearings for Non-contact Magnetic Recording, Trans. of ASME, J. of Lub. Tech., F, April 1971
- [18] Ono, K., Dynamical Characteristics of Air-Lubricated Slider Bearings for Non-contact Magnetic Recording, Trans. of ASME, J. of Lub. Tech., F, April 1975
- [19] White, J.W., Nigam, A., A Factored Implicit Scheme for the Numerical Solution of the Reynolds Equation at Very Low Spacing, Trans. of ASME, J. of Lub. Tech., F, Jan. 1980
- [20] Dreßler, D., Betrachtungen zum instationären Gleiterflug, Anlage 3 zum Abschlußbericht zum Thema "Magnetkopfgleiterdynamik für neue Gleiterkonfigurationen", Juni 1990

- [21] White, J.W., Flying Characteristics of the 3370-Type Slider on a 5 1/4-Inch Disk – Part II: Dynamic Analysis, Tribology and Mechanics of Magnetic Storage Systems, ASLE Special Publication SP-16 1984
- [22] MAGSIM – Rechner-Simulationsprogramm für das dynamische Verhalten eines fliegenden Magnetkopfes, Informationsschrift, GPA Gesellschaft für Prozeß-Automation mbH, Februar 1990
- [23] Miu, D.K., Bogy, D.B., Theoretical and Experimental Investigation of the Dynamic Flying Characteristics of 3370-Type Sliders in 5-1/4 Inch Disk Drives, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. Mag-22, No. 5, Sept. 1986
- [24] Benson, R.C., Talke, F.E., The transition between sliding and flying of a magnetic recording slider. IEEE Trans.Magn. MAG-23(1987)5,3441-3443
- [25] Ponnaganti, V., Kane, T.R., White, J.W., Dynamics of head-disk contact/impact in magnetic recording. Intermag 1987, paper # GB-01
- [26] Kita, T., Kogure, K., Mitsuya, Y., Wear of the flying head of a magnetic disk file in mixed lubrication. ASLE SP-16(1984),35
- [27] Christensen, H., Tønder, K., The Hydrodynamic Lubrication of Rough Bearing Surfaces of Finite Width. J.Lubric.Technol. 93(1971)3,324-330
- [28] Patir, N., Cheng, H.S., An Average Flow Model for Determining Effects of Three Dimensional Roughness on Partial Hydrodynamic Lubrication ASME J.Lubr.Technol. 100(1978)1,12-17
- [29] White, J.W., Surface Roughness Effects on the Load Carrying Capacity of Very Thin Compressible Lubricating Films, ASME Trans., J.Lubr.Technol.102(1980),445-451
- [30] Graichen, K., Sammler, B., Eschenhagen, R., Deus G., Verfahren zur Messung von Längendifferenzen und Winkeln, AfEP der DDR, WP G01b3179130
- [31] Lin, C., Sullivan, R., An application of white light interferometry in thin film measurements, IBM J. Res. Devel. 16(1972), pp. 269
- [32] Bogy, D.B., Talke, F.E., Laser doppler interferometry on magnetic recording systems, IEEE Trans. Mag. 21(1985)5, pp. 1332-1337
- [33] Bouchard, G., Bogy, D., Talke, F., An experimental comparison of the head/disk interface dynamics $5^{1/4}$ and 8 inch disk drives, IBM J. Res. Devel. 29(1985), pp. 316
- [34] Lin, C., Techniques for the measurement of air-bearing separation – A review, IEEE Trans. Mag. 9(1973), pp. 673-687
- [35] Briggs, G., Herkart, P., Unshielded capacitor probe technique for determining disk file ceramic slider flying characteristics, IEEE Trans. Mag. 7(1971), pp. 428-431
- [36] Fleisher, J., Lin, C., Infrared laser interferometer for measuring air-bearing separation, IBM J. Res. Devel. 18(1974), pp. 529
- [37] Nigam, A., A visible laser interferometer for air-bearing separation to submicron accuracy, J. Lubr. Techn. (Trans. ASME) 104(1982), pp. 60-65
- [38] Eschenhagen, R., Graichen, K., Sammler, B., Meßsystem für dynamische Längen- und Winkelmessungen, Feingerätetechnik 39(1990)10, S. 440-442
- [39] Graichen, K., Zur Beanspruchung von Speicherplatten durch Flächenlasten und Einzelkräfte, Bericht des Strömungstechnischen Labors des ZWG, Berlin 1988 (unveröffentlicht)
- [40] Rogal, R., Meßverfahren zur Ermittlung der Achsbewegung im und des Querschnittsprofils rotationssymmetrischer Körper. Feingerätetechnik, (1968)11, S.509-514

- [41] Richter, W.C., Talke, F.E., Nonrepeatable radial and axial run-out of $5^{1/4}$ inch disk drive spindles, IEEE Trans. Mag. MAG 24(1989)1
- [42] Yamaguchi, Y., Mitsubara, K., Shibuya, T, Tokuyama, M., A new air circulation path for a high-recording-density magnetic hard-disk drive, IEEE Trans. Mag. 25(1989), pp. 3378-3380
- [43] Kaneko, R., Mitsuya, Y., Oguchi, S., Hoshiya, K., Hydrodynamic aspects and design of rotating disk mechanism, Elec. Comm. Lab. Tech. J. 26(1977), pp. 563-583
- [44] Bärwolff, G., Werner, C., Comparison of submicrometer aerodynamic measurement and calculation methods of direct and inverse problems of magnetic disk sliders, Preprint, Berlin 1991, eingereicht bei Tribology International

Anhang: Verzeichnis benutzter Symbole

A	Schnittpunkt der beiden Drehachsen des Gleiters
a	Wölbungsparameter der Gleitkufen
b	Breite des Gleiters
$b_a = B - l_y$	Abstand der Kufenmitten beim 2-Kufengleiter
(d_x, d_y, d_z)	wirksamer Hebelarm bei einem Kontakt Gleiter-Platte, vgl. (5.7)
e	Restitutionskoeffizient, vgl. (5.10)
f	Auflagekraft
$(f_{cx}, f_{cy}, 0)$	Zwangskraft, hervorgerufen durch die Gleitenaufhängung
G	Gleitzahl, vgl. (2.17)
$h = z_G - z_P$	Spalthöhe, vgl. Abb. 2.1a
\tilde{h}	Größenordnung von h
h_m	minimaler Abstand zwischen Gleitkufe und Platte
$H = h/h_m$	dimensionslose Spalthöhe
h'	rauigkeitsbedingte Abweichung der Plattenoberfläche von einer Ebene
$h_{m_{eff}}$	"effektive" Flughöhe der Gleiterhinterkante über einer rauhen Platte, vgl. (5.11)
h_o	Profilmittellinie einer rauhen Platte
h_s	Höhe eines Hindernisses (Unebenheit) auf der Platte
I_α, I_β	Trägheitsmomente des Gleiters
Kn_a	Knudsen-Zahl, vgl. (2.18)
l_x, l_y	Länge, Breite einer Gleitkufe
l_1	Länge der Anfasung, vgl. Abb. 2.1
m	Masse des Gleiters
m_α, m_β	von der Aufhängung auf den Gleiter ausgeübte statische Drehmomente (Auflagemomente)
n	Polytropenexponent
p	statischer Druck
$P = p/p_a$	dimensionsloser statischer Druck
r	Entfernung Gleitermittelpunktes – Plattenmittelpunkt (Radius)
R	Gaskonstante
Re^*	reduzierte Reynolds-Zahl, vgl. (2.6)
R_m	Rauhtiefe einer rauhen Fläche
R_p	Glättungstiefe einer rauhen Fläche
$R_{max} = R_m + R_p$	maximale Rauhtiefe einer Fläche
(s_x, s_y, s_z) bzw.	auf den Gleiter während eines Kontaktes

(s'_x, s'_y, s'_z)	mit der Platte übertragener Impuls bezüglich eines platten- bzw. gleiterorientierten kartesischen Koordinatensystems
t	Zeit
Δt	Zeitschrittweite
t_s	Zeitpunkt eines Kontaktes Gleiter-Platte
U	Betrag der Plattengeschwindigkeit
$\hat{u}_P = U \cos \psi$	x -Komponente der Plattengeschwindigkeit im Gebiet Ω
$\hat{v}_P = U \sin \psi$	y -Komponente der Plattengeschwindigkeit im Gebiet Ω
u, v	x - bzw. y -Komponente der Strömungsgeschwindigkeit
u_P, v_P	x - bzw. y -Komponente der Strömungsgeschwindigkeit an der Plattenoberfläche
u_G, v_G	x - bzw. y -Komponente der Strömungsgeschwindigkeit an den Gleitkufen
w	von der Strömung auf den Gleiter ausgeübte Kraft
w_{rauh}	Strömungskraft beim Flug über raue Platten
x, y, z	kartesische Koordinaten, vgl. Abb. 2.1
x_A, y_A	x - bzw. y -Koordinate des Schnittpunktes der beiden Drehachsen des Gleiters
x_w, y_w	x - bzw. y -Koordinate des Angriffspunktes der Strömungskraft
x_s, y_s	x - bzw. y -Koordinate des Punktes, in dem der Gleiter von einem Hindernis getroffen wird
$X = x/l_x, Y = y/l_x$	dimensionslose kartesische Koordinaten
$\Delta x, \Delta y$	Abmessung der Zellen bei Diskretisierung von Ω
z_P	Höhe der Plattenoberfläche über der Ebene $z = 0$
z_G	Höhe der Gleitkufe über der Ebene $z = 0$
$\alpha(\hat{\alpha})$	Anstellwinkel (Bogenmaß), vgl. Abb. 2.1
β	Rollwinkel, vgl. Abb. 2.1
γ	Anfaswinkel, vgl. Abb. 2.1
ζ	z -Koordinate eines (beliebigen) festen Punktes am Gleiter, z.B. Punkt A oder $\zeta = h_m$
ϑ	absolute Temperatur
$\kappa = H^2(HP + 6Kn_a)/G$	vgl. (3.1)
$\bar{\lambda}$	mittlere freie Weglänge
μ	dynamische Viskosität
ρ	Dichte
τ	Wichtungssparameter bei der gewichteten upwind-Approximation
$\Phi(h')$	Wahrscheinlichkeitsdichte der Rauigkeitserhöhungen
ψ	Gierwinkel, vgl. Abb. 2.1
$(\)_a$	Wert auf dem Rand Γ von Ω
$(\)_x^{\circ}, (\)_x, (\)_{\bar{x}}$	Differenzenquotienten (zentral, vorwärts, rückwärts)
$(\)_{ij}$	Wert am Gitterpunkt (x_i, y_j)
$(\)_s$	Größe, die einen Kontakt Gleiter-Platte beschreibt