Die beschleunigungsunempfindliche Abstimmung von Navigationsgeräten.

Kurt Magnus +)

1. Das Schuler-Prinzip. Schuler hat in seiner berühmt gewordenen Veröffentlichung aus dem Jahre 1923 nachgewiesen, daß es möglich ist, pendelnd aufgehängte Lot- und Kurs-Anzeigegeräte so abzustimmen, daß ihre Meßwerte durch Beschleunigungen infolge von Bewegungen des Aufhängepunktes auf der Erdoberfläche nicht gestört werden. An vier Beispielen - dem Fadenpendel, dem Körperpendel, dem Kreiselpendel und dem Einkreiselkompaß - hat er gezeigt, daß dabei stets Eigenschwingungszeiten von 84 Minuten herauskommen. Diese meist als "84-Minuten-Prinzip" bezeichnete Erkenntnis wird seither in allen einschlägigen Veröffentlichungen immer wieder zitiert und mit vollem Recht als eine zukunftsweisende Pioniertat Schulers gewürdigt. Dies schließt freilich nicht aus, daß man immer wieder Fehleinschätzungen bezüglich der Gültigkeitsgrenzen des Schuler-Prinzips begegnet, und daß auch in neu erschienenen Büchern zur Trägheitsnavigation falsche Darstellungen der Zusammenhänge gegeben werden. Es erscheint daher angebracht, den offenbar auch manchem Fachmann nicht vollständig bekannten Stand der Erkenntnisse zur Frage der beschleunigungsunempfindlichen Abstimmung zu umreißen.

Angewandt auf ein lotanzeigendes Pendel besagt das Schuler'sche Prinzip, daß man die durch Beschleunigungen des Aufhängepunktes des Pendels verursachten Schwenkungen der Pendellängsachse dazu verwenden kann, diese Achse in die am neuen Ort veränderte Richtung des Lotes einzustellen. Ein richtig abgestimmtes Pendel zeigt dann bei beliebigen Bewegungen seines Aufhängepunktes stets zum Erdmittelpunkt, sofern es zu Beginn der Bewegungen nicht gestört war. Entsprechendes gilt auch für das Kreiselpendel und den Kreiselkompaß mit der Einschränkung freilich, daß hier nicht die genaue Lotrichtung bzw. Nordrichtung angezeigt wird, sondern eine um den Fahrtfehler davon abweichende Richtung.

+) Prof. Dr. rer. nat. K. Magnus ist Inhaber des Lehrstuhls A für Mechanik in der Fakultät für Maschinenwesen der Technischen Hochschule Stuttgart.

Bereits Schuler hat in seiner klassischen Arbeit darauf hingewiesen, daß beschleunigungsunempfindliche Abstimmungen nur für ungedämpfte Systeme möglich sind. Jede Dämpfung stört die ideale Abstimmung und führt zu einem sogenannten ballistischen Restfehler. Da man in der Praxis stets eine gewisse Dämpfung braucht, hat es nicht an Versuchen gefehlt, beschleunigungsunempfindliche Abstimmungen für gedämpfte Systeme zu finden oder zumindest die Restfehler klein zu halten. So hat Stellmacher 1939 günstigste Abstimmungen für leicht gedämpfte Systeme errechnet. Fischel hat 1962 vorgeschlagen, einen Zwei-Stufen-Betrieb zu verwenden, bei dem die aufgelaufenen Fehler während eines möglichst störungsfreien Zeitintervalls durch zeitweiliges Verstimmen der Schuler-Frequenz und passende Dämpfung reduziert werden. Schließlich haben Bodner und Seleznow 1959 gezeigt, daß auch gedämpfte Systeme vollkommen beschleunigungsunempfindlich abgestimmt werden können. Sie verwenden dazu allerdings zusätzliche Informationen über die Bewegung des Geräteträgers, die z.B. über Funk beschafft werden müssen. Derartige Systeme sind also nicht mehr autonom.

Neben der Dämpfung ist die Schwingungszeit der abgestimmten Systeme immer wieder untersucht worden. Seit mindestens 25 Jahren weiß man, daß der von Schuler zunächst vermutete zwangsläufige Zusammenhang zwischen der Beschleunigungsunempfindlichkeit und der Schwingungszeit von 84 Minuten nicht besteht. Dennoch findet man diese Behauptung auch in neuesten Veröffentlichungen wieder. Es muß deshalb ganz klar ausgesprochen werden, daß es Systeme mit 84 Minuten Schwingungszeit gibt, die nicht beschleunigungsunempfindlich sind, und daß andererseits Systeme angegeben werden können, die beschleunigungsunempfindlich sind und eine von 84 Minuten abweichende Schwingungszeit haben. Beispiele dieser Art wurden sowohl von Glitscher als auch von Schmidt im Jahre 1940 angegeben. Glitscher stellte fest, daß beschleunigungsunempfindliche Systeme stets eine Drallkomponente von genau bestimmter Größe nach Backbord besitzen. Dieser Backborddrall stellt sich bei den von Schuler betrachteten Systemen automatisch ein. Man kann ihn aber auch künstlich erzwingen und hat dann den Vorteil, nicht mehr an die extrem langen Eigenschwingungszeiten der Schuler-Systeme gebunden zu sein.

2. Erwünschte Verfeinerungen einer Theorie der Abstimmung. Bei der Darstellung des Schuler-Prinzips werden meist nur einfache Kräftebetrachtungen für den Fall der Bewegung des Aufhängepunktes auf einem Großkreis angestellt. Allgemeinere Beweise sind schwierig. Sie konnten für den Fall des Kreiselkompasses von Geckeler (1938) und Christoph (1958), für den Raumkompass in einer sehr eleganten vektoriellen Form von Bauersfeld (1960) und für das Kreiselpendel von Stellmacher (1939) gegeben werden. Dabei wurde ausschließlich mit den sogenannten technischen Kreiselgleichungen gearbeitet, bei denen die Drallanteile der Gehäuse vernachlässigt werden bzw. ein schneller Kreisel vorausgesetzt wird. Diese Einschränkung führte schon bei Schuler dazu, daß zwischen den langzeitigen Beschleunigungen, z.B. bei Schiffsmanövern, und kurzzeitig auftretenden Schwankungen, z.B. beim Schlingern, unterschieden werden mußte. Ballistische Deviationen und Schlingerfehler wurden völlig getrennt berechnet. Da sich in Wirklichkeit aber beide Fehler gegenseitig beeinflussen, gilt die erhaltene beschleunigungsunempfindliche Abstimmung nur als Näherung. Diese Tatsache sollte ganz besonders bei allen solchen Systemen beachtet werden, in denen Eigenschwingungen verschieden großer Frequenz auftreten, z.B. beim Raumkompass und bei den verschiedenen Typen von Trägheitsplattformen. Eine Verfeinerung der Theorie durch Berücksichtigung der in einem System möglichen Eigenschwingungen erscheint daher notwendig. Am Beispiel des Kreiselpendels sollen anschließend Ergebnisse einer solchen Theorie mitgeteilt werden.

Die im Laufe der letzten Zeit an künstlichen Satelliten gewonnenen Erkenntnisse legen noch eine weitere Präzisierung der bisher bekannten theoretischen Untersuchungen nahe. Es läßt sich nämlich zeigen, daß der für das Verhalten von Satelliten wichtige Gradient des Schwerefeldes auch für terrestrische Navigationsgeräte sehr langer Schwingungsdauer nicht immer vernachlässigt werden kann. Obwohl Schmid bereits 1940 am Beispiel eines stabförmigen Pendels auf diese Zusammenhänge hingewiesen hat, haben spätere Autoren von dieser Erkenntnis keinen Gebrauch gemacht und dadurch falsche Ergebnisse erzielt. Typisch für diese Tatsache ist die in allen mir bekannten Büchern der Kreiseltechnik und der Trägheitsnavigation fehlerhafte Darstellung der beschleunigungsunempfindlichen

Abstimmung für das Körperpendel. Ausnahmslos wird hier das Gradientenglied vernachlässigt oder vergessen. Etwaige Hinweise, daß das Schwerefeld doch als konstant angenommen werden könne, wenn nur das Pendel genügend klein ist, sind nicht stichhaltig. Es läßt sich nämlich zeigen, daß nicht die Größe des Pendels, sondern seine Eigenschwingungszeit maßgebend dafür ist, ob man den Gradienten vernachlässigen darf oder nicht.

Die Berücksichtigung des Schweregradienten führt unter anderem auch dazu, daß man den Begriff des Schwerepunktes opfern muß, da er nur in einem homogenen Schwerefeld sinnvoll ist. Bei einem Körper beliebiger Form, der sich im radialsymmetrischen Schwerefeld der Erde befindet, werden die erdnäheren Teile mehr angezogen als die erdferneren. Das hat zur Folge, daß die Wirkungslinien des resultierenden Schwerkraftvektors bei verschiedenen Orientierungen des Körpers zum Anziehungszentrum nicht mehr durch einen körperfesten Punkt laufen. Also existiert kein körperfester Schwerpunkt. In derartigen Fällen muß der unabhängig von der Schwere definierte Massenmittelpunkt bei den Berechnungen verwendet werden.

3. <u>Ergebnisse der Theorie für das Kreiselpendel.</u> Zur Veranschaulichung des Gesagten soll kurz über die Ergebnisse einer verfeinerten Theorie des Kreiselpendels berichtet werden. Dabei wird ein symmetrischer Kreisel in einem symmetrischen Gehäuse vorausgesetzt, bei dem der Massenmittelpunkt des aus Rotor und Gehäuse bestehenden Zwei-Massen-Systems auf der gemeinsamen Symmetrieachse liegen soll. Das Gehäuse soll drei Freiheitsgrade der Drehung besitzen, also z. B. freischwimmend gelagert sein; das System möge ungedämpft sein. Der Aufhängepunkt des Pendels soll in völlig beliebiger Weise auf der Oberfläche der als kugelförmig angenommenen Erde bewegt werden. Wenn man nun noch die Abweichungen der Pendel-Symmetrieachse von der örtlichen Vertikalen als klein betrachtet (Linearisierung der Gleichungen), dann läßt sich aus dem für diesen Fall geltenden allgemeinen Drallsatz eine Bewegungsgleichung ableiten, die in Vektorform folgende Gestalt hat:

$$A\ddot{\bar{d}} + H(\dot{\bar{d}} \times \bar{e}_v) + k\bar{d} = \qquad (1)$$

$$(m z_M - \frac{A}{R})\dot{\bar{v}} - \frac{H}{R}(\bar{v} \times \bar{e}_v) + \left[mgz_M - \frac{3g}{R}(C - A) - k\right]\bar{e}_v .$$

Darin bedeuten:

$\bar{d} = \bar{e}_z - \bar{e}_v$	die Differenz zwischen den Einheitsvektoren in Richtung der Pendel-Symmetrieachse z und in Richtung der Vertikalen. Der Vektor $\bar{d}$ ist also ein Maß für die Größe der Abweichung des Pendelachse von der Vertikalen.
A	Trägheitsmoment um die Achsen senkrecht zur Symmetrieachse,
C	Trägheitsmoment um die Symmetrieachse,
H	konstante Drallkomponente um die Symmetrieachse,
m	Masse des Kreiselpendels,
z_M	Abstand von Aufhängepunkt und Massenmittelpunkt (beide liegen auf der Symmetrie-Achse z),
R	Erdradius
$\bar{v}$	Vektor der Geschwindigkeit, mit der der Aufhängepunkt auf der Erdoberfläche geführt wird,
g	Fallbeschleunigung auf der Erdoberfläche,
k	ein aus dem Rechenverfahren resultierender reeller Faktor, dessen Größe beliebig gewählt werden kann.

Die Gleichung (1) soll zunächst auf den einfachen Fall des Körperpendels angewendet werden. Dann ist bei geeigneten Anfangsbedingungen H = O. Dafür aber kann eine partikuläre Lösung leicht gefunden werden, wenn man

$$k = m\,g\,z_M - \frac{3g}{R}(C - A) \qquad \text{und} \tag{2}$$

$$z_M = \frac{A}{m R} \tag{3}$$

wählt. Unter diesen Voraussetzungen verschwindet die rechte Seite von (1), so daß der verbleibende homogene Teil die Lösung $\bar{d} = 0$ zuläßt. Das bedeutet, daß das Pendel auch bei ganz beliebigen Werten von $\bar{v}$ die

Vertikale fehlerfrei anzeigt, sofern es zu Beginn der Bewegung ungestört war. Die Beziehung (3) ist die Abstimmbedingung. Sie wird übrigens in derselben Form auch durch die allgemein bekannte, das Gradientenglied vernachlässigende Betrachtungsweise geliefert. Unterschiede ergeben sich jedoch bei der Berechnung der Schwingungszeiten. Während aus der elementaren Betrachtung die genaue Schuler-Periode

$$T = T_S = 2\pi\sqrt{\frac{R}{g}} \tag{4}$$

folgt, erhält man durch Einsetzen von (2) und (3) die Schwingungszeit

$$T = T_S \sqrt{\frac{A}{4A - 3C}} \tag{5}$$

Dieser Wert hängt nicht nur von den rein terrestrischen Größen R und g ab, sondern auch von den Trägheitsmomenten des Pendels. Unter Berücksichtigung der möglichen Werte für starre Körper findet man

$$42{,}2 \text{ Minuten} \leq T \leq \infty$$

$$\text{für} \quad 0 \leq C \leq \frac{4}{3} A .$$

Für ein stabförmiges Pendel hat man gerade die halbe Schuler-Periode; ein Pendel mit kugelförmigem Trägheitsellipsoid ergibt die Schuler-Periode von 84,4 Minuten, für Pendel mit schwach abgeplattetem Trägheitsellipsoid folgen Schwingungszeiten zwischen 84 Minuten und Unendlich. Stark abgeplattete Körper mit $C > \frac{4}{3}A$ ergeben keine reellen Werte für T, die Bewegung wird dann instabil.

Im Falle des Kreiselpendels mit $H \neq 0$ ist die Lösung der Gleichung (1) wesentlich komplizierter. Dennoch gelingt es - wiederum mit der Annahme (2) - eine allgemeine Lösung zu finden, die in der folgenden

Form geschrieben werden kann:

$$\bar{d} = \left[\bar{d}_{10} e^{i\omega_1 t} + \bar{d}_{20} e^{i\omega_2 t} \right] + i \frac{Hk\bar{v}}{A^2 R} +$$

$$+ \frac{i e^{i\omega_1 t}}{A(\omega_2 - \omega_1)} \left[m z_M - \frac{A}{R} + \frac{H}{R\omega_1} \right] \int_0^t \dot{\bar{v}} e^{-i\omega_1 t} dt +$$

$$+ \frac{i e^{i\omega_2 t}}{A(\omega_1 - \omega_2)} \left[m z_M - \frac{A}{R} + \frac{H}{R\omega_2} \right] \int_0^t \dot{\bar{v}} e^{-i\omega_2 t} dt . \quad (6)$$

Die beiden Glieder in der ersten Klammer beschreiben den Einschwingvorgang, der von den jeweiligen Anfangsbedingungen abhängt. Das nächste Glied gibt den Fahrtfehler, wobei freilich berücksichtigt werden muß, daß der Geschwindigkeitsvektor $\bar{v}$ auch noch den von der Erddrehung herrührenden Anteil enthält. Die beiden restlichen Fehler hängen ausschließlich von den Beschleunigungen $\dot{\bar{v}}$ ab. Diese Glieder verschwinden, bei beliebigen $\dot{\bar{v}} = \dot{\bar{v}}(t)$, wenn die vor den Integralen stehenden Klammerausdrücke zu Null werden. Das ergibt zwei verschiedene Abstimmbedingungen

$$m z_M - \frac{A}{R} + \frac{H}{R\omega_\nu} = 0 \quad (\nu = 1, 2). \quad (7)$$

Darin sind ω_1 und ω_2 die beiden im System vorkommenden Eigenfrequenzen, also Nutations- und Präzessions-Frequenz. Da beide voneinander verschieden sind, ist es - außer im zuvor schon betrachteten Fall H = O - nicht möglich, das System völlig beschleunigungsunempfindlich zu machen. Ohne die Berechnungen im einzelnen vorzuführen, soll hier nur erwähnt werden, daß man bei Einsetzen der Näherungswerte für Nutations- und Präzessions-Frequenz aus (7) die beiden Bedingungen:

$$z_M \approx 0 \qquad \text{mit} \quad T_1 = \frac{2\pi}{\omega_1} \approx \frac{2\pi A}{H} \quad \text{und}$$

$$z_M \approx \frac{H}{m g} \sqrt{\frac{g}{R}} \qquad \text{mit} \quad T_2 = \frac{2\pi}{\omega_2} \approx T_S$$

erhält. Beide Bedingungen können nicht gleichzeitig erfüllt werden, so daß man sich entscheiden muß, ob man lieber einen Rüttelfehler oder Fehler bei langzeitigen Beschleunigungen in Kauf nehmen möchte. Jeder mögliche Kompromiß in dieser Richtung wird natürlich von der Art der zu erwartenden Beschleunigungen $\dot{\bar{v}}$ abhängen. Jedenfalls sind Aussagen von so allgemeiner Natur, wie sie das Schuler-Prinzip gab, nicht möglich. Ein Trost freilich bleibt: für eine Abstimmung gegen Langzeitbeschleunigungen bleibt die Schuler-Periode von 84 Minuten näherungsweise erhalten.

Ein Vorteil der hier angedeuteten verfeinerten Theorie ist die Tatsache, daß Rüttel- und Schlinger-Fehler automatisch mit erfasst werden, sofern diese durch Bewegungen des Aufhängepunktes hervorgerufen werden. Drehschwingungen des Gestells könnten bei der hier vorausgesetzten Lagerung des Systems mit drei Freiheitsgraden ohnehin keine Auswanderungen verursachen.

Es sei noch bemerkt, daß eine kardanische Lagerung, die dem Pendel zwei Freiheitsgrade läßt, nur im Falle des Körperpendels andere Ergebnisse liefert. Dann läßt sich nämlich auch das Körperpendel nicht mehr exakt gegen Beschleunigungen abstimmen. Lediglich in dem nicht weiter interessierenden Grenzfall eines Stabpendels wäre Beschleunigungsunempfindlichkeit erreichbar.

4. <u>Bemerkungen zu Kreiselkompassen und Plattformen</u>. Man kann erwarten, daß eine Übertragung der verfeinerten Theorie auf Kreiselkompasse zu entsprechenden Ergebnissen führen wird. Auch hier wird - zumindest bei den jetzt bekannten Kompaßtypen - die Schuler-Periode bei Abstimmungen gegen langzeitige Beschleunigungen als technisch brauchbare Näherung weiter gültig bleiben. Bei Systemen mit einer gegen die Rotormasse großen Eigenmasse kann jedoch das Gradientenglied zu Abweichungen von der Schuler-Periode führen.

Ähnliche Überlegungen gelten auch für die in der Technik der Trägheitsnavigation verwendeten Geräte. Die Trägheits-Plattformen sind schwingungsfähige Gebilde, die man als künstliche Pendel bezeichnen könnte. Sie sind aus träger Masse, Beschleunigungsmesser als Fühler für Lotabweichungen und Momentengeber zur Erzeugung von Rückführmomenten zusammengesetzt. Der Vorteil einer derartigen Aufteilung der normalen Funktionen eines Pendels auf verschiedene Bauelemente ist darin zu sehen, daß sich die Parameter leichter variieren lassen. Auf diese Weise kann das System meist durch einfache elektrische Schaltvorgänge angepasst werden.

Im einfachsten Fall eines derartigen synthetischen Pendels wird der Ausgang des Beschleunigungsmessers über einen Verstärker unmittelbar auf den Momentengeber geschaltet. Dieses System läßt sich beschleunigungsunempfindlich abstimmen; die Theorie ergibt dafür eine Schwingungszeit, die im allgemeinen nicht mit der Schuler-Periode übereinstimmt. Vielmehr gilt die Formel (5), wobei für A und C jetzt die entsprechenden Trägheitsmomente der gesamten Plattform einzusetzen sind. Also wird man nur bei Plattformen mit kugelförmigem Trägheitsellipsoid die vertrauten 84 Minuten als Schwingungszeit bekommen. Die Abstimmbedingung schreibt dazu einen ganz bestimmten, von den Trägheitsmomenten und dem Erdradius abhängigen Verstärkungsgrad des Servokreises zwischen Beschleunigungsmesser und Momentengeber vor. Eine Beschleunigungsunempfindlichkeit ist nur zu erreichen, wenn die Plattform bezüglich der beiden Querachsen gleiche Schwingungszeiten besitzt und wenn außerdem der Servokreis keine zusätzlichen Fehler hereinbringt. Eigenschwingungen des Servokreises würden sich ähnlich auswirken wie die zuvor näher untersuchten Nutationsschwingungen beim Kreiselpendel.

Bei den gebräuchlichsten Trägheitsplattformen wird der Beschleunigungsmesser nicht direkt (über einen Verstärker) auf den Momentengeber geschaltet. Vielmehr wird der gemessene Beschleunigungswert erst einmal integriert und dann auf einen Überwachungskreis geschaltet. Dieser sorgt dafür, daß die Plattform mit einer zum integrierten

Beschleunigungswert proportionalen Geschwindigkeit gedreht wird. Man kann sich an Hand der zugehörigen Gleichungen leicht überlegen, daß nur auf diese Weise ein schwingungsfähiges Gebilde entsteht, das Aussicht auf eine beschleunigungsunabhängige Abstimmung bietet. Ein direktes Aufschalten des integrierten Beschleunigungswertes auf den Momentengeber könnte jedenfalls nicht zum Ziel führen. Die Theorie zeigt nun, daß - unabhängig von dem gerätetechnischen Aufbau des Überwachungskreises - Beschleunigungseinflüsse nur dann unschädlich gemacht werden können, wenn der Überwachungskreis ideal arbeitet und wenn außerdem angenähert auf die Schuler-Periode abgestimmt wird. Ein ideal arbeitender, d.h. verzögerungsfrei dem Überwachungskommando folgender Servokreis setzt aber einen Servomotor von "sehr großer" (theoretisch unendlich großer) Leistung voraus. Dadurch werden Ungenauigkeiten in der astatischen Aufhängung der Plattform und zugleich auch die vom Schweregradienten herrührenden Restmomente unschädlich gemacht. Der Schweregradient bleibt also fast ohne Einfluß, so daß die Schuler-Periode als Näherung gültig bleibt.

Man kann sagen, daß dieselbe Wirkung, die beim Kreiselpendel und beim Kreiselkompaß durch den "schnellen" Kreisel erreicht wird, bei der Plattform dem "starken" Servomotor zu verdanken ist. Beide erzwingen die näherungsweise Gültigkeit der Schuler-Periode. Die Analogie läßt sich sogar noch weiterführen: so wie bei einem Kreiselpendel die zweite Eigenfrequenz eine exakte beschleunigungsunempfindliche Abstimmung unmöglich macht, so stören bei der Plattform die nie ganz vermeidbaren Eigenschwingungen des Überwachungskreises. Sie können einerseits von den verwendeten Kreiseln, aber auch von dem angeschlossenen Folgeregelkreis herrühren.

5. Schlußbemerkung. Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß von allen bisher bekannt gewordenen Fällen nur ein einziger - nämlich das Körperpendel mit drei Freiheitsgraden - eine exakte Abstimmung im Sinne des Schuler-Prinzips zuläßt. Die Eigenschwingungszeit für das abgestimmte Pendel stimmt aber nicht mit der Schuler-Periode (84 Minuten) überein; sie kann vielmehr zwischen 42 Minuten und Unendlich

liegen. In allen anderen Fällen ist eine beschleunigungsunempfindliche Abstimmung nur angenähert erreichbar. Bei Verwendung von Systemen mit schnellen Kreiseln und von Plattformen mit verzögerungsarm arbeitenden Servokreisen gilt für die abgestimmten Systeme näherungsweise die klassische Schuler-Periode. Die beschleunigungsunempfindliche Abstimmung wird gestört, wenn mehrere Eigenschwingungen mit voneinander verschiedenen Schwingungszeiten vorhanden sind.

Der Einfluß des Schweregradienten darf im allgemeinen nicht vernachlässigt werden. Das gilt ganz besonders, wenn man daran denkt, Trägheitsnavigationssysteme bei Satelliten und für die Raumfahrt einzusetzen.

6. Schrifttum.

1. M. Schuler: Die Störung von Pendel- und Kreiselapparaten durch die Beschleunigung des Fahrzeugs. Phys. Z. 24 (1923) 344-350.

2. K. L. Stellmacher: Zum Schulerschen Prinzip von der beschleunigungsfreien Abstimmung. Z. Angew. Math. Mech. 19(1939) 154-165.

3. E. M. Fischel: Reduktion des Vertikalfehlers durch Verstimmen der Schuler-Frequenz, Z. Flugwiss. 10(1962) 456-458.

4. V. A. Bodner, V. P. Seleznov und V. E. Ovcharov : Beitrag zur Theorie der gedämpften Trägheitssysteme mit beliebiger Periode, die unabhängig von Manövern des Objektes sind. Isvestija Akademii Nauk, No. 3 (1959) 11-18.

5. K. Glitscher : Die Kompensation störender Horizontalbeschleunigungen an Pendeln und Kreiselpendeln auf Fahrzeugen. Wiss. Veröff. des Siemens Konzerns, XIX. Band, 1940.

6. E. Schmid : Das beschleunigungsunabhängige Pendel von einem Freiheitsgrad auf einer Kleinkreisbahn. Z. Luftfahrtforschung 17 (1940) 32-36.

7. J. W. Geckeler : Kreiselmechanik des Anschütz-Raumkompasses, Ing.-Arch. 6 (1935) 229-252.

8. P. Christoph : Die 84-Minuten-Abstimmung beim Kreisel- und beim Raumkompass. Ing.-Arch. 26 (1958) 233-241.

9. W. Bauersfeld : Die Bewegungsgesetze des Raumkompasses. Ing.-Arch. 27 (1960) 365-371.