

# Reversionspendel

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Aufgabenstellung</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Allgemeine Grundlagen</b>	<b>2</b>
2.1	Mathematisches und physikalisches Pendel . . . . .	2
2.2	Homogenes Reversionspendel in Luft . . . . .	3
2.2.1	Methode des Schnittpunktes . . . . .	3
2.2.2	Berechnung von $g$ bei $T_A \neq T_B$ . . . . .	4
2.3	Symmetrisches Reversionspendel . . . . .	4
<b>3</b>	<b>Experimente</b>	<b>6</b>
3.1	Zeitmessung . . . . .	6
3.2	Längenmessung . . . . .	7
<b>4</b>	<b>Anhang</b>	<b>7</b>
4.1	Zur Fehlerrechnung . . . . .	7
4.2	Zur Herleitung einiger Gleichungen . . . . .	8
4.3	Weitere Fehlerquellen . . . . .	9
<b>5</b>	<b>Fragen</b>	<b>9</b>

# 1 Aufgabenstellung

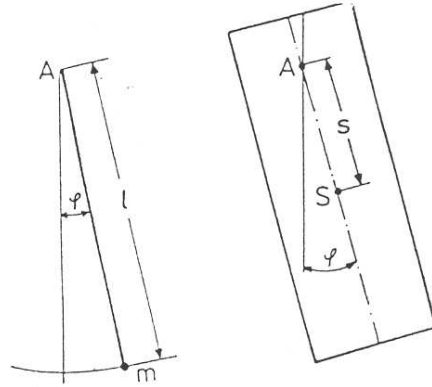
Mit Hilfe eines symmetrischen, inhomogenen Reversionspendels ist die örtliche Fallbeschleunigung  $g$  mit möglichst hoher Genauigkeit

1. aus dem Schnittpunkt der Kurven  $T_A(x)$  und  $T_B(x)$  und
2. nach dem Verfahren für näherungsweise abgegliche Schwingungsdauern  $T_A(x)$  und  $T_B(x)$  (auf  $|\frac{\Delta g}{g}| \leq 0,3\%$ ) zu bestimmen.

## 2 Allgemeine Grundlagen

### 2.1 Mathematisches und physikalisches Pendel

Wird ein starrer Körper der Masse  $m$  im Vakuum im Abstand  $s$  vom Schwerpunkt drehbar um die Achse A ideal gelagert und nach Auslenken um den Winkel  $\hat{\varphi}$  losgelassen, so führt er als physikalisches Pendel eine Schwingung um die Gleichgewichtslage ( $\varphi = 0$ ) durch.



**Abb. 1:** Mathematisches und physikalisches Pendel

Das Direktionsmoment der Schwerkraft bewirkt die Änderung des Drehimpulses. Die Dgl. der reibungsfreien Bewegung lautet

$$J_A \frac{d^2 \varphi}{dt^2} = -m g s \sin \varphi. \quad (1)$$

Mit  $J_A$  als Trägheitsmoment bezüglich der Achse A und der Amplitude  $\hat{\varphi} \rightarrow 0$  ergibt die 1. Näherungslösung der Dgl. (1) die harmonische Schwingung (für sehr geringe Amplituden)

$$\varphi(t) = \hat{\varphi} \cos \omega_0 t \quad (a) \quad \text{mit} \quad \omega_0^2 = \frac{4\pi^2}{T_0^2} = \frac{m g s}{J_A} = \frac{g}{l^*} \quad (b) \quad . \quad (2)$$

Für große  $\hat{\varphi}$  führt die Lösung der Dgl. (1) auf elliptische Integrale. Die 2. Näherung für noch relativ geringe  $\hat{\varphi}$  lautet bezüglich der Schwingungsdauer (s. Anhang)

$$T = T_0 \left(1 + \frac{\hat{\varphi}^2}{16} + \dots\right) \quad \text{bzw.} \quad T_0 = T \left(1 - \frac{\hat{\varphi}^2}{16} \dots\right) \quad (3)$$

Garantiert man bei allen Messungen eine geringe Amplitude (z. B.  $\hat{\varphi} < 0,04$  ( $\approx 2^\circ$ )), so wird der Korrekturterm in Gl. (3) hinreichend klein ( $\frac{\hat{\varphi}^2}{16} < 0,0001$ ) und kann im folgenden vernachlässigt werden ( $T = T_0$ ). Beim mathematischen Pendel ist die Masse in einem Punkt konzentriert, und Gl. (2(b)) vereinfacht sich mit  $s = l$  und

$J_A = ml^2$  zu  $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}$ .  $\frac{J_A}{m s} = l^*$  nennt man die reduzierte Pendellänge des physikalischen Pendels.

## 2.2 Homogenes Reversionspendel in Luft

Ein physikalisches Pendel heißt Reversionspendel, wenn bei **unsymmetrischer Massenverteilung** für abwechselnd durchgeführte Schwingungsversuche um zwei parallele Achsen A und B nahezu gleiche Schwingungsdauern  $T_A$  und  $T_B$  erreicht werden. Im Falle der Gleichheit ( $T_A = T_B$ ) entspricht der Abstand  $L$  der Achsen (geschliffene Schneiden A, B) der reduzierten Pendellänge  $l^*$  (s. Abb. 2 und Anhang).

Schwingt das Pendel vom Volumen  $V$  in Luft mit der Dichte  $\rho_L$ , so sind im wesentlichen zwei Korrekturen nötig:

1. Das Pendel erfährt eine Auftriebskraft  $F_A = m_L g = \rho_L V g$ , die es zu berücksichtigen gilt, und
2. es schwingt infolge innerer Reibung eine unbekannte Luftmasse mit, die das Trägheitsmoment um  $J_L$  erhöht (s. 1.3.).

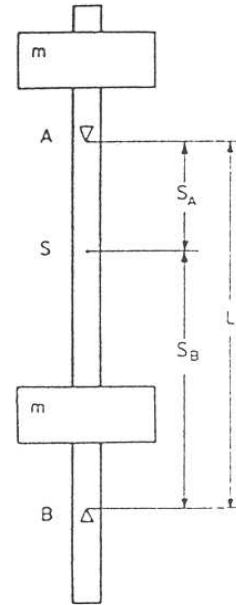


Abb. 2: Homogenes Reversionspendel

Beim **homogenen** Pendel mit bekannter Dichte  $\rho$  kann die erste Korrektur angegeben werden. Da  $F_A = gV\rho_L$  antiparallel zur Schwerkraft im Massenmittelpunkt angreift, folgt als Korrekturfaktor für die scheinbare Verringerung der Fallbeschleunigung infolge des Auftriebs:  $(1 - \frac{\rho_L}{\rho})$ . Damit wäre

$$g = \frac{4 \pi^2 L}{T^2} \frac{1}{(1 - \frac{\rho_L}{\rho})} \quad (4)$$

### 2.2.1 Methode des Schnittpunktes

Mißt man die beiden Schwingungsdauern  $T_A$  und  $T_B$  in Abhängigkeit von der Position  $x$  einer Masse und trägt sie entsprechend Abb. 3 in Abhängigkeit von  $x$  auf ( $T_A(x)$  und  $T_B(x)$ ), so liefert der Schnittpunkt die zu  $L$  gehörende Schwingungsdauer  $T$  in Gl.(4). Dabei zeigt sich, daß der mögliche Fehler des Schnittpunktes ( $\Delta T^{(s)}$ ) infolge des geringen Winkels zwischen den beiden Kurven deutlich über deren Unsicherheit (Fehlerschlauch) liegt.

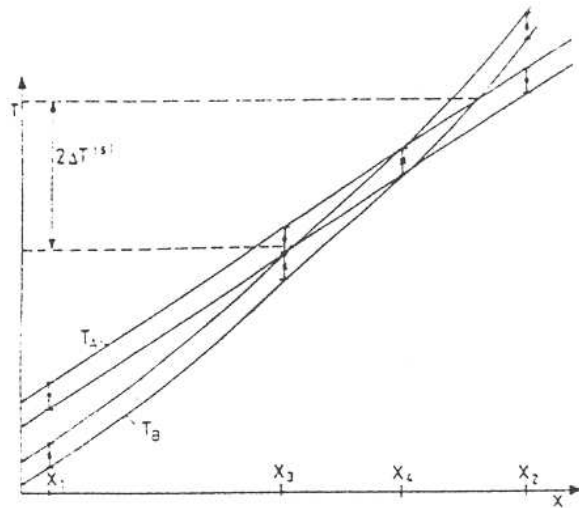


Abb. 3: Graphische Bestimmung von  $T$

### 2.2.2 Berechnung von $g$ bei $T_A \neq T_B$

Die Fallbeschleunigung kann auch für  $T_A \neq T_B$  ermittelt werden, wenn mit  $s_A$  zusätzlich die Lage des Massenmittelpunktes bestimmt wird.

**Zweckmäßige Umformung:** Dazu stellt man den Ausdruck für  $l^*$  mit Hilfe des Steiner'schen Satzes ( $J_A = J_S + ms_A^2$ ) um und erhält

$$l_A^* = \frac{J_A}{m s_A} = \frac{J_S}{m s_A} + s_A \quad ; \quad l_B^* = \frac{J_B}{m s_B} = \frac{J_S}{m s_B} + s_B \quad . \quad (5)$$

Setzt man die  $l^*$  aus Gl. (5) in Gl. (4) ein und eliminiert die schwierig zu messende Größe  $J_S/m$ , so folgt

$$\frac{J_S}{m} = \frac{T_A^2 g(1 - \frac{\rho L}{\rho})}{4\pi^2} s_A - s_A^2 = \frac{T_B^2 g(1 - \frac{\rho L}{\rho})}{4\pi^2} s_B - s_B^2 \quad . \quad (6)$$

Aus Gl. (6) folgt

$$g = 4\pi^2 \cdot \frac{s_B^2 - s_A^2}{(T_B^2 s_B - T_A^2 s_A)(1 - \frac{\rho L}{\rho})} \quad . \quad (7)$$

Der Schneidenabstand  $L$  wird sehr genau,  $s_A$  bzw.  $s_B$  weniger genau aus der Gleichgewichtslage beim Unterstützen des horizontalen Pendels gemessen, und mit  $s_B = L - s_A$  folgt aus Gl. (7) zunächst

$$\frac{g(1 - \frac{\rho L}{\rho})}{4\pi^2 L} = \frac{L - 2s_A}{[T_B^2 L - s_A(T_A^2 + T_B^2)]} \quad . \quad (8)$$

Führt man mit

$$T = \frac{T_B + T_A}{2} ; b = \frac{T_B - T_A}{2} \quad , \quad \text{d. h.} \quad (9)$$

$$T + b = T_B ; T - b = T_A \quad (10)$$

den Mittelwert  $T$  und die kleine Größe  $b$  ein , so wird (s. Anhang)

$$\frac{g(1 - \frac{\rho L}{\rho})}{4\pi^2 L} = \frac{1}{T^2(1 + \frac{b^2}{T^2} + \frac{b}{T}(\frac{2L}{L - 2s_A}))} \quad . \quad (11)$$

Vernachlässigt man bei der exakten Gl. (11) den quadratischen Term im Nenner sowie das Produkt  $\frac{b(2L)}{T(L - 2s_A)} \cdot \frac{\rho L}{\rho}$  und schreibt für  $\frac{1}{1+x} \approx (1 - x)$  ( $|x| \ll 1$  in 2. Ordg.), so folgt die für die Auswertung geeignete Beziehung:

$$g = \frac{4\pi^2 L}{T^2} \left[ 1 - \frac{b}{T} \left( \frac{2L}{L - 2s_A} \right) + \frac{\rho L}{\rho} \right] \quad . \quad (12)$$

## 2.3 Symmetrisches Reversionspendel

Bisher wurde zwar der Auftrieb, aber nicht die mitschwingende Luft und die damit verbundene Erhöhung des Trägheitsmomentes berücksichtigt. Für ein homogenes (nicht symmetrisches) Reversionspendel sind die mitschwingenden Luftmassen bezüglich der Achsen A und B unsymmetrisch verteilt und daher schwer zu berücksichtigen. Hier gelingt eine Korrektur des gesamten Einflusses der Luft nur nach systematischer Variation des Luftdrucks und Extrapolation auf das Vakuum.

Durch folgende Pendelanordnung (Abb. 4) läßt sich der gesamte Lufteinfluß (Auftrieb und mitschwingende Luft) korrigieren.

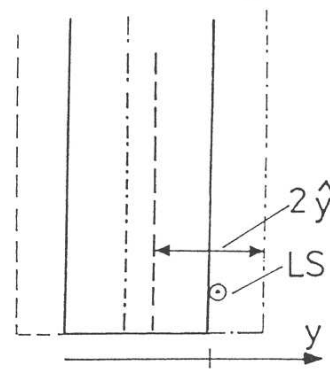


mit dem wesentlichen Unterschied zu Gl. (12), daß in Gl. (16) der Einfluß der Luft nicht mehr explizit enthalten ist.

### 3 Experimente

#### 3.1 Zeitmessung

Die Messung von  $T$  erfolgt elektronisch auf der Basis eines Schwing-Quarzes und des damit gesteuerten Impulsgebers. Um zu sichern, daß  $T$  unabhängig von der vorhandenen Dämpfung exakt erfaßt wird, erfolgt die Messung im Nulldurchgang der Schwingung. Dies wird mit der Anordnung der Lichtschranke neben dem 12 mm starken Pendelstab nach Abb. 5 erreicht.



**Abb. 5:** Anordnung der Lichtschranke LS am Stabende

Dabei tritt nur **ein Hell-Dunkel-Übergang** während einer Schwingungsdauer auf, solange die Amplitude  $\hat{y} < 10$  mm bleibt. (Beim Übergang dunkel-hell entstehen keine Zählimpulse). Das richtige Schalten beim Nulldurchgang erkennt man bei sehr geringer Amplitude (Größenordnung:  $\hat{y} \approx 0,1$  mm am Stabende). Mit der endlichen Impulsfrequenz ( $f_{imp} = 10^3$  Hz) ist ein zufälliger maximaler "Digitalisierungs"-Fehler von  $f_{imp}^{-1} = 10^{-3}$  s verknüpft. Um nachzuprüfen, daß sich die zufälligen Fehler in dieser Größenordnung bewegen, werden Wiederholungsmessungen durchgeführt. Der systematische Gang der Quarzfrequenz wird durch ein Korrekturglied erfaßt.

#### Vorversuch:

Zur näherungsweisen Bestimmung des Schnittpunktes nach Abb. 3 werden 2 mal 10 Schwingungen ( $10 T_A$  bzw.  $10 T_B$ ) für verschiedene Werte des Abstandes  $x$  der Massen vom Stabende gemessen. Dazu läßt man das Pendel für den jeweilig gleichen Massenabstand (z.B.  $x_1$ ) von den Enden zunächst um Achse A, danach um Achse B schwingen. Nach Veränderung von  $x$  wird der Vorgang mit dem Ziel wiederholt, zwei Punkte auf der anderen Seite des Schnittpunktes zu treffen ( $x_2$ ). Um eine erste Näherung für den Pendelabgleich zu finden, werden die zusammengehörenden Meßpunkte  $T_A$  bzw.  $T_B$  durch Geraden verbunden und der Schnittpunkt festgestellt, woraus sich  $x_3$  ergibt, usw.. Bei der vierten Masseneinstellung sollte der Abgleich mit ausreichender Näherung, d.h.  $|\frac{b}{T}| \leq 3 \cdot 10^{-4}$ , erreicht sein.

#### Hauptversuch:

Für den optimalen Abstand  $x$ , der dem minimalen  $|\frac{b}{T}|$  entspricht, werden  $T_A$  und  $T_B$  möglichst genau bestimmt. Dazu werden zweimal 50  $T_A$  bzw. 50  $T_B$  gemessen.

### 3.2 Längenmessung

Der Schneidenabstand  $L$  von etwa 1m wird mit dem Kathetometer auf  $|\Delta L| \approx (1-2) \cdot 10^{-1}$  mm bestimmt. Dabei ist sorgfältig auf eine vertikale Aufstellung des Kathetometers zu achten. Der Abstand  $s_A^*$  (und damit auch  $s_B^* = L - s_A^*$ ) des scheinbaren Schwerpunktes von der Achse A wird durch Unterstützung des Pendels in horizontaler Lage in U (Abb. 4) mit einem einfachen Maßstab gemessen ( $\Delta s_A^* < 1$  mm). Der maximale Ausschlag des Pendelstab-Endes beträgt 1cm. Damit ist bei  $L \approx 1$  m die Bedingung hinreichend kleiner Amplituden sehr gut erfüllt, so daß die Korrektion nach Gl. (3) entfallen kann; die entsprechende Abschätzung ist im Protokoll festzuhalten.

## 4 Anhang

### 4.1 Zur Fehlerrechnung

Gemessen werden die Größen:  $L ; s_A^* ; T_A ; T_B$ .

Neben dem wesentlichen Faktor  $\frac{4\pi^2 L}{T^2}$  in Gl. (16) muß der Ausdruck in der eckigen Klammer diskutiert werden. Da  $|\frac{b}{T}|$  eine sehr kleine Größe ist, reduziert sich der Beitrag der relativ ungenauen  $s_A^*$ -Messung zum Gesamtfehler erheblich. Bei T sind sowohl systematische als auch zufällige, bei b nur zufällige Fehler zu beachten (warum?).

Eine wichtige Rolle spielt der Faktor  $K = \frac{2L}{L-2s_A^*}$  aus Gl. (16). Der Kehrwert der Größe  $K$  ist ein Maß für den Schnittwinkel der beiden Kurven nach Abb. 3 (s. dazu Ilberg). Daraus und aus der Fehleranalyse der Gl. (16) sowie dem ausgeschlossenen Grenzfall ( $s_A^* \rightarrow s_B^* ; |K| \rightarrow \infty$ ) erkennt man, daß  $|K|$  möglichst gering sein sollte (im Versuch:  $|K| \approx 6$ ).

Aus Gl. (16) folgt zunächst für den relativen Fehler von  $g$

$$\frac{\Delta g}{g} = \frac{\Delta L}{L} - 2 \frac{\Delta T}{T} + \frac{\Delta \left[ 1 - \frac{b}{T} \left( \frac{2L}{L-2s_A^*} \right) \right]}{\left[ 1 - \frac{b}{T} \left( \frac{2L}{L-2s_A^*} \right) \right]} \quad (17)$$

(Vorzeichen beachten!). Der Beitrag des Korrektur-Gliedes (eckige Klammer) zum relativen Fehler vereinfacht sich zu

$$\frac{\Delta \left[ 1 - \frac{b}{T} K \right]}{\left[ 1 - \frac{b}{T} K \right]} \approx \frac{\Delta \left[ -\frac{b}{T} K \right]}{1} \approx -\frac{K}{T} \Delta b - \frac{b}{T} \Delta K \quad , \quad (18)$$

da  $|\frac{b}{T}| \cdot K$  sehr klein ist (außerdem wurde berücksichtigt, daß der relative Fehler von  $b$  (Differenz zweier nahezu gleicher Zeiten) um ein Vielfaches größer als der von  $T$  ist). Mit  $T = (T_A + T_B)/2$  ;  $b = (T_B - T_A)/2$  und gleichen systematischen ( $\Delta T_{As} = \Delta T_{Bs} = \Delta T_s$ ) sowie zunächst verschieden angenommenen zufälligen Fehlern ( $\Delta T_{AZ} \neq \Delta T_{BZ}$ ) ergibt sich

$$\Delta T = \frac{1}{2} (2\Delta T_s + \Delta T_{AZ} + \Delta T_{BZ}) \quad ; \quad \Delta b = \frac{1}{2} (\Delta T_{BZ} - \Delta T_{AZ}) \quad (19)$$

und

$$\frac{\Delta g}{g} \approx \left| \frac{\Delta L}{L} \right| + \left| -2 \frac{\Delta T_s}{T} \right| + \left| \left( 1 + \frac{K}{2} \right) \frac{\Delta T_{BZ}}{T} + \left( 1 - \frac{K}{2} \right) \frac{\Delta T_{AZ}}{T} \right| + [*]$$

mit  $[*] = +|\frac{b}{T}| \cdot \frac{4L \cdot \Delta s_A^*}{(L-2s_A^*)^2} = |\frac{b}{T}| K^2 \frac{\Delta s_A^*}{L}$ . Da  $|\frac{b}{T} K^2| \leq 10^{-2}$  und

$\frac{\Delta s_A^*}{L} \leq 10 \frac{\Delta L}{L}$ , kann der Einfluß von  $\Delta s_A^*$  gegenüber  $\Delta L$  vernachlässigt werden. I. allg. kann  $\Delta T_{AZ} =$

$\Delta T_{BZ} = \Delta T_Z$  gesetzt werden.

Damit folgt

$$\frac{\Delta g}{g} \approx \frac{\Delta L}{L} + 2 \frac{\Delta T_s}{T} + K \frac{\Delta T_Z}{T} + \frac{b}{T} K^2 \frac{\Delta s_A^*}{L} . \quad (20)$$

## 4.2 Zur Herleitung einiger Gleichungen

### 1. Gl. (3):

Wegen  $\ddot{\varphi} + \omega_0^2 \sin \varphi = 0$  folgt mit  $\varphi = a_1 \cos \omega t + ..$  ;  $\ddot{\varphi} = a_1 \omega^2 \cos \omega t + ..$  ;

$$\sin \varphi = a_1 \cos \omega t - \frac{a_1^3}{6} \cos^3 \omega t \approx a_1 \cos \omega t - \frac{a_1^3}{6} \left[ \frac{3}{4} \cos \omega t + .. \right]$$

$$\left[ -a_1 \omega^2 + \omega_0^2 \left( a_1 - \frac{a_1^3}{8} \right) \right] = 0 \quad \text{oder} \quad \omega^2 = \omega_0^2 \left( 1 - \frac{a_1^2}{8} \right) \quad \text{und} \quad \omega \approx \omega_0 \left( 1 - \frac{a_1^2}{16} \right) \quad (21)$$

### 2. Gl. (5); reduzierte Pendellänge:

Durch den Versuch wurden  $T_A$  und  $T_B$  näherungsweise abgeglichen. Bei Abgleich folgt aus Gl. (5) für  $s_A \neq s_B$  zunächst

$$\frac{J_S}{m s_A} + s_A = \frac{J_S}{m (L - s_A)} + (L - s_A) . \quad (22)$$

Umstellung nach  $J_S$  ergibt  $J_S = m s_A (L - s_A)$  und weiter

$$l_A^* = \frac{J_S}{m s_A} + s_A = L \quad \text{bzw.} \quad l_B^* = \frac{J_S}{m (L - s_A)} + (L - s_A) = L . \quad (23)$$

Danach sind die beiden reduzierten Pendellängen dem Schneidenabstand gleich ( $l_A^* = l_B^* = L$ ).

### 3. Gl. (11):

Aus Gl. (7) folgt nach Einsetzen von  $T_A$  und  $T_B$  aus Gl. (10)

$$\begin{aligned} \frac{g \left( 1 - \frac{\rho_L}{\rho} \right)}{4 \pi^2 L} &= \frac{L - 2s_A}{[(T+b)^2]L - s_A((T-b)^2 + (T+b)^2)} = \frac{Z}{N} . \\ N &= [(T^2 + 2bT + b^2) L - s_A(T^2 - 2bT + b^2) - s_A(T^2 + 2bT + b^2)] \\ &= [(T^2 + b^2)L + 2bTL - 2s_A(T^2 + b^2)] . \\ N &= T^2(L - 2s_A) \left[ 1 + \frac{b^2}{T^2} + \frac{b}{T} \frac{2L}{(L - 2s_A)} \right] . \end{aligned} \quad (24)$$

### 4. Gl. (16):

Zerlegt man  $J_A$  bzw.  $J_B$  analog zur Herleitung der Gln. (7 und 12) nach dem Satz von Steiner ( $J_A = J_S + J_L + m s_A^2$ ), so folgt aus den Gln. (14;15)

$$\frac{T_A^2}{4\pi^2} = \frac{\frac{(J_S+J_L)}{m} + s_A^2}{g(1 - \frac{m_L}{m})s_A^*} \quad \text{bzw.} \quad \frac{T_B^2}{4\pi^2} = \frac{\frac{(J_S+J_L)}{m} + s_B^2}{g(1 - \frac{m_L}{m})s_B^*} . \quad (25)$$

Damit kann ähnlich zum Vorgehen bei (5; 6) die Größe  $\frac{J_S+J_L}{m}$  eliminiert werden, denn

$$\frac{J_S + J_L}{m} = \frac{g}{4\pi^2} \left( 1 - \frac{m_L}{m} \right) s_A^* T_A^2 - s_A^2 = \frac{g}{4\pi^2} \left( 1 - \frac{m_L}{m} \right) s_B^* T_B^2 - s_B^2 . \quad (26)$$



$$\text{Daraus folgt zunächst } g = \frac{4 \pi^2}{\left(1 - \frac{m_L}{m}\right)} \cdot \frac{s_B^2 - s_A^2}{(T_B^2 s_B^* - T_A^2 s_A^*)} \quad . \quad (27)$$

Weiterhin wird  $s_B^2 - s_A^2 = (s_B + s_A) \cdot (s_B - s_A)$  gesetzt. Aus der Äquivalenz der Drehmomente beim Unterstützen (Gl. 15) ergibt sich mit

$$L = s_A + s_B = s_A^* + s_B^*,$$

$$\begin{aligned} m g(s_A - s_B + s_B^* - s_A^*) &= m_L g(s_B^* - s_A^*) \quad , \quad \text{d.h.} \\ s_B - s_A &= (s_B^* - s_A^*) \left(1 - \frac{m_L}{m}\right) \quad . \end{aligned} \quad (28)$$

$$\text{Damit folgt } g = \frac{4 \pi^2}{\left(1 - \frac{m_L}{m}\right)} \cdot \frac{L(s_B^* - s_A^*) \left(1 - \frac{m_L}{m}\right)}{(T_B^2 s_B^* - T_A^2 s_A^*)} \quad \text{und Gl. (16)} \quad . \quad (29)$$

### 4.3 Weitere Fehlerquellen

Neben den im Praktikumsversuch behandelten müßten für höhere Ansprüche weitere Fehlerquellen sowie deren mögliche Korrekturen berücksichtigt werden:

#### Bei absoluten g - Messungen:

mit wäre weiterhin zu beachten:

- Die Dämpfung;
- die thermische Ausdehnung;
- das Mitschwingen der Aufhängung;
- die Elastizität des Pendels;
- der Krümmungsradius r der Schneiden nach Bessel:

$$T_r = T_0 \left(1 - \frac{r}{2L} - \dots\right).$$

#### Relative g - Messungen:

Für Relativmessungen (z.B. Erkundung von Erzlagerstätten) genügt es, wenn alle Einflußgrößen (Temperatur, Luftdruck, Krümmungsradius, Länge (Invar-Legierung),...) konstant bleiben. Daher sind Relativmessungen wesentlich einfacher mit hoher Genauigkeit durchzuführen.

## 5 Fragen

1. Wie sind Trägheitsmoment und Schwerpunkt des starren Körpers definiert?
2. Was sind ein physikalisches und ein Reversionspendel?
3. Was versteht man unter der reduzierten Pendellänge?
4. Mathematische Beschreibung (Dgl.) und Frequenz der harmonischen Drehschwingung.
5. Was besagt der Satz von Steiner?
6. Unter welcher Bedingung ist beim Reversionspendel  $L(A, B) = l^*$ ?
7. Welchen Vorteil bieten kreiszylindrische Pendelstäbe und Abgleichmassen, wenn die Achsen A und B nicht parallel liegen?
8. Zeigen Sie, daß für  $T_A = T_B$  die Gl. (7) in (4) übergeht.
9. Kontrollieren Sie die Gl. (15)!
10. Erläutern Sie die Auftriebskorrektur beim unsymmetrischen Reversionspendel.

**Literatur**

- [1] A. Recknagel, Physik, Mechanik, Berlin 1990
- [2] W. Ilberg, M. Krötsch, D. Geschke, P. Kirsten, W. Schenk, A. Schneider, H. Schulze, Physikalisches Praktikum für Anfänger, Leipzig 1994
- [3] H. J. Paus, Physik in Experimenten und Beispielen, V. C.-Hanser, München 1995