

DEUTSCHE AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN ZU BERLIN

Forschungsbereich Kosmische Physik

ZENTRALINSTITUT PHYSIK DER ERDE

Veröffentlichungen des Zentralinstituts Physik der Erde

Nr. 10

**Absolute Schweremessungen
mit Reversionspendeln in Potsdam
1968 - 1969**

von

Rudi Schüler
Günter Harnisch
Harald Fischer
Reiner Frey

Als Manuskript gedruckt

Potsdam 1971

Vorwort

1. In der vorliegenden Abhandlung wird abschließend und zusammenfassend über die Arbeiten zur 2. Absolutbestimmung der Schwerebeschleunigung in Potsdam berichtet. Wie die 1. Absolutbestimmung von KÜHNEN und FURTWÄNGLER in den Jahren 1898 bis 1904, wurde auch diese 2. Absolutbestimmung mit Reversionspendel-Apparaturen ausgeführt. Die neuen Arbeiten umfassen wiederum einen großen Komplex von gründlichen Untersuchungen des gesamten Problemkreises; sie schließen sich auch darin den berühmten Arbeiten von KÜHNEN und FURTWÄNGLER an. Die vorliegende Abhandlung enthält neben der Beschreibung der benutzten Apparaturen, den Meßergebnissen und der Ableitung des Schwerewertes grundsätzliche Darlegungen zur Theorie des Reversionspendel-Verfahrens, darunter vor allem eine eingehende Behandlung der verschiedenen Störeinflüsse.

An dieser Stelle möchte ich zwei Ergebnisse hervorheben, zu denen das Mitarbeiterkollektiv gelangt ist: Erstens wird durch eine absolute Bestimmung unmittelbar am Fundamentalkpunkt des Potsdamer Weltschweresystems bestätigt, daß der Wert, der 1906 von KÜHNEN und FURTWÄNGLER in ihrer Arbeit "Bestimmung der absoluten Größe der Schwerkraft zu Potsdam mit Reversionspendeln" (Veröff. d. Königl. Preuß. Geodät. Institutes, NF Nr. 27, Stankiewicz, Berlin 1906) angegeben worden ist, entsprechend den Ergebnissen von Absolutbestimmungen an anderen Stationen, die durch Schwereverbindungs-messungen mit Potsdam verglichen wurden, und auf Grund der darauf beruhenden Festlegungen der Internationalen Assoziation für Geodäsie korrigiert werden muß. Zweitens ist auf die Schlußfolgerung hinzuweisen, die aus den Arbeiten zur neuen Absolutbestimmung gezogen werden muß, daß nämlich das Reversionspendel-Verfahren offensichtlich bei einigen Zehntel Milligal seine Genauigkeitsgrenze besitzt, die auch mit hohem Aufwand praktisch nicht überwunden werden kann. Die Vielzahl der Effekte, die durch Korrekturen berücksichtigt werden müssen und deren Ursache z.T. in der mikroskopischen Struktur der Materialien zu suchen ist, macht es darüber hinaus sehr wahrscheinlich, daß in dieser Grenze für das Reversionspendel-Verfahren auch die prinzipielle Leistungsgrenze erreicht worden ist.

2. Die Arbeiten zur Neubestimmung der Schwerebeschleunigung gehörten in den vergangenen 15 Jahren zu den wichtigsten Aufgaben des Potsdamer Institutes. Sie wurden im Geodätischen Institut auf Initiative und unter Leitung von Prof. Dr. K. REICHEN-EDT 1956 mit der Entwicklung und dem Aufbau der Apparaturen begonnen und sind im Bereich Geodäsie und Gravimetrie des 1969 gebildeten Zentralinstituts Physik der Erde, in dem das Geodätische Institut aufgegangen ist, im Dezember 1969 mit den letzten Messungen beendet worden. Das Jahr 1970 war der kritischen Zusammenfassung der Ergebnisse sowie der Sichtung der theoretischen und praktischen Erkenntnisse gewidmet. Das Resultat der neuen Absolutbestimmung wurde erstmals mitgeteilt am 8.5.1970 im Vortrag von Dr. R. SCHÜLER anlässlich des Symposiums "Geodäsie und Physik der Erde", das vom Zentralinstitut Physik der Erde in Potsdam anlässlich des 100. Jahrestages der Gründung des ehemaligen Geodätischen Institutes Potsdam veranstaltet wurde.

Während dieser 15 Jahre war eine größere Zahl von wissenschaftlichen und technischen Mitarbeitern des Potsdamer Institutes an den Arbeiten beteiligt. In diesem Kollektiv haben vor allem mitgewirkt: Dr. R. SCHÜLER, Dr. H. FISCHER, Dipl.-Ing. R. FREY, Dipl.-Geophys. G. HARNISCH, Prof. Dr. K. REICHENEDER, Dipl.-Phys. A. KASTELEWICZ, Dr. C. ELSTNER, Dr. E. FISCHER, Dr. H. WIRTH, Ing. W. BORCHERT, Ing. R. SCHROETER, Ing. J. ZEIGE, W. HELMECKE, W. SOMMERFELD, G. ZEISIG, W. SCHULZE, W. WAWRA, L. DINTER, G. BEUTLER, I. ZEISIG. Ihnen und den weiteren, hier nicht genannten Mitarbeitern gebührt Dank und Anerkennung für die vollbrachte Leistung. Ich kann das an dieser Stelle zugleich im Namen von Prof. Dr. K. REICHENEDER und Prof. Dr. H. PESCHEL zum Ausdruck bringen, die das Geodätische Institut Potsdam seinerzeit von 1955 bis 1963 bzw. von 1963 bis 1968 geleitet haben.

Wesentliche Teile der Apparaturen wurden im VEB Carl Zeiss Jena, von der Fa. Möbius Potsdam-Babelsberg und von den Akademiewerkstätten für Forschungsbedarf Berlin-Adlershof gefertigt. Einen besonderen Anteil an der Entwicklung und am Aufbau der Apparatur hat Prof. Dr. K. KÜHNE, seinerzeit Mitarbeiter des VEB Carl Zeiss Jena und ab 1956 freier Mitarbeiter des Potsdamer Institutes. Die Präzisionsmessungen der Schweredifferenzen zwischen den verschiedenen Meßpunkten im Gebäude des ehemaligen Geodätischen Institutes wurden unter maßgeblicher Beteiligung von Mitarbeitern des VEB Geophysik Leipzig ausgeführt. Diese Arbeiten müssen auch hier anerkennend genannt werden.

Besonderer Dank gebührt der Leitung der Deutschen Akademie der Wissenschaften, die die Arbeiten zur Absolutbestimmung während der gesamten Zeit ermöglicht und großzügig gefördert hat. Ebenso soll mit Dankbarkeit verzeichnet werden, daß die Verwaltung Vermessungs- und Kartenwesen des Ministeriums des Innern für die Arbeiten ständig ein förderndes Interesse gezeigt und nach Eingliederung des Geodätischen Instituts in das Zentralinstitut Physik der Erde den Abschluß der Untersuchungen auch finanziell gesichert hat.

3. Die vorliegende Abhandlung wurde von Dr. R. SCHÜLER, Dipl.-Geophys. G. HARNISCH, Dr. H. FISCHER, und Dipl.-Ing. R. FREY abgefaßt; darüber hinaus wurden von Dr. C. ELSTNER die Abschnitte 2.4.4., 2.5.3.7., 2.5.3.13. und 6.2., von Dr. E. FISCHER der Abschnitt 2.5.3.12. und von Dipl.-Phys. A. KASTELEWICZ die Abschnitte 3.4.1. bis 3.4.4. beigesteuert. Der Einleitung liegt ein unveröffentlichter Bericht von Prof. Dr. K. REICHENEDER über die Arbeiten zur Neubestimmung von 1954 bis 1963 zugrunde. Die Gesamtreaktion der Veröffentlichung hatte Dipl.-Geophys. G. HARNISCH.

H. Kautzleben

Potsdam, im Februar 1971

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	
1. Einleitung	11
2. Theorie des Reversionspendelverfahrens	15
2.1. Grundprinzip der Reversionspendelmessungen	15
2.2. Allgemeine Gesichtspunkte für die Gestaltung der Reversionspendel	19
2.3. Abstimmen der Reversionspendel	23
2.3.1. Berechnung der Abstimmerschrauben	23
2.3.2. Berechnung der Abstimmgeraden	25
2.3.3. Genauigkeitsforderungen für die Schwerpunktsbestimmung	27
2.4. Eliminationsprinzipien bei Reversionspendelmessungen	28
2.4.1. Alternierende Messungen in beiden Gewichtslagen	28
2.4.2. Schneidenvertauschung	28
2.4.3. Das Differenzenverfahren	30
2.4.4. Das Zweipendelverfahren	31
2.5. Fehlereinflüsse und Korrekturen	34
2.5.1. Einflüsse auf die Längenmessung	34
2.5.1.1. Temperatureinflüsse	34
2.5.1.2. Dehnung der Pendel unter dem Eigengewicht	35
2.5.1.3. Ausdehnung der Etalons im Vakuum	36
2.5.1.4. Quellungeffekt bei Achatschneiden	37
2.5.2. Einflüsse auf die Schwingzeitmessung	37
2.5.3. Einflüsse auf den Bewegungsablauf des Pendels	39
2.5.3.1. Amplitudeneinflüsse	39
2.5.3.2. Restlufteinflüsse	40
2.5.3.3. Dämpfung der Pendelschwingungen	41
2.5.3.4. Vertikaler Schweregradient	42
2.5.3.5. Justierung der Drehungsachsen	44
2.5.3.6. Bodenbewegungen	48
2.5.3.7. Mitschwingeinflüsse	49
2.5.3.8. Gezeiteneinflüsse	51
2.5.3.9. Biegeeinflüsse	52
2.5.3.10. Geometrische Schneideneffekte	55
2.5.3.11. Elastische Schneideneffekte	57
2.5.3.12. Gleiteffekte	59
2.5.3.13. Magnetische Störungen	67
2.5.3.14. Elektrische Felder	69
2.6. Auswertung von Zweipendelmessungen	70

3.	Messungen mit dem 25-cm-Reversionspendelgerät	73
3.1.	Meßraum und Meßpfeiler	73
3.2.	Mechanischer Aufbau des Pendelgerätes	73
3.2.1.	Die Pendel	73
3.2.2.	Das Pendelgerät	74
3.3.	Schwingzeitmessung	77
3.4.	Messung der Pendellänge	78
3.4.1.	Prinzip der Messung	78
3.4.2.	Strahlengang	80
3.4.3.	Das Meßverfahren	81
3.4.4.	Meßfehler	82
3.4.5.	Schneidenhöhenmessung	83
3.4.6.	Länge der Quarzetalons	84
3.5.	Meßtechnische Nebenarbeiten	85
3.5.1.	Schwerpunktsbestimmung	85
3.5.2.	Winkelmessungen am Pendel	86
3.5.3.	Abstimmen der Reversionspendel	87
3.5.4.	Amplitudenmessung	88
3.5.5.	Temperaturmessung	89
3.5.6.	Phasenmessung und Symmetrierung der Schwingzeitmessung	90
3.5.7.	Vakuummessung und -erzeugung	90
3.5.8.	Bestimmung der Mitschwingkoeffizienten	91
3.5.9.	Schneidenradiusmessungen	92
3.6.	Meßergebnisse	93
3.6.1.	Ablauf der Messungen	93
3.6.2.	Korrekturen	94
3.6.3.	Ergebnisse der Komplexmessungen	98
3.6.4.	Ableitung des Endergebnisses aus den Messungen mit dem 25-cm-Reversionspendelgerät	111
4.	Messungen mit dem Quarzpendelgerät	114
4.1.	Meßraum und Meßpfeiler	114
4.2.	Mechanischer Aufbau des Pendelgerätes	114
4.2.1.	Die Pendel	114
4.2.2.	Das Pendelgerät	115
4.3.	Schwingzeitmessung	118
4.4.	Längenmessung	120
4.4.1.	Meßprinzip und Aufbau der Längenmeßeinrichtung	120
4.4.2.	Die Etalons	122
4.4.3.	Meßvorgang	123
4.4.4.	Meßgenauigkeit	124

4.5.	Meßtechnische Nebenarbeiten	125
4.5.1.	Schwerpunktsbestimmung	125
4.5.2.	Winkelmessungen	125
4.5.3.	Abstimmung	126
4.5.4.	Amplitudenmessung	127
4.5.5.	Temperaturmessung	127
4.5.6.	Mitschwingeinflüsse	128
4.5.7.	Vakuummessung und -erzeugung	128
4.6.	Meßergebnisse	129
4.6.1.	Ablauf der Messungen	129
4.6.2.	Ergebnisse der Komplexmessungen mit verschiedenen Schneidenpaaren	130
4.6.3.	Ergebnisse der Längenmessungen	132
4.6.4.	Ableitung des Endergebnisses aus den Messungen mit dem Quarzpendelgerät	132
5.	Ableitung des Gesamtergebnisses für die Anschlußpunkte des Zentralinstituts Physik der Erde (Anschlußpunkte des ehem. Geodätischen Instituts Potsdam)	135
5.1.	Die Schweredifferenzen zwischen den Anschlußpunkten	135
5.2.	Das Gesamtergebnis aus den Messungen mit beiden Reversionspendelgeräten	137
6.	Vergleich mit anderen absoluten Schweremessungen	143
6.1.	Absolute Schweremessungen seit KÜHNEN und FURTWÄNGLER 1898 - 1904	143
6.1.1.	Geodätisches Institut Potsdam KÜHNEN und FURTWÄNGLER 1898 - 1904	143
6.1.2.	National Bureau of Standards, Washington HEYL und COOK 1934 - 1935	147
6.1.3.	National Physical Laboratory, Teddington CLARK 1936 - 1938	148
6.1.4.	Bureau International des Poids et Mesures, Sèvres VOLET 1951	148
6.1.5.	Allunionsinstitut für Metrologie (VNIIM), Leningrad AGALECKIJ, EGOROV, MARCINJAK 1954 - 1959	149
6.1.6.	Bureau International des Poids et Mesures, Sèvres THULIN 1957 - 1958	151
6.1.7.	National Research Council, Ottawa PRESTON-THOMAS, TURNBULL, GREEN, DAUPHINEE, KALRA 1958 - 1959	151
6.1.8.	Universität Buenos Aires BAGLIETTO 1958 - 1961	152

6.1.9.	Universität Princeton FALLER 1962	153
6.1.10.	National Bureau of Standards, Gaithersburg TATE 1965	154
6.1.11.	National Physical Laboratory, Teddington COOK 1965	154
6.1.12.	Bureau International des Poids et Mesures, Sèvres SAKUMA 1967 - 1970	155
6.1.13.	Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig GERMAN 1969	157
6.1.14.	Deutsches Amt für Meßwesen und Warenprüfung, Berlin DIETRICH 1969 - 1970	157
6.1.15.	National Standards Laboratory, Sydney BELL 1970	158
6.1.16.	Arbeiten mit dem transportablen Absolutgravimeter der Universität Wesley (FALLER)	159
6.1.17.	Neue und nicht abgeschlossene Arbeiten	161
6.2.	Relative Schweremessungen zwischen Absolutstationen	163
6.3.	Vergleich der absoluten Schweremessungen im Potsdamer Schweresystem	173
7.	Schlußfolgerungen	177
Literatur		178
Bildanhang		

Zusammenfassung

Aus Messungen mit zwei verschiedenen Reversionspendelgeräten wird für den Doppelpfeiler SO im Pendelsaal des ehemaligen Geodätischen Instituts Potsdam (seit 1969 Teil des Zentralinstituts Physik der Erde) der Schwerewert

$$g = (981,260 1 \pm 0,000 3) \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2}$$

abgeleitet. Dieser Wert entspricht einer Abweichung von $-13,9$ mGal gegenüber dem aus den Messungen von KÜHNEN und FURTWÄNGLER (1898 - 1904) abgeleiteten Bezugswert des Potsdamer Schweresystems. Die vorliegende Arbeit enthält neben grundsätzlichen Darstellungen zur Theorie des Reversionspendelverfahrens nähere Angaben zu den benutzten Geräten, den Meßergebnissen und der Ableitung des Schwerewertes. Sie wird ergänzt durch einen umfangreichen Überblick über die seit KÜHNEN und FURTWÄNGLER ausgeführten absoluten Schweremessungen und einen Vergleich dieser Arbeiten mit dem hier vorgelegten Ergebnis der neuen Potsdamer Reversionspendelmessungen.

Summary

A new absolute determination of the acceleration due to gravity was made at the former Geodätisches Institut Potsdam (since 1969 part of the Zentralinstitut Physik der Erde), using the reversible pendulum method. Measurements with two apparatus yielded a g-value of

$$g = (981,260 1 \pm 0,000 3) \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2},$$

which refers to the double pillar SO in the Pendelsaal corresponding to a deviation of $-13,9$ mGal from the reference level of the Potsdam system, based on the measurements of KÜHNEN and FURTWÄNGLER (1898 - 1904). Beside essential theoretical fundamentals of the reversible pendulum method the publication presented here includes a detailed description of facts concerning the devices which have been used, their results, and the way of interpretation. In addition the determinations of absolute gravity since the work of KÜHNEN and FURTWÄNGLER are summarized and compared with the results from the recent reversible pendulum measurements performed at Potsdam.

Résumé

Dans l'ancien Geodätisches Institut Potsdam (depuis 1969 une partie du Zentralinstitut Physik der Erde) en utilisant la méthode du pendule réversible on a effectué une nouvelle détermination absolue de l'accélération de la pesanteur. Les mesures exécutées à l'aide de deux appareils différents donnent la valeur

$$g = (981,260 1 \pm 0,000 3) \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2},$$

qui se rapporte au pilier double SO dans le Pendelsaal. La valeur communiquée correspond à une déviation de $-13,9$ mGal du niveau du système de Potsdam, lequel a pour point de départ les mesures de KÜHNEN et FURTWÄNGLER (1898 - 1904). Outre une représentation fondamentale de la théorie du pendule réversible cette publication contient une description détaillée des appareils utilisés, des résultats des mesures et du procédé de la dérivation de la valeur de la pesanteur. Un résumé synoptique des déterminations absolues de la gravité à partir du travail de KÜHNEN et FURTWÄNGLER et leur comparaison avec les résultats ici présentés des nouvelles mesures effectuées au moyen du pendule réversible à Potsdam complètent la publication.

Резюме

Из измерений двумя поворотными маятниковыми приборами на двойном столбе SO маятникового зала бывшего Геодезического института в Потсдаме (теперь часть Центрального Института физики Земли) получено абсолютное значение ускорения силы тяжести в

$$g = (981,260 1 \pm 0,000 3) \text{ см сек}^{-2}.$$

Это значение соответствует отклонению от значения потсдамской системы силы тяжести, выведенной из измерений КЮЕНА и ФУРТВЕНГЛЕРА (1898 - 1904), в $-13,9$ мгал. Настоящая работа содержит наряду с основными изложениями теории поворотного маятника подробности об использованных приборах, результатах измерений и выводе значения силы тяжести. Она дополняется обширными сведениями о выполненных абсолютных определениях силы тяжести со времён КЮЕНА и ФУРТВЕНГЛЕРА и сравнением этих работ с результатом новых потсдамских измерений поворотными маятниками.

1. Einleitung

In den Jahren 1898 bis 1904 führten KÜHNEN und FURTWÄNGLER im Pendelsaal des ehemaligen Geodätischen Instituts in Potsdam ihre bekannten Reversionspendelmessungen aus. Sie erhielten als Endergebnis den Schwerewert [82]

$$g = (981,274 \pm 0,003) \text{ cm.s}^{-2} ,$$

der 1909 durch eine Zusammenstellung von BORRASS [24] als Bezugswert für das Potsdamer Schweresystem eingeführt wurde. Wegen der sorgfältigen Versuchsdurchführung und der errechneten geringen Meßunsicherheit wurde den Messungen von KÜHNEN und FURTWÄNGLER großes Vertrauen entgegengebracht. Erst auf Grund der Arbeiten von HEYL und COOK 1934 bis 1935 in Washington [72] und CLARK 1936 bis 1938 in Teddington [28] stellte sich ein offensichtlich größerer systematischer Fehler in dem Potsdamer Schwerebezugswert heraus. Zur Klärung dieser Unstimmigkeiten wurde bereits von SCHMEHL, dem damaligen Direktor des Geodätischen Instituts, der Plan gefaßt, eine Neubestimmung der absoluten Schwere in Potsdam auszuführen. Der zweite Weltkrieg verhinderte die Verwirklichung dieses Vorhabens.

Nach Kriegsende setzte in zahlreichen Ländern eine starke Aktivität auf dem Gebiet der absoluten Schweremessungen ein. Besonders hervorzuheben sind dabei die Experimente von VOLET mit einem fallenden Maßstab, die den Ausgangspunkt für die so überaus erfolgreiche Entwicklung der Fallmethoden bildeten. Auf Initiative von REICHENEDER wurde auch im Geodätischen Institut Potsdam mit Arbeiten zur absoluten Schweremessung begonnen. Erste Gespräche hatten bereits mit PAVEL, dem damaligen Institutsdirektor, stattgefunden. Als nach dessen plötzlichem Tod REICHENEDER 1954 mit der Leitung des Geodätischen Instituts beauftragt wurde, nahm er die Arbeiten zur absoluten Schweremessung sofort in die Perspektivplanung auf. Die Wahl des Meßverfahrens fiel auf das Reversionspendel. Fallmethoden wurden von vornherein ausgeschlossen, da zum damaligen Zeitpunkt noch nicht genügend Erfahrungen über die technischen Anforderungen und die erreichbaren Ergebnisse vorlagen. Die Entwicklung eines Meßverfahrens nach der Methode des freien Falls sollte nach gegenseitiger Absprache dem DAMW in Berlin vorbehalten bleiben.

Das Nebeneinander von Reversionspendelmessungen in Potsdam und Fallexperimenten in Berlin entsprach den international erkennbaren Entwicklungstendenzen in der absoluten Schweremessung. In einer entsprechenden Empfehlung der Internationalen Gravimetrischen Kommission aus dem Jahre 1956 hieß es, daß zur Ausschaltung von systematischen Fehlern absolute Schweremessungen nach verschiedenen Methoden an möglichst vielen Stellen ausgeführt werden sollen [153]. Dabei war es zunächst erforderlich, die Fallmethoden so zu entwickeln, daß sie die Genauigkeit des Reversionspendelverfahrens erreichten. Inzwischen haben sich die Verhältnisse grundlegend geändert: Durch direkte interferometrische Längenmessungen und elektronische Kurzzeitmeßtechnik konnten bei Fallexperimenten Ergebnisse erzielt werden, die sowohl hinsichtlich der Streuung der Meßwerte als auch bezüglich des Einflusses von systematischen Fehlern den Reversionspendelmessungen eindeutig überlegen sind.

Das von REICHENEDER für die neuen Potsdamer Reversionspendelmessungen vorgeschlagene Meßverfahren wich in einigen wesentlichen Punkten von älteren Arbeiten ab. Erstmals sollte das von Relativmessungen her bekannte Zweipendelverfahren auch bei Absolutmessungen angewandt werden. Dadurch läßt sich das Mitschwingen des Pendelstativs verringern und der Einfluß von Bodenbewegungen eliminieren, so daß an die Aufstellungsbedingungen keine so hohen Anforderungen gestellt werden mußten und ähnlich den Geräten für relative Pendelmessungen eine transportable Ausführung der Reversionspendelapparatur vorgesehen werden konnte. Besonderer Wert wurde auf eine hohe Meßgeschwindigkeit gelegt. Durch eine schnelle Aufeinanderfolge von Schwingzeit- und Längenmessungen sollten die Temperatureinflüsse auf ein Minimum reduziert werden. Das Pendelgerät wurde deshalb so eingerichtet, daß es zum Zwecke der Reversion mit den darin befindlichen Pendeln um eine horizontale Achse gedreht werden konnte. Das für die Messungen erforderliche Vakuum blieb bei Schwingzeit- und Längenmessungen und der Reversion erhalten, so daß keine Zeitverluste durch wiederholtes Belüften und Evakuieren und die damit verbundenen Temperaturstörungen auftraten. Zur Elimination von Schneide-Lager-Effekten sollten die Messungen nach dem BESSELSchen Differenzverfahren mit drei Pendelpaaren unterschiedlicher Länge (25, 50 und 75 cm) ausgeführt werden, ähnlich dem Vorgehen von AGALECKIJ und EGOROV, die bei den Reversionspendelmessungen in Leningrad drei Einzelpendel verschiedener Länge benutzten. Die zur Reversion des Pendelgerätes vorgesehene konstruktive Lösung schloß eine Verwendung der drei unterschiedlich langen Pendelpaare in einem Gerät aus; es wurden daher drei Geräte geplant.

Statt des bisher bei Pendelmessungen verwendeten Koinzidenzverfahrens wurde eine Konzeption zur Messung der Schwingungsdauer mit elektronischen Zählern unter Verwendung der Normalfrequenz der Quarzuhren des Instituts ausgearbeitet [131]. Sie gestattete eine automatische Intervallmessung und eine schnelle Phasenmessung.

Um auch eine höhere Längenmeßgenauigkeit als bisher zu erreichen, wurde von Anfang an eine interferometrische Längenmessung geplant. Sie sollte nach dem Doppelspaltverfahren durchgeführt werden, wie es VÄISÄLÄ bei der interferometrischen Streckenmessung angewandt hatte. Die Meßanordnung wurde hier aber so gestaltet, daß ein Vergleich zweier annähernd gleicher Längen möglich war und die Vergleichsstrahlen stets den gleichen Abstand voneinander hatten. Als Längennormale sollten zwei neben den Pendeln angeordnete Quarzetalons dienen. Da die Messung des Schneidenabstandes jedoch nur durch die Ermittlung dreier Hilfslängen möglich ist, war eine rasche Messung von insgesamt 6 Längen erforderlich, um das Prinzip der schnellen Aufeinanderfolge von Längen- und Zeitmessungen zu erfüllen. Es zeigte sich jedoch, daß die hierzu erforderliche Genauigkeit der optischen und mechanischen Teile nicht zu erreichen war. Deshalb mußte die Anordnung wesentlich vereinfacht und eine längere Meßzeit in Kauf genommen werden. Später wurde die Längenmessung noch dadurch vereinfacht, daß nur eine Länge je Pendel im Gerät selbst gemessen wurde, nämlich der Abstand der Schneidenrückflächen, während die Schneidenhöhen selbst außerhalb des Gerätes interferometrisch bestimmt wurden. Um die Temperatur genau genug erfassen zu können, wurde ein sogenanntes Thermometerpendel entwickelt und erprobt.

Die Herstellung wichtiger Teile, wie Pendel, Längenmeßeinrichtung und Pendelgefäß, übernahm der VEB Carl Zeiss Jena, während die übrigen feinmechanischen Arbeiten in der Institutswerkstatt durchgeführt wurden. Anfang des Jahres 1963 waren die Arbeiten soweit gediehen, daß mit den ersten Versuchsmessungen begonnen werden konnte. Auf Grund der gewonnenen Erfahrungen wurde das Gerät ständig verbessert und die Meßgenauigkeit gesteigert.

Wegen der technischen Schwierigkeiten, die mit der Längen- und Zeitmessung in einem Gerät verbunden waren, wurde noch vor der Fertigstellung des 25-cm-Pendelgerätes der Plan aufgegeben, zwei weitere Geräte dieser Art herzustellen. Bei der Entwicklung eines weiteren Gerätes wurde daher das Prinzip der Längen- und Zeitmessung im selben Gerät fallengelassen. Von diesem Entschluß ausgehend, erschien es nunmehr sinnvoll, den Einfluß der Temperatur auf die Messung und die nachteilige Wirkung einer hohen Schneidenbelastung durch die Wahl eines geeigneten Pendelmateri als zu verringern, wofür wegen seines geringen Ausdehnungskoeffizienten und seines relativ geringen spezifischen Gewichtes nur Quarzglas in Frage kam. Um auch die Längenmeßgenauigkeit zu erhöhen und eine sichere Elimination des Schneidenkrümmungsradius zu gewährleisten, sollten die Pendel mit Schwingflächen versehen werden, mit denen sie auf nunmehr feststehenden Schneiden schwingen konnten.

Der Pendelapparat selbst sollte sich für die Aufnahme von drei Pendelpaaren verschiedener Länge eignen und der größeren Stabilität wegen nicht mehr revertierbar sein. Zugleich sollten die vakuumtechnischen Eigenschaften dieser neuen Anlage besser sein. Die Schwingungsdauermessung sollte jedoch mit einigen Verbesserungen nach dem bisherigen Prinzip durchgeführt werden.

Für die Längenmessung der Quarzpendel wurde nicht mehr das Doppelspaltverfahren benutzt, sondern es wurde ein Vakuuminterferometer mit einem Strahlengang nach DOWELL entwickelt, das der Pendellängenmessung angepaßt war. Die Messung der Pendellänge sollte wieder durch Vergleich mit Quarzetalons bekannter Längen durchgeführt werden. Da es nicht möglich war, Quarzetalons von 37,5 cm und 75 cm aus einem Stück anzufertigen, wurden solche Etalons durch Zusammensprengen aus kürzeren Teilen hergestellt. Das gleiche Verfahren mußte auch bei den Pendeln Anwendung finden, jedoch wurde hier wegen des teilweise geringen Profilquerschnittes eine Kombination von Ansprengen und Kitten erprobt, die sich sehr gut bewährte.

Der VEB Carl Zeiss Jena übernahm 1964 die Herstellung der Quarzpendelteile sowie die Anfertigung der Vakuumbehälter für den Pendelapparat und für das Interferometer. Bei der Entwicklung und Herstellung der Geräte war man bestrebt, möglichst handelsübliche Bauelemente zu verwenden. Die Interferometerspiegel wurden von den Akademiewerkstätten in Berlin-Adlershof und die Quarzetalons von der Fa. Möbius, Feinoptik, in Potsdam-Babelsberg hergestellt.

Für die Aufstellung der Geräte wurden zwei Meßräume im NO-Keller des ehemaligen Geodätischen Instituts hergerichtet: ein Meßraum für das Interferometer und ein anderer für das Pendelgerät. Ein leistungsfähiges Vakuumaggregat

sorgte dafür, daß der gewünschte Enddruck in den Geräten rasch erreicht werden konnte. Der ganze Aufbau des Pendelapparates war so stabil, daß ein Mitschwingen nicht merklich in Erscheinung trat und zu vernachlässigen war. Aus demselben Grunde konnten die Messungen auch bei ständig laufenden Vakuumpumpen durchgeführt werden.

Ende 1968 war die Fertigstellung der Anlage soweit gediehen, daß mit den ersten Versuchsmessungen begonnen werden konnte. Bei diesen Untersuchungen wurde festgestellt, daß die Art der Schneidenbefestigung für den Erfolg der Messungen entscheidend war. Eine Kittverbindung zwischen Schneide und Unterlage erwies sich als ungeeignet. Eine Luftlagerung der Schneidengrundkörper, die ein einwandfreies und gleichmäßiges Aufsetzen der Pendelschneide gewährleistete, konnte aus diesem Grunde keine weitere Verwendung finden und mußte durch eine einfachere Art des Absenkens der Pendel ersetzt werden. Ein merklicher Einfluß elektrostatischer Aufladungen der Quarzpendel konnte durch Bedampfen mit Aluminium beseitigt werden. Anfang 1969 war die Anlage so verbessert, daß mit den entscheidenden Messungen begonnen werden konnte.

Große Aufmerksamkeit wurde bei beiden Geräten den Vorgängen im Schneidelager-System gewidmet. Die Größe der Schneidenradien wurde nicht an der freien Schneide, sondern unter den im Pendelgerät herrschenden Belastungsbedingungen effektiv extern bestimmt. Während bei den Quarzpendeln das ebene Lager ein nicht austauschbares Teil des Pendels selbst war, wurden beim 25-cm-Pendelgerät verschiedene Lagermaterialien und -formen erprobt. Dabei wurden insbesondere die Einflüsse der Werkstoffpaarung, der Härte und der geometrischen Form der Lagerelemente auf das Funktionsverhalten der Lagerung untersucht. Die Auswirkung eines möglichen Mikro-Gleiteffektes in der Lagerung auf das Meßergebnis konnte durch die neuesten Erkenntnisse der Reibungs- und Verschleißforschung und durch Experimente abgegrenzt werden.

Die Messungen mit dem 25-cm-Pendelgerät und der Quarzpendelanlage wurden bis Ende 1969 abgeschlossen. Über das Meßverfahren und die Ergebnisse soll im folgenden berichtet werden. Kurze Darstellungen finden sich in [50, 101, 102, 133].

2. Theorie des Reversionspendelverfahrens

2.1. Grundprinzip der Reversionspendelmessungen

Die grundlegende Differentialgleichung für den Bewegungsablauf eines physikalischen Pendels lautet

$$(1) \frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{m g H}{I} \sin \varphi = 0.$$

φ ist die Elongation, m die Gesamtmasse, H der Abstand der Drehungsachse vom Schwerpunkt, I das Trägheitsmoment um die Drehungsachse und g die wirksame Fallbeschleunigung. Führt man die sogenannte reduzierte Pendellänge $L_R = I/mH$ ein, so ergibt sich für unendlich kleine Ausschläge aus (1) die Halbschwingungsdauer T zu

$$(2) T = \pi \sqrt{\frac{L_R}{g}}.$$

Das physikalische Pendel ist demnach einem mathematischen der Länge L_R gleichwertig, bei dem man sich die Gesamtmasse im Schwingungsmittelpunkt konzentriert denken muß. Für die Bestimmung des absoluten Wertes von g wäre ein solches Pendel ungeeignet, da das Schwingungszentrum ein fiktiver Punkt ist, dessen Auffinden mit Hilfe von I , m und H mit großen Fehlern behaftet sein würde.

Führt man in den Ausdruck für T unter Benutzung des STEINERschen Satzes das auf den Schwerpunkt bezogene Trägheitsmoment I_0 ein, so erhält man folgende Bestimmungsgleichung für die Schwerpunktabstände:

$$(3) H^2 - \frac{T^2}{\pi^2} g H + \frac{I_0}{m} = 0.$$

Für konstanten Trägheitsradius $k = \sqrt{I_0/m}$ - er gibt den gedachten Abstand der Gesamtmasse m vom Schwerpunkt an, bei dem das Produkt $m k^2$ gerade I_0 liefern würde - sind also im allgemeinen zwei parallele Drehungsachsen möglich, für die die Schwingungsdauern gleich sind. Der Abstand dieser Drehungsachsen vom Schwerpunkt beträgt

$$(4) H_{1,2} = \frac{T^2}{2\pi^2} g \pm \sqrt{g^2 \frac{T^4}{4\pi^4} - \frac{I_0}{m}} = \frac{L_R}{2} \pm \sqrt{\frac{L_R^2}{4} - k^2}.$$

Für $k = \frac{L_r}{2}$ wird die kleinstmögliche reduzierte Pendellänge erreicht. In diesem Falle gibt es nur eine Drehungsachse, die zu der Halbschwingungsdauer $T = \pi \sqrt{\frac{2k}{g}}$ gehört.

Die entsprechende Beziehung für das mathematische Pendel geht aus (4) durch die Grenzwertbildung

$$\lim_{k \rightarrow 0} H_{1,2} = L_r$$

hervor. Betrachtet man noch die spiegelbildlich zum Schwerpunkt gelegenen Drehungsachsen (soweit sie noch im Pendelkörper liegen), so gibt es also insgesamt vier, im besonderen zwei, um die ein Schwingungsvorgang mit gleicher Periode erfolgt. Von diesen vier parallelen Achsen können für die Absolutmessung von g nur die beiden asymmetrisch beiderseits des Schwerpunktes liegenden ausgenutzt werden. Damit gelingt es nun, den Schwingungsmittelpunkt wesentlich genauer zu finden, als es aus den Parametern H , m und I möglich ist. Aus (4) folgt, daß der gegenseitige Abstand zweier solcher Achsen $H_1 + H_2$ gerade der der Schwingungsdauer um diese Achsen zugeordneten reduzierten Pendellänge entspricht. Die Drehungsachsen liegen in diesem Falle in den Schwingungszentren der entgegengesetzten Lage. Ein Pendel mit diesen Eigenschaften heißt Reversionspendel.

Die Ausdrücke der Form (2) kann man für zwei den Schwerpunkt einschließende beliebige Lagen 1 und 2 der Drehungsachsen nach g auflösen und erhält unter Benutzung des STEINERSchen Satzes die für die Absolutmessung grundlegende Beziehung

$$(5) \quad g = \pi^2 L \frac{H_1 - H_2}{T_1^2 H_1 - T_2^2 H_2} + \pi^2 \frac{k_1^2 - k_2^2}{T_1^2 H_1 - T_2^2 H_2}$$

mit $L = H_1 + H_2$, die für $T_1 = T_2 = T$, $L = L_r$ und $k_1 = k_2$ wiederum die Besonderheiten des idealen Reversionspendels aufzeigt. Aus (5) erkennt man auch, daß schwerpunktssymmetrische Achsen für Absolutmessungen nicht benutzt werden können, weil dann der Ausdruck (5) unbestimmt wird. Die einseitig zum Schwerpunkt gelegenen Achsen bilden gewöhnliche physikalische Pendel, bei denen der Abstand der Drehungsachsen die Differenz und nicht die erforderliche Summe der Schwerpunktabstände liefert.

Die Reversionspendel sind also nicht schwerpunktssymmetrisch aufgebaut. Das Verhältnis der beiden Schwerpunktabstände $H_2 : H_1$ wird zu $1/2$ gewählt. Der Abstand H_1 bezieht sich auf das leichte und H_2 auf das schwere Ende. In der Meßpraxis spricht man dann von den Lagen "(schweres) Gewicht unten" (Gu) und "(schweres) Gewicht oben" (Go). Diese Begriffe sind historisch bedingt und leiten sich von einem Pendel BESSELScher Form mit gleichgroßen, aber unterschiedlich schweren Massestücken an beiden Enden ab. Damit sollte dem Pendel bezüg-

lich der beiden Drehungsachsen eine symmetrische Gestalt gegeben werden, um den Einfluß des umgebenden Mediums zu eliminieren.

Die in (5) eingehenden Größen L , T_1 und T_2 können mit hoher Genauigkeit interferometrisch und elektronisch ermittelt werden. Bei der technischen Realisierung des Reversionspendels wird keine vollkommene Gleichheit von T_1 und T_2 erreicht werden können. Die in (5) zusätzlich auftretenden Schwerpunktsgrößen brauchen jedoch mit weit geringerer Genauigkeit bestimmt zu werden als L und $T_{1,2}$, da sie mit der Differenz $T_2 - T_1$ in die Absolutmessung eingehen und diese, als Abstimmgenauigkeit bezeichnet, bei modernen Reversionspendeln ca. 10^{-6} s beträgt. Der rechte Term in (5) kann stets durch geeignete Justierung klein gehalten bzw. als Korrektion ausreichend erfaßt werden.

Für $k_1 = k_2$ geht die Beziehung (5) in die bekannte BESSELSche Formel

$$(6) \quad g = \pi^2 L \frac{H_1 - H_2}{T_1^2 H_1 - T_2^2 H_2}$$

über. Die Größe

$$(7) \quad T_{\text{red}} = \sqrt{\frac{T_1^2 H_1 - T_2^2 H_2}{H_1 - H_2}}$$

wird als reduzierte Schwingungsdauer bezeichnet. Sie gilt für ein mathematisches Pendel der Länge L , das bei der Berechnung von g zugrunde gelegt wird.

Bei der Berechnung der reduzierten Schwingungsdauer T_{red} ist es in vielen Fällen zweckmäßig, eine lineare Näherung zu benutzen. Aus (7) folgt durch identische Umformung

$$T_{\text{red}}^2 = \left[\frac{H_1 T_1 - H_2 T_2}{H_1 - H_2} \right]^2 - \frac{H_1 H_2}{(H_1 - H_2)^2} (T_1 - T_2)^2$$

und daraus unter Vernachlässigung des zweiten Gliedes auf der rechten Seite, das wegen des Faktors $(T_1 - T_2)^2$ als kleine Größe zweiter Ordnung zu betrachten ist,

$$(8) \quad T_{\text{red}} = \frac{H_1 T_1 - H_2 T_2}{H_1 - H_2}.$$

Für den Einfluß des vernachlässigten Gliedes findet man

$$\frac{\Delta T_{\text{red}}}{T_{\text{red}}} = - \frac{1}{2} \frac{H_1 H_2}{(H_1 - H_2)^2} \frac{(T_1 - T_2)^2}{T_{\text{red}}^2} .$$

Als charakteristisches Beispiel ergibt sich mit $H_2/H_1 = 0,5$, $T_{\text{red}} = 0,5$ s und $T_1 - T_2 = 10^{-5}$ s

$$\frac{\Delta T_{\text{red}}}{T_{\text{red}}} = - 4 \cdot 10^{-10} .$$

Gleichung (8) ist also in allen praktisch vorkommenden Fällen völlig ausreichend. Fehler treten erst in Erscheinung, wenn Meßunsicherheiten in der Größenordnung von $1 \mu\text{Gal}$ oder darunter angestrebt werden.

Die Drehungsachsen werden durch geeignete Kombinationen von Schneiden und ebenen Lagerflächen technisch realisiert. Bei Pendeln mit festen Schneiden ruhen diese auf stativfesten Lagern, und die Größe L muß als Abstand zweier gegenüberstehender Schneidenkanten ermittelt werden. Als günstiger für die Längenmessung erweisen sich am Pendel befindliche ebene Schwingflächen. Da in diesem Falle nur eine mit dem Stativ fest verbundene Schneide erforderlich ist, werden gleichzeitig geometrische Einflüsse derselben über die Beziehung (5) eliminiert.

Das Grundproblem absoluter Schweremessungen besteht darin, daß die realen Bedingungen des Experimentes die Notwendigkeit erzeugen, an den in (5) eingehenden Größen L und T_{red} Korrekturen anzubringen, damit die gemessenen Werte dieser Größen mit den in (5) tatsächlich eingehenden übereinstimmen. Das bedingt eine Berücksichtigung aller Faktoren, die außer der Schwerkraft auf die Schwingungsperiode Einfluß nehmen. Grundsätzlich gehen wegen

$$(9) \quad \frac{dg}{g} = \frac{dL}{L} + 2 \frac{dT_{\text{red}}}{T_{\text{red}}}$$

Zeitmeßfehler gegenüber Längenmeßfehlern mit doppeltem Gewicht in die Abolutmessung ein. Für ein 50-cm-Pendel beispielsweise müssen bei einer geforderten Genauigkeit $dg/g = 2 \cdot 10^{-7}$ die Länge auf $0,05 \mu\text{m}$ und die Halbschwingungsdauer auf $3,5 \cdot 10^{-8}$ s genau gemessen werden.

2.2. Allgemeine Gesichtspunkte für die Gestaltung der Reversionspendel

Bei der Entwicklung der Reversionspendel zur g -Bestimmung waren sehr verschiedene Gesichtspunkte zu beachten. Manche Forderungen standen im Widerspruch zueinander, so daß oft nur eine Kompromißlösung möglich war. Die wichtigsten Gesichtspunkte waren

1. die Anzahl der erforderlichen Pendel,
2. die Wahl der reduzierten Pendellängen,
3. die Form der Pendel,
4. das Material und Gewicht der Pendel,
5. die erforderliche Genauigkeit bei der Pendelherstellung,
6. die technische Herstellung der Pendel.

Während die ersten drei Punkte im wesentlichen durch das Meßprinzip bestimmt wurden, resultierten die übrigen aus den Überlegungen zu den ersteren, da es hier um die technische Realisierung der theoretischen Forderungen geht. Wie weit man jedoch in der Lage ist, die theoretischen Forderungen zu erfüllen, wird hauptsächlich wieder durch die technischen Möglichkeiten bestimmt. Hier liegen die größten Schwierigkeiten bei der Realisierung einer g -Bestimmung mit Reversionspendeln, da die geforderten Genauigkeiten an der Grenze des technisch Möglichen liegen. Es ist also schon bei der Aufstellung der theoretischen Forderungen auf die Belange der Praxis Rücksicht zu nehmen.

Das Abrollen eines Pendels auf einer Schneide vom Krümmungsradius r verursacht eine Abweichung von der ungestörten Schwingungsdauer, die von der Größenordnung r/H ist, wobei H der Abstand des Schwerpunktes von der Drehachse ist. Da man r nicht beliebig klein machen kann, erscheint es günstig, H möglichst groß zu wählen. Das kann aber nur bis zu einem gewissen Grade geschehen, weil dies eine Rückwirkung auf r hat: Ein großes H führt nämlich zu einem großen Pendelgewicht, wodurch die Schneide wieder einer stärkeren Belastung ausgesetzt ist. Großes H bedeutet andererseits aber einen geringen Einfluß der Unparallelität und der Versetzung der Drehachsen und somit eine Minderung der Anforderungen an die Genauigkeit der Lage der Drehachsen im Pendel.

Bei zwei pendelfesten Schneiden werden die Fehlergrößen 1. Ordnung in der Schwingungsdauer durch die Reversion selbst nicht eliminiert. Hierzu ist eine vollständige Messung mit vertauschten Schneiden erforderlich. Bei Verwendung von Pendeln mit Schwingflächen werden die Größen 1. Ordnung schon durch die Reversion der Pendel eliminiert. Größen höherer Ordnung verschwinden in beiden Fällen zum großen Teil, wenn man die Meßwerte von Reversionspendeln mit verschiedenen Pendellängen, aber gleichen Massen, miteinander kombiniert. Schließlich lassen sich auf diese Weise auch die Fehler infolge der elastischen Mitbewegung von Schneide und Lager beseitigen. Aus diesem Grunde wurde die Verwendung von Pendelpaaren mit verschiedenen reduzierten Pendellängen, aber gleichen Massen, vorgesehen. Ein nachteiliger Einfluß, der von einer großen Pendellänge herrührt, ist die zu erwartende geringere Biegesteifig-

keit, die bei den Pendeln möglichst groß sein sollte.

Unter Beachtung aller Gesichtspunkte schienen Pendellängen zwischen 25 cm und 100 cm geeignet zu sein. Wichtig ist, daß die einzelnen reduzierten Pendellängen hinreichend weit auseinanderliegen, da bei der Anwendung des Differenzverfahrens die wirksame Pendellänge gleich der Längendifferenz zweier Pendel ist. Diese wäre bei geringen Längenunterschieden der Pendel sehr klein und würde somit die Nachteile von kurzen Pendeln in die Messung bringen. Für die zunächst geplanten Messingpendel wurden die Pendellängen 25 cm, 46 cm und 73 cm gewählt, wobei aus technischen Gründen nur die erste Länge realisiert werden konnte. Für die später entwickelten Quarzpendel wurden die Pendellängen 37,5 cm, 50 cm und 75 cm gewählt. Sie stehen im Verhältnis 3 : 4 : 6 und haben als größten gemeinsamen Teiler die Zahl 12,5. Diese Wahl erfolgte aus Gründen, die für die Herstellung von Vergleichsnormalen von Bedeutung waren. Diese sollten nämlich aus Grundkörpern von 12,5 cm Länge aufgebaut werden. Bei allen Pendelpaaren wurden für die Schwerpunktsabstände H_1 und H_2 in bezug auf die Pendellängen L die Verhältnisse

$$v_1 = \frac{H_2}{L} = \frac{1}{3}, \quad v_2 = \frac{H_1}{L} = \frac{2}{3}$$

festgelegt.

Nachdem über die Schwerpunktsabstände verfügt ist, gilt es, eine Entscheidung über die äußere Gestalt der Pendel zu fällen. Dafür war in erster Linie die erforderliche Biegesteifigkeit der Pendel entscheidend. Bekanntlich kann der Einfluß der elastischen Durchbiegung auf die Schwingungsdauer der Pendel beträchtliche Werte annehmen, wenn man eine ungünstige Querschnittsform dafür wählt. Bei sonst gleichem Querschnitt wird die Durchbiegung um so größer sein, je länger das Pendel ist. Die Durchbiegung ist gering, wenn man dem Querschnitt die Form eines Doppel-T gibt, wie es bei den Quarzpendeln der Fall ist. Die Querschnittsfläche darf nicht zu groß sein, damit das Pendelgewicht entsprechend klein bleibt. Die Profilstärke muß zu den übrigen Profilabmessungen in einem solchen Verhältnis stehen, daß sich bei der technischen Fertigung der Pendel keine zu großen Schwierigkeiten ergeben. Da die Pendel eine möglichst geringe Masse haben sollten, mußte man versuchen, das Verhältnis der Querschnittsfläche zur Profilgröße unter Beachtung der technischen Möglichkeiten möglichst günstig zu gestalten. Die entsprechenden Verhältnisse bei den Pendeln geringerer Länge werden im wesentlichen durch die Forderung bestimmt, daß alle Pendel die gleiche Masse haben müssen.

Eine Berechnung der Reversionspendel unter Berücksichtigung eines vorgegebenen Einflusses der Durchbiegung auf die Schwingungsdauer ist praktisch kaum möglich, aber auch gar nicht erforderlich. Deshalb wurde für vorgegebene vereinfachte Modelle die Größenordnung des Einflusses der Biegung auf die Schwingungsdauer berechnet, und die Profilabmessungen wurden entsprechend

gewählt. Selbstverständlich ist nach der genauen Berechnung der Pendel nochmals eine exakte Berechnung des Biegeeinflusses erforderlich.

Wegen des Abrolleffektes der Größenordnung r/H beim Pendel ist man bestrebt, die Schneide möglichst scharf zu machen. Dies führt zu einem großen Druck in der Berührungsfläche zwischen Schneide und Lager. Diesen kann man bei gegebenen Abmessungen nur dadurch kleiner machen, daß man für die Pendel ein Material mit geringem spezifischem Gewicht wählt.

Das Temperaturproblem ist neben dem der Dichte der zweite Gesichtspunkt bei der Materialauswahl. Bei Metallpendeln ist eine Kenntnis der Pendeltemperatur bis auf wenige hundertstel Grad genau erforderlich. Dies ist aber bereits eine schwer zu realisierende Forderung. Deshalb ist die Wahl eines Materials mit geringem Ausdehnungskoeffizienten von ebenso großer Bedeutung wie die der Dichte. Ein Material, das beide Eigenschaften recht gut in sich vereinigt, ist Quarzglas. Es überragt viele andere Stoffe im Hinblick auf den geringen Ausdehnungskoeffizienten von etwa $\alpha = 0,4 \cdot 10^{-6}$ bei weitem. Ebenso wie bei normalem Glas kann man auch bei Quarzglas sehr gute optische Flächen herstellen. Die Ausarbeitung von Formteilen aus Quarzglas bietet ebenfalls keine unüberwindlichen Schwierigkeiten.

Weiter gilt es, die Frage zu erwägen, ob die Schneiden, auf denen die Pendel schwingen, im Pendel selbst befestigt werden sollen oder ob eine feststehende Schneide gewählt werden soll, auf der das Pendel mit einer ebenen Schwingfläche abrollt. Befindet sich die Schneide im Pendel, so entgeht man der Mühe, das Pendel vor jedem neuen Aufsetzen ausrichten zu müssen, was mit ziemlicher Sorgfalt zu geschehen hat. Jedoch sind auch die Nachteile einer solchen Anordnung offensichtlich: Die Tatsache, daß stets zwei verschiedene Schneiden verwendet werden müssen, führt dazu, daß zur Elimination der Fehlereinflüsse wegen des Abrollens der Schneiden eine Messung mit vertauschten Schneiden notwendig ist. Auch eine genaue Längenmessung führt bei einer solchen Anordnung zu größeren Schwierigkeiten.

Bei der Entwicklung des 25-cm-Pendelgerätes war jedoch beabsichtigt, die Längen- und die Schwingungsdauermessung in dem gleichen Gerät durchzuführen. Die Pendel wurden mit auswechselbaren Schneiden versehen, weil eine Verwendung von Schwingflächen eine Justierung der Pendel im geschlossenen Gerät erforderlich gemacht hätte. Da jedoch verschiedene Schneidenmaterialien erprobt werden sollten, wurde beabsichtigt, die Schneiden auf Grundkörpern zu befestigen, die in definierter Weise in den Pendeln angebracht werden konnten. Die hiermit zusammenhängenden Fragen führten auch dazu, daß als Pendelmaterial Messing gewählt wurde, da eine Herstellung dieser Pendel aus Quarzglas zu schwierig erschien.

Als man sich später dafür entschied, zwecks Erhöhung der Längenmeßgenauigkeit die Längen- und Zeitmessungen in getrennten Geräten durchzuführen und aus diesem Grunde auch für die Pendel Schwingflächen vorzusehen, war es möglich, den Pendeln eine solche Form zu geben, die eine Herstellung aus optischem Quarzglas zuließ.

Von den Pendeln wurden drei Eigenschaften verlangt:

1. Die Pendel sollten Reversionspendel sein, d.h., die Schwingungsdauern in beiden Lagen mußten möglichst gleich sein, entsprechend der Bedingung

$$(10) \quad I_0 = I - m H^2.$$

2. Sämtliche Pendel sollten gleiche Masse haben:

$$(11) \quad m_1 = m_2 = m_3.$$

3. Die Abstände der Schwerpunkte von den Drehachsen sollten im Verhältnis $H_1 : H_2 = 2 : 1$ zueinander stehen, entsprechend den Verhältnissen zur reduzierten Pendellänge $H/L = 2/3$ bzw. $1/3$.

Der Punkt 2 bietet die Freiheit, daß über die Massen der Pendel nichts weiter festgesetzt ist als ihre Gleichheit. Aus Gründen einer möglichst geringen Schneidenbelastung ist es jedoch erstrebenswert, die Masse möglichst klein zu halten. Bis zu welchem Grade dies möglich ist, wird durch das längste Pendel bestimmt. Damit die drei Forderungen erfüllt werden können, müssen gewisse Abmessungen der Pendel frei wählbar sein. Um für die Pendel technisch realisierbare Abmessungen zu erhalten, wurden vier Abmessungen als Unbekannte eingeführt, und zwar bei den Quarzpendeln die Dicke und Lage der Pendelabschlußplatte am schweren Ende, die Lage der Abschlußplatte am leichten Ende und die Profilstärke. Das den obigen Bedingungen entsprechende System der drei algebraischen Gleichungen wurde dann jeweils unter Variation der Profilstärke nach üblichen Näherungsverfahren gelöst und ein Lösungssystem ausgewählt, das annehmbare Abmessungen lieferte. Ganz analog wurde auch bei den Messingpendeln verfahren.

2.3. Abstimmen der Reversionspendel

Um sowohl die in Gegenphase schwingenden Pendel innerhalb einer bestimmten Gewichtslage als auch die Gewichtslagen untereinander mit einer Genauigkeit von etwa 10^{-6} s auf die gleiche Schwingungsdauer zu bringen, sind an den Pendeln Abstimmerschrauben angebracht. Diese befinden sich in der Nähe der Drehungsachsen und gestatten, bedingt durch ihre relativ geringe Masse, durch Bewegung zur Drehungsachse hin bzw. von ihr fort eine Veränderung der Schwingungsdauer um kleine Beträge. Zur Vergrößerung des Abstimmereiches und aus Gründen der besseren Zugänglichkeit sind an beiden Enden Abstimmerschrauben vorhanden.

2.3.1. Berechnung der Abstimmerschrauben

Die an beiden Enden angeordneten Zusatzmassen m_1 und m_2 der Abstimmerschrauben verursachen eine Veränderung des Trägheitsmomentes um den Betrag $\Delta I_{1,2}$ und eine Verlagerung des Schwerpunktes um $\Delta H = \Delta H_2 = -\Delta H_1$. Mit ausreichender Näherung gilt¹⁾:

$$(12) \quad \begin{cases} \Delta I_1 = m_1 (L + a_1)^2 + m_2 a_2^2, \\ \Delta I_2 = m_2 (L + a_2)^2 + m_1 a_1^2 \end{cases}$$

mit m_1 Masse am schweren Ende,
 m_2 Masse am leichten Ende,
 a_1 Abstand der Schraubenmitte (m_1) von der Drehungsachse am schweren Ende,
 a_2 Abstand der Schraubenmitte (m_2) von der Drehungsachse am leichten Ende,
 ΔI_1 Zusatzträgheitsmoment bei Bewegung in der Lage Gu,
 ΔI_2 Zusatzträgheitsmoment bei Bewegung in der Lage Go.

1) Eine ausführliche Rechnung mit ausgedehnten Abstimmerschrauben ist in [105] und [111] zu finden.

Für den großen Schwerpunktsabstand H_1 und den kleinen H_2 folgt

$$(13) \begin{cases} H_1 + \Delta H_1 = \frac{m H_1 + m_1 (L + a_1) - m_2 a_2}{m + m_1 + m_2}, \\ H_2 + \Delta H_2 = \frac{m H_2 + m_2 (L + a_2) - m_1 a_1}{m + m_1 + m_2}. \end{cases}$$

m ist die Gesamtmasse des Pendels ohne Abstimmsschrauben.

Setzt man (12) als Zusatzmomente und (13) bzw. $m + m_1 + m_2$ statt H_1 bzw. H_2 und m in (2) mit

$$I_{r\ 1,2} = \frac{I_{1,2}}{m H_{1,2}}$$

ein, so folgt für die abgeänderte Halbschwingungsdauer beispielsweise in der Lage G_u

$$(14) \quad T_1 = T_{10} \sqrt{\frac{1 + \frac{m_1 (L + a_1)^2 + m_2 a_2^2}{I_1}}{1 + \frac{m_1 (L + a_1) - m_2 a_2}{m H_1}}}$$

T_{10} ist der Wert ohne Abstimmsschrauben. Entsprechendes folgt für T_2 . Da sich die abgestimmten Werte T_1, T_2 von den Ausgangswerten T_{10}, T_{20} nur um einige 10^{-4} s unterscheiden werden, kann eine Entwicklung nach kleinen Größen durchgeführt werden. Als Näherung erster Ordnung resultieren für die Schwingungsdaueränderungen $\Delta T_1 = T_1 - T_{10}$ und $\Delta T_2 = T_2 - T_{20}$ Ausdrücke der Form

$$(15) \begin{cases} \Delta T_1 = \frac{1}{2} T_{10} \left[\frac{m_1 (L + a_1)^2 + m_2 a_2^2}{I_1} - \frac{m_1 (L + a_1) - m_2 a_2}{m H_1} \right], \\ \Delta T_2 = \frac{1}{2} T_{20} \left[\frac{m_1 a_1^2 + m_2 (L + a_2)^2}{I_2} - \frac{m_2 (L + a_2) - m_1 a_1}{m H_2} \right]. \end{cases}$$

Der Quotient $\Delta T_1/\Delta T_2$ nimmt für $H_1/H_2 = I_1/I_2 = 2$, $L_{r1} = L_{r2} = L$ und $T_{10} = T_{20}$ den Wert $1/2$ an.

Die Schwingungsdaueränderung in der Lage G_0 ist also doppelt so groß wie in der Lage G_u . Das muß bereits bei der Fertigung der Pendel berücksichtigt werden, um mit Hilfe der Abstimmgeraden die Schwingungsdauern in beiden Lagen in Übereinstimmung bringen zu können. Der Betrag von ΔT_1 bzw. ΔT_2 ergibt sich aus der angestrebten Vorabstimmung von einigen 10^{-6} bis 10^{-5} s unter Berücksichtigung des noch vorhandenen zweiten Pendels. Die restliche Feinabstimmung erfolgt dann durch die Schraubenbewegung der Zusatzmassen.

2.3.2. Berechnung der Abstimmgeraden

Führt man für den Abstand der Schraubenmitten von der zugeordneten Drehungsachse den Ausdruck $a_{1,2} = a_{1,2}^* \pm da_{1,2}$ ein, so erhält man aus (15) für die Abstimmempfindlichkeiten in erster Näherung

$$(16) \quad \begin{cases} \frac{dT_1}{da_1} = \pm T_{10} m_1 \left[\frac{L + a_1^*}{I_1} - \frac{1}{2 m H_1} \right], \\ \frac{dT_2}{da_1} = \pm T_{20} m_1 \left[\frac{a_1^*}{I_2} - \frac{1}{2 m H_2} \right] \end{cases}$$

bei Betätigung der Abstimmerschrauben am schweren Ende und

$$(17) \quad \begin{cases} \frac{dT_1}{da_2} = \pm T_{10} m_2 \left[\frac{a_2^*}{I_1} - \frac{1}{2 m H_1} \right], \\ \frac{dT_2}{da_2} = \pm T_{20} m_2 \left[\frac{L + a_2^*}{I_2} - \frac{1}{2 m H_2} \right] \end{cases}$$

bei Betätigung am leichten Ende. Die Größen T_{10} und T_{20} beziehen sich hier auf die Ausgangsstellung $a_{1,2} = a_{1,2}^*$.

Diese Näherungen sind für den praktischen Gebrauch völlig ausreichend. Positives Vorzeichen bedeutet ein Herausdrehen, negatives ein Hineindrehen der Abstimmerschrauben. Auch hier ergibt sich wieder für die Verhältnisse

$$\frac{dT_1}{da_1} : \frac{dT_2}{da_1} = \frac{dT_1}{da_2} : \frac{dT_2}{da_2}$$

der Wert $1/2$. Für $a_1 = a_2$ und $m_1 = m_2$ folgt außerdem

$$\frac{dT_1}{da_1} = \frac{dT_1}{da_2} \quad \text{und} \quad \frac{dT_2}{da_1} = \frac{dT_2}{da_2} .$$

Es ist in diesem Falle auch quantitativ vollkommen gleichgültig, ob am leichten oder schweren Ende abgestimmt wird; die Empfindlichkeiten sind gleich groß.

Die Gleichungen (16) und (17) bestimmen den Anstieg der sogenannten Abstimmgeraden. Sie geben graphisch den Verlauf der Schwingungsdauern in Abhängigkeit von der Stellung der Abstimmerschrauben wieder. Die Schwierigkeit bei der Benutzung von zwei Reversionspendeln besteht darin, daß außer der Übereinstimmung der beiden Gewichtslagen zum Zwecke der Einhaltung der Gegenphasigkeit noch die Übereinstimmung der Schwingungsdauern beider Pendel gefordert werden muß. Man wird daher eine optimale Abstimmung anstreben, die erreicht wird, wenn die Schwingzeitdifferenzen zwischen den Pendeln und innerhalb der Pendel gleich groß sind:

$$(18) \quad T_{11} - T_{12} = - (T_{21} - T_{22}) = T_{11} - T_{21} = - (T_{12} - T_{22})$$

oder $T_{22} = T_{11}$ und $T_{21} = T_{12}$.

Der erste Index bezieht sich auf die Lage, der zweite auf das Pendel. Im einzelnen gilt z.B. bei Abstimmung am schweren Ende:

$$(19) \quad \begin{cases} T_{22} = T_{220} + \beta \Delta a_{12}, \\ T_{21} = T_{210} + \beta \Delta a_{11}, \\ T_{12} = T_{120} + \alpha \Delta a_{12}, \\ T_{11} = T_{110} + \alpha \Delta a_{11} \end{cases}$$

mit $\alpha = dT_1/da_1$ und $\beta = dT_2/da_1$ als Abstimmempfindlichkeiten bezüglich des schweren Endes. Die Pendel werden als gleich vorausgesetzt. Δa_{11} ist der Betrag der Verschiebung bezüglich Pendel 1, Δa_{12} bezüglich Pendel 2. T_{110} , T_{120} , T_{210} und T_{220} stellen Ausgangswerte dar, die experimentell ermittelt werden müssen und im Diagramm der Abstimmgeraden als Ordinatenabschnitte deren Verlauf endgültig festlegen.

Führt man die Größen (19) in die Bedingung (18) ein, so können die erforderlichen Verschiebungsbeträge Δa_{11} und Δa_{12} berechnet werden:

$$(20) \quad \begin{cases} \Delta a_{11} = (T_{220} - T_{110}) \frac{\alpha}{\alpha^2 - \beta^2} + (T_{210} - T_{120}) \frac{\beta}{\alpha^2 - \beta^2} , \\ \Delta a_{12} = (T_{220} - T_{110}) \frac{\beta}{\alpha^2 - \beta^2} + (T_{210} - T_{120}) \frac{\alpha}{\alpha^2 - \beta^2} . \end{cases}$$

Die erreichbare Abstimmgenauigkeit beträgt

$$(21) \quad \Delta T = T_{220} - T_{210} - \beta (\Delta a_{11} - \Delta a_{12}).$$

Beziehen sich α und β auf das leichte Ende, dann erhält man analog zu (20) die Beträge Δa_{21} und Δa_{22} , um die die Abstimmsschrauben am leichten Ende heraus- oder hineingedreht werden müssen, je nachdem, ob "+" oder "-" als Vorzeichen erscheint.

2.3.3. Genauigkeitsforderungen für die Schwerpunktsbestimmung

Für den Einfluß der Fehler bei der Schwerpunktsbestimmung auf die reduzierte Schwingungsdauer folgt

$$(22) \quad dT_{\text{red}} = \sqrt{\left(\frac{\partial T_{\text{red}}}{\partial H_1}\right)^2 dH_1^2 + \left(\frac{\partial T_{\text{red}}}{\partial H_2}\right)^2 dH_2^2}.$$

Legt man die vereinfachte Beziehung

$$(23) \quad T_{\text{red}} = T_1 - \frac{H_2}{H_1 - H_2} \Delta T$$

zugrunde, die sich mit $\Delta T = T_2 - T_1$ unmittelbar aus Gleichung (8) ergibt, so folgt aus (22) unter der Annahme $dH_1 = dH_2 = dH$

$$(24) \quad dH = \frac{dT_{\text{red}}}{\Delta T} \frac{(H_1 - H_2)^2}{\sqrt{H_1^2 + H_2^2}}.$$

Je besser also abgestimmt wird, desto größer darf der zulässige Fehler der Schwerpunktsbestimmung werden. Für $dT_{\text{red}} = 10^{-8}$ s, $H_1 = 33$ cm, $H_2 = 17$ cm und $\Delta T = 5 \cdot 10^{-6}$ s z.B. ergibt sich ein dH von 0,14 mm. Die Schwerpunktsabstände konnten bei allen Pendelpaaren mit der erforderlichen Genauigkeit bestimmt werden. Über die Technik der Schwerpunktsbestimmung wird in 3.5.1. und 4.5.1. berichtet.

2.4. Eliminationsprinzipien bei Reversionspendelmessungen

2.4.1. Alternierende Messungen in beiden Gewichtslagen

Die zur Herstellung von Schneiden und Lagern verwendbaren Materialien können bei längerem Meßbetrieb keine völlige Unveränderlichkeit im System Schneide - Lager garantieren. Insbesondere bei der Schneide treten Abnutzungserscheinungen auf, insofern als die Schneidenkante sich leicht abstumpft und der Krümmungsradius sich vergrößert. Das bedeutet aber, daß die Schwingungsdauer über längere Zeit hinweg nicht konstant ist. Wenn die nach der BESSELSchen Formel berechnete reduzierte Schwingungsdauer nicht verfälscht werden soll, müssen die in beiden Lagen des Pendels zu messenden Schwingungsdauern T_1 und T_2 auf einen gemeinsamen Zeitpunkt bezogen werden. AGALECKIJ schlägt stattdessen vor (siehe [2]), die Schwingungsdauern in beiden Gewichtslagen in regelmäßig wechselnder Folge zu messen und die reduzierte Schwingungsdauer aus jeweils zwei aufeinanderfolgenden T-Werten zu berechnen. Das Mittel aus einer größeren Zahl derart gewonnener Schwerewerte ist dann frei von systematischen Fehlern, die durch gleichmäßige Änderungen des Schneidenradius oder eines äquivalenten elastischen Schneidenparameters entstehen.

2.4.2. Schneidenvertauschung

Das Prinzip der Schneidenvertauschung wurde 1826 von BESSEL [19] vorgeschlagen. Es ermöglicht beim Reversionspendel mit pendelfesten Schneiden die Elimination des Einflusses der Schneidenradien oder - allgemeiner ausgedrückt - die Elimination von Fehlerursachen, die sich aus speziellen Eigenschaften der Schneiden ergeben und umgekehrt proportional dem Schwerpunktsabstand sind.

Günstiger als die Vertauschung der Schneiden ist nach einem Vorschlag von HELMERT [70] die Vertauschung der Pendelgewichte, was aber nur bei den symmetrischen Reversionspendeln REPSOLDScher Bauart mit abschraubarer hohler und massiver Pendellinse möglich ist. Der Platzwechsel der Schneiden wird dabei durch eine entsprechende Verschiebung des Pendelschwerpunktes ersetzt. Da die Lage der Schneiden erhalten bleibt, werden zusätzliche Fehlerquellen durch Änderungen des effektiven Schneidenradius beim Vertauschungsvorgang oder durch eine Verlagerung des Arbeitsbereiches der Schneide vermieden.

In Abschnitt 2.5.3.10. wird gezeigt, daß wegen unterschiedlicher Schneidenradien bei den Messungen in beiden Gewichtslagen eine Änderung der reduzierten Schwingungsdauer um

$$(25) \quad \Delta T'_{\text{red}} = - \frac{1}{2} \frac{r_1 - r_2}{H_1 - H_2} T'$$

eintritt. Durch den Strich soll angedeutet werden, daß es sich um Messungen in der ersten Schneidenlage handelt. Den analogen Ausdruck für die zweite Schneidenlage erhält man durch Vertauschung von r_1 und r_2 , so wie es dem Platzwechsel der Schneiden entspricht:

$$(26) \quad \Delta T'_{\text{red}} = + \frac{1}{2} \frac{r_1 - r_2}{H_1 - H_2} T''.$$

Für das Mittel der reduzierten Schwingungsdauern in beiden Schneidenlagen folgt

$$T_{\text{red}} = \frac{T'_{\text{red}} + T''_{\text{red}}}{2} = \frac{T'_{\text{red } 0} + T''_{\text{red } 0}}{2} + \frac{\Delta T'_{\text{red}} + \Delta T''_{\text{red}}}{2}.$$

Sind die Schwingungsdauern T' und T'' in beiden Schneidenlagen näherungsweise gleich, dann verschwindet wegen $\Delta T''_{\text{red}} = -\Delta T'_{\text{red}}$ der zweite Term auf der rechten Seite, und man erhält

$$(27) \quad T_{\text{red}} = \frac{T'_{\text{red}} + T''_{\text{red}}}{2} = \frac{T'_{\text{red } 0} + T''_{\text{red } 0}}{2}.$$

Das arithmetische Mittel aus den für beide Schneidenlagen berechneten reduzierten Schwingungsdauern ist also frei von Einflüssen der Schneidenradien.

Die für verschiedene Schneidenlagen berechneten reduzierten Schwingungsdauern können sich erheblich unterscheiden. Nimmt man an, daß $T'_{\text{red } 0} = T''_{\text{red } 0}$ und $T' \approx T'' \approx T$, so folgt aus (25) und (26)

$$(28) \quad T''_{\text{red}} - T'_{\text{red}} = \frac{r_1 - r_2}{H_1 - H_2} T.$$

Mit $r_1 - r_2 = 1 \mu\text{m}$, $H_1 - H_2 = 80 \text{ mm}$ und $T = 0,5 \text{ s}$ ergibt sich eine Differenz von $6 \cdot 10^{-6} \text{ s}$, was einem Unterschied der Schwerewerte von 24 mGal entspricht. Bei größeren Differenzen zwischen den beiden Schneidenradien können sich die Schwerewerte um 100 mGal und mehr unterscheiden. Trotzdem werden nach (27) unter den geschilderten Voraussetzungen die Radieneinflüsse durch die Mittelbildung vollständig eliminiert. Unterschiedliche Massen der Schneiden und anderer an der Vertauschung beteiligter Pendelteile haben ebenso wie geringfügige Änderungen des Schneidenabstandes durch ungenauen Einbau der Schneiden keinen Einfluß auf das Prinzip der Schneidenvertauschung, wenn in jeder Schneidenlage auch die den Schwingungsdauern zugeordneten Schneidenabstände gemessen werden.

2.4.3. Das Differenzenverfahren

Hat man zur g -Bestimmung zwei Reversionspendel mit den Längen L_1 und L_2 , so läßt sich g nicht nur aus den einzelnen Pendeln ableiten, sondern man kann zeigen, daß sich der Schwerewert auch aus der Längendifferenz

$$(29) \quad L = L_1 - L_2$$

und der Differenz der Quadrate der reduzierten Schwingungsdauern

$$(30) \quad T_{\text{red}}^2 = T_1^2 \text{ red} - T_2^2 \text{ red}$$

ergibt gemäß der Formel

$$(31) \quad g = \pi^2 \frac{L_1 - L_2}{T_1^2 \text{ red} - T_2^2 \text{ red}} .$$

Man erkennt, daß sich konstante, längenunabhängige Fehler bei der Bestimmung von L_1 und L_2 nach diesem Verfahren eliminieren. Analoges gilt für die Quadrate der reduzierten Schwingungsdauern $T_1^2 \text{ red}$ und $T_2^2 \text{ red}$.

Längenmeßfehler dieser Art treten bei allen Reversionspendelmessungen auf. Da Reversionspendel eine Schneidenlagerung besitzen, ist infolge der Deformation der Schneide und des Lagers die wirksame Pendellänge größer als die im unbelasteten Zustand gemessene Länge. Diese Längenänderung eliminiert sich nach (31) vollständig, wenn die Deformation bei den verschiedenen langen Pendeln gleich groß ist. Dies wird offenbar der Fall sein, wenn

1. die Lagerung bei den verschiedenen langen Pendeln gleichartig ist; dazu muß bei beiden Pendeln die gleiche Schneide verwendet werden, während man die ebenen Lager mit hinreichender Genauigkeit von gleicher Güte und Beschaffenheit herstellen kann;
2. beide Pendel gleiches Gewicht, also auch gleiche Masse haben.

Die Verwendung von verschiedenen langen Pendeln gleicher Masse hat aber auch den Nachteil, daß der Längenmeßfehler von L größer ist als der von L_1 bzw. L_2 , da

$$(32) \quad dL = \pm \sqrt{(dL_1)^2 + (dL_2)^2}$$

ist. Andererseits ist auch der relative Fehler in g gemäß

$$\frac{dg}{g} = \pm \frac{dL}{L}$$

wegen $L < L_1, L_2$ größer als bei den Einzelpendeln. Daher muß von Fall zu Fall entschieden werden, ob durch die Anwendung dieses Eliminationsprinzips eine Genauigkeitssteigerung für g zu erreichen ist.

Bei dieser Entscheidung muß berücksichtigt werden, daß durch das Differenzenverfahren auch systematische Fehler der Schwingungsdauern eliminiert werden können. Bei einem Pendel mit der Masse m_1 ist das Quadrat der reduzierten Schwingungsdauer nämlich [132]

$$(33) \quad T_{1 \text{ red}}^2 = T_{01 \text{ red}}^2 + m_1 \pi^2 (\iota - \varepsilon)$$

mit $T_{01 \text{ red}}$ als ungestörter reduzierter Schwingungsdauer. ι und ε sind Deformationsparameter der Schneidenlagerung, die in 2.5.3.11. erläutert werden. Dabei sind Größen von der 2. Ordnung ab für die Messungen als unbedeutend fortgelassen. Da für ein zweites Pendel mit der Masse m_2 eine analoge Formel gilt, erhält man nach (30) für das Differenzpendel

$$(34) \quad T_{\text{red}}^2 = T_{01 \text{ red}}^2 - T_{02 \text{ red}}^2 + (m_1 - m_2) \pi^2 (\iota - \varepsilon)$$

unter der Voraussetzung, daß die Schneidenlagerung hinsichtlich der Deformation in beiden Fällen als gleichartig betrachtet werden kann. Man sieht, daß dann der Einfluß der Deformation der Schneidenlagerung auf die Schwingungsdauer bei Anwendung des Differenzenverfahrens mit Pendeln gleicher Masse eliminiert wird.

2.4.4. Das Zweipendelverfahren

Der Vorteil des bei den beiden Absolutgeräten angewandten Zweipendelverfahrens liegt in der weitgehenden Elimination horizontaler Störbeschleunigungen. Das Mittel der beiden im Gegentakt schwingenden Pendel ist in seiner Periode praktisch nicht mehr von den seismischen Beschleunigungen, denen das Stativ ständig ausgesetzt ist, beeinflusst.

Um die Größenordnung der in der Schwingungsdauer des Mittelpendels noch verbleibenden Störanteile abzuschätzen, betrachten wir zunächst die Bewegungsgleichungen der beiden Einzelpendel, die mit den Kreisfrequenzen $\omega_{1,2} = \pi/T_{1,2}$ und den momentanen Elongationen $\varphi_{1,2}$ um die Gleichgewichtslage schwingen. Das Stativ unterliegt der periodischen seismischen Beschleunigung mit der Kreisfrequenz ν und der Amplitude q . Es gelten dann die

Gleichungen

$$(35) \begin{cases} \ddot{\varphi}_1 + \omega_1^2 \varphi_1 = \frac{v^2 q}{L_1} \sin(vt + \alpha), \\ \ddot{\varphi}_2 + \omega_2^2 \varphi_2 = \frac{v q}{L_2} \sin(vt + \alpha). \end{cases}$$

Zur Zeit $t = 0$ beobachtet man die Anfangsamplituden $\varphi_{10,20}$ und Umfangswinkelgeschwindigkeiten $\dot{\varphi}_{10,20}$. Da beide Pendel weitgehend im Gegentakt schwingen, wird φ_1 sehr nahe bei $-\varphi_2$ sein. Wir wollen daher zur Vereinfachung ein Mittelpendel einführen, indem wir $(\varphi_1 - \varphi_2)/2 = \varphi$ setzen. Nach einem Verfahren von VENING-MEINESZ ist dieses Mittelpendel auch direkt beobachtbar. Bei streng erfüllter Gegenphasigkeit und genau gleichen Amplituden beider Pendel ist die Schwingzeit dieses Mittelpendels mit dem arithmetischen Mittel der Schwingzeiten der beiden Einzelpendel identisch. Kleine Abweichungen von diesen Bedingungen werden durch die Nichtisochroniekorrektur berücksichtigt. Wegen der Linearität der Ausgangsgleichungen und der geringen Größe der Störterme sind diese Unterschiede unabhängig von den seismischen Störungen und brauchen bei unseren Betrachtungen nicht beachtet zu werden. Aus den Gleichungen (35) bilden wir die Bewegungsgleichung des Mittelpendels und finden:

$$(36) \quad \ddot{\varphi} + \omega^2 \varphi = \frac{v^2 q}{L} \frac{\Delta T}{T} 2 \sin(vt + \alpha) - \omega^2 \frac{\Delta T}{T} (\varphi_1 + \varphi_2).$$

Das zweite Glied der rechten Seite stellt den Einfluß der Nichtisochronie dar und kann hier vernachlässigt werden. ω , die Kreisfrequenz des Mittelpendels, ist aus

$$\omega_{1,2}^2 = \omega^2 \left(1 \pm \frac{\Delta T}{T}\right)$$

entstanden.

Die zu (36) gehörenden Anfangsbedingungen lauten:

$$\varphi_0 = \frac{\varphi_{10} - \varphi_{20}}{2} = \varphi_{10} - \frac{\Delta\varphi_0}{2},$$

$$\dot{\varphi}_0 = \frac{\dot{\varphi}_{10} - \dot{\varphi}_{20}}{2} = \omega^2 \frac{\varphi_{10}}{2} \Delta t_0.$$

$\Delta\varphi_0 = \varphi_{20} + \varphi_{10}$ ist der Unterschied in den Anfangsamplituden,
 $\Delta t_0 = t_{20} - t_{10}$ der Unterschied in den Durchgangszeiten der Pendel durch ihre Gleichgewichtslage zu Beginn der Messungen.

Die Störung der Halbschwingzeit des Mittelpendels kann man mit Hilfe der in [6] gegebenen Entwicklungen sofort berechnen:

$$(37) \quad \delta T = - \frac{T}{\omega^2 \phi} \int_0^t S(\vartheta) \cos(\omega \vartheta + \lambda_0) d\vartheta.$$

Es bedeuten $\phi \cos \lambda = \varphi$, $\phi \sin \lambda = -\dot{\varphi}/\omega$ und

$$S(\vartheta) = \frac{v^2 q}{L} \frac{\Delta T}{T} 2 \sin(v \vartheta + \alpha). \text{ Daraus bestimmen wir:}$$

$$\phi \approx \varphi_{10} \quad \text{und} \quad \lambda_0 \approx \frac{\omega \Delta t_0}{2}.$$

Ersetzen wir noch die Zeit t durch $N T$, wo N die geradzahlige Anzahl der Pendelhalbschwingungen ist, die im Beobachtungszeitraum t abgelaufen sind, so ist schließlich

$$\delta T = - \frac{1}{\omega^2 \varphi_{10} N} \int_0^{NT} S(\vartheta) \cos(\omega \vartheta + \lambda_0) d\vartheta.$$

Die Auswertung des Integrals führt auf folgende Abschätzung:

$$\int_0^{NT} S(\vartheta) \cos(\omega \vartheta + \lambda_0) d\vartheta < \begin{cases} \frac{2v}{|\omega^2 - v^2|} & \text{für } \omega \neq v, \\ \frac{NT}{2} & \text{für } \omega = v. \end{cases}$$

Damit ist die Schwingzeitstörung des Mittelpendels der Ungleichung

$$(38) \quad |\delta T| \leq \frac{\Delta T q}{\varphi_{10} L} \left[\frac{4 \left(\frac{v}{\omega}\right)^2 v}{N T |\omega^2 - v^2|} \right]$$

unterworfen, wobei die eckige Klammer nur für $\omega \neq v$ verschieden von Eins ist.

Die Größe der seismischen Bewegungen ist 1958 im Pendelsaal gemessen worden [90]. Mit den damals verfügbaren Geräten konnten allerdings nur Frequenzen der Bodenbewegungen größer als 1 Hz erfasst werden (industrielle Mikroseismik). Für den Südwestpfeiler (S 8) im Pendelsaal, den Aufstellungsort des 25-cm-Reversionspendelgerätes, ergaben sich folgende Werte:

$$q = 0,3 \text{ bis } 0,1 \mu\text{m} \quad \text{und} \quad f = 3,0 \text{ und } 15 \text{ Hz.}$$

Unter Beachtung der natürlichen Mikroseismik wählen wir zur Abschätzung der maximalen Störungen des Mittelpendels

$$q = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ cm.}$$

Mit den Daten $L = 25 \text{ cm}$, $\Delta T = 10^{-5} \text{ s}$ und $\varphi_{10} = 15' \triangleq 4,35 \cdot 10^{-3}$ bekommen wir für die maximale Störung infolge horizontaler Bodenbewegungen bei $v = \omega$:

$$|\delta T| = 2,3 \cdot 10^{-8} \text{ s.}$$

Da dieser Wert nur unter ungünstigsten Umständen ($\Delta T = 10^{-5} \text{ s}$) erreicht werden kann und im allgemeinen mehr als eine Zehnerpotenz kleiner ist, besitzt dieser Störeinfluß keine praktische Bedeutung.

Die vertikalen Störungen der seismischen Bewegungen werden vom Zweipendelverfahren allerdings nicht eliminiert. Ähnliche Rechnungen wie für die horizontalen Komponenten führen hier auf die Abschätzung

$$|\delta T| \leq \frac{2 \omega q_v}{3 g N} \quad \text{für } \omega = v.$$

Bei $q_v = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$ und $N = 10^3$ erkennen wir, daß die Störungen der vertikalen seismischen Komponente in den Schwingungszeiten der Pendel (Einzel- und Mittelpendel) kleiner als 10^{-9} s bleiben und damit keinen Einfluß auf die Genauigkeit der Absolutbestimmung ausüben.

2.5. Fehlereinflüsse und Korrekturen

2.5.1. Einflüsse auf die Längenmessung

2.5.1.1. Temperatureinflüsse

Die Temperatur beeinflusst unmittelbar die reduzierte Pendellänge L_r . Man kann daher bei homogenem Pendelmaterial in (2) den Ausdehnungskoeffizienten direkt einführen und eine entsprechende Korrektur herleiten. Die in (5) eingehende Länge $L = L_r$ ist die Summe der den Halbschwingungsdauern T_1 und T_2 zugeordneten Schwerpunktsabstände zum Zeitpunkt der Messung. Könnten Längen- und Zeitbestimmung gleichzeitig durchgeführt werden, so würde eine Berücksichtigung der Temperatur entfallen. In der Praxis werden Längen- und Zeitmessungen jedoch stets zeitlich aufeinanderfolgend bzw. sogar zeitlich und örtlich getrennt ausgeführt. Es macht sich daher ein Bezug auf eine bestimmte Temperatur erforderlich. Werden Längen- und Zeitmessung wie beim 25-cm-Pendelgerät mit der gleichen Temperaturmeßeinrichtung kontrolliert, so genügt es, die jeweiligen Temperaturabweichungen zwischen Längen- und Zeitbestimmung und den Verlauf entsprechend der Größe des Ausdehnungskoeffizienten des Pendelmaterials und dem zulässigen Gesamtfehler ausreichend genau zu erfassen. Ein absoluter Anschluß muß lediglich bezüglich des Prüfmaßes der Quarzetalons hergestellt werden. Im Hinblick auf den relativ großen Ausdehnungskoeffizienten von Messing zeigt sich hier ein großer Vorteil gegenüber einer örtlich und zeitlich getrennten Längen- und Zeitbestimmung, wie beispielsweise bei dem Quarzpendelgerät. Wegen des geringen Ausdehnungskoeffizienten von Quarz und der Längenkontrolle mit Hilfe von Etalons aus gleichem Material genügt es allerdings auch hier lediglich, den Verlauf der

Temperatur während der Schwingzeitmessung ausreichend zu erfassen und den Temperaturanschluß der Etalonprüfmaße an die Temperaturmeßeinrichtung für die Schwingzeitmessung herzustellen.

2.5.1.2. Dehnung der Pendel unter dem Eigengewicht

Der Zustand eines Pendels ist wegen der unterschiedlichen Dehnung bzw. Stauchung durch das Eigengewicht in beiden Lagen verschieden. Es ändern sich infolgedessen auch Trägheitsmoment und statisches Moment und damit die reduzierte Pendellänge unterschiedlich. Die dynamischen Kräfte, die bei der Bewegung des Pendels auftreten, sollen gegenüber den statischen vernachlässigt werden [70]. Sind ΔI_1 bzw. ΔI_2 die zusätzlichen Trägheitsmomente und ΔM_1 bzw. ΔM_2 der Zuwachs des statischen Momentes in den Lagen "Gewicht unten" bzw. "Gewicht oben", so gilt zunächst

$$(39) \quad \begin{cases} T_1^2 (m H_1 + \Delta M_1) = \frac{\pi^2}{g} (I_1 + \Delta I_1), \\ T_2^2 (m H_2 + \Delta M_2) = \frac{\pi^2}{g} (I_2 + \Delta I_2), \end{cases}$$

wobei sich H_1, H_2, I_1 und I_2 auf ein starres Pendel beziehen und T_1 bzw. T_2 die beobachteten Schwingungsdauern darstellen. Aus (39) folgt weiter mit $I = I_0 + m H^2$

$$(40) \quad g = \pi^2 \frac{H_1^2 - H_2^2 + \frac{1}{m} (\Delta I_1 - \Delta I_2)}{T_1^2 H_1 - T_2^2 H_2 + T_1^2 \frac{\Delta M_1}{m} - T_2^2 \frac{\Delta M_2}{m}}.$$

Führt man den in horizontaler Lage des Pendels gemessenen Abstand der beiden Drehungsachsen $L = H_1 + H_2$ ein, so erhält man aus (40) unter Berücksichtigung von $T_1 \approx T_2$ und kleiner Störungen $(\Delta M_1 - \Delta M_2)/m (H_1 - H_2)$ und $(\Delta I_1 - \Delta I_2)/m L (H_1 - H_2)$

$$(41) \quad g = g_{\text{obs}} \left[1 + \frac{\Delta I_1 - \Delta I_2 + L (\Delta M_2 - \Delta M_1)}{m L (H_1 - H_2)} \right]$$

mit $g_{\text{obs}} = \pi^2 L / T_{\text{red}}^2$. Der aus den beobachteten Werten T_{red} und L abgeleitete Schwerewert muß also um den in (41) erscheinenden Zusatzterm ergänzt werden.

Für das Zusatzmoment ΔM_{ab} eines Profilstückes mit der Länge $b - a$ und dem einheitlichen Querschnitt Q_{ab} im Abstand z von der Drehungsachse gilt

$$(42) \quad \Delta M_{ab} = \int_a^b \delta z_{ab} \, dm = \rho_{ab} Q_{ab} \int_a^b \delta z_{ab} \, dz$$

und für das Zusatzträgheitsmoment

$$(43) \quad \Delta I_{ab} = 2 \int_a^b \delta z_{ab} \, z \, dm = 2 \rho_{ab} Q_{ab} \int_a^b \delta z_{ab} \, dz.$$

δz_{ab} ist die Verrückung des Masseteilchens dm an der Stelle z im Profil Q_{ab} mit der Dichte ρ_{ab} . Für δz_{ab} erhält man unter Anwendung des HOOKEschen Gesetzes Ausdrücke der Form

$$\delta z_{ab} = \Delta z_a + \Delta z_{ab}$$

mit

$$(44) \quad \Delta z_{ab} = \frac{\rho_{ab}}{E_{ab}} \left[\left[b + \frac{G}{Q_{ab} \rho_{ab}} \right] (z - a) - \frac{1}{2} (z^2 - a^2) \right].$$

Δz_a ist die Verrückung des Teilchens dm an der Stelle a , bedingt durch die Dehnung der vor Q_{ab} liegenden Profilstücke, E_{ab} der Elastizitätsmodul und G das Gewicht der nach Q_{ab} angeordneten Profilstücke. Bei wechselndem Querschnitt werden also die in (41) auftretenden Zusatzmomente Summen von Ausdrücken der Form (42), (43) sein, die einer stückweisen Integration über das gesamte Pendel entsprechen. Dabei wird das Trägheitsmoment durch die oberhalb der Drehungsachse gelegenen Teilchen verkleinert, durch die unterhalb befindlichen vergrößert, entsprechend einer Stauchung oder Dehnung der Pendelteile. Das statische Moment wird in beiden Fällen vergrößert.

2.5.1.3. Ausdehnung der Etalons im Vakuum

Der Längenvergleich zwischen Etalon und Abstand der Drehungsachsen wurde im Vakuum durchgeführt. Die Prüfung der Etalons erfolgte bei Atmosphärendruck. Infolgedessen werden die im Prüfzeugnis angegebenen Etalonlängen noch um den Betrag der Ausdehnung der Etalons im Vakuum korrigiert werden müssen. Zur weiteren Behandlung denke man sich den betrachteten Körper längs aller drei Koordinatenrichtungen in dünne Zylinder zerlegt. Für die Längenänderung ΔL in einer beliebigen Koordinatenrichtung folgt aus der Elastizitätstheorie bei Belastung durch den Atmosphärendruck die Beziehung

$$(45) \quad \frac{\Delta L}{L} = \frac{P}{E} (1 - 2\mu).$$

L ist die Etalonlänge, μ die POISSONSche Konstante, E der Elastizitätsmodul und P der Luftdruck. Wegen $\Delta g/g = \Delta L/L$ sollte die stets positive Verbesserung Δg unabhängig von der äußeren Form der Pendel für konstantes E , μ und P ebenfalls einen konstanten Wert annehmen.

Experimentelle Untersuchungen an zusammengesprengten Quarzetalons zeigten z.T. abweichende Ergebnisse. Zur Ermittlung des Betrages der Längenkontraktion durch den Atmosphärendruck wurden das 50- und das 75-cm-Etalon in evakuierbare Kammern gebracht. Durch Beobachtung mit monochromatischem Licht wurden interferometrisch die Längenänderungen beim Evakuieren gemessen. Die beim Belüften auftretende Änderung der optischen Weglänge zwischen den Bezugsflächen der Etalons und dem Beobachtungsfenster wurde rechnerisch erfaßt. Während das 75-cm-Etalon einen nach (45) zu erwartenden Wert von etwa 1 mGal lieferte, ergab sich bei dem 50-cm-Etalon ein um ca. 30 % höherer Wert. Hierbei wurden für E und μ die Werte $E = 6 \cdot 10^5 \text{ kp} \cdot \text{cm}^{-2}$ und $\mu = 0,2$ benutzt.

2.5.1.4. Quellungeffekt bei Achatschneiden

Bei Pendeln mit festen Schneiden besteht die Längenmessung in der Ermittlung des Abstandes zweier Schneidenkanten. Diese läßt sich günstiger in eine Bestimmung des Abstandes der Schneidenrückflächen im Gerät und eine externe Schneidhöhenmessung aufteilen. Die Schneidhöhen wurden in einem Interferenzkomparator absolut gemessen. Es zeigte sich nun bei Wiederholungsmessungen, daß die Höhe von Achatschneiden einem Luftfeuchtigkeitseinfluß unterliegt, der auf die hygroskopische Eigenschaft von Achat zurückzuführen ist. Ausführlich wird diese Quellung bei Wasseraufnahme bzw. die Schrumpfung bei Wasserabgabe in [59] behandelt. Erstere tritt bei Erhöhung der Luftfeuchtigkeit im Komparator und Entfernung aus dem Vakuum des Pendelgefäßes auf, letztere bei Erniedrigung der Luftfeuchtigkeit und Aufbewahrung im Vakuum. Die Höhenänderung ist der Feuchtigkeitsänderung der umgebenden Luft direkt proportional und beträgt zwischen 0 und 100 % relativer Feuchtigkeit etwa $1,3 \cdot 10^{-4}$ relativ. Die der Feuchtigkeitsaufnahme entsprechende Quellung erfolgt im wesentlichen nach einer e-Funktion mit einer Zeitkonstante von ca. 35 Stunden.

2.5.2. Einflüsse auf die Schwingzeitmessung

Die Ermittlung eines Einzelwertes der Halbschwingungsdauer erfolgt über die Bestimmung des Zeitintervalles von 1000 Halbschwingungen, bezogen auf eine Normalfrequenz f_N von 100 kHz. Ein von den Pendelschwingungen abgeleiteter Impuls löst dabei den Start eines elektronischen Zählers für die Normalfrequenz aus, der durch einen weiteren Impuls nach 1000 Halbschwingungen wieder gestoppt wird. Die Impulse werden mit Hilfe eines Fotovervielfachers (SEV), der sich hinter einem Empfangsspalt befindet, aus dem schwingenden Bild eines Glühfadens oder eines Sendespaltens abgeleitet. Wesentlich ist, daß sich durch äußere Einflüsse die Auslösungspunkte bezüglich einer bestimmten Phase der Pendelschwingung während der Meßzeit im Vergleich zur Zählleinheit nicht oder nur geringfügig geändert haben. Bezeichnet man mit Δt die gesamte Zeitver-

schiebung durch Störeinflüsse, so sollte

$$\Delta t \leq \frac{1}{f_N} \approx 10^{-5} \text{ s}$$

erfüllt werden, damit die maximal erreichbare Genauigkeit von $\pm 1 \cdot 10^{-8}$ bei 1000 Halbschwingungen nicht herabgesetzt wird. Für Δt kann näherungsweise die Summe

$$(46) \Delta t = \Delta t_0 + \bar{U} \frac{\Delta A}{A^2} + \frac{\Delta \bar{U}}{A} + \frac{\Delta U_s}{A}$$

gesetzt werden. Δt_0 berücksichtigt die Verschiebung des Impulseinsatzes infolge mechanischer Verrückung von Sende- und Empfangsspalt durch Bodenbewegungen, Temperatureinflüsse usw., Neigungsänderungen von Umlenkspiegeln und Refraktionsänderungen in der optischen Strahlenbahn im Zeitraum von 1000 Halbschwingungen. Bei Auslösung in der Flanke des Impulses spielt nach (46) dessen Anstieg $A = dU/dt$ eine wesentliche Rolle. Änderungen von A werden in erster Linie durch den zweiten Term in (46) berücksichtigt. \bar{U} ist das Auslöseniveau des Zählers. Der dritte Term erfaßt Schwankungen $\Delta \bar{U}$ der Empfindlichkeit des Zählers und der letzte schließlich das Rauschen des SEV, überlagerten Brumm und alle Störspannungen auf der Flanke in der Nähe des Auslöseniveaus. Bis auf den ersten Term können die übrigen durch Wahl eines großen Spannungsanstieges genügend klein gehalten werden. Zur Verkleinerung von Δt_0 sollten ein stabiler Aufbau und möglichst ungestörter Strahlenverlauf garantiert werden. Der Einsatz von in Gegenphase schwingenden Pendeln eliminiert den Einfluß von Bodenbewegungen nahezu vollständig.

Der Anstieg des SEV-Impulses ist direkt proportional dem Stromanstieg di/dt des Vervielfachers beim Überstreichen des am Pendel reflektierten Lichtbündels. Von Verformungen durch kapazitive und induktive Belastung abgesehen, gilt

$$(47) \frac{A}{R} = \frac{di}{dt} = q \frac{d\Phi}{dt} \approx q E^* \frac{dF}{dt} = q E^* H^* v$$

mit R Belastungswiderstand,
 Φ Lichtstrom auf die Fotokatode,
 E^* Beleuchtungsstärke der Fotokatode,
 F beleuchtete Fläche der Fotokatode,
 H^* effektive Spalthöhe,
 v Lineargeschwindigkeit des Spaltbildes um Nulldurchgang,
 q Quanteneffektivität.

A ist unabhängig von der Spaltbreite. Der Anstieg nach (47) wird nur in Flankenmitte näherungsweise erreicht. Wegen der nicht idealen Abbildung und Justierung von Sende- und Empfangsspalt zueinander treten an Fuß und Spitze

starke Verformungen auf (Glockenform), Schwankungen von A werden vor allem durch Änderung der Beleuchtungsstärke, aber auch durch Änderungen des Vervielfachungsfaktors des SEV hervorgerufen. Durch Dejustierungen im Meßzeitraum kann die effektive Spalthöhe beeinflußt werden. Die Geschwindigkeit v ergibt sich aus der Kreisfrequenz ω des Pendels, der optischen Zeigerlänge d und der Amplitude φ_0 zu

$$(48) \quad v = 2 \sqrt{2} d \omega \varphi_0 .$$

Wegen der Amplitudenabnahme im Meßintervall könnten hierdurch systematische Anteile über ΔA in Δt eingehen. Auf Grund der geringen Dämpfung im Vakuum ist diese Anstiegsverkleinerung jedoch zu vernachlässigen. Die übrigen Terme in (46) sind Zufallsgrößen.

Die vom Zeitdienst im Hause zur Verfügung gestellte 100-kHz-Normalfrequenz wurde mit einer relativen Frequenzgenauigkeit von 10^{-10} und einem Offset von $-3 \cdot 10^{-8}$ für 1968/69 abgegeben. Der Offset ist dabei die "relative Frequenzabweichung von der angenommenen Nominalfrequenz des atomaren Frequenznormals" [162]. Benutzt man bei der Berechnung der Schwerewerte zunächst den Nennwert der 100-kHz-Normalfrequenz, dann entsteht ein Schwerefehler von $+0,06$ mGal. An den Ergebnissen ist daher noch eine Korrektur von

$\Delta g_f = -0,06$ mGal
anzubringen.

Bezüglich des Temperatureinflusses gilt das bereits im Abschnitt 2.5.1.1. Gesagte. Führt man den linearen Ausdehnungskoeffizienten α des homogenen Pendelmateriale in (2) ein, so erhält man mit stets ausreichender Genauigkeit für die Temperaturkorrektur ΔT_θ

$$(49) \quad \Delta T_\theta = \frac{1}{2} T \alpha \Delta \theta ,$$

wobei T die Halbschwingungsdauer und $\Delta \theta$ die Abweichung zur Bezugstemperatur sind.

2.5.3. Einflüsse auf den Bewegungsablauf des Pendels

2.5.3.1. Amplitudeneinflüsse

Bezeichnet man die Halbschwingungsdauer eines Pendels mit unendlich kleiner Amplitude mit T_0 , dann gilt nach Gleichung (2)

$$T_0 = \pi \sqrt{\frac{l_r}{g}} .$$

Bei allen Pendelmessungen muß die Tatsache berücksichtigt werden, daß ein Pendel mit fester Drehachse und endlicher Amplitude eine größere Schwingungsdauer besitzt, die sich zu

$$(50) \quad T = T_0 \left[1 + \left[\frac{1}{2} \right]^2 \sin^2 \frac{\varphi_0}{2} + \left[\frac{1.3}{2.4} \right]^2 \sin^4 \frac{\varphi_0}{2} + \dots \right]$$

berechnet. Bei den praktischen Messungen wird die Amplitude meist kleiner als 30° gewählt, damit die Korrektur wegen des Amplitudeneinflusses nicht zu groß wird. Es genügt daher, bei der Reihenentwicklung von (50)

$$(51) \quad T = T_0 \left[1 + \frac{\varphi_0^2}{16} \right]$$

zu setzen. Da die Schneidenlagerung eines Pendels eine endliche Ausdehnung hat und auch einer Deformation unterliegt, ist zu untersuchen, inwieweit (51) noch einer Änderung bedarf. Theoretische Untersuchungen über das Amplitudenverhalten eines Pendels unter diesen Bedingungen liegen vor [132]. Beim Abrollen einer zylindrischen Schneide auf ebener Unterlage erhält man mit $R = r/H$ statt (51)

$$(52) \quad T = \frac{T_0}{\sqrt{1+R}} \left\{ 1 + \left[\frac{1}{4} \frac{H}{L} (R + R^2) + \frac{1}{16} \right] \varphi_0^2 + \dots \right\},$$

dagegen beim Abrollen eines ebenen Pendellagers auf zylindrischer Unterlage

$$(53) \quad T = \frac{T_0}{\sqrt{1+R}} \left\{ 1 + \left[\frac{1}{4} \frac{H}{L} R^2 + \frac{1}{16} \frac{1+3R}{1+R} \right] \varphi_0^2 + \dots \right\}.$$

Bei vorhandener Deformation der Schneidenlagerung ergibt sich eine sehr komplizierte Abhängigkeit von den Deformationsparametern, so daß eine explizite Darstellung keinen übersichtlichen Einblick in die Art der Abhängigkeit vermittelt. Angaben über die numerische Berechnung dieses Einflusses findet man ebenfalls in [132].

2.5.3.2. Restlufteinflüsse

Die das Pendel umgebende Luft übt auf dessen Schwingungsdauer einen dreifachen Einfluß aus.

1. Das Pendel verliert von seinem Gewicht so viel, wie die von ihm verdrängte Luft wiegt. Da die Masse des Pendels dabei gleich bleibt, verringert sich scheinbar die auf das Pendel wirkende Schwerkraft. Diesen Einfluß eliminiert man durch die sogenannte aerostatische Korrektur.

2. Das Pendel reißt bei seinen Schwingungen einen Teil der anliegenden Luft mit sich, so daß die Masse des schwingenden Systems und somit auch sein Trägheitsmoment größer werden. Das Gewicht des Systems ändert sich jedoch nicht. Zur Elimination dieses Einflusses dient die sogenannte aerodynamische Korrektur.
3. Bei seiner Bewegung unterliegt das Pendel dem Einfluß der viskosen Reibung der umgebenden Luft. Diese Abhängigkeit übt jedoch keinen spürbaren Einfluß aus und kann daher unberücksichtigt bleiben.

Die Summe der von der Luftdichte abhängenden Einflüsse auf die Schwingungsdauer wird eliminiert durch eine Korrektur in der Form

$$\Delta T_p = -AD - B \sqrt{D}.$$

D ist hierbei die Luftdichte, A und B sind Koeffizienten, die empirisch bestimmt werden. Bei neueren Messungen wird das Pendelgerät so weit evakuiert, daß auf diese Art der Korrektur verzichtet werden kann.

Für das 25-cm-Reversionspendelgerät wurde experimentell nachgewiesen, daß der Restlufteinfluß bei Drücken unter einem Torr praktisch schon verschwindet. Beim Quarzpendelgerät ergab sich aus analogen Untersuchungen eine Grenze von 10^{-1} Torr. Für die während der Schwingzeitmessungen zur g-Bestimmung herrschenden Drücke unter $1 \cdot 10^{-4}$ Torr entfiel somit die Notwendigkeit einer Korrektur vollständig.

2.5.3.3. Dämpfung der Pendelschwingungen

Bei jedem frei schwingenden Pendel beobachtet man einen mehr oder weniger starken Amplitudenabfall, der durch Energieverluste infolge von Reibungskräften hervorgerufen wird. Als Ursachen kommen Energieabgabe an die umgebende Luft und die Reibung in der Pendellagerung in Betracht. Der Einfluß der umgebenden Luft überwiegt bei weitem, und erst im Hochvakuum läßt sich die Reibung in der Pendellagerung deutlich nachweisen. Während die aus der Dämpfung resultierende Amplitudenabnahme durch entsprechende Korrekturen berücksichtigt wird, kann der direkte Einfluß der Dämpfung auf die Schwingungsdauer bei Messungen im Vakuum vernachlässigt werden.

Als Maß für die Dämpfung eines schwingenden Pendels betrachtet man gewöhnlich das logarithmische Dekrement

$$(54) \quad \Lambda = \frac{\Delta T}{T}$$

oder den Dämpfungsfaktor

$$\delta = \frac{1}{t_{v+1} - t_v} \ln \frac{\varphi_{0,v}}{\varphi_{0,v+1}} .$$

Dabei bedeuten T die Schwingungsdauer, $\varphi_{0,v}$ die Amplitude zum Zeitpunkt t_v , $\varphi_{0,v+1}$ die Amplitude zum Zeitpunkt t_{v+1} . Bei den Messungen mit dem 25-cm-Reversionspendelgerät lag der Dämpfungsfaktor für alle verwendeten Schneiden- und Lagermaterialien unter $1 \cdot 10^{-5}$. Die kleinsten Werte wurden erreicht bei Verwendung von gleichem oder gleich hartem Schneiden- und Lagermaterial. Die Dämpfungsfaktoren zeigten außerdem eine gewisse Abhängigkeit von der Größe der Schneidenkrümmungsradien und einen deutlichen Unterschied zwischen den beiden Gewichtslagen. Dieser Unterschied rührt daher, daß eine zusätzliche Dämpfung durch elastische Hysterese des mitschwingenden Stativs auftritt [29], die infolge der unterschiedlichen Mitschwingkoeffizienten in beiden Gewichtslagen verschieden groß ist. Bei den Messungen mit dem Quarzpendelgerät konnte kein merklicher Unterschied zwischen den Messungen in den einzelnen Gewichtslagen festgestellt werden, da die Mitschwingkoeffizienten relativ klein sind. Der Dämpfungsfaktor lag für alle Pendelpaare bei Drücken unter 10^{-4} Torr ebenfalls unter $1 \cdot 10^{-5}$ und stieg bei 1 Torr auf ca. $1,5 \cdot 10^{-4}$ an.

2.5.3.4. Vertikaler Schweregradient

Wegen des Vorhandenseins eines endlichen vertikalen Schweregradienten tritt bei einem physikalischen Pendel die Frage des Bezugspunktes des ermittelten Schwerewertes auf. Eine ausführliche Behandlung ist u.a. in [106] zu finden.

Für das statische Moment um die Drehungsachse gilt allgemein

$$M = \int_P r \times g \, dm .$$

r ist der Ortsvektor des Masseteilchens dm , an dem der Vektor g der Schwerkraft angreift. Wird im Raum ein Koordinatensystem mit der Drehungsachse als Y-Achse und vertikal nach unten weisender Z-Achse fixiert, so gilt für die in die Drehungsachse fallende Komponente des Drehmoments

$$(55) \quad M_y = z \, g_x - x \, g_z .$$

Wir setzen $g_x = 0$ und $g_z = g_0 + cz$. g_0 ist der Wert der Fallbeschleunigung in Höhe der Drehungsachse und $c = dg/dh$ der konstant angenommene vertikale Schweregradient.

Zur Aufstellung der Bewegungsgleichung soll ein pendelfestes Koordinatensystem ξ, η eingeführt werden. Mit den Transformationsformeln

$$x = \xi \sin \varphi + \eta \cos \varphi \quad \text{und} \quad z = \xi \cos \varphi - \eta \sin \varphi$$

folgt aus (55)

$$(56) \quad M y = g_0 \sin \varphi \int_P \xi \, dm + g_0 \cos \varphi \int_P \eta \, dm + c \sin \varphi \cos \varphi \int_P (\xi^2 - \eta^2) \, dm + \\ + c (\cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi) \int_P \xi \eta \, dm.$$

Wegen

$$\int_P \xi \, dm = m H, \quad \int_P \eta \, dm = 0, \\ \int_P \xi \eta \, dm = 0 \quad \text{und} \quad \int_P (\xi^2 - \eta^2) \, dm = I - 2 \int_P \eta^2 \, dm$$

erhält man aus (56) und durch Gleichsetzung von $M y$ mit dem Moment der Trägheitskräfte die Bewegungsgleichung (1) für kleine Amplituden unter Berücksichtigung eines endlichen vertikalen Schweregradienten zu

$$(57) \quad \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{1}{L_r} \left[g_0 + c \left(L_r - \frac{2 \int \eta^2 \, dm}{m H} \right) \right] = 0.$$

Aus (57) erkennt man, daß mit einem solchen Pendel die Größe von g an der Stelle $L_r - \frac{2 \int \eta^2 \, dm}{m H} \approx L_r$ ermittelt wird.

Für die Anwendung des Ergebnisses (57) auf ein Reversionspendel leitet man aus den Ausdrücken der Form (2) für "Gewicht oben" und "Gewicht unten" und der Beziehung (5) mit $k_1 = k_2$ sowie mittels

$$(58) \quad g_{1,2} = g_L + c \left(L_{r1,2} - L - \frac{2 \int \eta^2 \, dm}{m H_{1,2}} \right)$$

die Beziehung

$$(59) \quad g = \frac{T_1^2 H_1 g_1 - T_2^2 H_2 g_2}{T_1^2 H_1 - T_2^2 H_2}$$

her. g_L ist dabei der Wert von g im Abstände $H_1 + H_2$ von der Drehungsachse. Setzt man (58) in (59) ein und beachtet, daß $\Delta T = T_1 - T_2$ eine sehr kleine Größe ist, so folgt

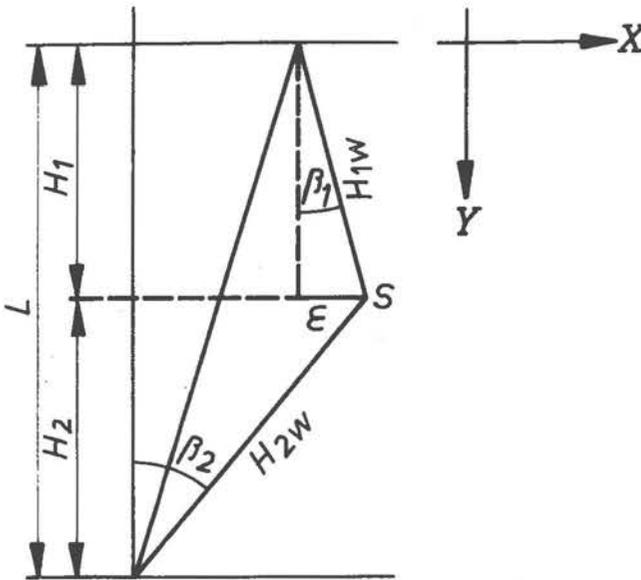
$$(60) \quad g = g_L + c (L_{r1,2} - L) - \frac{c}{H_1 - H_2} \frac{4 \Delta T}{m T_2} \int \eta^2 \, dm.$$

Für ideale Abstimmung wird $\Delta T = 0$ und $L_T = L$, so daß in diesem Falle der Schwerewert exakt im Schwingungsmittelpunkt gemessen wird. Mit $c = 0,3$ mGal/m und $L_{r1,2} - L$ von höchstens einigen μm ist der zweite Term in (6) stets zu vernachlässigen. Der zweite Zusatzterm wird für ein 75-cm-Pendel z.B. mit $H_1 - H_2 = 50$ cm, $m = 3000$ g, $T_2 = 0,868$ s und $\Delta T = 5 \cdot 10^{-6}$ s

$(5 \cdot 10^{-13} \int \eta^2 dm) \text{ mGal.}$
 $\int \eta^2 dm$ beträgt etwa $10^4 \text{ g} \cdot \text{cm}^2$. Damit ist auch er sicher zu vernachlässigen.

2.5.3.5. Justierung der Drehungsachsen

Auf Grund der hohen Anforderungen an die absolute Genauigkeit der tatsächlich in (5) wirksamen Größen müssen gegebenenfalls noch Korrekturen wegen verbleibender Justierungsfehler der Pendel während des Schwingungsvorganges angebracht werden. Wegen der Kleinheit dieser Restfehler kann eine getrennte Behandlung der verschiedenen Störeinflüsse erfolgen. Als erstes soll die Schwerpunksexzentrizität in der Schwingungsebene betrachtet werden. Die Lage der Kante der jeweiligen Arbeitsschneide soll zunächst als streng horizontal vorausgesetzt werden. Nach Abb. 1 gibt es zwei Möglichkeiten:



- Die Verbindungslinie zwischen den beiden Drehachsen steht senkrecht auf den als parallel angenommenen Bezugsflächen für die Längenmessung. Der Schwerpunkt S liegt außerhalb dieser Verbindungslinie.
- Die Verbindung der Drehungsachsen steht außerdem nicht senkrecht auf den Bezugsflächen.

Fall b) ist der allgemeinere.

Abb. 1. Lage des Schwerpunktes in der Schwingungsebene

Es wird in beiden Fällen eine Vergrößerung der über die Längenmessung beobachteten Schwerpunktsabstände H_1 und H_2 bewirkt. Man kann entweder an der Halbschwingungsdauer in der jeweils beobachteten Lage sofort eine Verbesserung anbringen oder bezüglich des Reversionspendels von der BESSELschen Formel ausgehend Korrekturen herleiten.

Führt man in (2) wieder schwerpunktsbezogene Größen ein und setzt für die wirksamen Größen $H_{1w} = H_1 \cos \beta_1^{-1}$ und $H_{2w} = H_2 \cos \beta_2^{-1}$, so folgt für kleine Neigungen β_1, β_2 gegen die Vertikale

$$T_{1,2} = \pi \sqrt{\frac{k^2 + H_{1,2}^2 (1 + \beta_{1,2}^2)}{g H_1} \left[1 - \frac{\beta_{1,2}^2}{2} \right]}$$

und mit $\Delta T_{1,2} = T_{1,2} - T_{1,2}^*$

$$(61) \quad \frac{\Delta T_{1,2}}{T_{1,2}^*} = \frac{1}{4} \beta_{1,2}^2 \left[\frac{2}{k_2 H_{1,2}^{-2} + 1} - 1 \right].$$

$T_{1,2}$ ist die beobachtete Halbschwingungsdauer, die zu den wirksamen Größen $H_{1,2w}$ gehört. $T_{1,2}^*$ ist die den als Summe L gemessenen Schwerpunktsabständen $H_{1,2}$ zugeordnete Halbschwingungsdauer.

Berücksichtigt man, daß $L (H_1 - H_2) = H_1^2 - H_2^2$, so folgt nach der BESSELschen Formel (6) zunächst

$$(62) \quad g = \pi^2 \frac{H_1^2 (1 + \beta_1^2) - H_2^2 (1 + \beta_2^2)}{T_1^2 H_1 (1 + \frac{\beta_1^2}{2}) - T_2^2 H_2 (1 + \frac{\beta_2^2}{2})}$$

und weiter für $T_1 \approx T_2$

$$(63) \quad g = g_{\text{obs}} \left[1 + \frac{\beta_1^2 H_1^2 - \beta_2^2 H_2^2}{H_1^2 - H_2^2} - \frac{H_1 \frac{\beta_1^2}{2} - H_2 \frac{\beta_2^2}{2}}{H_1 - H_2} \right]$$

mit $g_{\text{obs}} = \pi^2 L / T_{\text{red}}^2$. Der aus den beobachteten Größen L und T_{red} berechnete g -Wert muß um den Betrag $\Delta g = g - g_{\text{obs}}$ verbessert werden.

Aus (63) folgt schließlich

$$(64) \quad \frac{\Delta g}{g} = \frac{\beta_1^2 H_1^2 + \beta_2^2 H_2^2}{2 L}.$$

Speziell für den Fall a) ergibt sich mit der Schwerpunktsexzentrizität

$$(65) \quad \frac{\Delta g}{g} = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon^2}{H_1 H_2}$$

$$\text{mit } \varepsilon^2 = H_1^2 \beta_1^2 = H_2^2 \beta_2^2.$$

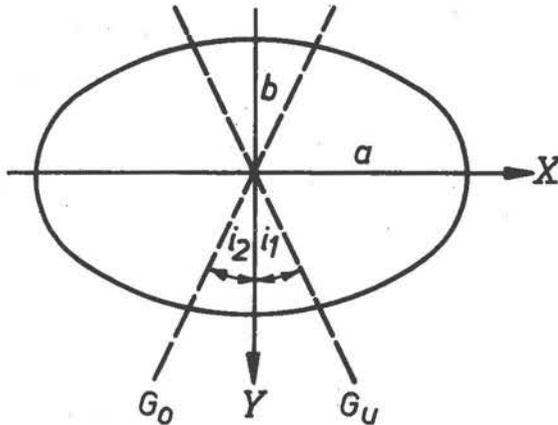


Abb. 2. Lage der Drehungsachsen in der X, Y-Ebene

Für die Trägheitsellipse in der X, Y-Ebene gilt

$$(66) \quad I_x x^2 + I_y y^2 = 1.$$

I_x und I_y sind die auf die X- und Y-Achse bezogenen Hauptträgheitsmomente. Das Trägheitsmoment bezüglich der zur Drehachse in der jeweiligen Gewichtslage parallelen Schwerpunktsachse erhält man als reziprokes Quadrat des zugeordneten Radiusvektors $r_{1,2}$ der Trägheitsellipse. Schreibt man (66) in Polarform, dann ergibt sich

$$(67) \quad \frac{1}{r_{1,2}^2} = \frac{1 - \frac{\varepsilon^2}{a^2} \cos i_{1,2}}{b^2}$$

Zur Betrachtung des Einflusses von Unparallelitäten der Drehungsachsen mögen die X-, Y- und Z-Achse eines in Abb. 1 bereits angedeuteten Koordinatensystems mit den Hauptträgheitsachsen des Pendels durch den Schwerpunkt zusammenfallen. Verdrehungen i_1, i_2 der Drehungsachsen in beiden Gewichtslagen (Abb. 2) bewirken in der X, Y-Ebene Unterschiede in den Trägheitsradien k_1 und k_2 .

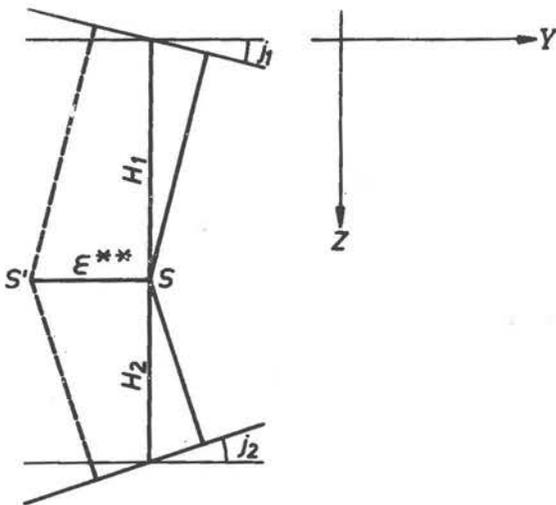
mit $\epsilon^{*2} = a^2 - b^2$ als Exzentrizität der Ellipse und $a = 1/\sqrt{I_x}$,
 $b = 1/\sqrt{I_y}$. Hieraus folgt

$$(68) \quad K_{1,2}^2 \cdot m = I_y (1 - \cos i_{1,2}) + I_x \cos i_{1,2} \approx I_y + \frac{i_{1,2}^2}{2} (I_x - I_y).$$

(68), in (5) eingesetzt, liefert

$$(69) \quad \frac{\Delta g}{g} = \frac{(I_x - I_y) (i_1^2 - i_2^2)}{2 m L (H_1 - H_2)}.$$

Da die exakte Lage der Hauptträgheitsachsen nicht bekannt sein wird (die Hauptträgheitsachsen über das Maximum von T experimentell aufzusuchen dürfte zu aufwendig sein), kann man über die möglichen Störungen nach (69) nur Abschätzungen durchführen. Der größte Einfluß tritt für $i_1 = 0$ oder $i_2 = 0$ bei $i_1 + i_2 \neq 0$ auf. Untersuchungen, die $i_1 + i_2$ liefern, gestatten lediglich eine Aussage über die im ungünstigsten Fall auftretenden Maximalfehler. Für rotationssymmetrische Pendelkörper tritt wegen $I_x = I_y$ diese Art der Störungen nicht auf.



Haben nach Abb. 3 die Drehungsachsen in der angedeuteten Y, Z -Ebene eine Neigung $j_1 + j_2$ zueinander, so werden wiederum bei horizontaler Justierung derselben sowohl die Schwerpunktsabstände als auch die Trägheitsmomente um den Schwerpunkt unterschiedlich beeinflusst. Auch hier ist nur eine Abschätzung möglich, weil nur die Summe $j_1 + j_2$ gemessen werden kann, die Lage der Hauptträgheitsachsen unbekannt bleibt und eine Abhängigkeit von der seitlichen Schwerpunktslage ϵ^{**} auftritt.

Abb. 3. Neigung der Drehungsachsen

Setzt man

$$(70) \quad \begin{cases} H_{1w} = H_1 \cos j_1 + \epsilon^{**} \sin j_1, \\ H_{2w} = H_2 \cos j_2 + \epsilon^{**} \sin j_2 \end{cases}$$

$$\text{und } k_{1,2}^2 = I_y + \frac{j_{1,2}^2}{2} (I_z - I_y)$$

für die Ellipse

$$I_y y^2 + I_z z^2 = 1,$$

so kann damit der Einfluß endlicher Winkel j_1, j_2 abgeschätzt werden, indem man in (64) die β_1^2, β_2^2 und in (69) die i_1^2, i_2^2 durch $\frac{2\varepsilon^{**}}{H_1} j_1 - j_1^2$ und $\frac{2\varepsilon^{**}}{H_2} j_2 - j_2^2$ sowie I_x durch I_z ersetzt. Damit können Bedingungen für die maximal zulässige Unparallelität der Bezugsflächen abgeleitet werden.

Infolge unvollkommener Horizontierung der Drehungsachsen um die Beträge n_1, n_2 werden nur die in die Vertikalebene fallenden Komponenten der Schwerkraft $g \cos n_{1,2}$ wirksam. Damit liefert (2) die Verbesserungen

$$(71) \Delta T_{1,2} = -\frac{1}{4} T_{1,2} n_{1,2}^2$$

und für das Reversionspendel nach (59), indem $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ durch $g \cos n_1$ bzw. $g \cos n_2$ ersetzt wird,

$$(72) \frac{\Delta g}{g} = \frac{H_2 n_2^2 - H_1 n_1^2}{2(H_1 - H_2)}.$$

2.5.3.6. Bodenbewegungen

Die ständig vorhandene mikroseismische Bodenunruhe führt zu Störungen der Pendelbewegung, die ihren Ausdruck in einer vergrößerten Streuung der Schwingzeitwerte finden. Nach COOK [29] besteht zwischen dieser Streuung $s(T)$ und der Streuung der Bodenbewegungen $s(q)$ die Beziehung

$$(73) s(T) = \frac{T}{\sqrt{2N} \varphi_0 g} s(q).$$

Der Störeinfluß ist demnach bei Einzelpendeln umgekehrt proportional der Schwingungsamplitude φ_0 und der Wurzel aus der beobachteten Anzahl N von Schwingungen. Schwingen zwei Pendel gegenphasig auf einem gemeinsamen Stativ, dann ist das aus beiden Einzelpendeln gebildete Mittelpendel frei von dem Einfluß von Bodenbewegungen. Näheres hierüber siehe Abschnitt 2.4.4.

2.5.3.7. Mitschwingeinflüsse

Die bei der Pendelbewegung auftretenden horizontalen Kraftkomponenten in der Schneidenlagerung führen zu einem elastischen Mitschwingen des Pendelgerätes, das sich auch auf die nähere Umgebung des Beobachtungsortes übertragen kann. Der Mitschwingeinfluß wird verringert, wenn zwei Pendel gegenphasig auf einem gemeinsamen Stativ schwingen, so daß sich die horizontalen Kraftkomponenten ganz oder teilweise aufheben. Die Theorie des Mitschwingeinflusses ist aus der Literatur hinreichend bekannt [4]. Die Eliminationswirkung des Zweipendelverfahrens wurde in Abschnitt 2.4.4. behandelt.

Zur Berücksichtigung des verbleibenden Mitschwingeinflusses wurden für das 25-cm-Reversionspendelgerät Korrekturen nach der Formel von SCHMEHL [128, 134] berechnet:

$$(74) \quad \begin{cases} \Delta T_1 = -\sigma \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[\frac{\varphi_{02}}{\varphi_{01}} \cos \phi \right]_{t_1} - \frac{1}{2} \left[\frac{\varphi_{02}}{\varphi_{01}} \cos \phi \right]_{t_2} \right\} + \Delta_1, \\ \Delta T_2 = -\sigma \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[\frac{\varphi_{01}}{\varphi_{02}} \cos \phi \right]_{t_1} - \frac{1}{2} \left[\frac{\varphi_{01}}{\varphi_{02}} \cos \phi \right]_{t_2} \right\} + \Delta_2. \end{cases}$$

Δ_1 und Δ_2 stehen für die folgenden Ausdrücke:

$$\Delta_1 = \frac{\sigma \pi^2 (T_2 - T_1) (\Delta t)^2}{12 T^4} \left\{ \left[\frac{\varphi_{02}}{\varphi_{01}} \right]_0 (T_2 - T_1) + \sigma \left[3 \left[\frac{\varphi_{02}}{\varphi_{01}} \right]_0^2 - 1 \right] \right\},$$

$$\Delta_2 = \frac{\sigma \pi^2 (T_2 - T_1) (\Delta t)^2}{12 T^4} \left\{ \left[\frac{\varphi_{01}}{\varphi_{02}} \right]_0 (T_2 - T_1) - \sigma \left[3 \left[\frac{\varphi_{01}}{\varphi_{02}} \right]_0^2 - 1 \right] \right\}.$$

φ_{01} und φ_{02} sind die Amplituden der Pendel, ϕ ist der von 180° (der idealen Gegenphasigkeit) abweichende Anteil der Phasendifferenz zwischen beiden Pendeln. Die Indizes t_1 und t_2 an den Klammerausdrücken weisen auf Anfang und Ende des Zeitraumes hin, für den die Mitschwinkkorrektur berechnet werden soll. σ ist der für beide Pendel als gleich vorausgesetzte Mitschwinkkoeffizient; er wird nach dem in Abschnitt 3.5.8. angegebenen Verfahren bestimmt. Die Messung der Phasendifferenz ist in Abschnitt 3.5.6. beschrieben. $\Delta t = t_2 - t_1$ ist das zwischen t_1 und t_2 liegende Zeitintervall. Der Index 0 an den Amplitudenquotienten besagt, daß die Werte für einen Zeitpunkt zu nehmen sind, an dem $\phi = 0$ ist. T_1 und T_2 sind die Schwingungsdauern beider Pendel mit provisorischen Mitschwinkkorrekturen, die unter der Annahme $\Delta_1 = \Delta_2 = 0$ berechnet wurden. T ist das arithmetische Mittel aus T_1 und T_2 . Bei hinreichend kurzen Zeitintervallen können die Δ -Glieder vernachlässigt werden. Beim Quarzpendelgerät konnte wegen der Kleinheit des Effektes auf Korrekturen für den Mitschwingeinfluß verzichtet werden.

Die fortlaufenden Registrierungen der Amplituden und der Phasendifferenzen der Pendel des 25-cm-Gerätes weisen einen starken Einfluß der elastischen Kopplung über das Stativ auf. Die in [47] ausgeführte strenge Analyse dieser Erscheinung erbrachte zeitliche periodische Schwankungen der Amplituden und der Phasendifferenzen. Betrag und Periode der Schwankungen hängen von den Anfangsbedingungen, der Größe der elastischen Kopplung und der Verstimmung der beiden Pendel ab. Für die Schwankungsperiode gilt die Darstellung

$$(75) \quad T_Q = \frac{2 T^2}{|\Delta T| \sqrt{1 + \frac{4 \sigma^2}{\Delta T^2}}} .$$

Ist die Verstimmung ΔT klein gegenüber der elastischen Kopplung σ , so konvergiert T_Q gegen T^2/σ und könnte zur Bestimmung von σ benutzt werden. Im umgekehrten Falle wäre T_Q ein Maß für die Verstimmung ΔT .

In [47] wird gezeigt, daß die Beträge der Schwankungen der Amplituden und Phasendifferenzen dann am größten sind, wenn $|\Delta T|$ nahezu bei 2σ liegt. Periodische Schwankungen der Phasendifferenzen sind nur bei $|\Delta T| \leq 2\sigma$ vorhanden. Außerdem wurde festgestellt, daß der Einfluß der Anfangsschwingungen mit dem Überwiegen der elastischen Kopplung zunimmt. Daraus ergibt sich der Hinweis, daß die Pendel möglichst gut abgestimmt werden müssen, um die Störwirkungen der erzwungenen elastischen Stativbewegungen in den Amplituden und Phasendifferenzen klein zu halten.

Beim 25-cm-Pendelgerät ergaben sich je nach Lage des Pendelschwerpunktes Perioden von 4 bis 10 Stunden. Die Beträge der Amplitudenstörungen erreichten bis zu 20 % des Ausgangswertes. Die entsprechenden Phasendifferenzschwankungen betragen etwa 10° . Für das Quarzpendelgerät sind diese Einflüsse praktisch bedeutungslos, da wegen der geringen elastischen Kopplung die Perioden der Störungen bei einigen Tagen liegen. Bei einer Meßzeit von einer Stunde wären die Amplitudenstörungen kleiner als 0,1 % der Anfangsamplitude und nicht nachweisbar.

Die Übereinstimmung der errechneten und der beobachteten Amplituden- und Phasenstörungen ist innerhalb der Meßgenauigkeit gegeben. Die beim 25-cm-Gerät beobachteten Störungen im zeitlichen Ablauf der Amplituden und der Phasendifferenzen der Pendel sind vollständig durch die Einwirkung der Stativelastizität zu erklären.

2.5.3.8. Gezeiteneinflüsse

Die durch den Einfluß der Erdgezeiten hervorgerufenen periodischen Schwereänderungen erreichen in Abhängigkeit von der jeweiligen Stellung der gezeiten-erzeugenden Gestirne Sonne und Mond und der geographischen Breite des Beobachtungsortes Doppelamplituden von maximal etwa 0,3 mGal und in Zusammenhang damit Änderungsgeschwindigkeiten bis zu 0,6 mGal/h (siehe z.B. [134]). Bei absoluten Schweremessungen können die gezeitenbedingten Schwereänderungen unberücksichtigt bleiben, solange die Meßunsicherheiten die Grenze von 1 mGal nicht wesentlich unterschreiten, insbesondere wenn durch Mittelung über größere Zeiträume mit einer Verringerung der Störeinflüsse zu rechnen ist. Liegen die Meßunsicherheiten bei wenigen 0,1 mGal oder darunter, dann entsteht durch den Einfluß der Erdgezeiten eine zusätzliche Streuung der Meßwerte, die erforderlichenfalls durch entsprechende Korrekturen eliminiert werden muß.

Bei Reversionspendelmessungen führen unterschiedliche Schwerestörungen während der Schwingzeitmessungen in beiden Gewichtslagen zu einer weiteren Beeinflussung der beobachteten Schwerewerte [115, 116]. Dieser Einfluß läßt sich in einfacher Weise berechnen, wenn man die gezeitenbedingten Schwereänderungen Δg nach der Beziehung

$$\Delta T = - \frac{T}{2} \frac{\Delta g}{g}$$

in Schwingzeitänderungen ΔT umrechnet und diese in Gleichung (8) einsetzt. Die Änderung der reduzierten Schwingungsdauer ergibt sich dann zu

$$T_{\text{red}} = - \frac{1}{2g} \frac{H_1 T_1 \Delta g_1 - H_2 T_2 \Delta g_2}{H_1 - H_2} .$$

Daraus folgt bei gut abgestimmten Pendeln ($T_1 \approx T_2 \approx T_{\text{red}}$)

$$(76) \quad \Delta g_G = \frac{H_1 \Delta g_1 - H_2 \Delta g_2}{H_1 - H_2} .$$

Zwischen dem wahren Schwerewert g am Beobachtungsort und dem gemessenen, durch die zeitlichen Schwereänderungen verfälschten Wert g_{obs} besteht die Beziehung

$$g_{\text{obs}} = g + \Delta g_G .$$

Δg_1 und Δg_2 sind die gezeitenbedingten Schwereänderungen (Mittelwerte) zur Zeit der Schwingzeitmessungen in beiden Gewichtslagen.

Δg_G kann von sehr unterschiedlicher Größe sein, je nach Vorzeichen und Betrag der Schwerestörungen Δg_1 und Δg_2 . Als Beispiel sei angenommen, daß die Schwingzeitmessungen in der einen Gewichtslage in das Maximum und die in der anderen in das Minimum einer Gezeitenwelle mit 0,2 mGal Doppelamplitude fallen. Dann ist

$$\Delta g_1 = + 0,1 \text{ mGal}, \quad \Delta g_2 = - 0,1 \text{ mGal}$$

und nach Gleichung (76) mit $H_1 = 2 H_2$

$$\Delta g_G = 3 \Delta g_1 = + 0,3 \text{ mGal}.$$

Bei einer um 180° phasenverschobenen Gezeitenwelle würden Δg_1 , Δg_2 und Δg_G entgegengesetzte Vorzeichen erhalten. Obwohl in diesem Beispiel der Schwerewert am Beobachtungsort nur um $\pm 0,1$ mGal um seinen Mittelwert schwankt, können durch die Besonderheiten des Reversionspendelverfahrens bei Vernachlässigung der Gezeiteneinflüsse Meßfehler von $\pm 0,3$ mGal entstehen.

Der in dem Zahlenbeispiel angegebene Gezeiteneinfluß stellt einen Extremfall dar, der bei beiden Pendelgeräten nicht erreicht wird. Während beim 25-cm- Reversionspendelgerät die Schwingzeitmessungen in den beiden Gewichtslagen in dichter zeitlicher Folge ausgeführt werden, beziehen sie sich beim Quarzpendelgerät auf ähnliche Zeitabschnitte an aufeinanderfolgenden Tagen. Daher werden sich bei beiden Geräten die Schwerestörungen Δg_1 und Δg_2 nicht wesentlich voneinander unterscheiden, so daß sich der nach (76) berechnete Gezeiteneinfluß auf den normalen Einfluß der Schweregezeiten als Ursache für periodische Änderungen der Meßgröße reduziert. Man erhält jeweils den zeitlichen Mittelwert der Schwere im Beobachtungszeitraum. Wegen der langen Gesamtdauer der Messungen kann das aus den Einzelmessungen abgeleitete Endergebnis dem zeitlichen Mittelwert der Schwere am Beobachtungsort gleichgesetzt werden.

2.5.3.9. Biegeeinflüsse

Bei einem schwingenden Pendel treten Kräfte auf, die eine Verbiegung desselben bewirken. Daß solche Kräfte auftreten müssen, zeigt schon eine einfache Überlegung: Denkt man sich das Pendel in Massenelemente dm zerlegt, so hätten diese bei einer freien Schwingung um die Drehachse des Pendels im allgemeinen eine andere Schwingungsdauer als das Pendel selbst; nur die Schwingungsdauern der Massenelemente in der Nähe des Schwingungsmittelpunktes wären der des Pendels annähernd gleich. Die einzelnen Massenelemente des Pendels werden also gezwungen, mit der Frequenz des Pendels zu schwingen. Das muß zwangsläufig zum Auftreten von Kräften führen, die von der Schwerkraft und den Trägheitskräften allein nicht kompensiert werden können. Sie müssen vom Pendel selbst, d.h. von den elastischen Kräften, aufgenommen werden, wodurch eine elastische Deformation des Pendels entsteht.

Ein Verfahren zur Berechnung dieser Deformation sowie deren Einfluß auf die Schwingungsdauer ist von HELMERT [70] eingehend beschrieben worden. Die Deformationskräfte werden aus dem Bewegungsvorgang des starren Pendelkörpers ermittelt, was in Anbetracht der relativ geringen Deformation ohne weiteres zulässig ist. Verbindet man mit dem Pendel ein körperfestes Koordinatensystem $\Sigma \mathbf{H}$, das in der Schwingungsebene liegt, wobei die Σ -Achse bei ruhendem Pendel vertikal nach unten zeigt und die \mathbf{H} -Achse horizontal liegt, so ergibt die Rechnung für die am Massenelement dm wirkenden Kräfte

$$(77) \quad dP_{\xi} = \left[L_r \cos \varphi + 2 \xi (\cos \varphi - \cos \varphi_0) - \eta \sin \varphi \right] \frac{\xi}{L_r} dm,$$

$$(78) \quad dP_{\eta} = \left[- (L_r - \xi) \sin \varphi + 2 \eta (\cos \varphi - \cos \varphi_0) \right] \frac{\xi}{L_r} dm.$$

Die Ordinaten der gebogenen Längsachse des Pendels im körperfesten Σ, \mathbf{H} -System seien mit η bezeichnet. Da es sich um sehr kleine Verbiegungen handelt, ist es zulässig, die aus der Elastizitätstheorie bekannte Formel für die Durchbiegung

$$(79) \quad \frac{d^2 \eta}{da^2} = \frac{M}{E J}$$

anzuwenden, wobei M der Betrag des Biegemomentes der deformierenden Kräfte P_{ξ} und P_{η} für einen Punkt mit der Abszisse $\xi = a$, J das Trägheitsmoment des Querschnittes und E der Elastizitätsmodul ist. Liegen die Schwerpunkte der Pendelquerschnitte sämtlich auf der Längsachse der Pendel, was bei allen Pendeln der Fall war, so erhält man für das Moment M den Ausdruck

$$(80) \quad M = \frac{\xi}{L_r} \sin \varphi \left[\int (L_r - \xi) (\xi - a) dm - \int \eta^2 dm \right].$$

Dabei ist für positives a über den Pendelkörper von $\xi = a$ bis ans untere Ende des Pendels zu integrieren, für negatives a dagegen vom oberen Pendelende bis $\xi = a$. Setzt man nun

$$(81) \quad \eta = \eta_0 \sin \varphi,$$

so erhält man mit (80) und (81) für (79) eine Gleichung von der Gestalt

$$(82) \quad \frac{d^2 \eta_0}{da^2} = \frac{\xi}{L_r E J} (I_1 + I_2 + I_3),$$

wobei

$$\begin{aligned}
 I_1 &= -L_T \rho \int_a^{\xi_u} F(\xi - a) d\xi & \text{bzw.} &= -L_T \rho \int_{\xi_0}^a F(\xi - a) d\xi, \\
 I_2 &= \rho \int_a^{\xi_u} F \xi (\xi - a) d\xi & \text{bzw.} &= \rho \int_{\xi_0}^a F \xi (\xi - a) d\xi, \\
 I_3 &= \rho \int_a^{\xi_u} J' d\xi & \text{bzw.} &= \rho \int_{\xi_0}^a J' d\xi
 \end{aligned}$$

mit F als Pendelquerschnitt und ρ als Dichte des Pendelmaterials. ξ_u , ξ_0 bedeuten unteres bzw. oberes Pendelende. In dem Trägheitsmoment J' sind nur diejenigen Teile des Querschnitts zu berücksichtigen, die einer Biegung Widerstand entgegensetzen.

Hat man die Integrale I_1 , I_2 und I_3 berechnet, so kann (82) integriert werden. Die erste Integration liefert

$$(83) \quad \frac{d\eta_0}{da} = \beta_0 = \int_0^{\xi} \frac{d^2\eta_0}{da^2} da.$$

Die zweite Integration führt dann unter Berücksichtigung dessen, daß für $\xi = 0$ auch $\eta_0 = 0$ sein soll, zu

$$(84) \quad \eta_0 = \int_0^{\xi} \beta_0 d\xi,$$

womit die Biegekurve ermittelt ist.

Unter Verwendung der Biegelinie η_0 gelangte HELMERT für ein sich biegendes Pendel zu der Differentialgleichung

$$(85) \quad \frac{d^2\varphi}{dt^2} = -\frac{g}{L_T} \sin \varphi \left[1 - \frac{i_1 - i_2 - i_3}{m H} \right]$$

mit

$$i_1 = \int \eta_0 dm, \quad i_2 = \frac{1}{L_T} \int \eta_0 dm, \quad i_3 = \frac{1}{L_T} \int \rho J' \beta_0 dm,$$

wobei über den ganzen Pendelkörper zu integrieren ist.

Aus (85) ist zu entnehmen, daß die durch die Pendelbiegung veränderte Schwingungsdauer T_0 den Wert

$$(86) \quad T = T_0 \left[1 + \frac{i_1 - i_2 - i_3}{2 m H} \right]$$

besitzt. Setzt man nun

$$(87) \quad T = T_0 (1 + \Delta),$$

so kann man zeigen, daß der Einfluß auf die g -Bestimmung wegen

$$(88) \quad \frac{\Delta g}{g} = - \frac{dT_{red}^2}{T_{red}^2}$$

sich zu

$$(89) \quad \frac{\Delta g}{g} = - 2 (2 \Delta_1 - \Delta_2)$$

berechnet, wenn die Schwerpunktsabstände im Verhältnis 1 : 2 stehen. Dabei ist Δ_1 die relative Schwingungsdaueränderung bei Gewicht oben und Δ_2 bei Gewicht unten.

Für die zur Messung verwendeten Pendel ergab die Rechnung nach (89) für Δg folgende Korrekturen:

25-cm-Pendel:	- 0,41 mGal,
37,5-cm-Pendel:	- 0,09 mGal,
50-cm-Pendel:	- 0,24 mGal,
75-cm-Pendel:	0,40 mGal.

2.5.3.10. Geometrische Schneideneffekte

Beim idealen Reversionspendel wird eine reine Drehbewegung ohne Abrollen vorausgesetzt. Durch Anwendung von Schneidenlagerungen kommt man diesem Idealfall sehr nahe. Wegen der hohen Genauigkeitsforderungen ist jedoch die Annahme einer reinen Drehbewegung beim schneidengelagerten Pendel nicht ausreichend. Eine bessere und für viele Zwecke ausreichende Näherung erhält man, wenn die Schneidenkante nicht als mathematische Gerade, sondern als zylindrisch begrenzte Übergangszone zwischen den Dachflächen des Schneidenprismas aufgefaßt wird, mit der die starre Schneide auf der ebenfalls starren Unterlage abrollt. Diese geometrischen Schneideneffekte wurden für verschiedene Querschnittsformen von Schneide und Unterlage (kreiszyklindrische, elliptische oder unregelmäßige Begrenzung) von zahlreichen Autoren untersucht. Eine ausführliche theoretische Darstellung findet sich bei SCHÜLER [132].

Durch die geometrischen Schneideneffekte werden sowohl die Grundfrequenz des Pendels als auch das Amplitudenverhalten beeinflusst, d.h., es treten Änderungen der Schwingungsdauer bei unendlich kleinen Amplituden auf, und der Amplitudeneinfluß genügt nicht mehr dem für ideale Lagerungsbedingungen gültigen $\phi^2/16$ -Gesetz. Beschränkt man sich auf unendlich kleine Amplituden, dann gilt für die Schwingungsdauer eines Pendels, das auf einer von einem Kreiszyylinder mit dem Radius r begrenzten Schneide schwingt, der bekannte Ausdruck

$$(90) \quad T = T_0 \left(1 - \frac{r}{2H}\right).$$

T_0 ist dabei die Schwingungsdauer bei $r = 0$ und H der Schwerpunktsabstand. Bei elliptisch begrenztem Schneidenzylinder läßt sich derselbe Ausdruck anwenden, wenn für r der Krümmungsradius längs der Berührungslinie zwischen Schneide und Unterlage in der Ruhelage des Pendels eingesetzt wird. Durch Einführung eines effektiven Schneidenradius lassen sich auch elastische Vorgänge in der Schneidenlagerung wie geometrische Schneideneffekte behandeln.

Beim Reversionspendel wirken sich die Schneidenradien zunächst unmittelbar auf die Schwingungsdauern in beiden Gewichtslagen aus. Im allgemeinen entsteht daraus auch ein Einfluß auf die reduzierte Schwingungsdauer, der sich nach der BESSELschen Formel (6) berechnen läßt. Benutzt man die lineare Näherung (8) und setzt man in diese die Schwingungsdauern T_1 und T_2 nach Gleichung (90) ein, dann ergibt sich für die reduzierte Schwingungsdauer sofort der Ausdruck

$$T_{\text{red}} = \frac{H_1 T_{10} - H_2 T_{20}}{H_1 - H_2} - \frac{1}{2} \frac{r_1 T_{10} - r_2 T_{20}}{H_1 - H_2}.$$

Durch die Abstimmung sind die Schwingungsdauern stets wenigstens näherungsweise gleich. Daher läßt sich mit

$$T_{10} \approx T_{20} \approx T$$

für den zweiten Term, durch den der Einfluß der Schneidenradien auf die reduzierte Schwingungsdauer berücksichtigt wird, auch schreiben

$$(91) \quad \Delta T_{\text{red}} = - \frac{1}{2} \frac{r_1 - r_2}{H_1 - H_2} T.$$

Schwingt das Reversionspendel in beiden Gewichtslagen auf derselben Schneide, wie es bei Pendeln mit Schwingflächen der Fall ist, dann hat wegen $r_1 = r_2$ der Schneidenradius keinen Einfluß auf die reduzierte Schwingungsdauer ($\Delta T_{\text{red}} = 0$). Bei pendelfesten Schneiden läßt sich die Bedingung $r_1 = r_2$ im allgemeinen nicht erfüllen, so daß eine Beeinflussung der reduzierten Schwingungsdauer durch die Schneidenradien entsteht ($\Delta T_{\text{red}} \neq 0$). Mit $r_1 - r_2 = 1 \mu\text{m}$, $H_1 - H_2 = 80 \text{ mm}$ und $T = 0,5 \text{ s}$ erhält man

$$\Delta T_{\text{red}} = 3 \cdot 10^{-6} \text{ s.}$$

Diesem Einfluß auf die reduzierte Schwingungsdauer entspricht eine Änderung des berechneten Schwerewertes von 12 mGal. Soll bei Reversionspendelmessungen eine Genauigkeit von 0,1 mGal erreicht werden, dann müßten die Schneidenradien auf 0,01 μm genau bekannt sein. Um den Einfluß der Schneidenradien zu eliminieren, werden bei Reversionspendeln mit pendelfesten Schneiden Schneidenvertauschungen vorgenommen (siehe Abschnitt 2.4.2.). Dabei ist die Voraussetzung zu erfüllen, daß die Schneidenradien während des Vertauschungsvorganges keine Veränderungen erfahren.

2.5.3.11. Elastische Schneideneffekte

Die durch eine elastische Schneidenverlagerung hervorgerufenen Störungen beeinflussen sowohl die Länge als auch die Schwingungsdauer des Pendels. Man kann diesen Einfluß ganz einer Änderung von L oder einer solchen von T zuschreiben. Es ist jedoch sinnvoll, Korrekturen an der Größe anzubringen, die vom physikalischen Standpunkt aus wirklich geändert wird. Deshalb wird man das Eindringen der Schneide in die ebene Unterlage im statischen Zustand als Änderung der Pendellänge deuten, während der Einfluß der Deformation infolge der Pendelbewegung zu einer Änderung der Schwingungsdauer Anlaß gibt.

Eine zylindrische Schneide der Auflagebreite 2τ quer zur Schneide dringt bei einer bestimmten Kraftwirkung in die ebene Unterlage um einen Betrag ein, der sich im allgemeinen nur durch ein bestimmtes Integral darstellen läßt [132]. Konkrete Formeln zur Berechnung können angegeben werden, wenn die Spannungsverteilung in der Oberfläche als bekannt vorausgesetzt wird. Kann auch die Lage des Bezugspunktes angegeben werden, der als unbeeinflusst von der Deformation betrachtet werden soll, so ergeben sich sogar sehr einfache Berechnungsformeln. So ist bei den Quarzreversionspendeln die Eindringtiefe bei halbkreisförmiger Spannungsverteilung

$$(92) \quad E_{\text{e}} = \frac{P}{2\pi\mu} \frac{\lambda + 2\mu}{\lambda + \mu} (0,5 + 2 \ln 2 - \ln \tau)$$

mit λ und μ als LAMÉschen Konstanten und P als Kraftwirkung pro cm Schneidenlänge, die hier $0,825 \text{ kp} \cdot \text{cm}^{-1}$ beträgt. Die Eindringtiefe in die ebene Unterlage liegt in der Größenordnung von 0,1 μm . Sie kann beim Differenzenverfahren eliminiert oder muß bei Einzelpendeln als Korrektur angebracht werden.

Die bei der Pendelbewegung auftretenden Kräfte erzeugen an der Schneidenlagerung eine Kraftwirkung, die zur Deformation der Lagerelemente Anlaß gibt. Diese Deformation kann durch vier Parameter charakterisiert werden, die in den Einheiten $\text{cm} \cdot \text{kp}^{-1}$ die Verschiebung der Schneide bzw. des Lagers in zwei zueinander senkrechten Richtungen angeben:

- δ : vertikale Verschiebung der Unterlage,
- ϵ : horizontale Verschiebung der Unterlage,
- ν : Verschiebung der Pendellagerung in Richtung der Pendellängsachse,
- ι : Verschiebung der Pendellagerung senkrecht zur Längsachse des Pendels.

Wie eingehende theoretische Untersuchungen zeigen, üben die Parameter δ und ν in erster Ordnung keinen Einfluß auf die Schwingungsdauer der Pendel aus. Darin kommt zum Ausdruck, daß die vertikalen elastischen Deformationen auf die Schwingungsdauer nicht spürbar einwirken. Die verbleibenden Größen ι und ϵ verändern das Quadrat der reduzierten Schwingungsdauer eines Pendels gemäß der Formel (33) und legen die Anwendung des Differenzenverfahrens mit Pendeln verschiedener Länge und gleicher Masse nahe.

Die vier genannten Parameter sind keine reinen Materialkonstanten, sondern sind in ihren Zahlenwerten außer vom Material noch von der Auflagebreite, Auf-
lagelänge und von der Spannungsverteilung in der Berührungsfläche abhängig. So ist z.B. bei den Quarzpendeln die Größe ν mit der Eindringtiefe E durch die Relation

$$\nu = \frac{E}{3,3} \text{ cm} \cdot \text{kp}^{-1}$$

verbunden. Während sich nun die durch die Schneidenbelastung hervorgerufene Deformation bei einem ebenen Lager nach vorliegenden Formeln ergibt, konnte die Deformation einer Schneide bis jetzt nicht mit der erforderlichen Genauigkeit berechnet, sondern nur in Verbindung mit der berechneten Deformation eines ebenen Lagers experimentell ermittelt werden. Übrigens zeigt die theoretische Berechnung, daß bei einem ebenen Lager δ und ϵ bzw. ν und ι gleich groß sind.

Dem in (33) angeführten Resultat der Änderung der Schwingungsdauer

$$\tau_{\text{red}}^2 = \tau_0^2 + m \pi^2 (\iota - \epsilon)$$

infolge elastischer Deformation der Lagerung liegt die Voraussetzung zugrunde, daß die bei der Pendelbewegung entstehenden Trägheitskräfte der deformierten Massen gegenüber denen der Gesamtmasse zu vernachlässigen sind. Dies gilt auf jeden Fall für die unmittelbare Umgebung der Berührungsfläche von Schneide und Lager. Es gilt sicher auch noch mit guter Näherung, wenn man die gesamte Schneide einschließlich des Grundkörpers, auf dem sie befestigt ist, mit in die Betrachtung einbezieht. Dies ist insofern von Bedeutung, als insbesondere an den Verbindungsstellen Schneide-Schneidengrundkörper und Schneidengrundkörper-Pendel bzw. Unterlage infolge ungenügender Festigkeit der Verbindung kleine Deformationen auftreten können, die großen Einfluß auf die Schwingungsdauer haben. Das wurde auch experimentell festgestellt, wobei sich zeigte, daß die Änderung der Schwingungsdauer bei pendelfesten Schneiden entgegengesetzt der Änderung bei Pendeln mit Schwingflächen ist. Dies ist auch theoretisch einzu-

sehen, da im allgemeinen der Deformationsparameter der Schneide größer ist als der des Lagers, so daß im ersten Fall

$$\iota > \varepsilon$$

ist (ι : Pendelschneide, ε : Unterlage), während bei Schwingflächen

$$\iota < \varepsilon$$

ist (ι : ebenes Pendellager, ε : feste Pendelschneide). Man erhält also bei pendelfesten Schneiden einen zu großen und bei Schwingflächen im Pendel einen zu kleinen g -Wert. Daher ist es sinnvoll, bei g -Messungen mit Reversionspendeln beide Varianten anzuwenden. Einer sicheren Befestigung der Lagerelemente kommt dabei große Bedeutung zu.

2.5.3.12. Gleiteffekte

In einigen Veröffentlichungen über Pendelmessungen wird auf kleinste Relativbewegungen der Schneide gegenüber dem Lager hingewiesen. Eine eindeutige und verallgemeinerungsfähige Ansicht liegt hierüber jedoch nicht vor. So stellt BESSEL [19] relative Mikrobewegungen in der Pendellagerung fest, die immer in Richtung der Pendelbewegungen zeigen. Der jeweilige Verschiebungsbetrag wird vom Autor als amplitudenproportional angegeben und ist für beide Lagen des Reversionspendels gleich. BESSEL deutet diese Mikrobewegung jedoch nicht als einen Effekt infolge der Überwindung der Haftreibung an der Berührungsstelle zwischen Schneide und Lager.

Vom Gleiten der Schneide auf dem Lager spricht DEFFORGES [39], wobei dieser Effekt als eine Kombination von Rollen und Gleiten von ihm mit "Glissement" bezeichnet wird. Die Relativbewegung in der Lagerung ist proportional zur Amplitude. LORENZONI [87] schließt aus seinen Untersuchungen ebenfalls auf einen Gleiteffekt. Ein ruckweises Gleiten, das durch die wiederholte kurzzeitige Minderung der Kontaktkraft zwischen Schneide und Lagerung infolge von Bodenerschütterungen entstehen kann, nimmt SCHIÖTZ [127] an.

HELMERT [70] unterzieht das Gleiten der Schneide auf dem Lager einer theoretischen Behandlung, wobei er sich jedoch hauptsächlich auf die Beobachtungen von BESSEL stützt. KÜHNEN und FURTWÄNGLER [82] stellen durch Beobachtungen fest, daß sich einzelne Punkte innerhalb der Berührungslinie zwischen Schneide und Lager bei großer Amplitude in geringem Maße bewegen. Der Bewegungssinn dieser Punkte lag teilweise entgegengesetzt, und die Bewegungsgröße war unterschiedlich. Bezüglich der Verlagerung der gesamten Berührungslinie durch Gleiten wurde jedoch festgestellt, daß ein solcher Effekt keine mit Sicherheit zu beobachtende Größe erreichte. Gegen die Beobachtungen von BESSEL und DEFFORGES wurden Bedenken erhoben.

Diese in der Literatur über Pendelmessungen vorhandenen Widersprüche hinsichtlich der Mikrobewegungen sind Anlaß zu weiteren Untersuchungen dieser Effekte. Dabei sollte unabhängig von der Art des Gleiteffektes geklärt werden, ob unter den Bedingungen eines Pendelvorganges mit geringer Amplitude Gleiten in der Lagerung in einem nicht zu vernachlässigenden Maße auftritt. Dabei interessieren auch die Erkenntnisse auf dem Gebiete der Reibungsforschung. Aus diesem umfangreichen und speziellen Literaturkomplex geben die Arbeiten über das Reibgeschehen bei kleinsten Gleitgeschwindigkeiten eine erste Grundlage für die Einschätzung des Geschehens zwischen Schneide und Lager.

Die Reibungszahlen der Haftreibung liegen im allgemeinen höher als die der Gleitreibung der gleichen Werkstoffpaarung. Versuchsberichte [57] weisen jedoch auch andere Ergebnisse aus. So erhält man beispielsweise bei Grenzreibung durch die Art der Schmierstoffe eine Reibcharakteristik, bei der die Haftreibung kleiner ist als die Gleitreibung. Diese Erscheinung ist jedoch nicht nur in Verbindung mit besonderen Schmierstoffen zu sehen, wie man den Versuchsergebnissen an ungeschmierten Werkstoffpaarungen bei geradlinigen Gleitbewegungen mit kleinsten Geschwindigkeiten entnehmen kann [26]. Als Werkstoffpaarung diente hierbei allerdings Stahl gegen Blei bzw. Indium. Die Reibungszahl μ fällt nach Erreichen eines Größtwertes im Geschwindigkeitsbereich von 10^{-4} bis 10^{-10} cm/s von $\mu = 0,19$ bis auf $\mu = 0,02$ ab. Dieses Verhalten dürfte wohl durch die Fließfreudigkeit von Indium oder Blei besonders begünstigt werden. Die Autoren vermerken auch, daß beim geradlinigen Gleiten von Stahl gegen härtere Metalle bisher kein Abfallen der Reibungszahlen mit fallender Geschwindigkeit zu beobachten war.

Angleitversuche nach COURTNEY-PRATT [16, 38] zeigen, daß sich innerhalb des Mechanismus der Haftreibung bei Platin die Überlappungsvolumina der Reibflächen schon weit vor dem Erreichen des Endwertes der Haftkraft überwiegend plastisch verformen und sich in Kraftrichtung bleibend verschieben. Dieser Effekt innerhalb des Haftreibungsmechanismus wird mit "Mikrogleiten" bezeichnet. An poliertem Platin sind auf einer Mikrogleitstrecke von über $25 \mu\text{m}$ auch elastische Anteile von ca. $1 \mu\text{m}$ vorhanden. Metalle mit höherer Fließgrenze besitzen einen größeren elastischen Anteil. Die Reibungszahlen für das Mikrogleiten nehmen mit der Größe der Strecke zu und steigen im Versuchsbereich von $\mu = 0,05$ bis $\mu = 0,6$ an.

Bei Untersuchungen der Haftbohrreibung [57] bei extrem kleinen Gleitgeschwindigkeiten (bohrende Kugel gegen Ebene) wurde festgestellt, daß die Reibungszahl mit fallender Gleitgeschwindigkeit kleiner wird. Dies gilt sowohl für Stahl gegen Stahl wie auch für Stahl gegen Saphir und Hartmetall. Dieser Effekt kann auch in vertikalen Spitzenlagern bei der gleichen Bewegungsart vermutet werden, da hierbei keine unterschiedlichen Reibungszahlen für die Haft- und Gleitreibung feststellbar sind [57].

Die letztgenannten Untersuchungen sind für das Schneide-Lager-Problem von besonderem Interesse, da bei diesen Versuchen kleinste Kontaktflächen mit größter Flächenpressung zur Anwendung kamen. Auch wurden die Materialpaarungen ähnlich wie bei den Schneidenlagerungen in Pendelgeräten gewählt. Die gemessenen Reibungszahlen liegen beim Übergang von der Ruhe zur Bewegung für Stahl/Hartmetall bei $\mu = 0,054$, für Stahl/Saphir bei $\mu = 0,06$ und für Stahl/Stahl bei $\mu = 0,08$. Alle Werte liegen unterhalb der jeweiligen Gleitreibungszahl.

Aus diesen Literaturhinweisen läßt sich schon eine erste Abschätzung des Sicherheitsfaktors S_M gegen Mikrogleiten in der Schneide-Lager-Kombination vornehmen. Im Quarzpendelgerät werden Pendel verwendet, die paarweise gleiche Längen, Querschnitte und Massen haben und deren Längen von Pendelpaar zu Pendelpaar nach drei Größen gestuft sind.

Bei der maximalen Amplitude von $\varphi_0 = 20'$ erzeugt jedes Pendel in der Lage G_u eine horizontale Kraftkomponente F_h in der Größe $F_h = 12,75 p$. Diese Komponente muß zwischen Lager und Schneide ohne Gleiten aufgenommen werden. Würde hierbei Gleiten eintreten, dann wäre die Reibungszahl μ_q in der Lager-Schneide-Kombination bei dem Pendelgewicht von $3,3 \text{ kp}$ $\mu_q \leq 0,0039$. μ_q ist dann also die kritische Reibungszahl, die durch die Betriebsbedingungen der Quarzpendel nicht unterschritten werden darf.

Das Messingpendel besitzt bei der maximalen Amplitude von $\varphi_0 = 14'$ in der Lage G_u eine horizontale Kraftkomponente von $F_h = 10,8 p$. Bei einem Pendelgewicht von 4 kp ist hierbei die kritische Reibungszahl $\mu_m = 0,0027$.

Diese kritischen Reibungszahlen müßten von der jeweiligen Materialpaarung im Schneidenlager unterschritten werden, wenn ein Gleiteffekt eintreten soll. Nach den Ergebnissen der Haft- und Gleituntersuchungen mit der bohrenden Methode sind die kritischen Reibungszahlen in den Pendelgeräten um den Sicherheitsfaktor S_M gegen Mikrogleiten sicher. Bei Stahl gegen Stahl ergibt sich dabei für das Messingpendelgerät eine Sicherheit von $S_M = \frac{0,08}{0,0027} \approx 30$. Legt man für das Quarzpendelgerät die Reibungszahl Stahl/Saphir zugrunde, dann ist die Sicherheit $S_{Mq} = \frac{0,06}{0,0039} \approx 15$.

Nimmt man andererseits an, daß durch die hohe Flächenpressung in der Berührungsfläche zwischen Schneide und Lager die Fließenergiedichte sofort erreicht wird, so müßte man auch bei spröden Werkstoffen mit der Mikroplastizität rechnen. Legt man hierbei den kleinsten an Stahl/Indium gemessenen Wert zugrunde, so ergibt sich von dieser Betrachtungsweise aus folgende überschlägige Darstellung: Die kleinste bekannte Reibungszahl ist $\mu = 0,02$. Hierbei ist die Gleitgeschwindigkeit 10^{-10} cm/s . Würde diese Gleitgeschwindigkeit v_g , die beim Quarzpendel dem $\frac{0,02}{0,0039} \approx 5$ fachen und beim Messingpendel dem $\frac{0,02}{0,0027} \approx 7,5$ fachen Betrag der kritischen Reibungszahl entspricht, proportional mit der horizontalen Kraftkomponente $F_h(\varphi)$ anwachsen, so würde sie die Werte $v_g(\varphi=0) = 0$ und $v_g(\varphi=\varphi_0) = 10^{-6} \mu\text{m/s}$ annehmen.

Betrachtet man den damit eintretenden Verschiebungsvorgang der Schneide gegenüber dem Lager nur während einer Viertelschwingung von $\varphi = 0$ bis $\varphi = \varphi_0$, so ergibt sich eine Verschiebung l' . Ersetzt man für eine erste Näherung das Integral durch das arithmetische Mittel, so folgt für das 75-cm-Quarzpendel mit der Halbschwingungsdauer $T_q = 0,86$ s

$$l'_q = \frac{10^{-6} \cdot 0,86}{4} = 0,215 \cdot 10^{-6} \mu\text{m}$$

und für das Messingpendel mit der Halbschwingungsdauer $T_m = 0,5$ s

$$l'_m = \frac{10^{-6} \cdot 0,5}{4} = 0,125 \cdot 10^{-6} \mu\text{m}.$$

Ermittelt man diese Verschiebung l' exakter durch Integration der einzelnen proportional mit φ wachsenden Gleitbeträge $v_g(\varphi)$ über eine Viertelschwingung, so erhält man für das 75-cm-Quarzpendel

$$l'_q = 0,274 \cdot 10^{-6} \mu\text{m}$$

und für das Messingpendel

$$l'_m = 0,159 \cdot 10^{-6} \mu\text{m}.$$

Die daraus resultierenden vertikalen Verlagerungen p des momentanen Drehpoles der Pendellagerungen würden dann nach den überschlägigen Betrachtungen unter Heranziehung der nachteiligsten kinematischen und werkstoffmäßigen Bedingungen beim 75-cm-Quarzpendel zwischen

$$37 \cdot 10^{-6} \mu\text{m} \leq p_q \leq 47,1 \cdot 10^{-6} \mu\text{m}$$

und beim Messingpendel zwischen

$$30,7 \cdot 10^{-6} \mu\text{m} \leq p_m \leq 39,1 \cdot 10^{-6} \mu\text{m}$$

liegen. Beim kurzen Quarzpendel entspricht eine vertikale Drehpolverlagerung von $p'_q = 0,37 \mu\text{m}$ einer Veränderung des Schwerewertes von $\Delta g' = 1$ mGal. Beim Messingpendel besteht die Beziehung $p'_m = 0,25 \mu\text{m} \triangleq \Delta g' = 1$ mGal. Nach den angestellten Überlegungen würde bei einer Viertelschwingung der Fehler durch Mikrogleiten beim kurzen Quarzpendel in der Größenordnung

$$1 \cdot 10^{-4} \text{ mGal} \leq \Delta g'_q \leq 1,27 \cdot 10^{-4} \text{ mGal}$$

und beim Messingpendel

$$1,23 \cdot 10^{-4} \text{ mGal} \leq \Delta g'_m \leq 1,56 \cdot 10^{-4} \text{ mGal}$$

liegen.

Läßt man einen Fehler von $\Delta g_{\text{max}} = 0,01$ mGal zu, so läßt sich aus den vorangegangenen Ergebnissen die zugehörige Geschwindigkeit des Mikrogleitens ableiten. Den bisherigen Betrachtungen war die Gleitgeschwindigkeit $v_g(\varphi = \varphi_0) = 10^{-6} \mu\text{m/s}$ zugeordnet. Dem zugelassenen Fehler Δg_{max} entspricht dann die Geschwindigkeit des Mikrogleitens $v'_{g_{\text{max}}}$ am kurzen Quarzpendel nach

der Beziehung

$$v_{g_{\max}}' = \frac{\Delta g_{\max}}{\Delta g_q'} v_g (\varphi = \varphi_0) = \frac{0,01}{1 \cdot 10^{-4} \dots 1,27 \cdot 10^{-4}} \cdot 10^{-6} \mu\text{m/s};$$

$$0,788 \cdot 10^{-4} \leq v_{g_{\max}}' \leq 1 \cdot 10^{-4} \mu\text{m/s}.$$

Am Messingpendel gilt

$$v_{g_{\max}}' = \frac{\Delta g_{\max}}{\Delta g_m'} v_g (\varphi = \varphi_0) = \frac{0,01}{1,23 \cdot 10^{-4} \dots 1,56 \cdot 10^{-4}} \cdot 10^{-6} \mu\text{m/s};$$

$$0,641 \cdot 10^{-4} \leq v_{g_{\max}}' \leq 0,813 \cdot 10^{-4} \mu\text{m/s}.$$

Nach dieser Überlegung, die sich allerdings auf eine Viertelschwingung bezieht, dürfte die Geschwindigkeit des Mikrogleitens den Betrag von $v_{g_{\max}}' = 10^{-4} \mu\text{m/s}$ nicht überschreiten. Diese Geschwindigkeit kann aber unter Einhaltung der Fehlergrenze Δg_{\max} überschritten werden, wenn man eine Halbschwingung von $\varphi = 0$ über $\varphi = \varphi_0$ bis zurück zu $\varphi = 0$ betrachtet. Setzt man voraus, daß das Geschehen des Mikrogleitens in bezug auf die proportional mit der horizontalen Kraftkomponente $F_h(\varphi)$ sich verändernde Gleitgeschwindigkeit $v_g(\varphi)$ kontinuierlich verläuft und daß die Betrachtungen für den Schwingbereich mit von $\varphi = 0$ bis $\varphi = \varphi_0$ ansteigender Elongation in gleichem Maße auch für den Schwingbereich mit von $\varphi = \varphi_0$ bis $\varphi = 0$ abfallender Elongation gelten, so ist die Gleitgeschwindigkeit während einer Halbschwingung von $\varphi = 0$ über $\varphi = \varphi_0$ nach $\varphi = 0$ richtungsmäßig immer gleich und größenmäßig ebenfalls unabhängig von der Bewegungsrichtung des Pendels. Die Gleitgeschwindigkeit ist im betrachteten Bereich der Halbschwingung also nur eine Funktion der horizontalen Kraftkomponente $F_h(\varphi)$ und damit eine Funktion der absoluten Größe der Elongation φ . Dies bedeutet, daß sich im Bereich der Viertelschwingung mit ansteigender Elongation das Mikrogleiten in Richtung der Pendelbewegung vollzieht, während es im Bereich der Viertelschwingung mit abfallender Elongation der Pendelbewegung entgegen wirkt. Die dadurch entstehende vertikale Verlagerung p des Momentandrehpoles des jeweiligen Pendels wird daher während der ersten betrachteten Viertelschwingung auf die wirksame Pendellänge vergrößernd und während der zweiten Viertelschwingung verkleinernd wirken. Bei der im vorliegenden Fall auftretenden geringen Geschwindigkeit des Mikrogleitens gegenüber der Geschwindigkeit des Pendelschwerpunktes sind die Unterschiede zwischen den Absolutbeträgen der positiven und der negativen vertikalen Verlagerungen p vernachlässigbar klein. Die über je eine Viertelschwingung ermittelten Fehler Δg des Schwerewertes infolge des Mikrogleitens heben sich damit über eine Halbschwingung von $\varphi = 0$ über $\varphi = \varphi_0$ bis zurück zu $\varphi = 0$ ohne Betrachtung weiterer Effekte nahezu auf.

Im Mechanismus der Haftreibung zeichnet sich jedoch das Mikrogleiten dadurch aus, daß sich an den unter hoher Flächenpressung stehenden gemeinsamen Kontaktflächen der beiden Gleitkörper eine elastische und plastische Verformung in Richtung der Bewegungskomponente schon weit vor dem Erreichen des Endwertes der Haftreibung vollzogen hat. Bei poliertem Platin beträgt der elastische Anteil an der gesamten Mikrogleitstrecke 4 % [16, 38]. Die Materialien in der Schneidenlagerung besitzen wegen ihrer höheren Fließgrenze einen größeren elastischen Anteil an der Mikrogleitstrecke. Bei Stahl würde sich der Anteil der elastischen Verformung gegenüber dem Wert von Platin im Verhältnis der Werte der Fließgrenzen der Materialien von 4 % auf etwa 6 % erhöhen. Während der ersten Viertelschwingung wirkt sich der elastische Anteil im gleichen Verhältnis vergrößernd auf die Mikrogleitstrecke, die Mikrogleitgeschwindigkeit und die vertikale Verlagerung des Momentandrehpoles aus. Während der zweiten Viertelschwingung übt die elastische Rückbildung wieder einen im gleichen Verhältnis verkleinernden Einfluß auf diese Größen aus. Über den Zeitraum einer Halbschwingung wird daher kein völliger Ausgleich der vertikalen Verlagerungen der Momentandrehpole erreicht.

Im Differenzbetrag Δp zwischen den vertikalen Verlagerungen der Momentandrehpole nach beiden Richtungen würde damit der Anteil von 2,6 % entsprechend der elastischen Verformung der Mikrogleitstrecke erhalten bleiben. Dies gilt, da die Kontaktfläche zwischen Schneide und Lager in Richtung der horizontalen Kraftkomponente $F_h(\varphi)$ eine Breite von etwa $0,1 \mu\text{m}$ besitzt und die Mikrogleitstrecke in den vorangegangenen Betrachtungen z.B. beim 75-cm-Quarzpendel während einer Halbschwingung nur $2 l'_q = 0,548 \cdot 10^{-6} \mu\text{m}$ beträgt. Das Mikrogleitgeschehen findet damit immer innerhalb der gleichen Kontaktfläche statt. Der Anteil der außerhalb der ständigen Kontaktfläche liegenden Oberflächen-Elemente am Gleitgeschehen ist vernachlässigbar klein. Berücksichtigt man noch, daß auf das Mikrogleiten während der Viertelschwingung von $\varphi = 0$ bis $\varphi = \varphi_0$ in geringem Maße eine gleithemmende und innerhalb des Bereiches von $\varphi = \varphi_0$ bis $\varphi = 0$ eine gleitfördernde Rollbewegung der Schneide gegenüber dem Lager einwirken, so erscheint die Festlegung des Differenzbetrages Δp mit 10 % von p_q bzw. p_m anstelle von 12 % gerechtfertigt.

Für die Halbschwingung ist damit der Differenzbetrag der Vertikalverlagerung des Momentandrehpols bei den Quarzpendeln

$$\Delta p_q = 0,1 p_q$$

und beim Messingpendel

$$\Delta p_m = 0,1 p_m$$

Damit liegen die zugehörigen Unsicherheiten bei der Bestimmung der Erdschwere für die Quarzpendel bei

$$\Delta g_q = 0,1 \Delta g'_q$$

und für das Messingpendel bei

$$\Delta g_m = 0,1 \Delta g'_m$$

Unter Zulassung eines Fehlers von $\Delta g_{\max} = 0,01 \text{ mGal}$ kann die maximal zulässige Geschwindigkeit $v_{g_{\max}}$ des Mikrogleitgeschehens jetzt für das kurze Quarzpendel bei

$$v_{g_{\max}} = \frac{\Delta g_{\max}}{\Delta g_q} v_g (\varphi = \varphi_0) = \frac{\Delta g_{\max}}{0,1 \Delta g'_q} v_g (\varphi = \varphi_0) = 10 v'_{g_{\max}} ;$$

$$0,788 \cdot 10^{-3} \leq v_{g_{\max}} \leq 1 \cdot 10^{-3} \mu\text{m/s}$$

liegen. Für das Messingpendel gilt

$$v_{g_{\max}} = \frac{\Delta g_{\max}}{\Delta g_m} v_g (\varphi = \varphi_0) = \frac{\Delta g_{\max}}{0,1 \Delta g'_m} v_g (\varphi = \varphi_0) = 10 v'_{g_{\max}} ;$$

$$0,641 \cdot 10^{-3} \leq v_{g_{\max}} \leq 0,813 \cdot 10^{-3} \mu\text{m/s}.$$

Die Geschwindigkeit des Mikrogleitgeschehens in der Pendelstellung $\varphi = \varphi_0$ von der Größenordnung

$$v_{g_{\max}} = 10^{-3} \mu\text{m/s} = 10^{-7} \text{ cm/s}$$

würde erst einen Fehler von

$$\Delta g_{\max} = 0,01 \text{ mGal}$$

hervorrufen. Diese Geschwindigkeit ist um drei Größenordnungen größer als die bei der kleinsten aus der Literatur bekannten Reibungszahl $\mu = 0,02$ gemessene Geschwindigkeit von 10^{-10} cm/s .

Nach diesen Überlegungen dürften die Pendelgeräte von Potsdam genügend Sicherheit gegen ein Mikrogleiten in einem Bereich mit einer nicht zu vernachlässigenden Größenordnung der Gleitgeschwindigkeit besitzen. Da jedoch die zum Vergleich herangezogenen Untersuchungsergebnisse aus der Reibungsforschung nicht speziell auf die geometrischen, kinematischen und werkstoffmäßigen Bedingungen im Schneidenlager zugeschnitten sind, empfehlen sich noch experimentelle Untersuchungen unter betriebsnahen Bedingungen. Dabei soll lediglich festgestellt werden, ob eine Gleitgeschwindigkeit von 10^{-7} cm/s nachweisbar ist. Die äußeren Schubkräfte beim Messen müssen dabei entsprechend der kritischen Reibungszahl der Pendelgeräte gewählt werden.

Um das Verhalten von schwingenden Schneidenlagern experimentell zu untersuchen, wird ein vorhandenes 0,5-s-Pendel (STÜCKRATH) verwendet. Die pendelfeste Stahlschneide (50 mm lang) stützt sich auf ein Achatlager (32 mm lang). Auf sie wirkt während des Schwingvorganges eine horizontale Verschiebekraft derart, daß dadurch kein störendes zusätzliches Fremdmoment entsteht und weiterhin die Möglichkeit einer freien Horizontalverschiebung der Schneide gegenüber dem Lager normal zur Pendeldrehachse erhalten bleibt. Zu diesem Zwecke sind an den beiden

das Lager überragenden Schneidenden Pt-Ni-Bändchen mit einem Querschnitt von 0,01 mm-0,1 mm befestigt. Die Bändchen sind auf der einen Schneidendachfläche aufgeklebt und um die Schneidkante herum in Höhe der Lagerebene horizontal zur Seite geführt. An diesen parallel angeordneten Bändchen wirkt eine gemeinsame meßbare Kraft. Mit diesem Gerät kann man nun ohne sonstige Störungen während des Schwingvorganges oder in der Ruhelage innerhalb der Lagerebene horizontale Verschiebekräfte in einer Richtung auf die Schneide einwirken lassen. Unabhängig davon, ob in der Lagerung ein Rollgleitvorgang oder ein Zapfengleitvorgang (Schneidendachkante in einer Mulde der Lagerfläche) vorliegt, läßt sich an dieser Meßanordnung feststellen, ob mit steigender äußerer Verschiebekraft beim Erreichen der kritischen inneren Verschiebekraft entsprechend der kritischen Reibungszahl ein stetes seitliches Wandern der Schneide in Richtung des Bändchenzuges einsetzt. Zur Erfassung einer solchen seitlichen Schneiderverschiebung wird die Schneidendachkante an der Schneidestirnfläche durch ein Spiralmikroskop (50fach) beobachtet. Die kleinste erfaßbare Verschiebung während des Schwingvorganges und in Ruhe ist 1 μ m.

Beim Meßvorgang wurde mit einer maximalen Amplitude von $\phi_0 = 4^\circ 30'$ gearbeitet. Die äußere Verschiebekraft wurde in Abständen von 20 min in Stufen von 10 p gesteigert. Beim Erreichen der äußeren kritischen Verschiebekraft konnte keine Verschiebung entsprechend der abgeschätzten maximal zulässigen Geschwindigkeit des Mikrogleitens von 10^{-7} cm/s beobachtet werden. Die Auswanderung der Schneide hätte hierbei in 20 min 1,2 μ m betragen müssen. Der Gleitvorgang trat während des Schwingens erst bei ca. $\mu = 0,06$ und in der Ruhelage bei ca. $\mu = 0,09$ ein, und zwar ruckweise im Rhythmus des Schwingvorganges. Die Werte streuten stark, weil mit Rücksicht auf die Art der Versuchsanordnung ein vorzeitiges Gleiten einer Schneidenseite nicht zu verhindern war. Dieser Mangel wurde in einer zweiten Versuchsanordnung behoben, bei der die Drehung der Schneide um ihre Vertikalachse verhindert und eine größere Auflösung des Gleitweges garantiert waren.

Bei dieser Versuchseinrichtung wird die auf der horizontal angeordneten Lagerfläche ruhende Schneide bei ihrer horizontalen Gleitbewegung in Richtung normal zur Schneidendachkante reibungsfrei und exakt geradlinig in der Vertikal- und Horizontalebene geführt. Schneide und Lager besitzen hierbei die gleiche Form und Größe wie im 25-cm-Pendelgerät. Der Gleitweg wird durch Interferenzen und mit einem induktiven Wegmesser erfaßt. als Lichtquelle dient eine Spektrallampe HQE 50. Die äußere Verschiebekraft kann meßbar verändert werden und wirkt über die Schneidenhalterung innerhalb der Lagerebene auf die Schneide ein. Die Wirkungslinie der meßbar von 761,5 p bis 5000 p veränderlichen Schneidenbelastung schneidet die Schneidendachkante. Die Art der Belastung garantiert die Gleitbewegung der Schneide ohne Fremdeffekte. Der Gleitweg wird meßbar begrenzt, indem die Schneidenhalterung gegen die Meßfläche einer Feinmeßschraube läuft.

Untersucht wurden die Werkstoffpaarungen Stahl gegen Stahl, Achat gegen Achat und Achatschneide gegen Stahllager. Bei allen drei Kombinationen wurde beim Einwirken der äußeren kritischen Verschiebekraft die Geschwindigkeit des Mikrogleitens von 10^{-7} cm/s nicht überschritten. Der Übergang von der Ruhe zum Gleiten konnte in der Versuchsanordnung sehr gut beobachtet und erfaßt werden. Bei Stahl/Stahl setzte der Mikrogleitvorgang kurz vor Beginn der eigentlichen Gleitbewegung ein, während bei den Kombinationen Achat/Achat und Achat/Stahl bereits bei ca. 70 % der äußeren Verschiebekraft für die Gleitreibung Mikrogleiten nachzuweisen war.

Auch diese Untersuchungen lieferten keine Anhaltspunkte, daß der Fehler infolge eines Mikrogleitvorganges in der Schneidenlagerung bei den Messungen des neuen Potsdamer Schwerwertes größer sein könnte als 0,01 mGal.

2.5.3.13. Magnetische Störungen

Der Einfluß von magnetischen Feldern auf die Bewegung von Invarpendeln für relative Schweremessungen wurde von ELSTNER [45, 46, 49] untersucht. Bei den Reversionspendelmessungen sind derartige Einflüsse im allgemeinen nicht zu befürchten, weil die Pendel aus Quarz und eisenfreiem Messing hergestellt wurden. Bei den Messungen mit dem 25-cm-Reversionspendelgerät wurden jedoch in einigen Fällen Stahlschneiden verwendet. Da bei diesem Gerät die Schneiden an den Pendeln befestigt sind, ist zu untersuchen, ob magnetische Kräfte die Pendelbewegung nachweisbar beeinflussen.

Betrachten wir zunächst ein Reversionspendel, das in der X-Z-Ebene eines kartesischen Rechtssystems schwingt. Die Bewegung erfolge um die Y-Achse (Schneide 2). Die Schneide 1 des Pendels befindet sich im Abstand L von der Drehachse. Wir nehmen an, daß die Schneiden als schematische Magnete mit den Polstärken μ und den Polabständen b wirken, so daß die magnetischen Momente $\mathfrak{M} = \mu b$ existieren. Die Bewegungsgleichung des Pendels besitzt dann unter Beachtung der magnetischen Kräfte die Form

$$(93) \quad \ddot{\varphi} + \omega^2 \varphi = L \mu \left[(B_{x_1} - B_{x_2}) - \varphi (B_{z_1} - B_{z_2}) \right],$$

wobei $B_{x_{1,2}}, B_{z_{1,2}}$ die X- und Z-Komponenten des Magnetfeldes an den beiden Polen der unteren Schneide des Pendels bezeichnen.

Schwingen zwei Reversionspendel in der X-Z-Ebene im Abstand 2 s gegeneinander, so gilt für jedes der beiden Pendel Gleichung (93). Die Magnetfeldkomponenten an den unteren Schneiden setzen sich aus den Grundfeldkomponenten und den Feldanteilen der drei anderen Schneiden zusammen. Am ersten Pendel seien die Schneiden 1 und 2 befestigt, am zweiten Pendel die Schneiden 3 und 4. 1 und 3 seien untere Schneiden.

Für die X-Komponente des Fehlers am Pol k ($k = 1, 2$) der Schneide i ($i = 1, 3$) gilt dann:

$$(94) \quad B_{x_{ik}} = B_{x_{0ik}} - \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^4 \left(\frac{\partial v_j}{\partial x} \right)_{x_{ik}}$$

Der Feldanteil der Schneide j am Aufpunkt ist

$$(95) \quad - \left(\frac{\partial v_j}{\partial x} \right)_{x_{ik}} = \mu_j \left[\frac{x_{ik} - x_{j1}}{(a_{j1})^3} - \frac{x_{ik} - x_{j2}}{(a_{j2})^3} \right],$$

wo die $a_{j1,2}$ die Entfernungen vom Aufpunkt zu den Polen der Schneide j darstellen. Analoge Relationen gelten für $B_{z_{ik}}$.

Aus der Geometrie der Anordnung der Pendel im Gerät können wir gemäß (94) und (95) die entsprechenden Feldanteile berechnen und bekommen

$$(96) \quad B_{x_{ik}} = A_{ik} + C_{ik} \varphi, \quad B_{z_{ik}} = D_{ik} + E_{ik} \varphi$$

für $i = 1, 3$; $k = 1, 2$. Unter Vernachlässigung höherer Potenzen der Elongationen erhalten wir damit die Bewegungsgleichungen

$$(97) \quad \begin{cases} \ddot{\varphi}_1 + \left[\omega_1^2 + \frac{I_1 \mu_1}{I_1} \left((C_{11} - C_{12}) + (D_{11} - D_{12}) \right) \right] \varphi_1 = \text{const}, \\ \ddot{\varphi}_2 + \left[\omega_2^2 + \frac{I_2 \mu_2}{I_2} \left((C_{31} - C_{32}) + (D_{31} - D_{32}) \right) \right] \varphi_2 = \text{const}. \end{cases}$$

Die Konstanten auf den rechten Seiten beeinflussen die Schwingungszeiten nicht. Ohne Genauigkeitsverlust können wir

$$\frac{I_1 \mu_1}{I_1} \approx \frac{I_2 \mu_2}{I_2} \approx \frac{L M}{d I} = F$$

setzen. Für die beiden Schwerpunktlagen der Reversionspendel gelten die Werte $F_{1,2}$, wobei $F_1 = (H_2/H_1) F_2$ ist.

Setzen wir weiterhin zur Abkürzung

$$(C_{11} - C_{12}) + (D_{11} - D_{12}) = H_1^*$$

und

$$(C_{31} - C_{32}) + (D_{31} - D_{32}) = H_2^*,$$

so ergibt sich für die Schwingzeitstörung der Mittelpendel in beiden Lagen der Schwerpunkte:

$$(98) \quad \delta T_{1,2} = \frac{T^3 F_{1,2} \bar{H}^*}{2 \pi^2}, \quad \text{wo } \bar{H}^* = \frac{H_1^* + H_2^*}{2}$$

wegen der Symmetrie der Pendelanordnung nur noch von den D_{ik} abhängt.

Die Zahlenrechnung ergibt mit $L = 25$ cm, $s = 7$ cm und $d = 2,8$ cm:

$$\delta T_1 = M^2 \cdot 4,3 \cdot 10^{-12} \text{ s} \quad (\text{Gu})$$

und

$$\delta T_2 = M^2 \cdot 8,0 \cdot 10^{-12} \text{ s} \quad (\text{Go}).$$

Der für den Polabstand $d = |b|$ angegebene Wert wurde dabei zu $5/6$ der Schneidenlänge angenommen. Messungen an zwei Stahlschneiden ergaben ein magnetisches Moment $M < 5 \text{ Oe} \cdot \text{cm}^3$, so daß $\delta T_{1,2} < 2 \cdot 10^{-10} \text{ s}$ bleibt.

Die bisherigen Überlegungen bezogen sich auf die Schwingungsdauern in beiden Gewichtslagen des Reversionspendels. Sie weisen bereits auf die Kleinheit des Effektes hin. Durch Einsetzen von (99) in (8) und Beachtung der Beziehung zwischen F_1 und F_2 zeigt sich außerdem, daß die Störung der reduzierten Schwingungsdauer nur dann von Null verschieden ist, wenn sich die Schwingungsdauern in beiden Gewichtslagen unterscheiden ($T_1 \neq T_2$). Wir erkennen, daß die magnetischen Eigenschaften der Stahlschneiden keinen nachweisbaren Einfluß auf die Schwingungszeiten der Reversionspendel ausüben.

2.5.3.14. Elektrische Felder

Auf Grund des kleinen Ausdehnungskoeffizienten von Quarz wird in der Gravimetrie für relative wie auch für absolute Schweremessungen Quarz als Pendelmaterial benutzt. Zur Ableitung störender elektrischer Ladungen werden die Pendel mit einer leitenden Schicht versehen oder das Pendelgefäß mit einem radioaktiven Präparat beschickt [118]. Als Ladungsquellen werden Ionenpumpen, Ionisationsvakuummeter [92] und allgemein die mechanische Reibung angenommen. Eine ausführliche Betrachtung über den Charakter und die Größe der elektrostatischen Störungen wird in [58] gegeben. Die Frage, ob Beschichtung oder radioaktive Ionisation zur Ableitung eventuell vorhandener Oberflächenladungen zweckmäßiger ist, muß auf Grund der Größe ihres Restbetrages während des Meßbetriebes entschieden werden. In der folgenden Zusammenstellung sind die für die Quarzpendelanlage anhand theoretischer Betrachtungen nach [58] errechneten Restbeträge in Ladungseinheiten pro Flächeneinheit LE/cm^2 zusammengestellt, die eine Schwingungsdauer-

änderung von $1 \cdot 10^{-7}$ verursachen (3 LE entsprechen 10^{-9} C).

Gewichtslage	37,5-cm-Pendel	50-cm-Pendel	75-cm-Pendel
Go	0,16	0,11	0,081
Gu	0,20	0,12	0,064

Eine experimentelle Bestimmung der tatsächlich vorhandenen Oberflächenladung auf den zunächst unbedampften Quarzpendeln nach dem Entfernen aus dem evakuierten Pendelgefäß lieferte einen im Mittel größeren Betrag, als er in der Tabelle angegeben wird. Die Ladungsmessung erfolgte mit einem Röhrenelektrometer (Statimeter von der PGH Statron Fürstenwalde). Den Pendeln wurde daraufhin eine Aluminiumschicht aufgedampft. Die leitende Verbindung mit dem umgebenden Pendelgefäß wurde über die Vorrichtungen zur Amplitudengebung und zur Bremsung der Pendel ermöglicht. Die zunächst aufgetretenen Sprünge in der Schwingungsdauer konnten beseitigt werden. Jedoch traten zum selben Zeitpunkt noch Mängel in der Schneidbefestigung auf, die ebenfalls zu einer größeren Instabilität der Schwingungsdauern geführt hatten und aus Zeitgründen gleichzeitig beseitigt wurden. Eine eindeutige quantitative Zuordnung der aufgetretenen Sprünge zu den entsprechenden Störgrößen konnte daher nicht erfolgen.

2.6. Auswertung von Zweipendelmessungen

Für jedes der beiden Pendel gelten die vom Einzelpendel her bekannten Beziehungen

$$(99) \quad g = \pi^2 \frac{L_1}{T_{\text{red } 1}^2}, \quad g = \pi^2 \frac{L_2}{T_{\text{red } 2}^2};$$

$$(100) \quad L_1 = H_{11} + H_{21}, \quad L_2 = H_{12} + H_{22};$$

$$(101) \quad T_{\text{red } 1}^2 = \frac{H_{11} T_{11}^2 - H_{21} T_{21}^2}{H_{11} - H_{21}}, \quad T_{\text{red } 2}^2 = \frac{H_{12} T_{12}^2 - H_{22} T_{22}^2}{H_{12} - H_{22}}.$$

Die Einzelindizes beziehen sich auf die beiden Pendel; bei den Doppelindizes bezeichnet der erste die Gewichtslage, der zweite das Pendel.

Um den Einfluß von Bodenbewegungen zu eliminieren, werden in jeder Gewichtslage die Schwingungsdauern beider Pendel gemittelt. Für die Auswertung stehen daher nicht die Schwingungsdauern T_{11} , T_{21} , T_{12} , T_{22} zur Verfügung, sondern nur die arithmetischen Mittel

$$T_{1M} = \frac{T_{11} + T_{12}}{2}, \quad T_{2M} = \frac{T_{21} + T_{22}}{2},$$

die als "Schwingungsdauern des Mittelpendels" bezeichnet werden. Wegen der unvollkommenen Abstimmung beider Einzelpendel werden sich auch die Schwingungsdauern T_{1M} und T_{2M} der Mittelpendel geringfügig voneinander unterscheiden. Zweckmäßigerweise wird man das arithmetische Mittel aus den gemessenen Schneidenabständen beider Einzelpendel als reduzierte Länge des Mittelpendels einführen und danach fragen, welche Schwingungsdauer das Mittelpendel im Falle idealer Abstimmung haben würde. Es ist also der Ansatz zu machen

$$(102) \quad g = \pi^2 \frac{L}{T_{\text{red}}^2}$$

mit

$$(103) \quad L = \frac{L_1 + L_2}{2} .$$

Aus den Gleichungen (99) folgt unmittelbar

$$g = \pi^2 \frac{L_1 + L_2}{T_{\text{red } 1}^2 + T_{\text{red } 2}^2}$$

und daraus durch Vergleich mit (102) und (103)

$$T_{\text{red}}^2 = \frac{T_{\text{red } 1}^2 + T_{\text{red } 2}^2}{2} .$$

Damit ist eine Beziehung zwischen der gesuchten reduzierten Schwingungsdauer des Mittelpendels und den Schwingungsdauern der Einzelpendel hergestellt.

Für $T_{\text{red } 1}$ und $T_{\text{red } 2}$ lassen sich die Ausdrücke (101) einsetzen. Unter Benutzung der Abkürzungen

$$\begin{aligned} T_{1M} &= \frac{T_{11} + T_{12}}{2} , & \frac{1}{2} \Delta T_1 &= \frac{T_{11} - T_{12}}{2} , \\ T_{2M} &= \frac{T_{21} + T_{22}}{2} , & \frac{1}{2} \Delta T_2 &= \frac{T_{21} - T_{22}}{2} , \\ H_{1M} &= \frac{H_{11} + H_{12}}{2} , & \frac{1}{2} \Delta H_1 &= \frac{H_{11} - H_{12}}{2} , \\ H_{2M} &= \frac{H_{21} + H_{22}}{2} , & \frac{1}{2} \Delta H_2 &= \frac{H_{21} - H_{22}}{2} \end{aligned}$$

erhält man nach geeigneten Umformungen und unter Vernachlässigung von kleinen Größen höherer Ordnung schließlich

$$\begin{aligned}
 (104) \quad T_{\text{red}}^2 &= \frac{H_{1M} T_{1M}^2 - H_{2M} T_{2M}^2}{H_{1M} - H_{2M}} + \\
 &+ \frac{(\Delta T_1 - \Delta T_2) (H_{1M} \Delta H_2 - H_{2M} \Delta H_1) (T_{1M} + T_{2M})}{4 (H_{1M} - H_{2M})^2} + \\
 &+ \frac{H_{1M} \Delta T_1^2 - H_{2M} \Delta T_2^2}{4 (H_{1M} - H_{2M})^2} .
 \end{aligned}$$

Das erste Glied in diesem Ausdruck tritt an die Stelle entsprechender Beziehungen für die Einzelpendel (Gleichungen (101)), es stellt den Hauptanteil dar. Die beiden anderen Glieder berücksichtigen die Unterschiede zwischen den Schwerpunktsabständen der Einzelpendel und die Abstimmgenauigkeiten, sie sind bei guter Übereinstimmung der Pendel (kleine Werte von $\Delta H_{1,2}$) und guter Abstimmung (kleine Werte von $\Delta T_{1,2}$) vernachlässigbar klein. Daher kann mit dem Mittelpendel genauso wie mit den Einzelpendeln gerechnet werden. Die Schwerpunktsabstände des Mittelpendels ergeben sich durch einfache Mittelbildung aus den Schwerpunktsabständen der Einzelpendel.

3. Messungen mit dem 25-cm-Reversionspendelgerät

3.1. Meßraum und Meßpfeiler

Die Messungen mit dem 25-cm-Reversionspendelgerät erfolgten im Pendelsaal des ehemaligen Geodätischen Institutes. Eine ausführliche Beschreibung dieses Raumes ist bereits von KÜHNEN und FURTWÄNGLER [82] gegeben worden. 1956 wurde der Pendelsaal vollständig renoviert und die Pfeiler für die neuen Absolutmessungen hergerichtet (Abb. 12). Das Pendelgerät fand seine Aufstellung auf dem Pfeiler S8 in der Südwestecke (Bild 1), während auf den kleineren Pfeilern S11 (Südostecke) und S1 (Nordwestecke) Teile der Längen- und Schwingzeitmeßanlage aufgebaut wurden. Alle drei Pfeiler sowie der Doppelpfeiler S0, auf dem KÜHNEN und FURTWÄNGLER ihre Messungen durchgeführt haben, sind durch das Pfeilerfundament unter dem Pendelsaal miteinander verbunden. Um die empfindlichen Innenteile aus dem Pendelgerät nehmen zu können, ist an der Südwand ein schwenkbarer Arm mit einer Hebevorrichtung angebracht worden. Der Raum wurde elektrisch beheizt. Durch Schaltung der Heizkörper über Kontaktthermometer konnte eine Temperaturkonstanz von besser als ± 1 grd erreicht werden.

3.2. Mechanischer Aufbau des Pendelgerätes

3.2.1. Die Pendel

Die beiden Pendel (Bild 2) sind nach den in Abschnitt 2.2. behandelten allgemeinen Prinzipien aufgebaut. Sie wurden aus eisenfreiem Messing hergestellt und bestehen im wesentlichen aus drei Teilen: einem zylindrischen Mittelstück von 167 mm Länge und 42 mm Durchmesser und zwei verschieden langen Kopfstücken mit einem Querschnitt von $44 \times 44 \text{ mm}^2$, in deren Aussparungen die Schneidengrundkörper mit den jeweils aufge kitteten Schneiden eingesetzt werden. Die Schneidengrundkörper liegen dabei an polierten Flächen auf und werden an den Eckpunkten angeschraubt. Die zwischen den Stirnflächen gemessene Gesamtlänge der Pendel beträgt 414 mm, der für die g -Bestimmung maßgebende Abstand zwischen den Schneidenkanten 257 mm. Jedes Pendel hat eine Masse von 4 kg. Durch die unterschiedliche Länge und das dadurch bedingte unterschiedliche Gewicht der beiden Kopfstücke wird die in der Theorie des Reversionspendels geforderte unsymmetrische Schwerpunktlage erreicht.

In der Nähe der Stirnflächen ragen an den Außenseiten des Pendels 4 mm starke Zapfen heraus, an denen die Arretierungshebel angreifen. An beiden Enden befinden sich in der Längsachse des Pendels Bohrungen von 8 mm Durchmesser, an die sich zu den Stirnflächen hin Gewindebohrungen von 18 mm Durchmesser zur Aufnahme der Abstimmsschrauben anschließen. Diese haben je nach den verwendeten Schneiden eine Masse von 10 bis 40 g und ermöglichen Änderungen der Schwingungsdauer bis zu $2 \cdot 10^{-5}$ s. Um den Abstand der Schneidenrückflächen messen zu können, enthalten auch die Abstimmsschrauben in ihrer Längsachse eine Bohrung von 8 mm Durchmesser, die zusammen mit den Bohrungen im Pendel und entsprechenden Aussparungen im Schneidengrundkörper den Blick auf die Schneidenrückflächen freigeben.

Die Schneiden (Bild 3) sind 34 mm lang und 12 mm breit. Die benutzte Auflagelänge schwankt zwischen 23 mm und 33 mm. Entsprechend der ursprünglichen Längenmeßkonzeption besitzen die ersten Schneiden einen oder zwei $1,8 \times 5 \text{ mm}^2$ große Durchbrüche, die bei aufsitzenden Pendeln die interferometrische Antastung der Lagerflächen und damit der Schneidenkanten ermöglichen. Nach anfänglichen Versuchen, die Stabilität der Schwingungsdauer durch Verkürzung der Auflagelänge zu verbessern, wurde später - zunächst aus rein fertigungstechnischen Gründen - auf Durchbrüche in den Schneiden verzichtet, wodurch sich allerdings die Notwendigkeit von externen Schneidenhöhenmessungen ergab (siehe Abschnitt 3.4.1.). Während die ersten Schneiden einen Winkel von 90° besaßen, wurden später 120° -Schneiden verwendet. Als Schneidenmaterial bewährten sich Stahl (X 85 W Mo Co 6.5.5) und Achat. Messungen mit Widiashneiden ergaben keine brauchbaren Ergebnisse.

Das Aufkitten der Schneiden erfolgte in einer speziell dafür entwickelten Vorrichtung, mit deren Hilfe die Schneiden in eine genau definierte Lage zu den Grundkörpern gebracht wurden. Der verwendete Optikkitt AK 91 zieht dabei in mehrere in die Schneidenrückfläche eingeschliffene Nuten, so daß der optische Kontakt zwischen Schneide und Grundkörper erhalten bleibt. Durch die beschriebene Technik für das Aufkitten der Schneiden und definiertes Einsetzen der Grundkörper in die Pendel mit Hilfe eines Probeglasses wird gewährleistet, daß die Schneiden stets die gleiche Lage zum Pendel einnehmen. Mit Azeton können die Schneiden wieder von den Grundkörpern abgelöst werden.

Bedingt durch die Konstruktion von Pendel und Pendelgerät, darf die Schneidenhöhe nur um wenige Mikrometer von dem Sollmaß $h = 8 \text{ mm}$ abweichen. Damit wurden Herstellung und Beschaffung der Schneiden stark erschwert. Noch größere Schwierigkeiten traten bei der Herstellung der Pendel selbst auf. Als Beispiel sei das Lappen der Pendelinnenseiten, an denen die Schneidengrundkörper befestigt werden, genannt. Diese technischen Schwierigkeiten sowie der große Zeitaufwand führten dazu, daß die ursprüngliche Konzeption, die den Bau von zwei weiteren Geräten mit längeren Pendeln vorsah, aufgegeben werden mußte.

3.2.2. Das Pendelgerät

Der Aufbau des Pendelgerätes folgt - trotz mehrfacher Änderungen in den Einzelheiten - im wesentlichen der ursprünglichen Konzeption [130]. Eine Gesamtansicht des Gerätes zeigt Bild 1, den Innenaufbau Bild 4. Die wichtigsten Einzelheiten sind aus Abb. 4 zu erkennen: Ein zylindrischer Behälter 1 ist in dem Stativ 2 drehbar gelagert, das mit Hilfe von drei Fußschrauben horizontalisiert werden kann. Durch eine Klemmvorrichtung 3 wird der Behälter nach erfolgter Reversion fest mit dem Stativ verbunden. Der zylindrische Behälter mit seinen beiden abnehmbaren Deckeln 4 wurde von der Firma Carl Zeiss Jena aus Silumin gegossen und mechanisch bearbeitet. Er enthält das eigentliche Pendelstativ 5 mit den beiden Pendeln 6, die Amplitudengebung und die Arretiereinrichtung sowie die Halterung mit den Quarzetalons für die Längenmessung.

Das Pendelstativ wird von einem doppel-T-förmigen Träger gebildet, der an einem der beiden Abschlußdeckel befestigt ist und zur Verringerung des Mitschwingeinflusses mit Hilfe von vier Klemmschrauben seitlich gegen die Wandung des Behälters abgestützt wer-

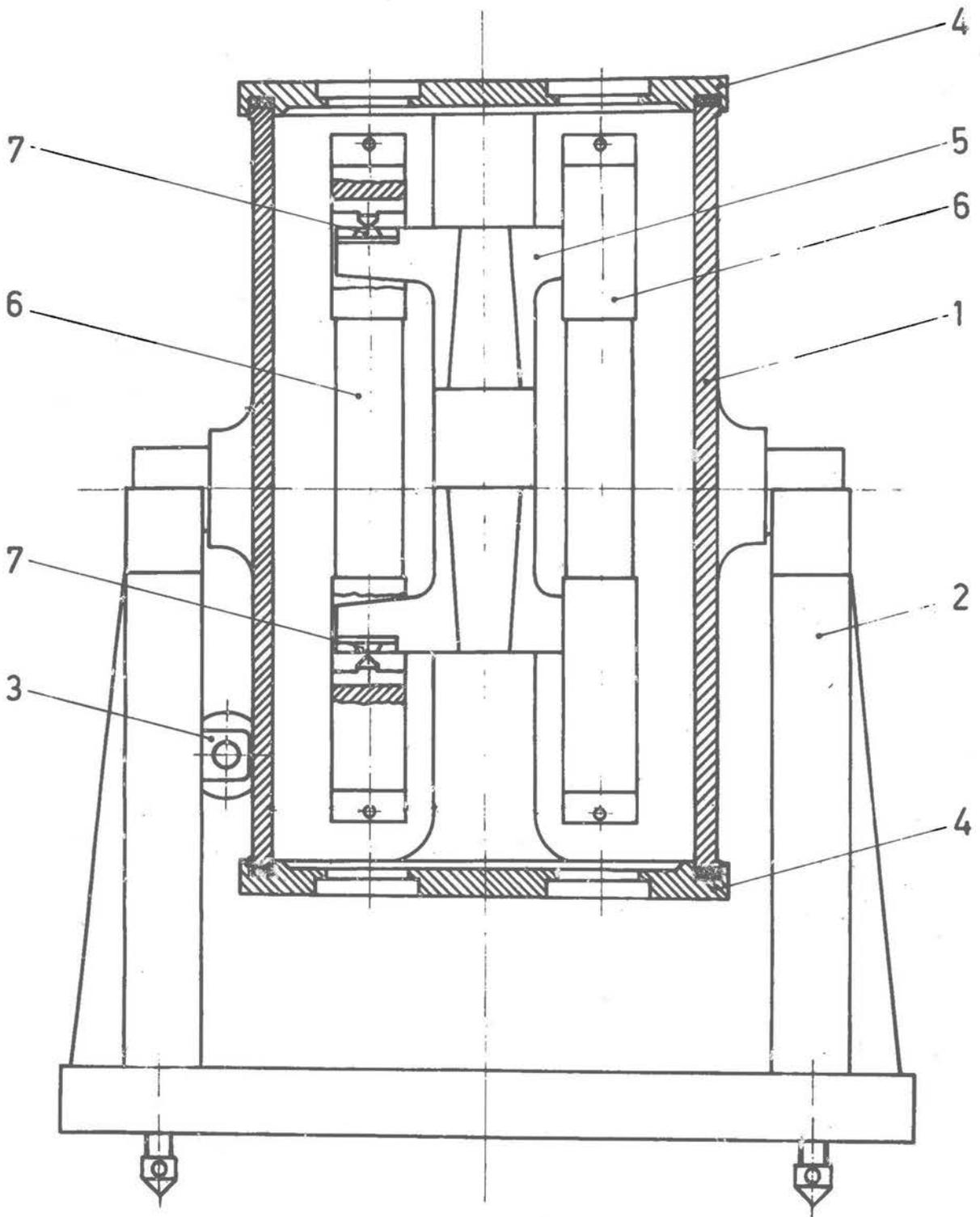


Abb. 4. 25-cm-Reversionspendelgerät (schematisch)

den kann. An den Enden der beiden Querträger befinden sich vier geläppte Auflageflächen, auf die während der ersten Messungen 4 mm starke Lagerplatten mit den Lagern 7 aufgeschraubt waren. Die Lager selbst wurden auf den Lagerplatten jeweils durch drei schwalbenschwanzförmige Klemmbacken festgehalten. Sie waren 5 mm hoch, ihre Breite betrug an der Unterseite 17 mm und verringerte sich nach oben auf 12 mm. Nach den ersten Messungen wurden die Lagerplatten nicht mehr verwendet und stattdessen stabilere Lager von 9 mm Höhe (Bild 3) direkt an den Auflageflächen des Pendelträgers befestigt. Bei gleicher Oberseite ist die Unterseite jetzt 23 mm breit. Die Länge der Lager ist gleich der Schneidenlänge.

Am Doppel-T-Träger sind außerdem zwei Quarzetalons so befestigt, daß sie sich dicht neben den beiden Pendeln befinden. Sie wurden vom VEB Carl Zeiss Jena hergestellt. An dem einen Ende jedes Etalons (Abb. 5) ist ein Quarzklötzchen angesprengt, so daß ein Doppelmaß entsteht. Seine beiden Längen entsprechen dem Abstand der Schneidenrückflächen und dem Abstand zwischen der Rückfläche einer Schneide und der Kante der anderen Schneide. Der Längenvergleich zwischen Pendel und Etalon ergab nur Differenzbeträge unter 5 μm .

Eine Bohrung im Doppel-T-Träger nimmt eine Gewindespindel auf, mit deren Hilfe durch Zahnradübersetzung beim Drehen der am Topfboden befindlichen Arretierschraube zwei Gabeln gegen die Arretierungszapfen der Pendel gedrückt werden. Die Pendel heben sich dabei von den Lagern ab, so daß die Schneiden frei sind. In diesem Zustand erfolgt die Revertierung der Pendel. Das Gerät braucht dabei nicht geöffnet zu werden, weil die Pendel nicht herausgenommen werden müssen. Unter Erhaltung des Vakuums wird der ganze Pendeltopf gedreht. Nach dem Entarretieren sind die Pendel sofort wieder meßbereit.

Die Auslenkung der Pendel aus der Ruhelage erfolgt von Hand. Zu diesem Zweck befindet sich an Boden und Deckel des Pendeltopfes für jedes Pendel ein von außen zu betätigender Exzenter, der beim Drehen mit Hilfe eines Bolzens das Pendel auslenkt und dabei eine Feder spannt. Der Abriß erfolgt elektromagnetisch: Ein kleines Federblech wird plötzlich aus seiner Sperrung gerissen, so daß die Feder mit Bolzen zurückschnellt und das Pendel freigibt. Die Gegenphasigkeit der Pendel beim Start wird so auf mindestens 7° genau gewährleistet. Das Bremsen der schwingenden Pendel geschieht mit Hilfe von dünnen Drahtschlingen, die auf den Exzenterachsen befestigt sind und seitlich an die Pendel herangedreht werden. - Die Verbindung mit der Vakuumanlage erfolgt über einen Drehflansch in einem der beiden Lagerzapfen. Auf diese Weise wird erreicht, daß das

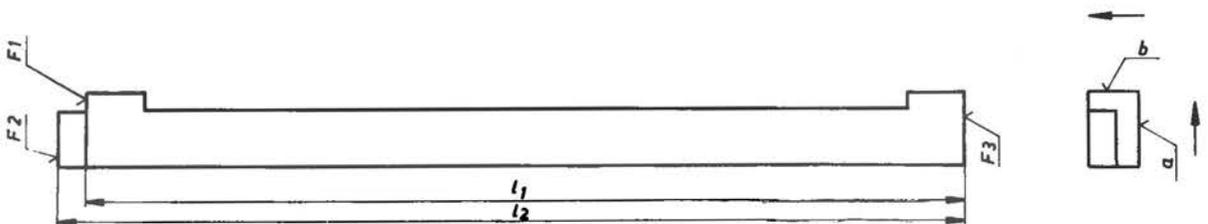


Abb. 5. Quarzetalon

Vakuum auch während der Reversion erhalten bleiben kann. Die Deckel des Pendelgerätes werden mit Ringen aus Flachgummi abgedichtet. Sie enthalten Drehdurchführungen für die Amplitudengebung und die Arretierung sowie Fenster für den optischen Strahlengang und elektrische Durchführungen für die Temperaturmessung.

3.3. Schwingzeitmessung

Für die Ableitung der elektrischen Impulse aus dem Bewegungsablauf der Pendel wird nach Abb. 6 für jedes Pendel der Glühfaden einer Einfadenlampe Gl mittels einer Ob-

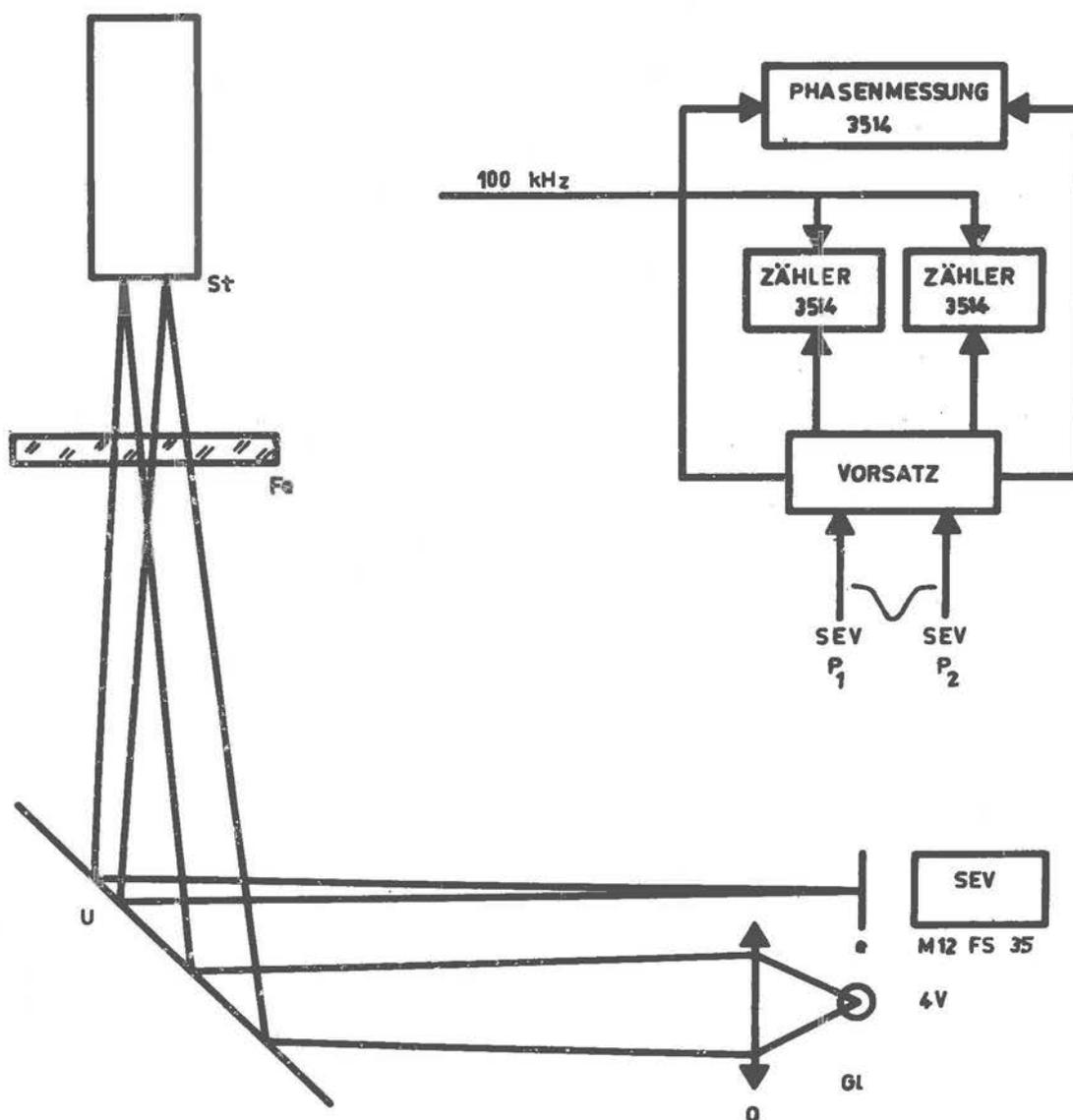


Abb. 6. Schema der Schwingzeitmeßanlage für das 25-cm-Reversionspendelgerät

ektivlinse O nach Reflexion an der Stirnfläche St des Pendels in die Empfangsspaltenebene e abgebildet. Das Licht gelangt dabei über Umlenkspiegel U und Vakuumfenster Fe in das Pendelgefäß. Die hinter den Empfangsspalten angeordneten Fotovervielfacher (SEV) erzeugen bei jedem Lichtdurchtritt einen negativen Glockenimpuls. Zur Verminderung von Turbulenzen in der Lichtbahn verlaufen die Strahlen innerhalb eines Schutzkastens aus Metall. Der Abstand der Stirnflächen vom jeweiligen Empfangsspalt beträgt $3,7\text{ m}$ und entspricht der Zeigerlänge d . Bei einer Amplitude von $14'$ erhält man damit nach (48) eine Lineargeschwindigkeit im Nulldurchgang von 27 cm/s . Wegen der Reflexion an der relativ kleinen Stirnfläche und durch die vergrößerte Abbildung des Glühfadens in die Empfangsspaltenebene wird die Beleuchtungsstärke E der Fotokatode in (47) gegenüber der Leuchtdichte des Glühfadens stark vermindert. Bei der im Meßbetrieb normalerweise gewählten Vervielfachung der SEV (1 kV Dynodenspannung) betrug die Impulsspitzenspannung bei Belastung mit dem niederohmigen Eingang des transistorisierten Folgegerätes ca. $1,5\text{ V}$ und die Halbwertsbreite ca. 6 ms . Damit ergibt sich ein Anstieg von etwa 500 V/s in Flankenmitte.

Die Impulse gelangen nach Abb. 6 in ein volltransistorisiertes Vorsatzgerät. Es dient zur Untersetzung der Pendelimpulse im wählbaren Verhältnis $10 : 1$, $100 : 1$ oder $1000 : 1$. Durch synchrone Voreinstellung der festen Zahl 985 in den Untersetzern des Vorsatzgerätes geben diese bei einem Untersetzerverhältnis von $1000 : 1$ gleichzeitig bereits nach 15 Halbschwingungen einen Ausgangsimpuls ab. Damit werden die nachgeschalteten Zähler (Typ 3514 vom VEB Funkwerk Erfurt) angesteuert und messen die gewählten Intervalle von 10, 100 oder 1000 Halbperioden der Pendel in Einheiten der Normalfrequenz, die für die Zähler als Zeitbasis dient. Die Voreinstellung erfolgt von Hand. Im Vorsatzgerät werden außerdem für jedes Pendel Impulse der gleichen Schwingungsphase ausgewählt, die einen weiteren Zähler vom Typ 3514 zur Ermittlung des Augenblickswertes der Phasendifferenz zwischen beiden Pendeln ansteuern. Damit kann während der Schwingzeitmessung gleichzeitig die Phasenmessung erfolgen. Die Symmetrierung bezüglich des Nulldurchganges der Pendel wird ebenfalls über das Vorsatzgerät mit Hilfe der Zähler für die Schwingzeitmessung durchgeführt.

3.4. Messung der Pendellänge

3.4.1. Prinzip der Messung

Die zur Berechnung des Schwerewertes nach Gleichung (102) erforderliche Pendellänge wird beim 25-cm-Reversionspendelgerät durch den Abstand L der beiden einander gegenüberliegenden Schneidenkanten definiert. Bei den bestehenden hohen Genauigkeitsforderungen läßt sie sich nur indirekt bestimmen, indem der Abstand zwischen den Schneidenrückflächen und die Schneidhöhen getrennt voneinander gemessen werden.

Zur Messung des Abstandes zwischen den Schneidenrückflächen wird mit Hilfe von Doppelspaltinterferenzen die Differenz gegenüber dem Prüfmaß des dicht neben jedem Pendel befindlichen Quarzetalons ermittelt. Der große Vorteil dieses Verfahrens besteht darin, daß die Pendel im Pendelgerät bleiben können und die Messung im entarretierten Zustand in Arbeitslage erfolgt, d.h. mit aufgesetzten Schneiden. Die Etalonlängen und die Abstände zwischen den Schneidenrückflächen unterscheiden sich nur um wenige Mikrometer. Die Schneidhöhen werden vor und nach jeder Komplexmessung in einem handelsüblichen

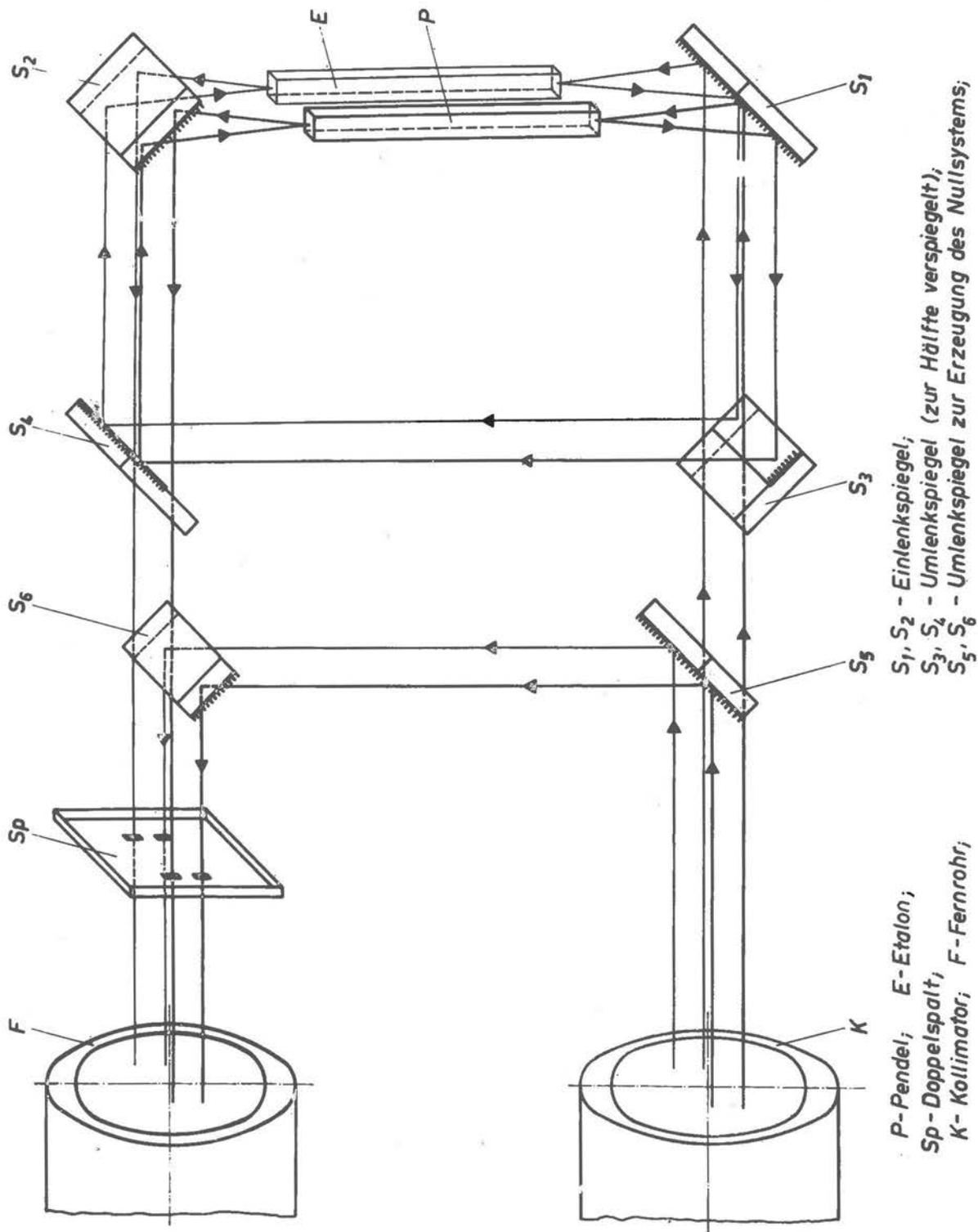


Abb. 7. Strahlengang für die interferometrische Längenmessung

Interferenzkomparator bestimmt (siehe Abschnitt 3.4.5.).

Ursprünglich sollte auch die Messung der Schneidenhöhen innerhalb des Pendelgerätes erfolgen. Die Schneiden waren dazu in ihrer Mitte mit rechteckigen Durchbrüchen versehen (siehe Abschnitt 3.2.1.), die den Blick auf die verspiegelten Lagerflächen freigaben. In derselben Weise wie der Abstand der Schneidenrückflächen wurde in beiden Gewichtslagen zusätzlich der Abstand zwischen der Lagerfläche und der Rückfläche der jeweils unteren Schneide durch Vergleich mit der kurzen Länge des Quarzetalons bestimmt. Aus den gemessenen Längen konnte der Abstand zwischen den Schneidenkanten unmittelbar berechnet werden. Wegen der dabei notwendigerweise sehr kleinen Lichtbündelquerschnitte und der damit verbundenen geringen Lichtstärke traten Schwierigkeiten bei der Justierung auf, und die erreichten Meßgenauigkeiten blieben gering. Aus diesen Gründen wurden später nur noch Schneiden ohne Durchbrüche verwendet. Diese Maßnahme brachte außerdem den Vorteil einer größeren Stabilität der Schneiden und vermied eine Beeinflussung der Schwingungsdauern durch den Spiegelbelag auf den Lagerflächen. Allerdings mußte dabei in Kauf genommen werden, daß innerhalb des Pendelgerätes nur noch die Messung des Abstandes zwischen den Schneidenrückflächen möglich ist, während die Schneidenhöhen außerhalb gemessen werden müssen. Als Längenmessung im engeren Sinne ist daher die Messung des Abstandes zwischen den Schneidenrückflächen aufzufassen.

3.4.2. Strahlengang (abb. 7)

Ein Kollimator, der mit einer handelsüblichen Flachkernwendellampe für Filmprojektoren als Lichtquelle ausgerüstet ist, erzeugt ein paralleles, weißes Lichtbündel, das über einen Einlenkspiegel S_1 , der sich an der Unterseite des Pendelgerätes befindet, auf die unteren horizontalen Meßflächen von Pendel und Etalon gelenkt wird. Diese Meßflächen sind mit Aluminium verspiegelt. Hier wird das Licht reflektiert und trifft wieder auf den Einlenkspiegel S_1 . Da das einfallende und das reflektierte Lichtbündel einen kleinen Winkel miteinandereinschließen, sind die Reflexionsstellen auf dem Einlenkspiegel um einen geringen Betrag versetzt, und das Licht kann über zwei weitere Umlenkspiegel S_3 und S_4 zum Einlenkspiegel S_2 an der Oberseite des Pendeltopfes geleitet werden. Der untere Einlenkspiegel S_1 und die beiden Umlenkspiegel S_3 und S_4 müssen so justiert werden, daß das von der Unterseite kommende Etalon- und das Pendellichtbündel über den oberen Einlenkspiegel S_2 genau auf die oberen Flächen des Etalons bzw. Pendels treffen.

Der Rückweg des Lichtes ist ähnlich dem an der Unterseite. Es wird reflektiert und trifft auf eine andere Stelle des Einlenkspiegels S_2 , von wo es in Richtung auf ein Beobachtungsfernrohr reflektiert wird. Bei idealem Strahlengang, d.h. völlig fehlerfreien Glasplatten und Spiegelflächen und bei völliger Planparallelität der Etalon- und Pendelflächen, wird eine Phasendifferenz zwischen Etalon- und Pendellichtbündel nur durch einen Längenunterschied zwischen Pendel und Etalon, der gleich der Phasendifferenz ist, verursacht. Um diese Phasendifferenz sichtbar zu machen, treffen beide Strahlenbündel auf je einen Spalt; beide Spalte zusammen bilden ein Doppelspaltsystem Sp . Ist der Gangunterschied Null, d.h. sind Etalon und Pendel genau gleich lang, dann entstehen im Gesichtsfeld eines Fernrohres die bekannten Doppelspaltinterferenzen mit einem weißen Streifen in der Mitte des durch den einzelnen Spalt erzeugten Beugungsstreifens. Die Beobachtung der Interferenzerscheinung erfolgt mit einem Fernrohr, in dessen Strahlengang

eine Zylinderlinse eingeschaltet ist. Mit dieser astigmatischen Abbildung ist es möglich, die im Unendlichen liegenden Interferenzstreifen und die in endlicher Entfernung liegende Eintrittspupille Sp gleichzeitig scharf zu sehen. Auf diese Art können auch schräg stehende Streifen erkannt werden.

3.4.3. Das Meßverfahren

Zur Messung des Gangunterschiedes war zunächst ein Keilkompensator in Verbindung mit einem Drehkeilpaar vorgesehen. Das Drehkeilpaar sollte dazu dienen, die infolge eventuell auftretender Unparallelitäten zwischen Etalon- und Pendellichtbündel schräg stehenden Streifen aufzurichten. Als Nullmarke im Gesichtsfeld diente ein vom Meßstrahlengang unabhängiges Nullsystem, das durch einen Doppelspalt erzeugt wird. Die Messung der Streifenverschiebung erfolgte also gegen den weißen Streifen des Nullsystems. Aus diesem Grunde war es nötig, vor jeder Messung die Strahlengänge von Etalon und Pendel und den Strahlengang des Nullsystems parallel zueinander auszurichten, was mit Hilfe einer speziellen Beugungsblende erreicht wurde.

Die Benutzung eines Kompensators hat den Vorteil, daß man relativ breite Spaltöffnungen verwenden kann, da ein verhältnismäßig schmales Beugungsbild nullter Ordnung ausreicht. Damit erhält man eine lichtstarke Interferenzerscheinung. Außerdem können entsprechend dem Meßbereich des Kompensators ziemlich große Gangunterschiede gemessen werden. Untersuchungen dieser Kompensatoreinrichtung zeigten jedoch eine Reihe nachteiliger Effekte. So verursachte die Benutzung des Drehkeilpaares eine Verschiebung des Nullpunktes des Kompensators, und geringe Verdrehungen des Kompensators um eine senkrechte Achse führten zu Änderungen des Gangunterschiedes, wahrscheinlich infolge eines Luftspaltes zwischen den Keilen. Wollte man den Kompensator trotzdem verwenden, so darf das Drehkeilpaar nur als Planparallelplatte benutzt werden, und der Kompensator muß unter einem definierten, meßtechnisch gut erfaßten Winkel zu den Lichtstrahlen geeicht werden. Bei der Benutzung in der Meßanordnung muß dieser Winkel dann zu den Lichtstrahlen genau reproduziert werden, was meßtechnisch nur mit erheblichem Justieraufwand möglich ist, denn für die Schwingzeitmessung müssen die Einlenkspiegel entfernt werden, so daß eine vollständige Neujustierung des Strahlenganges notwendig ist. Die Orientierung der Lichtstrahlen im Raum ist dabei nicht notwendigerweise immer die gleiche.

Diese Mängel waren der Grund für eine Änderung des Meßverfahrens. Messungen mit dem Kompensator hatten gezeigt, daß unter günstigen Temperaturverhältnissen die Längendifferenzen zwischen Pendel und Etalon nur gering sind, so daß sich die Möglichkeit ergab, die Messung auch ohne Kompensator durchzuführen. Zu diesem Zweck mußte die Spaltbreite so weit verringert werden, daß auch bei maximalen Gangunterschieden der weiße Streifen des Interferenzsystems noch innerhalb der nullten Ordnung des Beugungsbildes des Einzelspaltes liegt. Die damit verbundene geringere Lichtstärke der Interferenzerscheinung mußte in Kauf genommen werden.

Im Beobachtungssystem wurde das Okular gegen ein solches mit Okularmikrometer ausgetauscht. Mit diesem Okularmikrometer wurde die Verschiebung des weißen Streifens aus der Mitte des Beugungsbildes gemessen. Vor den Messungen wurde der Skalenwert des Okularmikrometers mit der grünen Hg-Linie $\lambda = 0,546 \mu\text{m}$ bestimmt. Der Breite von einem Streifen entsprechen danach $(49,1 \pm 0,3)$ Skalenteile. Dieses Meßverfahren wurde mit Endmaßen, die

in einem KÖSTERSschen Interferenzkomparator geprüft wurden, getestet.

Um die Mitte des Beugungsbildes möglichst genau zu erfassen, wird der für die Messung dienende Doppelspalt ausgetauscht gegen einen solchen mit breiteren Spaltöffnungen und sehr geringem Spaltabstand, so daß beide Spalte nur von einem Lichtbündel, entweder dem Etalon- oder dem Pendellichtbündel, ausgeleuchtet werden. Damit ist das entstehende Beugungsbild relativ schmal, und seine Mitte kann mit dem Meßfaden des Okularmikrometers genau erfaßt werden.

Hätten Etalon und Pendel vollkommen planparallele Endflächen, so wäre es gleichgültig, welches Lichtbündel für die Ermittlung des Ausgangspunktes für den Meßfaden benutzt wird, denn beide Beugungsbilder hätten die gleiche Lage. Da jedoch weder Pendel noch Etalon vollkommen planparallele Endflächen haben, sind auch Pendel- und Etalonlichtbündel nicht parallel, so daß die beiden Beugungsbilder gegeneinander versetzt sind. Der richtige Ausgangspunkt für den Meßfaden wäre das Mittel zwischen beiden Einstellungen. Jede Längenmessung setzt sich also aus zwei Messungen zusammen, wobei einmal die Mitte des Beugungsbildes des Etalonlichtbündels und einmal die Mitte des Beugungsbildes des Pendellichtbündels als Ausgangspunkt für die Messung der Streifenverschiebung dient.

Vor der Messung der Streifenverschiebung muß man sich vergewissern, welcher der weiße Streifen ist, denn bei Wanderung der Interferenzstreifen im Gesichtsfeld des Fernrohres tritt eine durch die Fernrohroptik verursachte Verfärbung der Streifen auf, so daß gelegentlich gar kein weißer Streifen zu sehen ist oder auch ein benachbarter Streifen weiß erscheint. Um den richtigen Streifen zu ermitteln, muß man bei Beobachtung der Interferenzstreifen das Fernrohr langsam seitlich verkippen, bis die Streifen an der Stelle des Gesichtsfeldes erscheinen, die der Ausgangspunkt für den Meßfaden ist. Der hier weiß erscheinende Streifen muß für die Messung benutzt werden. Zu dieser Ermittlung der Streifenverfärbung kann auch das Nullsystem verwendet werden.

3.4.4. Meßfehler

Meßfehler entstehen außer durch Ablesefehler durch Gangdifferenzen, die nicht durch eine Längendifferenz zwischen Pendel und Etalon verursacht werden. Solche Gangdifferenzen können prinzipiell durch alle in den Strahlengang eingeschalteten optischen Elemente verursacht werden.

Es können Fehler auftreten, die durch ein besonderes Meßverfahren kompensiert werden, und solche, die durch fehlerhafte optische Bauteile entstehen und bei jeder Messung eine andere Größe haben können. Bauelemente dieser Art sind bei der angegebenen Meßanordnung Spiegelflächen, die vom Licht durchstrahlten Eintrittsfenster am Pendeltopf und die unverspiegelten Teile der Umlenkspiegel. Eine gesonderte interferometrische Untersuchung der Spiegelflächen auf Ebenheit und der Glasplatten auf Planparallelität ergab, daß die durch diese Geräteteile erzeugten Gangdifferenzen unter der Meßgenauigkeit der Anordnung liegen.

Weitere fehlerhafte Gangdifferenzen können durch den Lichtweg zwischen den unteren und oberen Meßflächen entstehen, wenn die unteren Meßflächen von Pendel und Etalon nicht ausreichend parallel sind. Eine Unparallelität der Unterseite bewirkt, daß die beiden Licht-

bündel bis zur Oberseite nicht parallel verlaufen, d.h., die Lichtwege bis zur Oberseite sind nicht gleich lang, und die Meßpunkte auf den Meßflächen liegen einander nicht mehr genau gegenüber. Bei genauerer Justierung des Pendelreflexes wird der Lichtweg des Etalonstrahlenganges länger als der des Pendelstrahlenganges. Das bewirkt eine Streifenverschiebung, die einer Verlängerung des Pendels entspricht. Weiterhin trifft das Etalonstrahlenbündel auf der Oberseite des Etalons nicht mehr die der Unterseite entsprechende, gegenüberliegende Stelle. Durch diese Schrägmessung wird das Pendel praktisch mit einem etwas längeren Etalon verglichen. Die entsprechende Streifenverschiebung würde also ein kürzeres Pendel vortäuschen. Bei einer Unparallelität der Unterflächen von $20''$ entspricht die Summe beider Fehler einer Pendelverkürzung von $0,04 \mu\text{m}$. Um diesen Fehler vernachlässigen zu können, wurden die unteren Meßflächen vor jeder Längenmessung justiert, wobei die verbleibende Unparallelität immer kleiner als $20''$ war.

Mangelnde Planparallelität der Meßflächen bei Pendel und Etalon verursacht zwei divergente Strahlenbündel, die auf den Doppelspalt treffen und eine Streifenverschiebung entsprechend dem halben Divergenzwinkel bewirken. Fehler dieser Art werden durch Mittelbildung aus zwei Messungen vermieden, wobei einmal das Beugungsbild des Etalonlichtbündels und einmal das des Pendellichtbündels als Ausgangsstellung benutzt wird.

Die Meßgenauigkeit wird außer durch die oben genannten gerätebedingten Fehler, die durch konstruktive und Justiermaßnahmen klein gehalten werden können, im wesentlichen durch die Genauigkeit der Streifenfassung mit dem Meßfaden und die der Skalenwertbestimmung für das Okularmikrometer bestimmt. Bei der Messung der Streifenverschiebung sind zwei Fehlerquellen zu berücksichtigen: die Bestimmung des Ausgangspunktes für die Messung und die Erfassung der Mitte des Interferenzstreifens, wobei der Ausgangspunkt für die Messung wegen des breiteren Beugungsbildes schwieriger zu erfassen ist. Die Größe beider Fehler zusammen dürfte etwa $1/4$ Streifenbreite oder ca. $0,07 \mu\text{m}$ nicht überschreiten.

Aus der in Abschnitt 3.4.3. angegebenen Unsicherheit bei der Skalenwertbestimmung ergibt sich für die größten bei der Längenmessung vorkommenden Gangunterschiede ein Fehler von $\pm 0,02 \mu\text{m}$.

Bei der Erprobung des Pendelgerätes stellte sich heraus, daß die Pendel beim Arretieren etwas gedehnt werden. Diese Dehnung geht im entarretierten Zustand wieder zurück, hat also, da das Pendel bei den Längenmessungen nicht arretiert ist, prinzipiell keinen Einfluß auf die Meßgenauigkeit. Praktisch führt sie jedoch zu größeren Streuungen in den Meßergebnissen. Eine systematische Änderung der Pendellänge wurde nicht beobachtet.

3.4.5. Schneidenhöhenmessung

Unter der Schneidhöhe h soll der senkrechte Abstand der Kante von der Rückfläche verstanden werden. Eine interne Messung dieser Höhe im Pendelgefäß wurde aus den in Abschnitt 3.4.1. dargelegten Gründen wieder aufgegeben.

Die externe Schneidhöhenmessung erfolgte in einem Interferenzkomparator des VEB Carl Zeiss Jena durch Absolutmessung mit 6 Heliumlinien. Zur Nachbildung der Belastungsverhältnisse im Pendelgerät wurde eine Belastungsvorrichtung nach Bild 5 benutzt, die gleichzeitig eine Justierung der zu messenden Schneide um die Kante als Achse ermöglicht. Das

Gewicht der bei Meßbetrieb auf der Schneide ruhenden Pendelmasse wird durch Federkräfte ersetzt. Zur Beobachtung der Interferenzstreifen auf der Schneidenrückfläche wurde der kraftübertragende Balken mit einem Durchbruch versehen. Im Normalfall diente als Lager eine Objektplatte aus Glas. Für Spezialuntersuchungen wurden auch Achatlager eingesetzt. Mit Hilfe zweier Justierschrauben am Balken wurde die Ausrichtung der Interferenzstreifen auf der Rückfläche gegen die auf der Objektplatte ermöglicht. Man erhält so den Absolutwert der Schneidenhöhe, vermindert um den Betrag der Deformation und des Eindrückens in das Lager. Um diesen Betrag unterscheiden sich auch die Meßergebnisse bei Messungen mit und ohne Belastung. Für die Auswertung der einzelnen Komplexmessungen wurden die unter Belastung gemessenen Werte h^* benutzt. Eine experimentelle Trennung zwischen Deformation und Eindrücken war nicht möglich. Daher wurde der Betrag für das Eindrücken nach [132] theoretisch ermittelt und zu h^* hinzuaddiert. Der Unterschied Δh zwischen belastet und unbelastet gemessener Schneidenhöhe ergab sich aus Untersuchungen an Schneiden mit Radien im Bereich von 4 bis 35 μm im Mittel zu 0,35 μm (Einzelwerte 0,2 bis 0,5 μm). Eine leichte Abhängigkeit der Differenz Δh vom Schneidenradius konnte festgestellt werden.

3.4.6. Länge der Quarzetalons

Die beiden Quarzetalons wurden 1963 beim Herstellerwerk, dem VEB Carl Zeiss Jena, und 1965 im Deutschen Amt für Meßwesen und Warenprüfung (DAMW) in Berlin geprüft, sowohl hinsichtlich des gegenseitigen Abstandes der Bezugsflächen als auch bezüglich deren Parallelität. Infolge der Einführung der externen Schneidhöhenmessung und der Beschränkung der Längenmessungen im Pendelgerät auf den Abstand zwischen den Schneidenrückflächen waren zur Auswertung der endgültigen Komplexmessungen nur noch die durch die äußeren Etalonflächen F2 und F3 definierten Längen l_2 und die zugehörigen Parallelitätsangaben erforderlich. Diese Werte sind in Tab. 1 zusammengestellt. Die Bezeichnung der Flächen und die Richtungsfestlegungen sind aus Abb. 5 zu entnehmen.

Tab. 1. Etalonlängen und Parallelität der Etalonflächen

	Etalonlänge l_2 [mm]	Unparallelität [$\mu\text{m}/\text{m}$ Kantenlänge]	
		in Richtung a	in Richtung b
Etalon 1			
Zeiss 1963 ¹⁾	272,9655 \pm 0,0003		
DAMW 1965 ²⁾	272,96561 \pm 0,0002	- 3 \pm 5	+27 \pm 5
Etalon 2			
Zeiss 1963 ¹⁾	272,9686 \pm 0,0003		
DAMW 1965 ²⁾	272,96865 \pm 0,0002	-24 \pm 5	+55 \pm 5

1) Prüfprotokoll des VEB Carl Zeiss Jena FELEN 671/63 vom 26.7.1963

2) Prüfprotokoll des DAMW I-1-74-51.3 vom 21.1.1965

Bei der Berechnung der Schwerewerte wurden zunächst nur die Prüfergebnisse des DAMW zugrunde gelegt. Bezieht man die Ergebnisse der ersten Prüfung im VEB Carl Zeiss Jena

mit in die Rechnung ein, dann ändert sich die Länge des Mittelpendels um $-0,04 \mu\text{m}$. An den Schwerewerten wurde deshalb nachträglich die dieser Längenänderung entsprechende Korrektur

$$\Delta g_{Et} = -0,15 \text{ mGal}$$

angebracht.

Vom VEB Carl Zeiss Jena und dem DAMW wurden für die Etalonlängen Unsicherheiten von $0,3$ und $0,2 \mu\text{m}$ angegeben, die im Sinne von Maximalfehlern aufzufassen sind. Die Differenzen zwischen den beiden voneinander unabhängigen Prüfergebnissen sind bei beiden Etalons wesentlich kleiner als die angegebenen Unsicherheiten. Unter der verschärfenden Annahme, daß es sich nicht um Maximalfehler, sondern um mittlere Fehler handelt, ergibt sich für das Mittel aus den vom VEB Carl Zeiss Jena und dem DAMW angegebenen Etalonlängen nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz ein mittlerer Fehler von $\pm 0,18 \mu\text{m}$. Daraus folgt für die Einzelpendel eine Unsicherheit des Schwerewertes von $\pm 0,69 \text{ mGal}$. Durch die Bildung des Mittelpendels verringert sich die Meßunsicherheit nochmals um den Faktor $\frac{1}{2}\sqrt{2}$, so daß sich durch die Unsicherheiten der Etalonlängen insgesamt ein Schwerefehler von $\pm 0,49 \text{ mGal}$ ergibt.

Zur Erhöhung des Reflexionsgrades sind die Bezugsflächen der Quarzetalons mit einer Aluminiumschicht bedampft, die aber bei den Messungen in Jena und Berlin auf der einen Seite (F3) wieder entfernt werden mußte, um die Möglichkeit zum Ansprennen einer Bezugsfläche zu schaffen. Daher ist in den Prüfprotokollen die Dicke der Aluminiumschicht nicht berücksichtigt. Vom VEB Carl Zeiss Jena wurde die Dicke der entfernten Spiegelschicht zu 160 nm für Etalon 1 und 150 nm für Etalon 2 angegeben. Nach der Prüfung im DAMW Berlin wurde beim Neuverspiegeln der Fläche F3 ein schmaler Streifen frei gelassen. Dadurch bestand die Möglichkeit, die Schichtdicken in einer einfachen Interferometeranordnung unmittelbar zu messen. Mit Unsicherheiten von $\pm 10 \text{ nm}$ ergaben sich Werte von 92 nm für Etalon 1 und 108 nm für Etalon 2. Entsprechend den erreichten Meßgenauigkeiten kann einheitlich für beide Pendel mit dem Mittelwert 100 nm gerechnet werden. Daraus folgt zur Berücksichtigung des Einflusses der aufgedampften Spiegelschicht auf die berechneten Schwerewerte eine Korrektur von

$$\Delta g_{Sp} = +0,38 \text{ mGal.}$$

3.5. Meßtechnische Nebenarbeiten

3.5.1. Schwerpunktsbestimmung

Zur Messung der Schwerpunktsabstände wurde das Pendel auf eine Rolle gelegt, die im Spitzenbock eines Werkzeugmikroskops leicht drehbar gelagert war. Diese Meßanordnung befand sich auf dem Maschinentisch einer Fräsmaschine. Unter beiden Pendelenden wurden Anschläge angebracht, um die Drehbewegung des Pendels auf kleine Winkel zu begrenzen (Spielraum an den Anschlägen $\leq 0,1 \text{ mm}$). Durch Drehen der Rolle erreichte man schnell eine labile Lage, in der das Pendel bei den geringsten Bewegungen der Rolle von der einen Seite zur anderen kippte. Der Schwerpunkt des Pendels liegt dabei (innerhalb der durch die Kippbewegung vorgegebenen Toleranzgrenzen) senkrecht über der Drehachse der Rolle, die identisch ist mit der Verbindungslinie der Lagerspitzen. Die Schwerpunktslage ergibt

sich nun einfach aus dem horizontalen Abstand zwischen den Schneidkanten und den Lagerspitzen. Dazu wird in der Kippstellung des Pendels zunächst eine der beiden Schneidkanten mit einem Spiralmikroskop anvisiert und danach der Maschinentisch so weit verschoben, bis an derselben Stelle im Spiralmikroskop (nach Entfernung von Pendel und Rolle) die Lagerspitzen sichtbar werden. Die an der Spindel des Maschinentisches abgelesene Verschiebung ist gleich dem gesuchten Schwerpunktsabstand. Die Spindelteilung wurde bei jeder Schwerpunktsbestimmung mit einem geprüften 300-mm-Glasmaßstab verglichen. Die festgestellten Abweichungen fanden als Korrekturen Berücksichtigung.

Vor Beginn der Messungen mußte der Maschinentisch horizontalisiert werden. Dann wurden der Spitzenbock rechtwinklig und das Pendel parallel zur Tischbewegung ausgerichtet. Die als Anschlag dienenden Meßschnäbel an beiden Seiten des Pendels wurden auf gleiche Höhe eingestellt, so daß im Augenblick des Umkippen eine näherungsweise horizontale Lage des Pendels gewährleistet war. Die gemessenen Schwerpunktsabstände von beiden Pendeln sind in Tab. 2 zusammengestellt.

Tab. 2. Ergebnisse der Schwerpunktsbestimmungen

Pendel 1			Pendel 2		
H_{11} [mm]	H_{21} [mm]	$\frac{H_{21}}{H_{11} - H_{21}}$	H_{12} [mm]	H_{22} [mm]	$\frac{H_{22}}{H_{12} - H_{22}}$
1. Pendel mit 120°-Achatschneiden (22.3.1968)					
167,259	89,737	1,158	166,910	90,069	1,172
2. Pendel mit 120°-Stahlschneiden (28.11.1968)					
167,596	89,354	1,142	167,296	89,648	1,155

Zur Abschätzung der Genauigkeit der Schwerpunktsbestimmung wurden die Meßergebnisse in den verschiedenen Pendellagen sowie Wiederholungsmessungen benutzt. Die Fehler der einzelnen Schwerpunktsabstände lagen unter 0,02 mm, so daß der Fehler des für die Berechnung der reduzierten Schwingungsdauer benötigten Schwerpunktsverhältnisses $H_2/(H_1 - H_2)$ für beide Pendel kleiner als 1 ‰ war.

3.5.2. Winkelmessungen am Pendel

Das Prinzip des Reversionspendels setzt voraus, daß die beiden Drehachsen und der Schwerpunkt in einer Ebene liegen. Beim 25-cm-Reversionspendelgerät ist die Lage der Drehachsen durch die auf Grundkörper aufgekitteten Schneiden vorgegeben. Dadurch ist es möglich, daß der Schwerpunkt zufällig oder systematisch aus der Ebene der Drehachsen abweicht und das Pendel in beiden Gewichtslagen in unterschiedlichem Maße schief hängt. Die Schwerpunktsexzentrizitäten lassen sich aus den in der Schwingungsebene liegenden Winkeln zwischen Schneidenrückfläche und Etalon und der bekannten Unparallelität der Etalons berechnen.

Für die Winkelmessungen wurde das Beobachtungsfernrohr der Längenmeßeinrichtung benutzt. Sie konnten daher stets zusammen mit den Längenmessungen ausgeführt werden. Die für jede Schneidenlage berechneten Schwerpunktsexzentrizitäten ϵ und die zugehörigen

Korrekturen Δg_e (siehe Gleichung (65)) sind bei den Ergebnissen der einzelnen Komplexmessungen (Abschnitt 3.6.3.) ausführlich dargestellt. Die Schwerpunktsexzentrizitäten sind für Pendel 1 stets negativ, für Pendel 2 stets positiv, ihre Beträge bleiben unter 0,1 mm. Die zugehörigen Korrekturen erreichen Werte bis etwa 0,2 mGal.

3.5.3. Abstimmen der Reversionspendel

An jedem Pendel befinden sich zwei Abstimmsschrauben: eine am leichten und eine am schweren Ende. Sie haben eine Gewindesteigung von 0,5 mm und können mit Hilfe eines Spezialschlüssels gedreht werden. Die jeweilige Stellung der Abstimmsschrauben wird beim 25-cm-Reversionspendelgerät durch den Abstand zwischen ihrer Oberseite und den verspiegelten Stirnflächen der Pendel festgelegt, der sich mit einer Tiefenmeßschraube unmittelbar bestimmen läßt.

Ein Abstimmen der Reversionspendel war nach jedem Neuaufbau oder Vertauschen von Schneiden erforderlich. Im allgemeinen wurden dabei nur die Schrauben an den leichten Enden gedreht, da sie bei geöffnetem Pendelgerät ohne weiteres zugänglich sind. Nur bei größeren Abstimmbeiträgen mußten auch die Schrauben an den schweren Enden gedreht und dazu die Pendel aus dem Gerät herausgenommen werden. In einigen Extremfällen, als nach Einbau von Schneiden mit stärker abweichenden Parametern die Bereiche beider Abstimmsschrauben nicht ausreichten, machte sich eine Neuberechnung der Schrauben für die schweren Enden erforderlich. Nachdem diese eingesetzt waren, konnte in der üblichen Weise an den leichten Enden abgestimmt werden.

Die Abstimmempfindlichkeiten, die eine Beziehung zwischen den Verschiebungen der Abstimmsschrauben und den Änderungen der Schwingungsdauer herstellen, wurden aus den Abmessungen und den Massen von Abstimmsschrauben und Pendeln berechnet (siehe Abschnitt 2.3.). Sie unterscheiden sich in den beiden Gewichtslagen entsprechend dem Verhältnis der Schwerpunktabstände etwa um den Faktor 2. Bei Abstimmung am leichten Ende gilt für die bei allen Messungen benutzten Abstimmsschrauben in der Lage G_u

$$\left[\frac{dT}{da} \right]_{G_u} = +13 \cdot 10^{-6} \text{ s} \cdot \text{mm}^{-1}$$

und in der Lage G_o

$$\left[\frac{dT}{da} \right]_{G_o} = +25 \cdot 10^{-6} \text{ s} \cdot \text{mm}^{-1}.$$

Diese Werte können mit ausreichender Genauigkeit für beide Pendel benutzt werden. Die Schwingungsdauer nimmt zu ($dT > 0$), wenn die Abstimmsschrauben herausgedreht werden ($da > 0$).

Für den Fall "optimaler Abstimmung" lassen sich die erforderlichen Verschiebungen Δa der Abstimmsschrauben nach Gleichung (20) berechnen. Die theoretisch erreichbare Abstimmgenauigkeit ΔT ergibt sich aus Gleichung (21).

Da die Abstimmempfindlichkeiten für die jeweils benutzten Abstimmsschrauben Konstanten sind, lassen sich einfache Gebrauchsformeln mit festen, durch die Abstimmempfindlichkeiten bestimmten Koeffizienten angeben, in die nur noch die vier gemessenen Schwingungsdauern einzusetzen sind. Für den wichtigen Fall der Abstimmung am leichten

Ende gilt

$$\Delta a_{21} = 0,0548 \cdot 10^6 \cdot (T_{220} - T_{110}) + 0,0285 \cdot 10^6 \cdot (T_{210} - T_{120}),$$

$$\Delta a_{22} = 0,0285 \cdot 10^6 \cdot (T_{220} - T_{110}) + 0,0548 \cdot 10^6 \cdot (T_{210} - T_{120});$$

$$\Delta T = 0,342 \cdot (T_{210} - T_{220}) - 0,659 \cdot (T_{110} - T_{120}).$$

Der erste Index bezieht sich auch hier wieder auf die Gewichtslage oder auf das Pendelende (Index 1 = Gewicht unten oder schweres Ende), der zweite auf das Pendel. Werden die Schwingungsdauern in s eingesetzt, dann erhält man die Verschiebung in mm. Entsprechende Ausdrücke lassen sich mit Hilfe der anderen Abstimmempfindlichkeiten auch für die Abstimmung am schweren Ende angeben, sie sind jedoch praktisch von untergeordneter Bedeutung.

Die erreichten Abstimmgenauigkeiten lagen im allgemeinen bei einigen 10^{-6} s. Bei nicht zu großen Schwingzeitdifferenzen genügte eine einmalige Abstimmung, andernfalls mußte das Verfahren wiederholt werden.

3.5.4. Amplitudenmessung

Der Strahlengang für die Amplitudenmessung ist im wesentlichen identisch mit dem bei der Schwingzeitmessung benutzten (Abb. 6). Vor dem Empfangsspalt e wurde mit Hilfe eines Spiegels ein Teil des am Pendel reflektierten Lichtes abgespalten und nach oben auf eine Skala gelenkt, die gegen eine Trommel zur fotografischen Registrierung ausgetauscht werden konnte. Die Lichtzeigerlänge betrug etwa 370 cm, die Drehgeschwindigkeit der Registriertrommel eine Umdrehung in 12 Stunden. Der Amplitude von $14'$, wie sie bei den Schwingzeitmessungen benutzt wurde, entspricht in der Registrierung eine Doppelamplitude von 60 mm.

Der Amplitudenabfall während der Messungen war infolge der geringen Dämpfung der Pendelschwingungen sehr klein. Er konnte als linear angesehen werden, so daß in dem Ausdruck zur Berechnung der Amplitudenkorrektur

$$(105) \quad \Delta T_{\varphi} = - \frac{\varphi_0^2}{16} T$$

für φ_0 die Benutzung des arithmetischen Mittels aus Anfangs- und Endamplitude möglich war.

Den durch die Unsicherheit der Amplitudenmessung hervorgerufenen Fehler der Schwingungsdauer findet man nach (105) zu

$$(106) \quad m(\Delta T_{\varphi}) = \frac{\varphi_0}{8} T m(\varphi)$$

Nimmt man an, daß die Doppelamplitude von 60 mm auf $\pm 0,3$ mm genau ausgemessen wird, dann folgt aus (106) für $T = 0,5$ s eine Unsicherheit der Amplitudenkorrektur von weniger als $1 \cdot 10^{-8}$ s. Ein Vergleich von Schwingzeitmessungen mit Amplituden von $\varphi_0 = 14'$ und $\varphi_0 = 28'$ ergab keine über den Rahmen der Meßgenauigkeit hinausgehenden Differenzen und zeigte damit, daß außer dem durch die Reduktionsformel (105) eliminierten Einfluß keine

weiteren Störeinflüsse, wie sie durch geometrische und elastische Schneideneffekte hervorgerufen werden können, auftraten.

3.5.5. Temperaturmessung

Da eine unmittelbare Messung der Pendeltemperatur nicht möglich ist, ohne daß die Pendelbewegung gestört wird, mußte eine Stelle im Gerät gefunden werden, deren Temperatur mit der des Pendels übereinstimmt. Entsprechende Untersuchungen zeigten, daß die Temperatur des Pendelstativs diese Bedingungen nicht erfüllte. Temperaturänderungen im Meßraum wirken sich auf die Pendel und das Stativ phasenverschoben und mit unterschiedlicher Amplitude aus. Aus diesem Grunde wurden die Temperaturmessungen an einem im Pendelgerät angebrachten Hilfskörper vorgenommen, der ein ähnliches Temperaturverhalten wie die Pendel zeigt und in Anlehnung an die Temperaturmessung bei älteren Pendelgeräten als „Thermometerpendel“ bezeichnet wurde. Dieses Thermometerpendel besteht ebenso wie die eigentlichen Pendel aus Messing und hat eine ihnen ähnliche Masse und ähnliche Abmessungen. Es wurde in derselben Höhe wie die Pendel starr am Stativ befestigt. Da die Pendel im entarretierten Zustand mit dem Stativ nur über Schneide und Lager verbunden sind und auch bei arretierten Pendeln der Wärmekontakt zum Stativ gering ist, mußte auch das Thermometerpendel stärker temperaturisoliert werden. Das wurde durch etwa 5 mm starke Isolierscheiben aus Trolitul erreicht.

Die Temperatur wurde in einer auf halber Höhe des Thermometerpendels angebrachten Bohrung mit einem Meßwiderstand aus Platin in Brückenschaltung bestimmt. Mit dem verwendeten Lichtmarkengalvanometer ergab sich eine Empfindlichkeit von $0,002 \text{ grad} \cdot \text{mm}^{-1}$. Das Widerstandsthermometer wurde mehrfach mit geprüften Quecksilberthermometern verglichen.

Daß die Temperaturänderungen der Pendel und des Thermometerpendels hinreichend genau übereinstimmen, läßt sich durch Längenmessungen an den entarretierten, aber ruhig hängenden Pendeln nachweisen. Die Beschränkung auf das Erfassen von Längenänderungen gab die Möglichkeit, bedeutend kleinere Temperaturänderungen nachzuweisen, als es der eigentlichen „absoluten“ Genauigkeit des Längenmeßverfahrens entsprach. Temperaturänderungen von $0,01 \text{ grad}$ waren noch erkennbar.

Die Vergleichsmessungen zwischen Thermometerpendel- und Pendeltemperatur wurden bei verschiedenen starken, durch Aufheizen und anschließende Abkühlung des Pendelsaales ausgelösten Temperaturstörungen durchgeführt. Sie ergaben weder eine Phasenverschiebung noch systematische Differenzen in den Temperaturamplituden.

Durch Thermostatierung des Meßraumes konnte die Temperatur der Pendel während des gesamten Meßprogramms zur Bestimmung der Schwerkraft auf ein Grad genau konstant gehalten werden. Die Temperaturen bewegten sich dabei zwischen $+19,5 \text{ }^\circ\text{C}$ und $+20,5 \text{ }^\circ\text{C}$. Längen- und Schwingzeitmessungen wurden auf die Bezugstemperatur $\theta_0 = 20,00 \text{ }^\circ\text{C}$ reduziert. Die Abweichungen von $20 \text{ }^\circ\text{C}$ waren von langperiodischem Charakter, so daß zusammengehörende Längen- und Schwingzeitmessungen näherungsweise bei gleicher Temperatur stattfanden. Kleinere systematische Fehler in der Temperaturerfassung haben damit keinen unmittelbaren Einfluß auf die g -Bestimmung. Sie wirken sich lediglich über den Anschluß an die Prüftemperatur der Etalons aus, machen sich dort jedoch wegen des geringen Temperaturkoeffizienten von Quarz weniger störend bemerkbar als bei den Messingpendeln.

Die an den Schwingzeitmessungen anzubringende Temperaturkorrektion wurde nach Gleichung (49) berechnet. Annähernd gilt $0,001 \Omega \cong 0,0027 \text{ grad} \cong 1,12 \cdot 10^{-8} \text{ s}$. Für den Ausdehnungskoeffizienten von Messing wurde der Wert $\alpha_M = 18,4 \cdot 10^{-6} \text{ grad}^{-1}$ benutzt. Experimentelle Untersuchungen ergaben einen unwesentlich größeren Temperatureinfluß.

Bei den Längenmessungen ergab sich die Temperaturabhängigkeit zu $L_0 \alpha_M = 5,023 \mu\text{m} \cdot \text{grad}^{-1}$ ($L_0 =$ Abstand der Schneidenrückflächen $\approx 273 \text{ mm}$). Für die zusätzliche Korrektion wegen der Längenänderungen der Quarzetalons wurde der Temperaturkoeffizient $\alpha_Q = 4,5 \cdot 10^{-7} \text{ grad}^{-1}$ verwendet.

3.5.6. Phasenmessung und Symmetrierung der Schwingzeitmessung

Zu Beginn einer jeden Messung wurden mit Hilfe der Zähler für die Schwingzeitmessung (siehe Abschnitt 3.3.) die Einfadenlampen so justiert, daß die Auslösung der SEV-Impulse im Augenblick des Nulldurchgangs der Pendel erfolgte. Die Symmetriestellung galt als erreicht, wenn die beiderseitigen Halbschwingungen auf etwa $1 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ genau übereinstimmten.

Die Symmetrierung der Schwingzeitmessung war Voraussetzung für das zur Messung der Phasendifferenz benutzte Verfahren, bei dem mit einem weiteren Zählgerät (Typ 3514) die Zeitdifferenz zwischen den Nulldurchgängen beider Pendel bestimmt wurde. Man erhält so direkt die Abweichungen von der idealen Gegenphasigkeit. Die Verwendung eines zusätzlichen Zählers machte es möglich, den Phasengang ständig, auch während der Schwingzeitmessungen, zu verfolgen. Das Gangverhalten der Phasendifferenz hing in erster Linie von der Abstimmung der Pendel untereinander ab. Für die Dauer einer Schwingzeitmessung konnten die Änderungen der Phasendifferenz als linear angesehen werden. Bei Phasendifferenzen von mehr als 7° zu Beginn der Messungen wurden die Pendel neu ausgelöst.

3.5.7. Vakuummessung und -erzeugung

Der Anschluß des Pendelgerätes an die Vakuumanlage erfolgt über einen Drehflansch in einem durchbohrten Lagerzapfen. Da statt der üblichen Reversion durch Umhängen der Pendel der ganze Rezipient um eine horizontale Achse gedreht wird, bleibt das Vakuum während des gesamten Meßvorganges erhalten.

Die Vakuumanlage besteht aus einer Öldiffusionspumpe und einer zweistufigen Drehschieberpumpe zur Erzeugung des Vorvakuums. Um thermische Störungen zu vermeiden, wurde sie in einer Nische zwischen den doppelten Wellblechwänden des Pendelsaals untergebracht. Die Öldiffusionspumpe hat eine Sauggeschwindigkeit von $120 \text{ l} \cdot \text{s}^{-1}$, von denen infolge des Strömungswiderstandes der Zuleitung am Rezipienten jedoch nur noch etwa $2,5 \text{ l} \cdot \text{s}^{-1}$ wirksam werden. Der Strömungswiderstand wird in erster Linie durch die enge Bohrung von nur 8 mm Durchmesser im Drehflansch bestimmt. Die übrige Zuleitung wurde so dimensioniert, daß trotz ihrer Länge von etwa 360 cm der Strömungswiderstand noch unter dem des Drehflansches bleibt. Nach ausreichender Pumpzeit stellt sich ein Endvakuum $\leq 1 \cdot 10^{-4} \text{ Torr}$ ein, das den Anforderungen der Reversionspendelmessungen genügt.

Die verschiedenen Arbeitsprozesse der Vakuumanlage (Vorvakuum für Rezipienten, Vorvakuum für Hochvakuumpumpe, Hochvakuum für Rezipienten, Rezipient belüften) werden über

ein Programmventil gesteuert, das Fehlbedingungen weitestgehend ausschließt.

Um die Reversionspendelmessungen nicht durch Erschütterungen zu stören, ist es erforderlich, die Vorpumpe zeitweilig abzuschalten. Die Diffusionspumpe arbeitet während dieser Zeit auf einen Vorvakuumbehälter. Ein gänzlich Abschalten der Vakuumanlage würde einen zu schnellen Druckanstieg im Pendelgerät zur Folge haben. Mit einem Volumen von 65 l erlaubt es der Vorvakuumbehälter, den für die Diffusionspumpe erforderlichen Vorvakuumdruck bis zu mehreren Stunden unter der zulässigen Grenze von 0,1 Torr zu halten. Nach jeder Belüftung des Pendelgerätes müssen zunächst die adsorbierten Gase und Dämpfe durch längeres Pumpen entfernt werden, ehe die Vorvakuumpumpe wieder für längere Zeit abgeschaltet werden kann.

Zur Vakuummessung stehen handelsübliche Meßgeräte zur Verfügung: für Drücke unter 10^{-3} Torr ein Ionisationsvakuummeter mit Glühkatode, im Bereich zwischen 10^{-3} und 10^{-1} Torr Wärmeleitungsvakuummeter nach PIRANI und für höhere Drücke bei Spezialuntersuchungen ein Membranvakuummeter. Die Vakuummeter wurden an die Zuleitung zum Pendelgerät angeschlossen. Der Vergleich mit einer zeitweilig eingerichteten Meßstelle direkt am Rezipienten ergab, daß keine durch den hohen Strömungswiderstand der Zuleitung bedingten störenden Meßfehler auftreten, zumal es bei dem für Reversionspendelmessungen erforderlichen Vakuum nur auf die Einhaltung gewisser Druckbereiche ankommt.

3.5.8. Bestimmung der Mitschwingkoeffizienten

Die Bestimmung der Mitschwingkoeffizienten für beide Pendel in beiden Gewichtslagen erfolgte nach dem zuerst von BORRASS angegebenen Zweipendelverfahren [4, 23]. Dabei wird ein Pendel ausgelenkt und in Schwingungen versetzt, während das zweite zunächst ruhig hängt. In Abhängigkeit von der Größe des Mitschwingkoeffizienten wird das zweite Pendel auf Kosten des ersten allmählich zu Schwingungen angeregt. Aus den beobachteten Amplitudenänderungen lassen sich die Mitschwingkoeffizienten σ_1 und σ_2 der beiden Pendel berechnen. Nach [134] gilt

$$(107) \quad \begin{cases} \sigma_1 = \frac{\varphi_{02}}{\varphi_{01}} \frac{T^2}{\pi t} \left[1 + C \left(\frac{\pi t}{T^2} \right)^2 \right], \\ \sigma_2 = \frac{\varphi_{01}}{\varphi_{02}} \frac{T^2}{\pi t} \left[1 + C \left(\frac{\pi t}{T^2} \right)^2 \right] \end{cases}$$

mit

$$C = \frac{1}{24} (T_1 - T_2)^2 - \frac{\sigma_1' \sigma_2'}{3}.$$

φ_{01} und φ_{02} sind die zum Zeitpunkt t nach Beginn der Messungen beobachteten Amplituden, T ist ein Näherungswert für die Schwingungsdauern beider Pendel. Die Konstante C wird aus dem Unterschied der Schwingungsdauern beider Pendel berechnet und aus Näherungswerten σ_1' und σ_2' für die Mitschwingkoeffizienten, die man nach (107) für $C = 0$ erhält.

Für verschiedene Schneide-Lager-Kombinationen wurden die in Tab. 3 angegebenen Werte gefunden. Die Fehler der Mitschwingkoeffizienten lagen bei $\pm 0,1 \cdot 10^{-6}$ s und erreichten maximal $\pm 0,2 \cdot 10^{-6}$ s.

Tab. 3. Mitschwingkoeffizienten bei verschiedenen Schneide-Lager-Kombinationen

	Pendel 1		Pendel 2	
	Gu	Go	Gu	Go
	[10^{-6} s]	[10^{-6} s]	[10^{-6} s]	[10^{-6} s]
1. Achat - Achat (21.-23.5.68)	11,26	5,93	11,54	6,06
2. Stahl - Achat (23.-24.10.68)	11,62	6,22	11,75	6,72
3. Achat - Stahl (2.-3.12.68)	12,55	6,12	12,25	6,18
4. Stahl - Achat (6.-10.3.69)	11,51	7,40	12,48	6,69

3.5.9. Schneidenradiusmessungen

Schneidenradiusmessungen wurden sowohl im Rahmen von **Komplexmessungen** als auch unter speziellen Gesichtspunkten zur Untersuchung von Schneide-Lager-Effekten durchgeführt. Nach einem Vorschlag von SCHMERWITZ [129] lassen sich die Schneidenradien dadurch bestimmen, daß man auf die nach oben gekehrte Schneidenkante, die man sich durch einen Zylinder vom Radius r begrenzt denkt, einen Meßbalken mit bekanntem Schwerpunktsabstand (unter 1 mm) aufsetzt. Wird die Schneide um einen bestimmten Winkel gedreht, dann rollt die Lagerfläche des Meßbalkens auf dem Schneidenzylinder ab, und der Meßbalken neigt sich um einen vom Drehwinkel der Schneide verschiedenen Betrag. Aus dem Verhältnis beider Drehwinkel und dem Schwerpunktsabstand läßt sich der Radius der untersuchten Schneide berechnen. Eine wichtige Voraussetzung bei diesem Verfahren ist die genaue Kenntnis des Schwerpunktsabstandes des Meßbalkens.

Die Schneidenradiusmessungen wurden zunächst an einem handelsüblichen Werkzeugmikroskop mit Zusatzeinrichtungen für die Neigungsbeobachtungen ausgeführt. Die Meßbalken (900 g, 2000 g) ließen sich mit einer angekitteten Lagerfläche aus Glas auf die drehbar angeordnete Schneide aufsetzen. Im Gegensatz zum originalen SCHMERWITZ-Verfahren konnten ihre Schwerpunktsabstände mit Hilfe von Zusatzmassen oder Abstimmerschrauben in definierter Weise verändert werden. Dadurch ergab sich die Möglichkeit, die Schwerpunktsabstände aus Schwingzeit- und Neigungsmessungen bei verschiedenen Stellungen der Abstimmerschrauben oder verschiedenen Zusatzmassen experimentell zu bestimmen.

Später wurde ein evakuierbares Spezialgerät mit vier Meßbalken verschiedener Masse (660 g, 1000 g, 2000 g, 5000 g) benutzt. Zur Veränderung des Trägheitsmomentes waren bei den drei leichteren Meßbalken die beiden Stellungen „eng“ und „weit“ der Schenkelstücke möglich. Die Schwerpunktsabstände ließen sich in derselben Weise wie vorher bestimmen. Ähnlich dem Vorgehen von HODSMAN und CHAPPEL [73] werden jedoch die Schneiden an den Meßbalken befestigt. Dadurch wird der Aufsetzvorgang erleichtert, und die Messungen sind weniger erschütterungsempfindlich. Die erreichbaren Meßgenauigkeiten für die Schneidenradien liegen in der Größenordnung von $0,1 \mu\text{m}$.

Die gemessenen Schneidenradien sind von der Belastung und von den Materialien der Schneide-Lager-Paarung abhängig. Bei den in Zusammenhang mit den Komplexmessungen ausgeführten Schneidenuntersuchungen wurden im allgemeinen dieselben Lagermaterialien wie im Pendelgerät und der 5-kg-Meßbalken benutzt. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen

sind in den Tabellen zu Abschnitt 3.6.3. angegeben. Der Einfluß der Schneidenradien auf die Reversionspendelmessungen wird durch das Verfahren der Schneidenvertauschung ausgeschaltet (siehe Abschnitt 2.4.2.). Aus den Schneidenradiusuntersuchungen ließen sich keine Hinweise auf Effekte finden, die bei der Schneidenvertauschung nicht eliminiert werden.

3.6. Meßergebnisse

3.6.1. Ablauf der Messungen

Bei den Messungen mit dem 25-cm-Reversionspendelgerät wurden verschiedene Materialien für Schneiden und Lager benutzt. Die Verwendung einer bestimmten Materialpaarung geschah im Rahmen einer sogenannten Komplexmessung, die eine größere Anzahl von Längen- und Schwingzeitmessungen und die zur Ableitung der Korrekturen erforderlichen Nebenuntersuchungen umfaßte.

Bei den Schwingzeitmessungen wurden jeweils 1000 Halbschwingungen beobachtet. Fünf, später drei Messungen über je 1000 Halbschwingungen bildeten eine Serie, nach der das Gerät revertiert wurde. So erfolgte ein regelmäßiger Wechsel zwischen den beiden Gewichtslagen. Nach maximal 20 Serien pro Gewichtslage wurden die Schneiden innerhalb der Pendel vertauscht, und die Messungen wiederholten sich in der beschriebenen Weise. Nach jeder zweiten Schneidenvertauschung ergab sich dieselbe Lage der Schneiden im Pendel; die Schneidenlagen wurden jedoch fortlaufend durchnummeriert.

Die Messung der Pendellänge erfolgte jeweils nach der Hälfte der Schwingzeitmessungen in jeder Schneidenlage. Jede Längenmessung umfaßte dabei fünf Einzelmessungen des Abstandes zwischen den Schneidenrückflächen für beide Pendel in beiden Gewichtslagen. Da der Abstand zwischen den Schneidenrückflächen nicht von der Lage des Pendels abhängt, stellen die Messungen in beiden Gewichtslagen Wiederholungsmessungen dar, die weitestgehend voneinander unabhängig sind und daher Anhaltspunkte zur Genauigkeitsabschätzung geben sowie die Ausschaltung grober Fehler ermöglichen.

Die zur Ableitung der Korrekturen erforderlichen Nebenuntersuchungen verteilten sich in unterschiedlicher Weise auf die Komplexmessungen. Die Temperatur im Pendelgerät wurde während der Längen- und der Schwingzeitmessungen laufend beobachtet, bei den Schwingzeitmessungen kamen noch die Registrierung der Amplitude der Pendelschwingungen und die Messung der Phasendifferenz zwischen beiden Pendeln dazu. In den Ablauf der Längenmessungen wurden auch die Winkelmessungen zur Bestimmung der Schwerpunktsexzentrizität einbezogen. Die Schneidenradiusuntersuchungen und die Messung der Schneidenhöhen erfolgten unabhängig voneinander vor und nach den Komplexmessungen. Mitschwingkoeffizienten wurden nur bei vier Komplexmessungen bestimmt, und zwar so, daß jede Materialpaarung von Schneide und Lager Berücksichtigung fand (siehe Abschnitt 3.5.8.). Die Messung der Schwerpunktabstände erfolgte nur einmal für jede Art von Schneiden (siehe Abschnitt 3.5.1.).

Bei der Auswertung der Meßergebnisse wurde das in Abschnitt 2.6. abgeleitete Verfahren zugrunde gelegt. Zur Berechnung der reduzierten Schwingungsdauer des Mittelpendels konnte anstelle von Gleichung (104) durch Vernachlässigung der Korrekturterme eine lineare Näherung analog Gleichung (8) benutzt werden. Der Schneidenabstand L des Mit-

telpendels ergibt sich nach (103) aus den gemessenen Abständen L_0 der Schneidenrückflächen für die Einzelpendel und den Schneidenhöhen h_g zu

$$(108) \quad L = \frac{L_{01} + L_{02}}{2} - \frac{1}{2} \sum_1^4 h_g.$$

Aus den Mittelwerten für die reduzierte Schwingungsdauer und dem Schneidenabstand des Mittelpendels läßt sich nach (102) für jede Schneidenlage ein Schwerewert berechnen. Das Endergebnis für jede Komplexmessung wird entsprechend dem Prinzip der Schneidenvertauschung (siehe Abschnitt 2.4.2.) aus den Mittelwerten benachbarter Schneidenlagen abgeleitet. Die bei der Auswertung zu berücksichtigenden Korrekturen sind im folgenden Abschnitt zusammengestellt.

3.6.2. Korrekturen

Der Bewegungsablauf der Reversionspendel ist von zahlreichen Störeinflüssen abhängig. Sie werden durch Korrekturen berücksichtigt, die sich auf verschiedene Abschnitte des Auswerteganges verteilen.

Unmittelbar an den Schwingzeitwerten einer Gewichtslage (Serie zu 3 oder 5 \times 1000 Halbschwingungen) wurden Korrekturen für die Einflüsse von Amplitude, Temperatur und Mitschwingen nach den Gleichungen (105), (49) und (74) angebracht. Danach folgte die Berechnung der reduzierten Schwingungsdauern nach Gleichung (8) mit den in Abschnitt 3.5.1. angegebenen Schwerpunktabständen. Die zwischen den Schneidenrückflächen gemessenen Abstände wurden nur hinsichtlich des Temperatureinflusses korrigiert (siehe Abschnitt 3.5.5.).

Aus den Mittelwerten der in der beschriebenen Weise korrigierten Längen- und Schwingzeitmessungen ergab sich für jede Schneidenlage ein Schwerewert, der mit Korrekturen für den Einfluß der Schwerpunktsexzentrizitäten und der elastischen Deformation von Schneide und Lager versehen wurde. Die Korrektur für den Einfluß der Schwerpunktsexzentrizitäten erhält man aus Gleichung (65). Die Schwerpunktsexzentrizitäten selbst sind in den Tab. 5 bis 10 (Buchstabe d) für die verschiedenen Komplexmessungen und die einzelnen Schneidenlagen angegeben.

Der Einfluß der elastischen Deformation von Schneide und Lager ergibt sich aus der Art der Längendefinition bei den 25-cm-Pendeln und den Besonderheiten der Schneidenhöhenmessung. Die Schwerpunktabstände beziehen sich jeweils auf die Kante der belasteten Arbeitsschneide. Daher ist der als Summe beider Schwerpunktabstände definierte Schneidenabstand L so zu messen, als seien beide Schneiden unter dem Einfluß des Pendelgewichtes elastisch deformiert.

Bei der Schneidenhöhenmessung (siehe Abschnitt 3.4.5.) erhält man den Abstand zwischen der Oberfläche der Objektplatte, auf die die Schneide aufgesetzt wird, und der Schneidenrückfläche. Wird die Schneide nicht durch eine zusätzliche Kraft gegen die Objektplatte gedrückt, dann mißt man die Schneidenhöhe h_g . Unter dem Einfluß einer Zusatzkraft, die zur Nachbildung der Einsatzbedingungen im Pendelgerät etwa gleich dem Pendelgewicht gewählt wurde, ergibt sich eine kleinere Höhe h_g^* . Die Differenz $h_g - h_g^*$ ist gleich der Summe aus dem Betrag, um den die Schneide zusammengedrückt wird, und der Eindringtiefe

E_{\wedge} der Schneide in das Lager.

Um die Eindringtiefe E_{\wedge} berechnen zu können, muß zunächst die halbe Druckflächenbreite τ bekannt sein. Für diese gilt nach [129]

$$\tau = \sqrt{\frac{P (\theta_1 + \theta_2) r}{\pi}}.$$

P ist die Auflagekraft pro cm Schneidenlänge und r der Schneidenradius. θ_1 und θ_2 sind Elastizitätsparameter von Schneide und Objektplatte, die mit den LAMÉschen Konstanten durch die Beziehung

$$\theta = \frac{\lambda + 2\mu}{\mu(\lambda + \mu)}$$

verbunden sind und für die in Betracht kommenden Materialien nach [129] die folgenden Werte annehmen:

Schneide:	Achat	$\theta = 5 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^2 \cdot \text{kp}^{-1}$,
	Stahl	$\theta = 1,75 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^2 \cdot \text{kp}^{-1}$;
Objektplatte:	Glas	$\theta = 6 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^2 \cdot \text{kp}^{-1}$.

Mit $P = 1,18 \text{ kp} \cdot \text{cm}^{-1}$ ergeben sich für die Eindringtiefen einer Achat- und einer Stahlschneide in die Objektplatte aus Glas in Abhängigkeit vom Schneidenradius r die Ausdrücke

$$\begin{aligned} \tau &= 2,0296 \cdot 10^{-5} \sqrt{r} \quad (\text{Achatschneide}), \\ \tau &= 1,9114 \cdot 10^{-5} \sqrt{r} \quad (\text{Stahlschneide}). \end{aligned}$$

Wird r in μm eingesetzt, dann erhält man τ in cm.

Die Berechnung der Eindringtiefe E_{\wedge} in die Objektplatte erfolgt nach Gleichung (92), die mit den angegebenen Werten für den Elastizitätsparameter θ von Glas und die Schneidenbelastung P übergeht in

$$E_{\wedge} = 1,1234 \cdot 10^{-6} (1,8863 - \ln \tau).$$

E_{\wedge} ergibt sich in cm, τ ist ebenfalls in cm einzusetzen.

Die zur Berücksichtigung des Einflusses der elastischen Deformation von Schneide und Lager erforderliche Korrektur ist unterschiedlich je nachdem, ob man bei der Berechnung des Schneidenabstandes L aus dem gemessenen Abstand der Schneidenrückflächen die Schneidenhöhen h_s oder h_s^* benutzt. Geht man von den unbelastet gemessenen Schneidenhöhen h_s aus, dann erhält man einen zu kleinen Schneidenabstand. Die anzubringende Korrektur ist gleich dem Doppelten des Betrages, um den die Schneide komprimiert wird. Sie läßt sich aus h_s , h_s^* und E_{\wedge} berechnen.

$$\Delta L = +2 (h_s - h_s^* - E_{\wedge}).$$

Daraus folgt für den Schwerewert eine Korrektur von

$$(109) \Delta g_L = g \frac{\Delta L}{L} = + \frac{2g}{L} (h_s - h_s^* - E_{\wedge}).$$

Benutzt man dagegen die unter Belastung gemessenen Schneidenhöhen h_s^* , dann ergibt sich ein um den doppelten Betrag der Eindringtiefe E_{\wedge} zu großer Schneidenabstand. Die ent-

sprechenden Korrekturen lauten

$$\begin{aligned} \Delta L &= -2 E_{\gamma} \\ (110) \quad \Delta g_{\text{E}}^* &= -\frac{2E}{L} E_{\gamma} \end{aligned}$$

Da die Schneidenkompression nicht direkt gemessen, sondern aus h_s , h_s^* und E_{γ} berechnet wird, ist es prinzipiell gleichgültig, ob man mit h_s und der Korrektur (109) rechnet oder mit h_s^* und der Korrektur (110). Legt man für die Korrektur Δg_{E} die Mittelwerte über alle vier Schneiden zugrunde, dann ergibt sich in beiden Fällen nach (108) für den korrigierten Schneidenabstand der Ausdruck

$$L = \frac{L_{01} + L_{02}}{2} - \frac{1}{2} \sum_1^4 h_s^* - 2 E_{\gamma}$$

h_s tritt darin nicht mehr auf, ist also im Rechengang eine reine Hilfsgröße. Es ist daher günstiger, die unter Belastung gemessene Schneidenhöhe h_s^* zugrunde zu legen. Der Einfluß der Schneidenradien wird entsprechend dem Prinzip der Schneidenvertauschung (siehe Abschnitt 2.4.2.) durch die arithmetische Mittelung der Schwerewerte aus benachbarten Schneidenlagen eliminiert.

Es verbleiben noch einige Korrekturen, die entweder theoretisch berechnet oder aus einmaligen Messungen abgeleitet und bei allen Komplexmessungen in gleicher Weise berücksichtigt wurden. Sie sind in Tab. 4 zusammengestellt. Ein Teil der angegebenen Zahlenwerte wurde in den vorangegangenen Abschnitten berechnet, so die Korrekturen für die Etalonlänge Δg_{Et} und der Einfluß der Spiegelschichten auf den Etalons Δg_{Sp} (Abschnitt 3.4.6.), für die Biegung der Pendel beim Schwingen Δg_{B} (Abschnitt 2.5.3.9.) und für den Offset der 100-kHz-Normalfrequenz Δg_{F} (Abschnitt 2.5.2.). Die Korrektur für die Ausdehnung der Etalons im Vakuum ergibt sich aus Gleichung (45). Dabei wurden die in [2] angegebenen Werte $P = 1033\,980 \text{ dyn}\cdot\text{cm}^{-2}$, $E = 5,2 \cdot 10^{11} \text{ dyn}\cdot\text{cm}^{-2}$ und $\mu = 0,3$ benutzt.

Auf den Mitbewegungseffekt wurde in Abschnitt 2.5.3.11. hingewiesen. Er hat im vorliegenden Fall seine Ursache in elastischen Verschiebungen der Schneiden am schwingenden Pendel. Da die Art der Schneidenbefestigung vorgegeben ist, wurde eine Korrektur wegen Mitbewegung nach der von SCHÜLER [132] entwickelten Theorie angebracht. Die Störung der reduzierten Schwingungsdauer wird durch Gleichung (33) bestimmt. Daraus ergibt sich die Korrektur zu

$$\Delta g_{\text{M}} = -g \frac{dT_{\text{red}}^2}{T_{\text{red}}^2} = -\frac{m g R^2}{T_{\text{red}}^2} (\iota - \epsilon).$$

Der Deformationsparameter ι wurde durch interferometrische Messungen an vier Stahlschneiden, die in der üblichen Weise mit dem Optikkitt AK 91 auf die Grundkörper aufgekittet waren, bei einer Horizontalkraft von 2,6 kp zu $\iota = 2,39 \cdot 10^{-6} \text{ cm}\cdot\text{kp}^{-1}$ bestimmt. Die Horizontaldeformation der Schneidenlagerung wurde demgegenüber als vernachlässigbar klein angesehen ($\epsilon = 0$). Für $m g = 4 \text{ kp}$ und $T_{\text{red}} = 0,508 \text{ s}$ erhält man den in Tab. 4 angegebenen Wert von $\Delta g_{\text{M}} = -0,37 \text{ mGal}$.

Die Problematik der für den Mitbewegungseffekt abgeleiteten Korrektur wird deutlich, wenn man die Verschiebungen der Schneide innerhalb des Pendels betrachtet, die zu dieser Korrektur führen. Der Deformationsparameter $\iota = 2,39 \cdot 10^{-6} \text{ cm}\cdot\text{kp}^{-1}$ besagt, daß

Tab. 4. Korrekturen konstanter Größe

		Korrektion [mGal]	Unsicherheit der Korrektion [mGal]
Etalonlänge	Δg_{Et}	-0,15	-
Ausdehnung der Etalons im Vakuum	Δg_K	+0,80	$\pm 0,16$
Dicke der Spiegelschicht	Δg_{Sp}	+0,38	$\pm 0,04$
Offset	Δg_f	-0,06	-
Biegung	Δg_B	-0,41	$\pm 0,08$
Mitbewegung	Δg_M	-0,37	$\pm 0,08$
Quelleffekt	Δg_Q	+3,2	$\pm 0,64$

sich bei einer Horizontalkraft von 1 kp die Schneide gegenüber dem Grundkörper um 0,024 μm verschieben würde. Tatsächlich wirkt (nach [132]) aber nur eine Horizontalkraft von

$$K = -m g \left(1 - \frac{H}{L_r}\right) \sin \varphi_0$$

Mit $m g = 4 \text{ kp}$, $\varphi_0 = 15'$ und $H/L_r = 1/3$ (Lage G_0) ergibt sich eine Horizontalkraft von 0,012 kp. Daraus folgt eine Horizontalverschiebung der Schneide von nur 0,288 nm. In der Lage G_u ist die Verschiebung halb so groß.

Der bei Achatschneiden beobachtete Quelleffekt wurde in Abschnitt 2.5.1.4. beschrieben. Danach tritt bei Zunahme der Luftfeuchtigkeit von 0 auf 100 % eine Quellung um $1,3 \cdot 10^{-4}$ ein, die bei der Schneidenhöhe von 8 mm einer Änderung um 1,0 μm entspricht. Da im Pendel zwei Schneiden vorhanden sind, muß der Quelleffekt doppelt berücksichtigt werden. Bei der in Tab. 4 angegebenen Korrektion Δg_Q wurde ein linearer Zusammenhang zwischen Quellung und Luftfeuchtigkeit vorausgesetzt und eine Feuchtigkeitsänderung von 40 % angenommen. Da der Quelleffekt nur bei Achatschneiden auftritt, ergibt sich die Summe der Korrekturen nach Tab. 4 für Achatschneiden zu

$$\Sigma \Delta g_A = +3,39 \text{ mGal}$$

und für Stahlschneiden zu

$$\Sigma \Delta g_{St} = +0,19 \text{ mGal.}$$

Entsprechend den unterschiedlichen Voraussetzungen bei der Berechnung der Korrekturen wirken sich diese auch in verschiedener Weise auf die Meßgenauigkeit aus. Dabei sind zwei Gruppen zu unterscheiden: veränderliche Korrekturen (in der hier gewählten Reihenfolge bis einschließlich der Korrektion für den Eindrückeffekt) und konstante Korrekturen (Tab. 4). Bei den veränderlichen Korrekturen ist anzunehmen, daß Fehler wegen der Vielzahl der zugrunde liegenden Messungen im Mittel keinen Einfluß auf den Schwerewert ausüben. Dagegen pflanzen sich Fehler der konstanten Korrekturen unmittelbar auf das Endergebnis fort, so daß ihr Einfluß erst dort nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz abgeschätzt werden kann. Eine Ausnahme bildet die Korrektion Δg_{Et} , deren Unsicherheit in den Genauigkeitsangaben zur Länge der Quarzetalons mit erfaßt wird. Beim Offset kann we-

gen der Kleinheit der Korrektur die Unsicherheit vernachlässigt werden. Für Δg_{Sp} ist nach Abschnitt 3.4.6. auf Grund der Schichtdickenmessung mit einem Fehler von $\pm 10\%$ zu rechnen, für die restlichen Korrekturen in Tab. 4 wurden $\pm 20\%$ angenommen. Die Unsicherheiten sind in Tab. 4 mit angegeben.

3.6.3. Ergebnisse der Komplexmessungen

Erste Versuchsmessungen mit Widiaschneiden und Saphirlagern erbrachten keine reproduzierbaren Ergebnisse. Die gemessenen Schwingungsdauern und Schneidenabstände wiesen große Streuungen auf. Es stellte sich heraus, daß sich Widia trotz seiner großen Härte als Schneidmaterial wenig eignet, da es gleichzeitig sehr spröde ist und zu Ausbrüchen an der Schneidenkante neigt. Die Oberfläche von Glaslagern wurde von den harten Widiaschneiden zerstört.

Die vorhandenen Saphirlager besaßen nur eine ungenügend polierte Oberfläche. Wesentlich nachteiliger wirkte sich allerdings ihre geringe Dicke von nur 5 mm aus. Beim Befestigen auf dem Pendelstativ gaben sie dem Druck der Klemmbacken nach, so daß die Ebenheit der Oberfläche verloren ging. Derselbe Effekt trat bei Lagern aus anderen Materialien (Glas, Achat) auf und konnte erst beseitigt werden, nachdem auf die dünnen Lager (5 mm) in Verbindung mit den Lagergrundplatten verzichtet wurde zugunsten dickerer Lager (9 mm), die sich direkt an den entsprechenden Flächen des Stativs befestigen ließen (siehe Abschnitt 3.2.2.).

Eine weitere Ursache für die großen Streuungen in den gemessenen Schwingungsdauern wurde im Spiegelbelag gefunden, der nach der ursprünglichen Konzeption für die Längenmessung auf einer Fläche von $8 \times 8 \text{ mm}^2$ auf die Lagerflächen aufgebracht worden war. Als daraufhin im Mittelteil der Schneiden die Kante auf 10 mm Länge etwa 0,03 mm hoch ausgebrochen wurde, zeigte sich eine deutliche Verringerung der Streubreite, während sich die Schwingungsdauer selbst um $+3 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ änderte.

Mit dem späteren Übergang zur externen Schneidenhöhenmessung wurde durch den Wegfall der Durchbrüche in den Schneiden auch der Spiegelbelag auf den Lagern überflüssig, und die Notwendigkeit von Ausbrüchen in den Schneidenkanten entfiel. Die Verwendung von Schneiden ohne Durchbrüche führte nicht nur zu einer größeren Stabilität der Schneiden selbst und damit zu einer Verringerung der Streuung bei den Schwingzeitmessungen, sie ermöglichte auch durch Vergrößerung der Lichtbündelquerschnitte eine Genauigkeitssteigerung bei den Längenmessungen (siehe Abschnitt 3.4.1.).

Unter Berücksichtigung der bei den ersten Messungen gewonnenen Erfahrungen wurden mit 120° -Schneiden ohne Durchbrüche und 9 mm hohen Lagern ohne Spiegelbelag die folgenden Komplexmessungen ausgeführt und für die Berechnung des Schwerewertes zugrunde gelegt:

- | | |
|--------------------------------|------------------------|
| 1. Achatschneiden - Achatlager | (21.3.68 - 4.6.68); |
| 2. Achatschneiden - Achatlager | (11.7.68 - 17.10.68); |
| 3. Stahlschneiden - Achatlager | (18.10.68 - 25.11.68); |
| 4. Achatschneiden - Stahllager | (30.11.68 - 20.1.69); |
| 5. Stahlschneiden - Achatlager | (4.3.69 - 7.5.69); |
| 6. Stahlschneiden - Achatlager | (7.5.69 - 13.6.69). |

Tab. 5 (Fortsetzung)

e) Schneidenradien (Meßbalken 900 g mit Glaslager)

Schneide Nr.	Grundkörper Nr.	r [μm]	
		21.-23.2.68	6.-10.6.68
4	38	4,28	5,35
6	35	4,26	4,58
9	36	3,47	4,16
10	37	3,88	5,69

f) Eindrückkorrektur (Mittelwerte über alle Schneiden)

$$r = 5 \mu\text{m}, \tau = 4,54 \cdot 10^{-5} \text{ cm}, E_{\text{G}} = 0,13 \mu\text{m}; \Delta g_{\text{G}}^{\text{I}} = +2,0 \text{ mGal}$$

g) Schwerewerte

Schneidenlage I	$g = 981,277 \text{ 32 cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 1,20 \text{ mGal}$
Schneidenlage II	$g = 981,243 \text{ 63 cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,46 \text{ mGal}$
Schneidenlage III	$g = 981,273 \text{ 32 cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,49 \text{ mGal}$
Schneidenlage IV	$g = 981,246 \text{ 23 cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,46 \text{ mGal}$
Mittel I/II	$g = 981,260 \text{ 48 cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,64 \text{ mGal}$
Mittel II/III	$g = 981,258 \text{ 48 cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,34 \text{ mGal}$
Mittel III/IV	$g = 981,259 \text{ 78 cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,34 \text{ mGal}$
Gesamtmittel	$g = 981,259 \text{ 58 cm} \cdot \text{s}^{-2} + 0,27 \text{ mGal}$
Summe der Korrekturen $\Sigma \Delta g_{\text{A}}$ nach Tab. 4	$= +0,003 \text{ 39 cm} \cdot \text{s}^{-2}$
	$g = 981,262 \text{ 97 cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,27 \text{ mGal}$

Tab. 6. Zweite Komplexmessung "Achat - Achat", 11.7.-17.10.1968

a) Schwingzeitmessung (Mittelpendel, korrigierte Werte)

Schneidenlage I	(16.7.-1.8.68), 7 Meßreihen Gu, 6 Meßreihen Go $T_{\text{red}}(\text{MP}) = (0,508 \text{ 389 037} \pm 27,1 \cdot 10^{-8}) \text{ s}$
Schneidenlage II	(8.8.-23.8.68), 14 Meßreihen Gu, 14 Meßreihen Go $T_{\text{red}}(\text{MP}) = (0,508 \text{ 399 136} \pm 16,8 \cdot 10^{-8}) \text{ s}$
Schneidenlage III	(27.8.-12.9.68), 12 Meßreihen Gu, 16 Meßreihen Go $T_{\text{red}}(\text{MP}) = (0,508 \text{ 387 341} \pm 10,9 \cdot 10^{-8}) \text{ s}$
Schneidenlage IV	(16.9.-25.9.68), 12 Meßreihen Gu, 12 Meßreihen Go $T_{\text{red}}(\text{MP}) = (0,508 \text{ 401 041} \pm 5,8 \cdot 10^{-8}) \text{ s}$
Schneidenlage V	(27.9.-4.10.68), 12 Meßreihen Gu, 11 Meßreihen Go $T_{\text{red}}(\text{MP}) = (0,508 \text{ 388 964} \pm 5,2 \cdot 10^{-8}) \text{ s}$
Schneidenlage VI	(8.10.-16.10.68), 12 Meßreihen Gu, 12 Meßreihen Go $T_{\text{red}}(\text{MP}) = (0,508 \text{ 400 714} \pm 11,2 \cdot 10^{-8}) \text{ s}$

Tab. 6 (Fortsetzung)

b) Längenmessungen im Pendelgerät

Schneidenlage	Datum	Pendel 1	Pendel 2	Mittelpendel
I	30.-31.7.68	272,966 94 mm ± 0,060 μm	272,964 62 mm ± 0,047 μm	272,965 78 mm ± 0,038 μm
II	14.-19.8.68	272,967 71 mm ± 0,109 μm	272,967 11 mm ± 0,065 μm	272,967 41 mm ± 0,063 μm
III	2.-3.9.68	272,966 44 mm ± 0,055 μm	272,964 74 mm ± 0,024 μm	272,965 59 mm ± 0,030 μm
IV	20.-23.9.68	272,966 63 mm ± 0,077 μm	272,967 03 mm ± 0,050 μm	272,966 83 mm ± 0,046 μm
V	1.-2.10.68	272,966 99 mm ± 0,048 μm	272,965 14 mm ± 0,105 μm	272,966 06 mm ± 0,058 μm
VI	11.-14.10.68	272,966 97 mm ± 0,073 μm	272,967 20 mm ± 0,068 μm	272,967 08 mm ± 0,050 μm

c) Schneidhöhenmessung (unter Belastung)

Schneide Nr.	h_s^* [mm] 2.-7.2.68	h_s^* [mm] 11.-22.11.68
4	7,998 228	7,998 422
6	7,997 985	7,998 058
9	7,996 624	7,996 905
10	7,997 168	7,997 026

$$\frac{1}{2} \sum_1^4 h_s^* = 15,995 104 \text{ mm}$$

d) Schwerpunktsexzentrizitäten

Schneidenlage	ϵ [mm]		Δg_s [mGal]		
	P_1	P_2	P_1	P_2	MP
I	-0,0427	+0,0803	+0,06	+0,21	+0,14
II	-0,0441	+0,0548	+0,06	+0,10	+0,08
III	-0,0559	+0,0789	+0,10	+0,20	+0,15
IV	-0,0358	+0,0615	+0,04	+0,12	+0,08
V	-0,0338	+0,0760	+0,04	+0,19	+0,12
VI	-0,0195	+0,0803	+0,01	+0,22	+0,11

e) Schneidenradien (Achatlager Nr. 4)

Schneide Nr.	Grundkörper Nr.	r [μm]	
		Meßbalken 1000 g (weit) 28.-30.10.68	Meßbalken 5000 g 6.-16.11.68
4	19	6,44	6,72
6	17	6,34	6,86
9	18	4,72	5,87
10	16	7,67	7,03

Tab. 6 (Fortsetzung)

f) Eindrückkorrektion

Schneide Nr.	r [mm]	τ [cm]	E_{Λ} [μm]
4	0,005 90	$4,93 \cdot 10^{-5}$	0,133
6	0,005 46	$4,74 \cdot 10^{-5}$	0,133
9	0,004 44	$4,27 \cdot 10^{-5}$	0,135
10	0,006 68	$5,25 \cdot 10^{-5}$	0,132

$$\Delta g_{\text{E}}^{\text{r}} = -1,02 \text{ mGal}$$

g) Schwerewerte

Schneidenlage I	$g = 981,274 \ 65 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 1,20 \text{ mGal}$
Schneidenlage II	$g = 981,241 \ 83 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,89 \text{ mGal}$
Schneidenlage III	$g = 981,280 \ 48 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,54 \text{ mGal}$
Schneidenlage IV	$g = 981,232 \ 26 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,40 \text{ mGal}$
Schneidenlage V	$g = 981,276 \ 02 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,42 \text{ mGal}$
Schneidenlage VI	$g = 981,234 \ 50 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,62 \text{ mGal}$
Mittel I/II	$g = 981,258 \ 24 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,77 \text{ mGal}$
Mittel II/III	$g = 981,261 \ 16 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,52 \text{ mGal}$
Mittel III/IV	$g = 981,256 \ 37 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,34 \text{ mGal}$
Mittel IV/V	$g = 981,254 \ 14 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,29 \text{ mGal}$
Mittel V/VI	$g = 981,255 \ 26 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,37 \text{ mGal}$
Gesamtmittel	$g = 981,257 \ 03 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,22 \text{ mGal}$

Summe der Korrekturen nach Tab. 4 $\Sigma \Delta g_{\Lambda} = +0,003 \ 39 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2}$

$$g = 981,260 \ 42 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,22 \text{ mGal}$$

Tab. 7. Dritte Komplexmessung "Stahl - Achat", 18.10.-25.11.1968

a) Schwingzeitmessung (Mittelpendel, korrigierte Werte)

Schneidenlage I	(22.-31.10.68), 16 MeBreihen Gu, 16 MeBreihen Go $T_{\text{red}} = (0,508 \ 356 \ 530 \pm 14,2 \cdot 10^{-8}) \text{ s}$
Schneidenlage II	(4.-11.11.68), 14 MeBreihen Gu, 14 MeBreihen Go $T_{\text{red}} = (0,508 \ 394 \ 949 \pm 8,7 \cdot 10^{-8}) \text{ s}$
Schneidenlage III	(12.-18.11.68), 13 MeBreihen Gu, 13 MeBreihen Go $T_{\text{red}} = (0,508 \ 357 \ 489 \pm 9,6 \cdot 10^{-8}) \text{ s}$
Schneidenlage IV	(19.-25.11.68), 9 MeBreihen Gu, 6 MeBreihen Go $T_{\text{red}} = (0,508 \ 392 \ 113 \pm 8,5 \cdot 10^{-8}) \text{ s}$

Tab. 7 (Fortsetzung)

b) Längenmessungen im Pendelgerät

Schneidenlage	Datum	Pendel 1	Pendel 2	Mittelpendel
I	28.-29.10.	272,960 88 mm ± 0,064 μm	272,960 72 mm ± 0,083 μm	272,960 80 mm ± 0,052 μm
II	6.-7.11.	272,961 13 mm ± 0,039 μm	272,959 06 mm ± 0,045 μm	272,960 10 mm ± 0,030 μm
III	14.-16.11.	272,960 34 mm ± 0,026 μm	272,960 01 mm ± 0,039 μm	272,960 18 mm ± 0,023 μm
IV	21.-25.11.	272,960 14 mm ± 0,076 μm	272,958 05 mm ± 0,101 μm	272,959 09 mm ± 0,063 μm

c) Schneidenhöhenmessung (unter Belastung)

Schneide Nr.	h_s^* [mm] 26.9.-14.10.68
1	8,003 140
2	8,003 191
3	8,002 730
4	8,002 351

$$\frac{1}{2} \sum_{i=1}^4 h_s^* = 16,005 706 \text{ mm}$$

d) Schwerpunktsexzentrizitäten

Schneidenlage	ϵ [mm]		Δg_e [mGal]		
	P_1	P_2	P_1	P_2	MP
I	-0,0520	+0,0480	+0,088	+0,075	+0,082
II	-0,0526	+0,0470	+0,059	+0,072	+0,066
III	-0,0467	+0,0532	+0,071	+0,093	+0,082
IV	-0,0443	+0,0610	+0,064	+0,122	+0,093

Tab. 7 (Fortsetzung)

e) Schneidenradien (Meßbalken 5000 g, Achatlager Nr. 4)

Schneide Nr.	Grundkörper Nr.	r [μm]	
		14.-18.10.68	16.-18.12.68
1	38	28,19	28,40
2	35	23,27	23,82
3	36	21,94	21,35
4	37	14,34	14,87

f) Eindrückkorrektion

Schneide Nr.	r [mm]	τ [cm]	E_r [μm]
1	0,02830	$9,08 \cdot 10^{-5}$	0,126
2	0,02354	$8,44 \cdot 10^{-5}$	0,127
3	0,02164	$7,95 \cdot 10^{-5}$	0,128
4	0,01460	$6,52 \cdot 10^{-5}$	0,130

$$\Delta g_{\text{E}}^{\text{r}} = -0,98 \text{ mGal}$$

g) Schwerewerte

Schneidenlage I	$g = 981,340\ 58 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,75 \text{ mGal}$
Schneidenlage II	$g = 981,189\ 59 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,45 \text{ mGal}$
Schneidenlage III	$g = 981,334\ 52 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,46 \text{ mGal}$
Schneidenlage IV	$g = 981,196\ 70 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,57 \text{ mGal}$

Mittel I/II	$g = 981,265\ 08 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,44 \text{ mGal}$
Mittel II/III	$g = 981,262\ 06 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,32 \text{ mGal}$
Mittel III/IV	$g = 981,265\ 61 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,37 \text{ mGal}$

Gesamtmittel	$g = 981,264\ 25 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,22 \text{ mGal}$
--------------	--

Summe der Korrek-
tionen nach Tab. 4
(ohne Δg_Q) $\Sigma \Delta g_{\text{St}} = +0,000\ 19 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2}$

$$g = 981,264\ 44 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,22 \text{ mGal}$$

Tab. 8. Vierte Komplexmessung "Achat - Stahl", 30.11.1968-20.1.1969

a) Schwingzeitmessung (Mittelpendel, korrigierte Werte)

Schneidenlage I	(2.-11.12.68), 14 Meßreihen Gu, 14 Meßreihen Go
	$T_{\text{red}} = (0,508\ 398\ 385 \pm 13,3 \cdot 10^{-8})\ \text{s}$
Schneidenlage II	(12.-19.12.68), 14 Meßreihen Gu, 14 Meßreihen Go
	$T_{\text{red}} = (0,508\ 387\ 651 \pm 7,7 \cdot 10^{-8})\ \text{s}$
Schneidenlage III	(20.12.68 -7.1.69), 14 Meßreihen Gu, 15 Meßreihen Go
	$T_{\text{red}} = (0,508\ 398\ 585 \pm 16,1 \cdot 10^{-8})\ \text{s}$
Schneidenlage IV	(8.1.-17.1.69), 15 Meßreihen Gu, 15 Meßreihen Go
	$T_{\text{red}} = (0,508\ 387\ 978 \pm 5,4 \cdot 10^{-8})\ \text{s}$

b) Längenmessungen im Pendelgerät

Schneidenlage	Datum	Pendel 1	Pendel 2	Mittelpendel
I	6.12.-9.12.68	272,966 41 mm $\pm 0,152\ \mu\text{m}$	272,965 48 mm $\pm 0,074\ \mu\text{m}$	272,965 94 mm $\pm 0,08\ \mu\text{m}$
II	16.12.-17.12.68	272,966 10 mm $\pm 0,125\ \mu\text{m}$	272,965 56 mm $\pm 0,077\ \mu\text{m}$	272,965 88 mm $\pm 0,07\ \mu\text{m}$
III	2.1.-3.1.69	272,966 34 mm $\pm 0,078\ \mu\text{m}$	272,965 41 mm $\pm 0,072\ \mu\text{m}$	272,965 88 mm $\pm 0,05\ \mu\text{m}$
IV	10.-13.1.69	272,965 92 mm $\pm 0,046\ \mu\text{m}$	272,965 42 mm $\pm 0,030\ \mu\text{m}$	272,965 68 mm $\pm 0,03\ \mu\text{m}$

c) Schneidhöhenmessung (unter Belastung)

Schneide Nr.	h_s^* [mm]
	11.11.-22.11.68
4	7,998 422
6	7,998 058
9	7,996 905
10	7,997 026

$$\frac{1}{2} \sum_1^4 h_s^* = 15,995\ 206\ \text{mm}$$

d) Schwerpunktsexzentrizitäten

Schneidenlage	ε [mm]		Δg_E [mGal]		
	P_1	P_2	P_1	P_2	MP
I	-0,0478	+0,0669	0,075	0,143	0,109
II	-0,0429	+0,0661	0,060	0,143	0,102
III	-0,0255	+0,0728	0,021	0,173	0,097
IV	-0,0426	+0,0678	0,060	0,150	0,105

Tab. 8 (Fortsetzung)

e) Schneidenradien (Meßbalken 5000 g)

Schneide Nr.	Grundkörper Nr.	r [μm]	
		Achatlager Nr. 4 6.-16.11.68	Stahllager Nr. 9 23.1.-5.2.69
4	16	6,72	7,42
6	17	6,86	6,78
9	18	5,87	5,47
10	19	7,03	7,61

f) Eindrückkorrektion

Schneide Nr.	r [μm]	τ [cm]	E_{r} [μm]
4	7,07	$5,39 \cdot 10^{-5}$	0,132
6	6,82	$5,30 \cdot 10^{-5}$	0,132
9	5,67	$4,83 \cdot 10^{-5}$	0,133
10	7,32	$5,49 \cdot 10^{-5}$	0,131

$$\Delta g_{\text{E}}^{\text{II}} = - 1,01 \text{ mGal}$$

g) Schwerewerte

Schneidenlage I	$g = 981,238 \text{ 73 cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,84 \text{ mGal}$
Schneidenlage II	$g = 981,279 \text{ 93 cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,58 \text{ mGal}$
Schneidenlage III	$g = 981,237 \text{ 72 cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,83 \text{ mGal}$
Schneidenlage IV	$g = 981,277 \text{ 87 cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,33 \text{ mGal}$
Mittel I/II	$g = 981,259 \text{ 33 cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,51 \text{ mGal}$
Mittel II/III	$g = 981,258 \text{ 82 cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,51 \text{ mGal}$
Mittel III/IV	$g = 981,257 \text{ 80 cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,45 \text{ mGal}$
Gesamtmittel	$g = 981,258 \text{ 65 cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,28 \text{ mGal}$
Summe der Korrek- tionen nach Tab. 4	$\Sigma \Delta g_{\text{A}} = +0,003 \text{ 39 cm} \cdot \text{s}^{-2}$
	$g = 981,262 \text{ 04 cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,28 \text{ mGal}$

Tab. 9. Fünfte Komplexmessung "Stahl - Achat", 4.3.-7.5.1969

a) Schwingzeitmessung (Mittelpendel, korrigierte Werte)

Schneidenlage I	(20.3.-27.3.69), 14 Meßreihen Gu, 14 Meßreihen Go
	$T_{red} = (0,508\ 417\ 865 \pm 49,2 \cdot 10^{-8})\ s$
Schneidenlage II	(28.3.-8.4.69), 13 Meßreihen Gu, 13 Meßreihen Go
	$T_{red} = (0,508\ 348\ 082 \pm 28,9 \cdot 10^{-8})\ s$
Schneidenlage III	(9.4.-16.4.69), 13 Meßreihen Gu, 13 Meßreihen Go
	$T_{red} = (0,508\ 416\ 727 \pm 18,0 \cdot 10^{-8})\ s$
Schneidenlage IV	(17.-24.4.69), 14 Meßreihen Gu, 14 Meßreihen Go
	$T_{red} = (0,508\ 346\ 891 \pm 26,8 \cdot 10^{-8})\ s$

b) Längenmessungen im Pendelgerät

Schneidenlage	Datum	Pendel 1	Pendel 2	Mittelpendel
I	24.-25.3.69	272,966 47 mm $\pm 0,100\ \mu\text{m}$	272,965 69 mm $\pm 0,103\ \mu\text{m}$	272,966 08 mm $\pm 0,07\ \mu\text{m}$
II	1.-2.4.69	272,966 53 mm $\pm 0,076\ \mu\text{m}$	272,965 34 mm $\pm 0,036\ \mu\text{m}$	272,965 94 mm $\pm 0,04\ \mu\text{m}$
III	14.-15.4.69	272,966 55 mm $\pm 0,039\ \mu\text{m}$	272,965 70 mm $\pm 0,029\ \mu\text{m}$	272,966 12 mm $\pm 0,02\ \mu\text{m}$
IV	22.-23.4.69	272,966 53 mm $\pm 0,026\ \mu\text{m}$	272,965 76 mm $\pm 0,043\ \mu\text{m}$	272,966 14 mm $\pm 0,03\ \mu\text{m}$

c) Schneidenhöhenmessung (unter Belastung)

Schneide Nr.	h_s^* [mm]	h_s^* [mm]
	10.-14.2.69	1.6.-2.7.69
5	8,002 955 5	8,002 945 5
6	8,002 924 0	8,002 901 0
7	8,003 479 5	8,003 438 5
8	8,002 818 5	8,002 809 0

$$\frac{1}{2} \sum_1^4 h_s^* = 16,006\ 068\ \text{mm}$$

d) Schwerpunktsexzentrizitäten

Schneidenlage	ϵ [mm]		Δg_e [mGal]		
	P_1	P_2	P_1	P_2	MP
I	-0,0316	+0,0603	0,033	0,121	0,077
II	-0,0465	+0,0520	0,072	0,090	0,081
III	-0,0476	+0,0567	0,075	0,107	0,091
IV	-0,0451	+0,0566	0,068	0,107	0,087

Tab. 9 (Fortsetzung)

e) Schneidenradien (Meßbalken 5000 g, Achatlager Nr. 4)

Schneide Nr.	Grundkörper Nr.	r [μm]	
		25.2.-3.3.69	8.5.-23.6.69
5	19	18,93	19,60
6	16	27,94	27,01
7	18	35,44	34,00
8	17	9,72	10,95

f) Eindrückkorrektion

Schneide Nr.	r [μm]	τ [cm]	E_r [μm]
5	19,26	$8,40 \cdot 10^{-5}$	0,127
6	27,48	$10,03 \cdot 10^{-5}$	0,125
7	34,72	$11,23 \cdot 10^{-5}$	0,124
8	10,34	$6,15 \cdot 10^{-5}$	0,130

$$\Delta g_{\text{E}}^{\text{r}} = -0,96 \text{ mGal}$$

g) Schwerewerte

Schneidenlage I	$g = 981,122 \ 63 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 2,21 \text{ mGal}$
Schneidenlage II	$g = 981,391 \ 48 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 1,29 \text{ mGal}$
Schneidenlage III	$g = 981,127 \ 18 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,79 \text{ mGal}$
Schneidenlage IV	$g = 981,396 \ 85 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 1,17 \text{ mGal}$

Mittel I/II	$g = 981,257 \ 06 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 1,28 \text{ mGal}$
Mittel II/III	$g = 981,259 \ 33 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,76 \text{ mGal}$
Mittel III/IV	$g = 981,262 \ 02 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,70 \text{ mGal}$

Gesamtmittel	$g = 981,259 \ 47 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,55 \text{ mGal}$
--------------	---

Summe der Korrek-
tionen nach Tab. 4
(ohne Δg_{Q}) $\Sigma \Delta g_{\text{St}} = +0,000 \ 19 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2}$

$$g = 981,259 \ 66 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,55 \text{ mGal}$$

Tab. 10. Sechste Komplexmessung "Stahl - Achat", 7.5.-13.6.1969

a) Schwingzeitmessung (Mittelpendel, korrigierte Werte)

Schneidenlage I	(9.-16.5.69), 13 Meßreihen Gu, 13 Meßreihen Go
	$T_{red} = (0,508\ 389\ 113 \pm 16,8 \cdot 10^{-8})\ s$
Schneidenlage II	(20.-28.5.69), 10 Meßreihen Gu, 10 Meßreihen Go
	$T_{red} = (0,508\ 381\ 504 \pm 35,4 \cdot 10^{-8})\ s$
Schneidenlage III	(29.5.-4.6.69) 10 Meßreihen Gu, 10 Meßreihen Go
	$T_{red} = (0,508\ 370\ 337 \pm 11,1 \cdot 10^{-8})\ s$
Schneidenlage IV	(5.-13.6.69), 10 Meßreihen Gu, 10 Meßreihen Go
	$T_{red} = (0,508\ 380\ 112 \pm 21,6 \cdot 10^{-8})\ s$

b) Längenmessung im Pendelgerät

Schneidenlage	Datum	Pendel 1	Pendel 2	Mittelpendel
I	14.-15.5.69	272,961 13 mm $\pm 0,007\ \mu m$	272,959 80 mm $\pm 0,073\ \mu m$	272,960 46 mm $\pm 0,037\ \mu m$
II	22.-27.5.69	272,960 74 mm $\pm 0,042\ \mu m$	272,956 90 mm $\pm 0,042\ \mu m$	272,958 82 mm $\pm 0,030\ \mu m$
III	2.-3.6.69	272,961 33 mm $\pm 0,076\ \mu m$	272,960 05 mm $\pm 0,025\ \mu m$	272,960 69 mm $\pm 0,040\ \mu m$
IV	10.-11.6.69	272,960 90 mm $\pm 0,051\ \mu m$	272,956 84 mm $\pm 0,028\ \mu m$	272,958 87 mm $\pm 0,029\ \mu m$

c) Schneidhöhenmessung (unter Belastung)

Schneide Nr.	h_s^* [mm]	h_s^* [mm]
	1.-8.4.69	28.8.-12.9.69
1	8,003 194	8,003 138
2	8,003 266	8,003 168
3	8,002 805	8,002 715
4	8,002 360	8,002 333

$$\frac{1}{2} \sum_{i=1}^4 h_s^* = 16,005\ 742\ mm$$

d) Schwerpunktsexzentrizitäten

Schneidenlage	ε [mm]		Δg_e [mGal]		
	P_1	P_2	P_1	P_2	MP
I	-0,0371	+0,0502	0,045	0,082	0,064
II	-0,0478	+0,0634	0,074	0,134	0,105
III	-0,0612	+0,0630	0,123	0,129	0,125
IV	-0,0484	+0,0671	0,076	0,147	0,112

Tab. 10 (Fortsetzung)

e) Schneidenradien (Meßbalken 5000 g, Achatlager Nr. 4)

Schnéide Nr.	Grundkörper Nr.	r [μm]	
		29.4.-7.5.1969	11.-21.8.1969
1	38	26,82	26,37
2	36	25,90	23,74
3	35	19,24	18,98
4	37	18,04	16,60

f) Eindrúckkorrektíon

Schnéide Nr.	r [μm]	τ [cm]	E_{r} [μm]
1	2,660	$9,86 \cdot 10^{-5}$	0,125
2	2,482	$9,53 \cdot 10^{-5}$	0,125
3	1,911	$8,35 \cdot 10^{-5}$	0,127
4	1,732	$7,96 \cdot 10^{-5}$	0,127

$$\Delta g_{\text{R}}^{\text{r}} = -0,96 \text{ mGal}$$

g) Schweréwerte

Schnéidenlage I	$g = 981,290 \ 60 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,78 \text{ mGal}$
Schnéidenlage II	$g = 981,236 \ 55 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 1,48 \text{ mGal}$
Schnéidenlage III	$g = 981,286 \ 82 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,59 \text{ mGal}$
Schnéidenlage IV	$g = 981,242 \ 11 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,94 \text{ mGal}$

Mittel I/II	$g = 981,263 \ 58 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,84 \text{ mGal}$
Mittel II/III	$g = 981,261 \ 68 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,80 \text{ mGal}$
Mittel III/IV	$g = 981,264 \ 46 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,55 \text{ mGal}$

Gesamtmittel	$g = 981,263 \ 24 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,43 \text{ mGal}$
--------------	---

Summe der Korrek-
tionen nach Tab. 4
(ohne Δg_{Q}) $\Sigma \Delta g_{\text{St}} = +0,000 \ 19 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2}$

$$g = 981,263 \ 43 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,43 \text{ mGal}$$

Die Ergebnisse der sechs Komplexmessungen sind in den Tab. 5 bis 10 ausführlich dargestellt. Die angegebenen Schwingungsdauern wurden auf das Mittelpendel beschränkt, da die Einzelpendel wegen des starken Mitschwingeinflusses nicht repräsentativ sein können. Die Fehlerangaben bei den Schwingzeit- und Längenmessungen wurden aus den Streuungen der Einzelwerte errechnet.

3.6.4. Ableitung des Endergebnisses aus den Messungen mit dem 25-cm-Reversionspendelgerät

In Tab. 11 sind die Ergebnisse der sechs in Abschnitt 3.6.3. dargestellten Komplexmessungen mit verschiedenen Schneide-Lager-Kombinationen noch einmal zusammengefaßt. Die angegebenen Schwerewerte ergeben sich aus den Tab. 5 bis 10, wenn die Korrekturen nach Tab. 4 nicht an dem Gesamtmittel für die jeweilige Schneidenlage, sondern an den Mittelwerten aus benachbarten Schneidenlagen angebracht werden. Außerdem enthält Tab. 11 die

Tab. 11. Ergebnisse der Messungen mit dem 25-cm-Reversionspendelgerät

g [$\text{cm}\cdot\text{s}^{-2}$]	v_1 [mGal]	v_2 [mGal]	v_3 [mGal]
1. Komplexmessung Achat - Achat			
981,263 87	+1,88	+2,31	
61 87	-0,12	+0,31	
63 17	+1,18	+1,61	
2. Komplexmessung Achat - Achat			
981,261 63	-0,36	+0,07	
64 55	+2,56	+2,99	
59 76	-2,23	-1,80	
57 53	-4,46	-4,03	
58 65	-3,34	-2,91	
3. Komplexmessung Stahl - Achat			
981,265 27	+3,28		+2,76
62 25	+0,26		-0,26
65 80	+3,81		+3,29
4. Komplexmessung Achat - Stahl			
981,262 72	+0,73	+1,16	
62 22	+0,23	+0,66	
61 18	-0,81	-0,38	
5. Komplexmessung Stahl - Achat			
981,257 25	-4,74		-5,26
59 52	-2,47		-2,99
62 21	+0,22		-0,30
6. Komplexmessung Stahl - Achat			
981,263 77	+1,78		+1,26
61 87	-0,12		-0,64
64 65	+2,66		+2,14

Abweichungen der einzelnen Schwerewerte gegenüber verschiedenen Mittelwerten: v_1 bezieht sich auf das Gesamtmittel aus allen 20 Einzelwerten, v_2 auf das Mittel der 11 Schwerewerte aus Messungen mit Achatschneiden und v_3 auf das Mittel der 9 Schwerewerte aus Messungen mit Stahlschneiden. Die maximale Streubreite der Schwerewerte beträgt 8,0 mGal.

Zunächst wird gezeigt, daß zwischen den Messungen mit Achatschneiden und den Messungen mit Stahlschneiden kein signifikanter Unterschied besteht.

	Achatschneiden	Stahlschneiden
Anzahl der Messungen	$N_1 = 11$	$N_2 = 9$
Mittelwert	$\bar{\xi}_A = 981,261\ 62\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-2}$	$\bar{\xi}_{St} = 981,262\ 57\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-2}$
Summe der Fehlerquadrate	$[v_2\ v_2] = 46,53$	$[v_3\ v_3] = 61,79$
Streuung	$s_A = \pm 2,15\ \text{mGal}$	$s_{St} = \pm 2,62\ \text{mGal}$

Zur Prüfung des Unterschiedes beider Meßreihen wird die t-Verteilung benutzt [140, S. 96-97]. Mit

$$s_{\Delta}^2 = \frac{1}{N_1 + N_2 - 2} [(N_1 - 1) s_A^2 + (N_2 - 1) s_{St}^2] = 5,63$$

ergibt sich die Testgröße zu

$$t = \frac{\bar{\xi}_A - \bar{\xi}_{St}}{s_{\Delta}} \sqrt{\frac{N_1 N_2}{N_1 + N_2}} = 0,89.$$

Für den Freiheitsgrad $n = N_1 + N_2 - 2 = 18$ und eine Irrtumswahrscheinlichkeit von 1 % liegt die Signifikanzschwelle bei $t_{0,01} = 2,88$. Da die Testgröße diesen Wert nicht überschreitet, ist der Unterschied beider Meßreihen nicht signifikant. Die Ergebnisse der Messungen mit Achat- und mit Stahlschneiden können also als zu einer Grundgesamtheit gehörend betrachtet und folglich zu einem einheitlichen Mittelwert zusammengefaßt werden:

Anzahl der Messungen	$N = 20$
Gesamtmittel	$g = 981,261\ 99\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-2}$
Summe der Fehlerquadrate	$[v_1\ v_1] = 113,10$
Streuung	
(Fehler der Einzelmessung)	$s = \pm \sqrt{\frac{[v\ v]}{N - 1}} = \pm 2,44\ \text{mGal}$
mittlerer Fehler des Mittels	$\mu = \frac{s}{\sqrt{N}} = \pm 0,54\ \text{mGal}$

Es fällt auf, daß der aus der Streuung aller Schwerewerte abgeleitete mittlere Fehler der Einzelmessung wesentlich größer ist als die in den Tab. 5 bis 10 durch Fehlerfortpflanzung aus den Längen- und Zeitmeßgenauigkeiten berechneten Fehlerangaben. Die Ursache dafür darf nicht allein in den unterschiedlichen Schneide-Lager-Kombinationen gesucht werden, denn auch bei jeder einzelnen Schneide-Lager-Kombination treten größere

Streuungen auf, als es nach den Genauigkeiten der Schwingzeit- und Längenmessung zu erwarten ist. Offensichtlich handelt es sich dabei entweder um nicht erfaßte oder um zusätzliche, zufällig wirkende Störeinflüsse, wie z.B. die Dehnung der Pendel beim Arrestieren.

Bei der Ableitung einer Genauigkeitsangabe für das Endergebnis müssen außer der Streuung der Meßwerte auch die Unsicherheiten der berechneten Korrekturen und die Genauigkeiten der Quarzetalons berücksichtigt werden. Fehlereinflüsse durch die bei den Schwingzeitmessungen benutzte Normalfrequenz entstehen praktisch nicht. Die Unsicherheit der Korrekturen wirkt sich vor allem dort aus, wo die Korrektur einmalig berechnet und einheitlich an allen Schwerewerten angebracht wird. Diese Korrekturen sind in Tab. 4 zusammen mit ihren geschätzten Unsicherheiten zusammengestellt. Für alle übrigen Fälle wird angenommen, daß die Korrekturen keine systematischen Fehleranteile enthalten und ihre Unsicherheiten in der Streuung der Meßwerte mit erfaßt werden. Der Einfluß der Genauigkeit der Quarzetalons auf die Schwerewerte wurde in Abschnitt 3.4.6. zu $\pm 0,49$ mGal abgeschätzt.

Aus der Streuung der Meßergebnisse, der Unsicherheit der Korrekturen und der Genauigkeit der Quarzetalons sowie unter Berücksichtigung der Tatsache, daß die Korrektur für den Quelleffekt nur auf die Meßergebnisse mit Achatschneiden angewendet wird entsprechend einem Gewichtungsfaktor von $11/20$, erhält man für das Mittel aus den 20 Einzelwerten nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz einen mittleren Fehler von

$$m = \pm \sqrt{0,54^2 + 0,16^2 + 0,04^2 + 0,08^2 + 0,08^2 + \left(\frac{11}{20} \cdot 0,64\right)^2 + 0,49^2} = \pm 0,83 \text{ mGal.}$$

Als Gesamtergebnis der Messungen mit dem 25-cm-Reversionspendelgerät ergibt sich der Schwerewert

$$\underline{\underline{g = 981,261 \ 99 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \pm 0,83 \text{ mGal.}}}$$

Dieser Wert bezieht sich auf das mittlere Niveau der Schwingungsmittelpunkte des 25-cm-Reversionspendelgerätes, das 346 mm über der Oberfläche des Südwestpfeilers (S2) im Pendelsaal liegt.

4. Messungen mit dem Quarzpendelgerät

4.1. Meßraum und Meßpfeiler

Das Quarzpendelgerät besteht aus zwei wesentlichen Meßeinrichtungen: dem Pendelapparat mit den Pendeln und der Schwingzeitmeßeinrichtung sowie dem Vakuuminterferometer zur Längenmessung der Pendel. Entsprechend dieser Einteilung wurden in der NO-Ecke im Kellergeschoß des Institutsgebäudes zwei Meßräume für diese Einrichtungen ausgebaut. Während sich der Pendelapparat selbst im ehemaligen NO-Keller des Gebäudes befindet, wurde für den Längenmeßkomparator der Lichtschacht dieses Kellers nach außen erweitert und zu einem abgeschlossenen Raum ausgebaut. Sowohl für den Pendelapparat als auch für die Längenmeßeinrichtung wurden stabile Pfeiler hergerichtet. Der Pfeiler, auf dem der Pendelapparat ruht, trägt die Bezeichnung S12. Außerdem befindet sich im Pendelraum noch ein Gravimeterpfeiler S13 (siehe Abb. 12).

Für beide Räume wurde eine Belüftung und Klimatisierung vorgesehen: Von außen wird durch einen Belüfter Frischluft angesaugt, die durch Heizkörper vorgewärmt werden kann. Diese werden durch Kontaktthermometer so geschaltet, daß auch bei kälterer Außenluft eine Innentemperatur von annähernd 20 °C erreicht wird. Die Stärke des Luftstromes kann durch Schieber von Hand geregelt werden. In gleicher Weise kann die Luft auch wieder aus dem Keller abgesaugt werden. Eine Feinregelung der Temperatur ist mit dieser Einrichtung allerdings nicht möglich. Insbesondere steigt in den Sommermonaten, in denen auch die Außenluft über 20 °C liegt, die Temperatur im Keller schon durch die Wärmeentwicklung der Geräte über 20 °C an. Aus diesem Grunde wurde im Pendelraum eine Klimatrube KT 2 aufgestellt, mit der die Temperatur von 20 °C auf $\pm 0,1$ grad genau eingehalten werden konnte. Da der Komparatorraum mit dem Pendelraum durch eine Tür verbunden ist, konnte auch in diesem eine gute Konstanz der Temperatur erreicht werden.

4.2. Mechanischer Aufbau des Pendelgerätes

4.2.1. Die Pendel

Die allgemeinen Gesichtspunkte für die Gestaltung der drei Quarzpendelpaare wurden bereits in Abschnitt 2.2. erörtert. Im Gegensatz zu den 25-cm-Pendeln sind die Quarzpendel mit Schwingflächen ausgerüstet, während sich die Schneiden am Stativ befinden. Ihre äußere Form wurde möglichst einfach gehalten, um die Herstellung aus optischem Quarzglas zu erleichtern. Da das optische Quarzglas vom VEB Schott & Gen. bei einem Querschnitt von $5 \times 8 \text{ cm}^2$ nur bis zu 18 cm Länge geliefert werden konnte, mußten auch die längeren Profiltteile der Pendel aus kürzeren Stücken zusammengesetzt werden. Um die Längenkonstanz der Pendel und die Parallelität der aneinandergefügten Teile zu gewährleisten, kam eine reine Kittung nicht in Frage. Ein Ansprengegen der Teile allein hätte bei den zum Teil geringen Querschnitten kaum eine sichere Befestigung gewährleisten können. Deshalb wurden in die Endflächen der sehr gut ebenen und parallelen Pendelteile drei Nuten von 5 mm Breite und 0,1 mm Tiefe derart eingeschliffen, daß beim Zusammensetzen der Teile Steg auf Steg und Nut auf Nut saß. An den Stegen wurden die Teile dann zusammengesprengt, während die Nuten mit dem Zeiss-

Optikkitt AK 91 ausgefüllt wurden. Der optische Kontakt der Teile sorgte so für eine ausreichende Längenkonstanz der Pendel, während durch die Kittung eine hinreichend feste Verbindung erzielt wurde. Die Teile können durch Eintauchen in organische Lösungsmittel, wie z. B. Azeton, vom Kitt befreit und wieder voneinander getrennt werden, was bei einer eventuell eintretenden Beschädigung eines Pendels von Bedeutung gewesen wäre.

Die vom VEB Carl Zeiss Jena hergestellten Pendelteile wurden von Mitarbeitern des Geodätischen Instituts im Herstellerwerk zusammengesetzt, wo die entsprechenden Prüfmittel zur Parallelitäts- und Längenkontrolle der zusammengesetzten Teile eingesetzt werden konnten. Als die Pendel Ende 1965 fertiggestellt waren, war bei den Schwingflächen nur eine Unparallelität von wenigen Winkelsekunden und eine Differenz entsprechender Pendellängen von weniger als $3 \mu\text{m}$ zu verzeichnen.

Die Pendel wurden dann später mit je vier Abstimmerschrauben aus Messing versehen, die in einer Messinghülse längs der Pendelachse in ihrer Lage verändert werden konnten, um die Gleichheit der Schwingungsdauern in beiden Lagen mit hinreichender Genauigkeit erreichen zu können (hierzu siehe Abschnitte 2.3.1. und 2.3.2.). Als später die ersten Versuchsmessungen mit den Pendeln ausgeführt wurden, machte sich die elektrostatische Aufladung der Quarzpendel durch sprungartige Änderungen der Schwingungsdauer nachteilig bemerkbar. Deshalb wurden die Quarzpendel, von den Schwingflächen abgesehen, ganz mit einer Aluminiumschicht bedampft und die Störungen so beseitigt.

In Abb. 8 sind ein 75-cm-, ein 50-cm- und ein 37,5-cm-Pendel schematisch dargestellt. Da alle Pendel gleiche Masse haben, ist die Stärke der Profile unterschiedlich. Die in den Pendelprofilen befindlichen zwei Durchbrüche zur Aufnahme der Schneidenlagerung sind deutlich zu erkennen. Ebenso sind die Stellen angedeutet, an denen die einzelnen Pendelteile miteinander verbunden sind.

4.2.2. Das Pendelgerät

Für das Pendelgerät wurde ein massiver Doppelpfeiler aus Granit errichtet, der U-Form besitzt und dessen Enden sich nach oben verjüngen. Seine untere Fläche hat einen Querschnitt von $1 \times 3 \text{ m}^2$, und seine Gesamthöhe beträgt 2,70 m. Zwischen den oberen Pfeilerenden 1 (Abb. 9) befindet sich der Pendelapparat, von dem in dieser Abbildung die wesentlichsten Elemente wiedergegeben sind. Auf den Pfeilerenden ruht zunächst die Brücke 2 mit ihren drei Fußschrauben und trägt ihrerseits die Grundplatte 3, die zwei Öffnungen zum Einhängen der Pendel 7 besitzt und zur Befestigung der Schneiden mit ihren Grundkörpern dient. Sie trägt ferner die nicht dargestellten Vorrichtungen zur Justierung der Pendel, die jedoch in Bild 6 zu erkennen sind. An der unteren Fläche der Grundplatte ist der Vakuumbehälter 4 befestigt, während der abnehmbare Behälter 5 den oberen Teil der Pendel umschließen kann. Beide Behälter sind unten bzw. oben mit Abschlußplatten versehen, die zur Beobachtung der Pendel je zwei Öffnungen mit planparallelen Glasplatten besitzen.

Die Stirnflächen der Pendel, die auch als Spiegel für die Schwingungsdauermessung

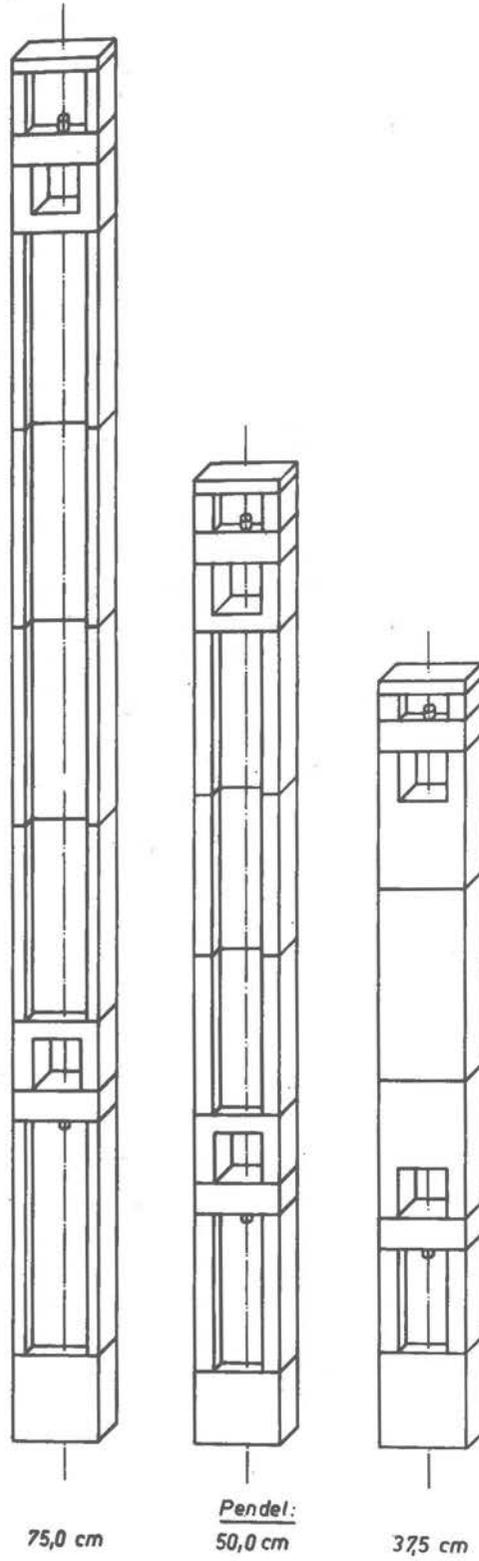


Abb. 8. Die Quarzpendel

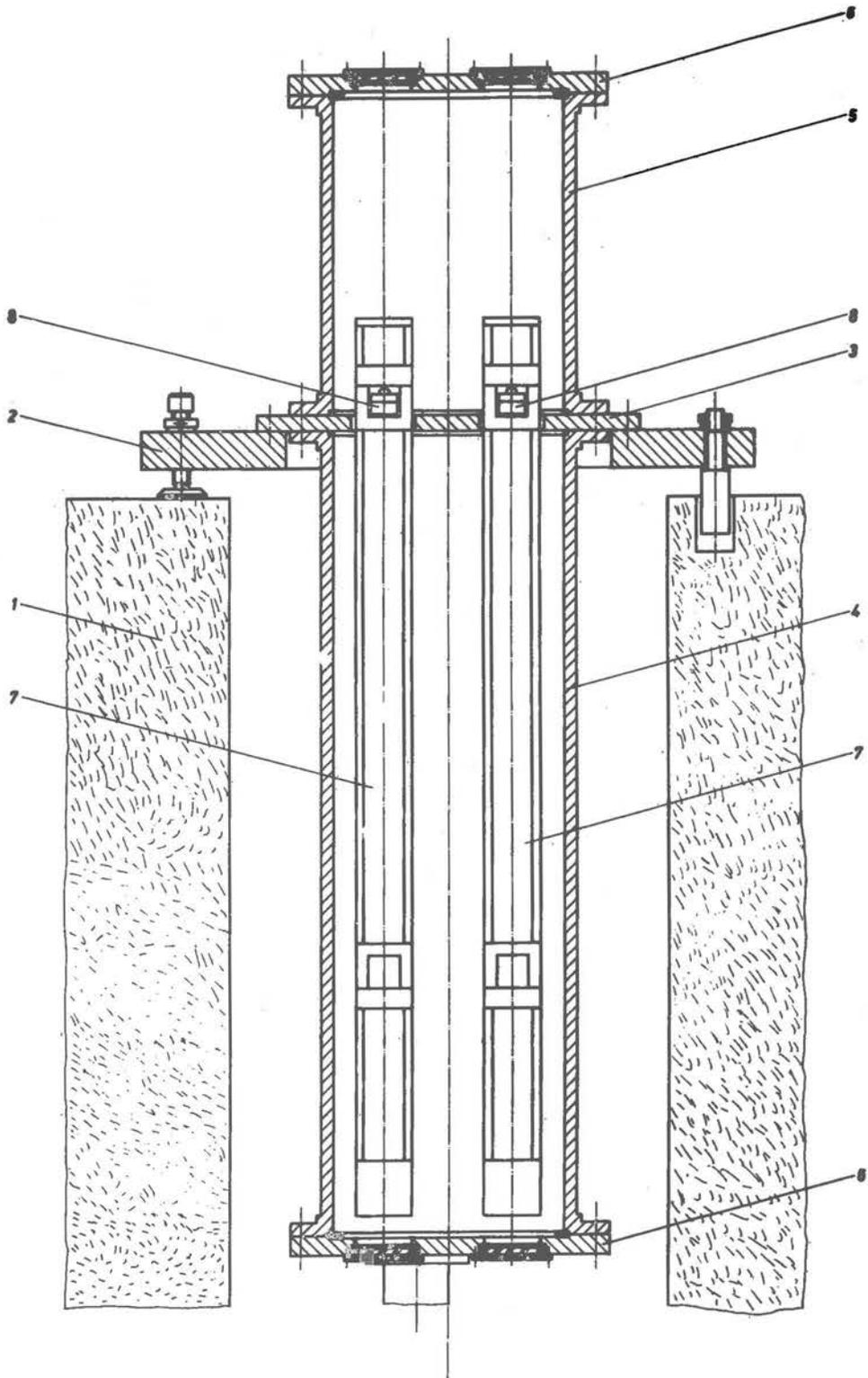


Abb. 9. Quarzpendelgerät

dienen, sind so gut parallel zu den Schwingflächen, daß sie zu deren Horizontierung verwendet werden können. Dies erfolgt mit Hilfe der auf der Grundplatte 3 befindlichen Justiereinrichtungen. Zu diesem Zweck wird auf der Grundplatte 3 ein künstlicher Horizont aufgestellt, der so aufgebaut ist, daß sich über den Pendeln je ein horizontal liegender halbdurchlässiger Spiegel befindet. Die Lage der Pendelspiegel wird dann mit Autokollimationsfernrohren verglichen, die zu beiden Seiten des Pendelapparates auf den Pfeilerenden montiert und in Bild 6 zu erkennen sind. Diese Abbildung zeigt den Quarzpendelapparat im geöffneten Zustand. Die Pendel lagern während der Justierung auf einer Arretierungsgabel, mit der sie anschließend auf die Schneiden abgesenkt werden.

Beide Autokollimationsfernrohre dienen außerdem zur Bestimmung der Pendelamplitude während der Messung. Die Einrichtung zur Einstellung der Pendelamplitude und zum Abriß befindet sich im unteren Teil des Pendelapparates zwischen den beiden Pendeln. Über eine mechanische Vorrichtung, die von außen betätigt werden kann, werden beide Pendel durch zwei Bolzen nach außen ausgelenkt. Kleine Unterschiede in der Amplitude der Pendel können durch eine Amplitudenausgleichsvorrichtung kompensiert werden. Der Pendelabriß erfolgt ebenfalls durch die Einrichtung zur Amplitudengebung, indem der Auslenkhebel schnell in die Ausgangslage zurückgenommen wird. - An der unteren Abschlußplatte des Pendelapparates befindet sich ein Anschlußstück zur Befestigung der Vakuumleitung, die eine lichte Weite von 70 mm besitzt.

Sowohl beim Einhängen als auch beim Herausnehmen der Pendel aus dem Gerät besteht die Gefahr einer Beschädigung. Deshalb wurden die Pendel für diese Arbeitsgänge mit einer ihrer Form angepaßten Leichtmetallhülle umkleidet, die in einfacher Weise befestigt werden konnte und sich leicht wieder abnehmen ließ.

4.3. Schwingzeitmessung

Wegen der Benutzung von Pendelpaaren unterschiedlicher Länge mußte im Gegensatz zum 25-cm-Pendelgerät ein Strahlengang gewählt werden, bei dem die Abbildung eines Sendespalt in die Empfangsspaltebene unabhängig von der Lage der reflektierenden Pendelstirnflächen erfolgen kann. Hierzu befindet sich nach Abb. 10 der jeweilige Sendespalt S in der dingseitigen Brennebene des Kollimatorobjektives Ko . Das austretende parallele Strahlenbündel gelangt über einen halbdurchlässigen Umlenkspiegel U_1 auf die untere Stirnfläche St des Pendels. Das rückkehrende Licht passiert den halbdurchlässigen Spiegel und wird über U_2 in der bildseitigen Brennebene des Fernrohrobjektives Fr gesammelt. In dieser Brennebene befindet sich der Empfangsspalt e . Als Lichtquelle dient eine Quecksilberhochdrucklampe vom Typ HBO 100. Hinter dem Empfangsspalt ist ein SEV zur Ableitung der Start- und Stoppimpulse angeordnet. Die Zeigerlänge d ist gleich der Brennweite des Fernrohrobjektives und beträgt 120 cm. Damit ergeben sich bei einer Amplitude von 20' für das kurze, mittlere und lange Pendelpaar Geschwindigkeiten im Nulldurchgang von 10 cm/s, 8,8 cm/s und 7,2 cm/s. Sie sind kleiner als bei den 25-cm-Pendeln. Der dadurch nach (47) unter Berücksichtigung von (48) sich ergebende Anstiegsverlust wird durch die wesentlich größere Beleuchtungsstärke der HBO 100 gegenüber den Einfadenlampen aus-

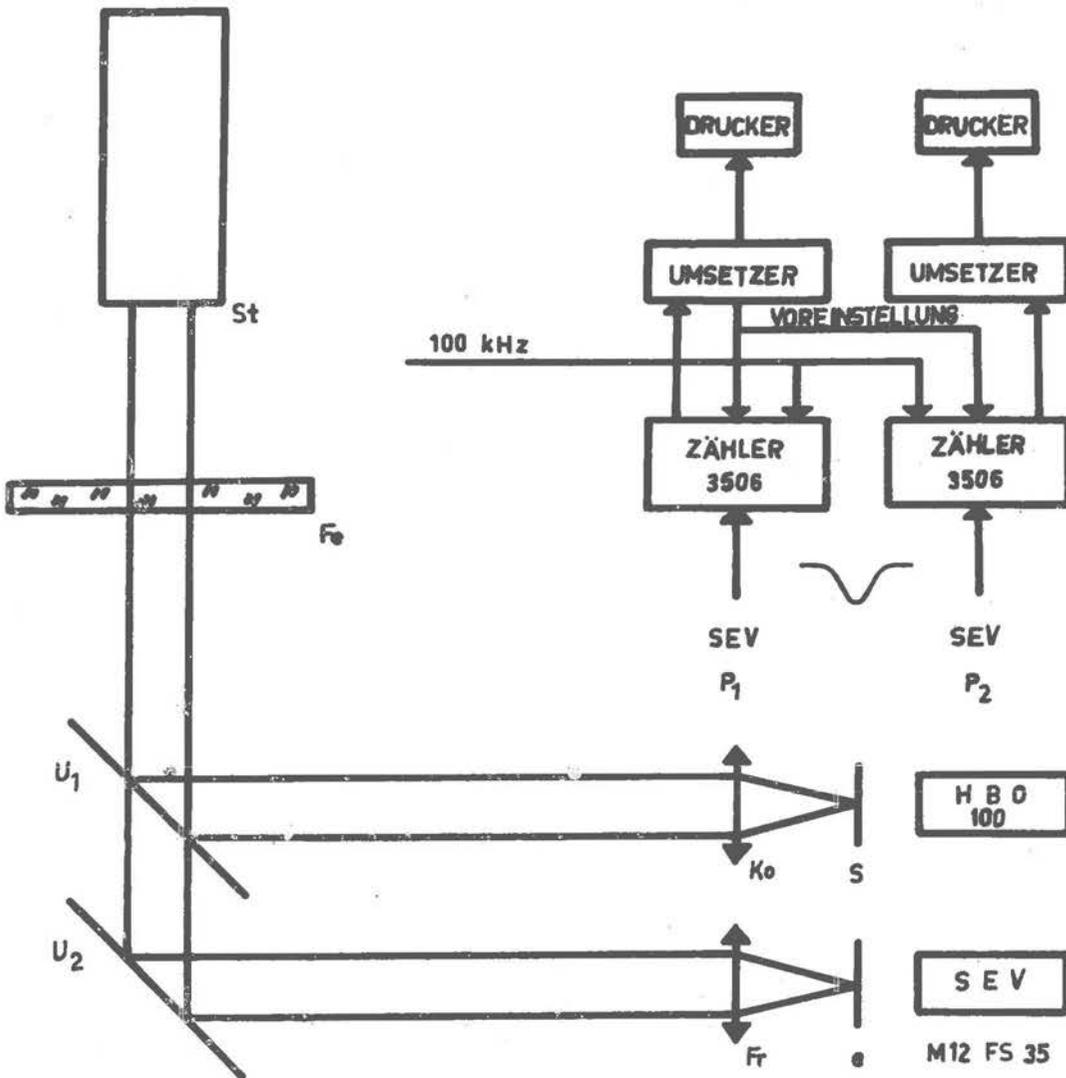


Abb. 10. Schema der Schwingzeitmeßanlage für das Quarzpendelgerät

geglichen. Mit einer Spitzenspannung von ca. 700 mV bei Belastung mit einem hochohmigeren röhrenbestückten Zähler und Halbwertsbreiten von 0,4 ms, 0,7 ms und 1,1 ms ergeben sich Impulsanstiege von ca. 3500 V/s, 2000 V/s und 1300 V/s in Flankenmitte für die drei Pendelpaare.

Die SEV-Impulse gelangen nach Abb. 10 unmittelbar in die beiden Zähler (Typ 3506 des VEB Funkwerk Erfurt), die eine Untersezung bis 1000 : 1 ermöglichen. Als Zeitbasis dient wiederum die 100-kHz-Normalfrequenz. Über Umsetzer und Drucker wird das Zählergebnis (= Anzahl der Halbperioden im Meßintervall mal 10 μ s) ausgedruckt. Die für Periodendauermessungen vorgesehenen Untersezterdekaden in den Zählern wurden auf Voreinstellbetrieb umgerüstet. Nach erfolgtem Druckvergang gibt einer der beiden Umsetzer einen Impuls auf die Untersezterstufen beider Zähler und stellt die Zahl 985

ein. Dadurch wird bei einem Meßintervall von 1000 Halbschwingungen automatisch nach 15 Halbperioden eine neue Intervallmessung eingeleitet. – Wegen der kleinen Mitschwingkoeffizienten und der geringen Phasendifferenzen zwischen den Pendeln (Abweichungen von der Gegenphasigkeit) konnte auf eine ständige Phasenmessung verzichtet werden.

In Tab. 12 sind die Mittelwerte \bar{s} aus den Streuungen $s = \sqrt{[v v]/(n - 1)}$ der Schwingzeitmessungen für die Einzel- und Mittelpendel aller drei Pendelpaare und für verschiedene Meßintervalle zusammengestellt. Zur Ermittlung von \bar{s} wurden für jedes Einzelpendel die Mittelwerte aus jeweils drei Serien von fünf Einzelmessungen zugrunde gelegt. Die Werte für die Mittelpendel wurden aus den zusammengehörenden Einzelpendelwerten gebildet.

Tab. 12. Streuung \bar{s} der Schwingzeitmessungen für die drei Quarzpendelpaare

Reduzierte Pendellänge und Gewichtslage	Anzahl der Halbschwin- gungen im Meßintervall	\bar{s} [10^{-8} s]	
		Einzelpendel	Mittelpendel
37,5 cm Go	1	2400	1100
	10	500	150
	100	100	21
	1000	27	4
50 cm Go	1	3000	810
	10	340	110
	100	77	10
	1000	21	5
75 cm Gu	1	2500	1200
	10	700	500
	100	60	28
	1000	13	5

Die Tabelle zeigt deutlich die geringere Streuung der Mittelpendel im Vergleich zu den Einzelpendeln. Die Amplitude betrug wie bei den Komplexmessungen 20'. Bei allen Schwingzeitmessungen war die Streuung in der Lage Go im Mittel 1,4mal größer als in der Lage Gu.

4.4. Längenmessung

4.4.1. Meßprinzip und Aufbau der Längenmeßeinrichtung

Die Bestimmung der reduzierten Pendellänge, d. h. des Abstandes der Schwingflächen in den Pendeln, muß mit einer interferometrischen Meßmethode erfolgen, um die geforderte Genauigkeit bei der Längenmessung zu erreichen. Für die Längenmessung der Quarzpendel wurde ein Vakuuminterferometer mit einem Strahlengang nach DOWELL [27] entwickelt, dessen prinzipieller Aufbau in Abb. 11 dargestellt ist. Die stark umrandeten Teile stellen die Umrisse des Vakuummantels des Interferometers dar. Er besteht aus den vier Vakuumbehältern 1 bis 4, die durch die Rohrverbindungen 5 bis 7

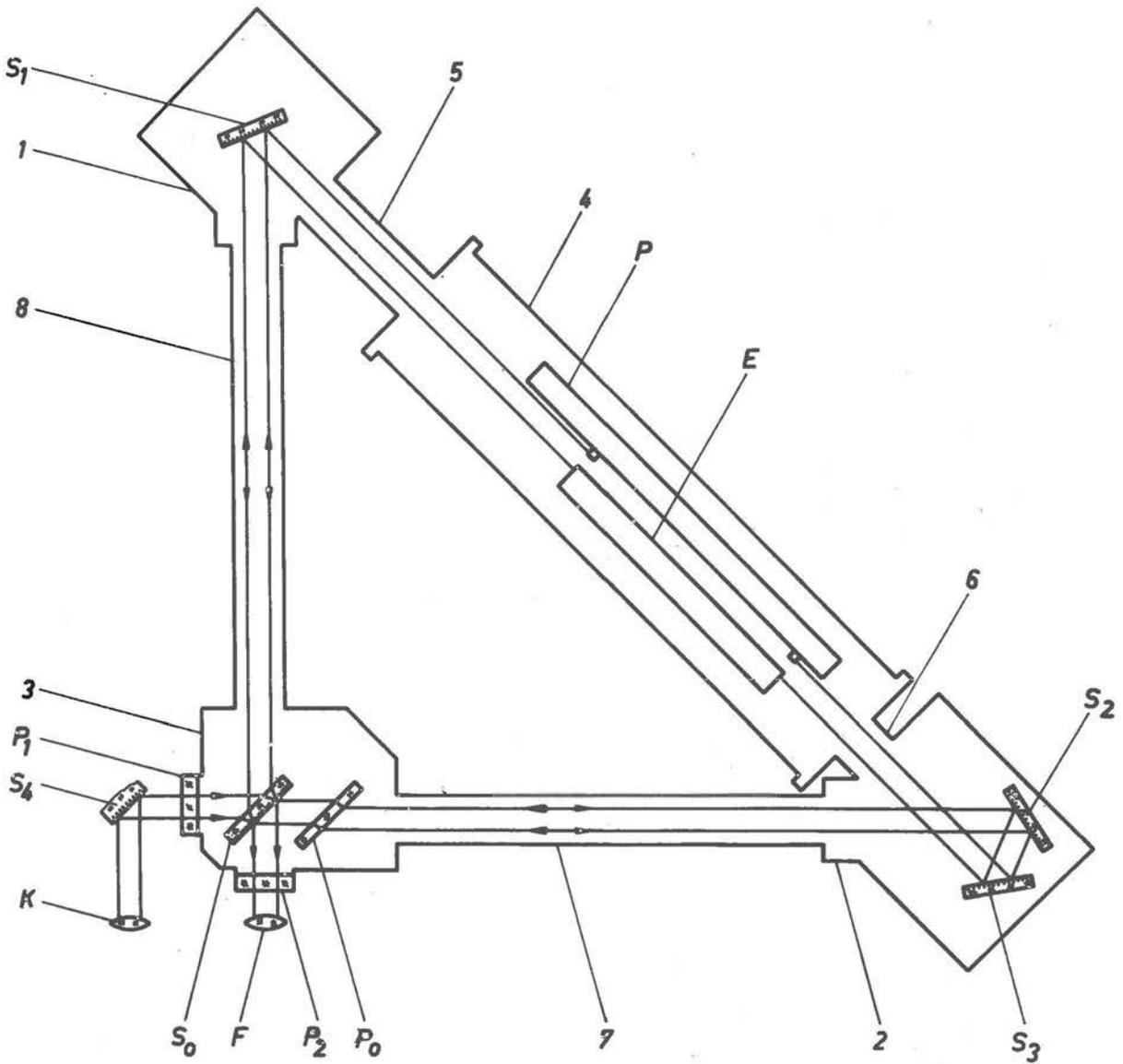


Abb. 11. Aufbau und Strahlengang des Pendellängenkomparators

miteinander verbunden sind und so ein festes Gerüst für das Interferometer bilden. Als Kollimatorobjektiv K wurde ein Fernrohrobjektiv mit 2,25 m Brennweite und einer Öffnung von 150 mm verwendet. Die in der Brennebene befindliche Öffnung wurde durch eine Quecksilberhochdrucklampe HBO 50 beleuchtet. Das vom Kollimator kommende Lichtbündel gelangt über den Umlenkspiegel S_4 und durch die Abschlußplatte P_1 zunächst auf die Teilerplatte S_0 . Der hier reflektierte Anteil erreicht über den Umlenkspiegel S_1 die Meßflächen auf der einen Seite der zu vergleichenden Objekte Pendel und Etalon und gelangt nach der Reflexion auf dem entgegengesetzten Weg durch die Abschlußplatte P_2 in das Fernrohrobjektiv F , das von gleichen

Dimensionen wie das Kollimatorobjektiv K ist. Der durch S_0 hindurchgehende Anteil des Lichtes gelangt nach Passieren der Kompensationsplatte P_0 über den aus S_2 und S_3 bestehenden Winkelspiegel auf die anderen Meßflächen der Vergleichsobjekte. Nach seiner Reflexion erreicht er dann auf dem gleichen Wege über den Teilerspiegel S_0 das Beobachtungsfernrohr.

Das Bemerkenswerte an diesem Strahlengang ist, daß die Endflächen der Vergleichsobjekte ohne zusätzliches Ansprenge von Endmaßen am Vergleichsnormale miteinander verglichen werden, wobei die Meßfläche des einen Objektes mit der gegenüberliegenden Meßfläche des anderen Objektes im Beobachtungsbild zur Deckung kommt. Da Entsprechendes für die beiden anderen Meßflächen gilt, entstehen so zwei Interferenzsysteme, aus deren Lage man auf die Längendifferenz der beiden Objekte schließen kann. Das Interferenzbild kann mit einer Plattenkamera aufgenommen und so einer Auswertung zugänglich gemacht werden.

Die Interferometerspiegel werden nach einem einfachen Schema so eingerichtet, daß die beiden Bilder der Kollimatoröffnung im Fernrohr zur Deckung gelangen. Die Justierung der Spiegel und der Meßobjekte kann bei geschlossenem und evakuiertem Gerät über Vakuumdurchführungen mit hinreichender Genauigkeit erfolgen. Wegen des stabilen Aufbaues des Gerätes und des massiven Pfeilers, auf dem es stationiert ist, ist es nur in geringem Maße erschütterungsempfindlich.

4.4.2. Die Etalons

Da keine geeigneten Lichtquellen zur absoluten Ausmessung längerer Endmaße in Lichtwellenlängen zur Verfügung standen, wurde für die Längenmessung der Quarzpendel ein interferometrischer Vergleich mit Endmaßen vorgesehen, deren Länge als bekannt vorausgesetzt werden konnte. Da Stahlendmaße in geeigneten Längen nicht zu erhalten waren, wurden Quarzetalons von 12,5 cm Länge hergestellt, die zu längeren Etalons zusammengesprengt wurden. Der Querschnitt der Etalons betrug $4 \times 6 \text{ cm}^2$ und mußte relativ groß gewählt werden, um ein zuverlässiges Ansprenge zu gewährleisten. Der Ausdehnungskoeffizient des Quarzglas wurde zu $\alpha = 0,421 \cdot 10^{-6}$ angenommen.

Insgesamt war die Herstellung von drei Etalons mit den Längen 37,5 cm, 50 cm und 75 cm geplant. Die Fa. Fritz Mübius, Feineptik, in Potsdam-Babelsberg hatte 1966 den Auftrag zur Herstellung der Etalons übernommen. Wegen innerbetrieblicher Schwierigkeiten konnten nur die Etalons für das 75-cm- und das 50-cm-Pendel hergestellt werden. Die Teile für das 50-cm- und das 75-cm-Etalon wurden Ende 1966 zusammengesprengt. Die Etalons wurden in der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig geprüft und mit folgenden Kennzeichen versehen:

50-cm-Etalon: 1 PTB 68,

75-cm-Etalon: 2 PTB 68.

Bei der Längenprüfung der Etalons wurde an einer der Meßflächen die ebene Fläche einer Hilfsplatte aus Stahl, an der anderen Meßfläche ein Endmaß aus Stahl derart angesprengt, daß Hilfsplatte und Stahlendmaß über eine der schmalen Seitenflächen hinausragten. Der Abstand zwischen der Hilfsplatte und der freien Meßfläche des

Stahlendmaes wurde durch interferometrischen Vergleich mit einer fundamental-interferometrisch bestimmten, annähernd gleich langen Kombination von Parallelendmaen aus Stahl ermittelt. Bei einer zweiten Messung waren Hilfsplatte und Stahlendma so angesprengt, daß sie über die andere der schmalen Seitenflächen der Etalons hinausragten. Auf diese Weise wurde die Entfernung der Meßflächen an zwei Stellen ermittelt, die jeweils etwa 5 mm von einer der kurzen Kanten entfernt auf der Symmetrieachse des Etalonquerschnittes lagen. Die Länge der angesprengten Endmaße wurde ebenfalls fundamental-interferometrisch bestimmt.

Die Prüfung führte zu folgenden Ergebnissen (Prüfprotokoll vom 13.5.1968):
Die Längen des 50-cm-Etalons waren

500,042 58 mm bzw. 500,042 83 mm.

Die Angabe dieser Längen war um $\pm 0,08 \mu\text{m}$ unsicher. Die Längen des 75-cm-Etalons waren

750,070 75 mm bzw. 750,070 77 mm.

Die Angabe dieser Länge war um $\pm 0,01 \mu\text{m}$ unsicher. Die Längenangaben sind auf die Wellenlänge des Nuklids ^{86}Kr

$\lambda_0 = 0,605\ 780\ 21 \mu\text{m}$

und eine Temperatur von 20 °C bezogen. Während der Messung waren die Etalons in den BESSELSchen Punkten unterstützt.

Der Strahlengang des Pendellngenkomparators machte es erforderlich, die Endflächen des Etalons noch mit einer Aluminiumschicht zu bedampfen, um zu verhindern, daß das auffallende Licht die Etalons durchstrahlte und sich dem Interferenzbild überlagerte. Um jedoch die Schichtdicke des Aluminiums bestimmen zu können, wurde 5 bis 10 mm von den schmalen Seiten der Endflächen entfernt ein 5 mm breiter Streifen von der Bedampfung ausgenommen. Die Schichtdicken wurden interferometrisch mit dem Pendellängenkomparator bestimmt und schwankten an den einzelnen Meßstellen zwischen 70 und 110 nm. Der mittlere Fehler der Schichtdickenmessung betrug

$m_s = \pm 10 \text{ nm}$.

4.4.3. Meßvorgang

Da die Schwingflächen der Pendel einer direkten interferometrischen Längenmessung nicht zugänglich waren, weil sie innerhalb des größten Pendelquerschnittes liegen, mußten sie mittels Hilfsflächen über diesen Querschnitt hinaus verlängert werden. Dies geschah mit Hilfe von Planplatten, die seitlich aus den Pendeln herausragten und deren Abstand an jeder Seite der Pendelffnungen durch einen interferometrischen Vergleich mit den Quarzetalons gemessen wurde. Da sich die Pendellänge selbst aus dem Abstand der Mitten der Schwingflächen ergibt, erhält man sie aus dem Mittel der beiderseits gemessenen Abstände der Schwingflächen. Für die Längenmessung eines Pendelpaares war also eine Messung von vier Teillängen erforderlich. Die Dicken der aufgedampften Aluminiumschichten der Einsätze und Etalons wurden dabei berücksichtigt.

Da bei der Längenmessung der 75-cm- und der 50-cm-Pendel die Längendifferenzen zu den Etalons weniger als $3\ \mu\text{m}$ betragen, konnte als Lichtquelle eine Quecksilber-höchstdrucklampe vom Typ HBO 50 verwendet werden. Für die Bestimmung der Längendifferenzen wurden die blaue, die grüne und die gelbe Linie benutzt, die mit den Zeiss-Interferenzfiltern SIF 438 Hg, SIF 546 Hg und SIF 578 Hg aus dem Spektrum der HBO 50 ausgefiltert wurden. Da wegen der geringen Längendifferenz die schwarzen Nullstreifen beider Interferenzsysteme sichtbar waren, konnte die ganze Zahl der Streifenverschiebung leicht ausgezählt werden. Jede einzelne Längendifferenz wurde im Verlauf einer Woche mehrmals kontrolliert. Um die erhaltenen Resultate später nachprüfen zu können und um die Auswertegenauigkeit bei der Bestimmung der Bruchteile der Streifenverschiebung zu erhöhen, wurde bei jeder Beobachtung die Stellung der Interferenzstreifen durch eine fotografische Aufnahme festgehalten. Bild 7 gibt ein solches Interferenzbild wieder. Vor jeder Aufnahme wurde der Komparator neu justiert, um systematische Fehler bei der Messung möglichst zu vermeiden. Die Ermittlung der Streifenbruchteile aus der Aufnahme erfolgte mit Hilfe eines Meßmikroskops.

Besondere Umstände ergaben sich bei der Längenmessung der 37,5-cm-Pendel, für die kein Etalon gleicher Länge zur Verfügung stand. Deshalb wurde hier ein Längenvergleich mit dem 50-cm-Etalon durchgeführt. Die Längendifferenz von 12,5 cm konnte mit Hilfe der Spektrallinien Cd 644, Kr 605 und Cd 509 überbrückt werden. Um diese Resultate zu sichern, wurde zusätzlich noch eine Streckenmultiplikation nach dem VÄISÄLÄ-Verfahren durchgeführt, wobei die Pendellänge von 37,5 cm verdoppelt und mit dem 75-cm-Etalon verglichen wurde.

4.4.4. Meßgenauigkeit

Der Einfluß der Justiergenauigkeit auf die Längenmessung kann als unbedeutend bezeichnet werden. Die oben erwähnte Justierung der Komparatorspiegel kann nämlich nicht nur mit Hilfe der Lochblendenbilder erfolgen, sondern auch durch die Lage eines Interferenzstreifensystems hyperbolischer Gestalt, bei dem die Asymptoten rechtwinklig zueinander liegen und die Hyperbelscharen den Winkelraum zwischen den Asymptoten ausfüllen. Bei richtiger Justierung des Komparators erscheint das Zentrum des Streifensystems, d. h. der Schnittpunkt der Asymptoten, in der Mitte des Gesichtsfeldes. Um alle Möglichkeiten für das Auftreten unerkannter systematischer Fehler weitestgehend einzuschränken, wurde der Komparator vor jeder Einzelmessung neu justiert. Aus dem gleichen Grunde wurden auch nach jeder vollständigen Längenmessung die Einsätze in den Pendeln durch neue ersetzt.

Durch die Art und Weise der Auswertung der Interferenzaufnahmen wurde eine restliche Unparallelität von Pendel und Etalon berücksichtigt. Die durch geringe Abweichungen der Meßflächen von der Ebenheit hervorgerufenen Fehler blieben unter 10 nm.

Die Bestimmung der Dicke der Aluminiumschichten der Meßflächen erfolgte mit einer Genauigkeit von $\pm 10\ \text{nm}$ und wurde ebenfalls mit dem Pendellängenkomparator durchgeführt. - Die Genauigkeit, mit der die Länge der Quarzetalons bekannt ist, wurde schon in Abschnitt 4.4.2. erwähnt.

Der mittlere Fehler des Längenvergleichs zwischen Pendel und Etalon schwankte für die gemessenen Längen zwischen 10 und 20 nm und ist vermutlich auf eine leichte Krümmung der Interferenzstreifen zurückzuführen, da die Art der Auswertung noch eine höhere Genauigkeit zulassen würde.

Da Pendel und Etalon beide aus optischem Quarzglas bestehen, entfiel eine Temperaturkorrektur. Während der Längenmessung wurde jedoch die Temperatur von 20 °C auf $\pm 0,3$ grad eingehalten.

4.5. Meßtechnische Nebenarbeiten

4.5.1. Schwerpunktsbestimmung

Die Schwerpunktsbestimmung bei den Quarzpendeln erfolgte in gleicher Weise, wie es in Abschnitt 3.5.1. für die Messingpendel beschrieben wurde. Da jedoch bei den großen Pendellängen die Verschiebemöglichkeit des Maschinentisches nicht ausreichte, wurden nur die kleinen Schwerpunktsabstände H_2 gemessen. Die erhaltenen Werte sind in Tab. 13 zusammengestellt. Die Unsicherheit der Schwerpunktsbestimmung betrug $\pm 0,02$ mm. Der Schwerpunktsabstand H_1 ergab sich mit hinreichender Genauigkeit aus der interferometrisch gemessenen Pendellänge L und dem Schwerpunktsabstand H_2 zu

$$H_1 = L - H_2.$$

Tab. 13. Schwerpunktsabstände H_2 für die Quarzpendel

Pendel	H_2 [mm]
37,5-cm-Pendel Nr. 1	124,865
" " Nr. 2	124,900
50-cm-Pendel Nr. 1	166,708
" " Nr. 2	166,676
75-cm-Pendel Nr. 1	250,744
" " Nr. 2	250,657

4.5.2. Winkelmessungen

Zur Ermittlung der Neigungswinkel β_1, β_2, n_1 und n_2 (Abschnitt 2.5.3.5.) sowie für die Amplitudenmessung dienten die für die Justierung der Pendel vorgesehenen Autokollimationsfernrohre und eine horizontierbare Hilfsebene. Die Korrekturen wurden nach (61) und (71) berechnet und unmittelbar an der Halbschwingungsdauer angebracht. Nach (64) und (72) wird beispielsweise ein Fehler von $|\Delta g/g| = 1 \cdot 10^{-7}$ durch die Winkel $\beta_1 = \beta_2$ oder $n_1 = n_2$ von etwa $1,5'$ hervorgerufen.

Die Größenordnung der Winkel $i_1 + i_2$ wurde durch eine Parallelitätsprüfung der für die Justierung in beiden Gewichtslagen maßgebenden Profilstücke und eine Untersuchung der Reproduzierbarkeit der Justierung selbst abgeschätzt. Es ergaben sich folgende Maximalwerte für die einzelnen Pendelpaare:

	Pendellängen		
	37,5 cm	50 cm	75 cm
$i_1 + i_2$	6'	6'	7'
$ \Delta g/g $	$1,1 \cdot 10^{-8}$	$0,76 \cdot 10^{-8}$	$0,54 \cdot 10^{-8}$

Die Werte für $\Delta g/g$ wurden nach (69) für $i_2 = 0$ berechnet und stellen somit den ungünstigsten Fall dar. Für die Differenzen der Hauptträgheitsmomente $I_x - I_y$ wurden die aus den Abmessungen der Pendel sich ergebenden Werte ($10480 \text{ g}\cdot\text{cm}^2$ bzw. $13594 \text{ g}\cdot\text{cm}^2$ bzw. $16252 \text{ g}\cdot\text{cm}^2$ für die drei Pendelpaare) benutzt.

Aus Parallelitätsprüfungen der Schwingflächen zueinander ergaben sich für die Winkel $j_1 + j_2$ und deren maximal möglichen Störeinfluß folgende Werte:

	Pendellängen		
	37,5 cm	50 cm	75 cm
$j_1 + j_2$	2,5"	2,9"	2,8"
$ \Delta g/g $	$2,1 \cdot 10^{-9}$	$1,7 \cdot 10^{-9}$	$1,1 \cdot 10^{-9}$

Die Störungen $\Delta g/g$ wurden nach (64) unter Berücksichtigung der im Anschluß an Gleichung (70) angegebenen Substitutionen mit $j_1 = j_2 = (j_1 + j_2)/2$ und dem auf Grund der Erfahrungen mit dem 25-cm-Gerät angenommenen Wert $\epsilon^{**} = 0,06 \text{ mm}$ errechnet. - Der nach (69) unter Berücksichtigung derselben Substitutionen zu erwartende Einfluß auf Grund der unterschiedlichen Trägheitsmomente bezüglich der Z- und Y-Achse lag unter 10^{-10} . Dabei wurden für die Differenzen der Hauptträgheitsmomente $I_y - I_z$ ebenfalls die aus den Abmessungen der Pendel errechneten Werte ($0,830 \cdot 10^6 \text{ g}\cdot\text{cm}^2$, $1,796 \cdot 10^6 \text{ g}\cdot\text{cm}^2$ bzw. $4,082 \cdot 10^6 \text{ g}\cdot\text{cm}^2$ für die drei Pendelpaare) benutzt.

4.5.3. Abstimmung

Zum Zwecke der Abstimmung wurden bei jedem Pendel an beiden Enden beiderseits des Mittelsteges je zwei Gewindehülsen aus Messing oberhalb der Schwingflächen angekittet. Zusammen mit den dazugehörigen Messing-Gewindekernen ("Abstimmsschrauben") bilden sie die Abstimmseinheiten, die so berechnet wurden, daß für das jeweils benutzte Schneidenpaar die erforderliche Gleichheit der vier möglichen Schwingungsdauern auf mindestens 10^{-5} s erreicht werden konnte. Die restliche Feinabstimmung erfolgte durch Hinein- oder Herausdrehen der Gewindekerne. Wegen $a_{11} = a_{12} = a_{21} = a_{22}$ und $m_{11} \approx m_{21} \approx m_{12} \approx m_{22}$ war es gleichgültig, ob am schweren oder am leichten Ende gedreht wurde. Der erste Index bezieht sich hierbei wieder auf die Lage und der zweite auf das Pendel. In der Lage G_0 wurden die in Tab. 14 angegebenen mittleren Empfindlichkeiten erreicht. Die Empfindlichkeiten in der Lage G_u sind halb so groß. Alle angegebenen Empfindlichkeiten beziehen sich, ebenso wie die Massen, auf beide Gewindekerne an einem Ende des Pendels, da beide stets gleichzeitig um gleiche Beträge verstellt wurden. Die Abstimmung wurde so weit getrieben, daß

Tab. 14. Masse der Abstimmerschrauben und Abstimmempfindlichkeiten

	Pendellängen		
	37,5 cm	50 cm	75 cm
Masse von 2 Abstimmerschrauben [g]	6,3	9	11
Abstimmempfindlichkeit [$10^{-6} \text{ s} \cdot \text{mm}^{-1}$]	5,5	5,2	6

sich die Schwingungsdauern sowohl beider Pendel als auch beider Gewichtslagen um höchstens 2 bis $3 \cdot 10^{-6}$ s voneinander unterschieden.

4.5.4. Amplitudenmessung

Zur Amplitudenmessung wurden die Autokollimationsfernrohre für die Pendeljustierung benutzt. Die an der Schwingungsdauer anzubringende Korrektur wurde nach Gleichung (105) berechnet und bei unterschiedlichen Meßamplituden φ_0 geprüft. Dabei waren keine Abweichungen vom Amplitudengesetz der idealen Pendelbewegung nachweisbar. Die Unsicherheit der Amplitudenkorrektur ergibt sich nach Gleichung (106) zu $3 \cdot 10^{-8}$, wenn man eine Fernrohrempfindlichkeit von $13,7''$ pro Skalenteil, eine Ablesegenauigkeit von 0,5 Skt und für die Amplitude einen mittleren Wert von $20'$ zugrunde legt. Die Ablesung der Amplituden erfolgte am Anfang und am Ende jeder Meßreihe von 5×1000 Halbschwingungen.

4.5.5. Temperaturmessung

Zur Temperaturmessung wurde ein Meßwiderstand in Brückenschaltung benutzt. Er befand sich etwa 35 cm unterhalb der Schneidenlagerung in einem Träger aus Teflon, der ein ähnliches Wärmeverhalten (ähnliche Werte der spezifischen Wärme und der Wärmeleitung) wie die Quarzpendel zeigte. Die Temperaturcharakteristik wurde zunächst außerhalb des evakuierten Pendelgefäßes bestimmt. Später wurden diese Messungen innerhalb des Pendelgerätes unter den bei den Reversionspendelmessungen herrschenden Bedingungen wiederholt, um den absoluten Anschluß an die Prüftemperatur der Etalons (20°C) zu gewährleisten. Aus der Differenz beider Untersuchungen ergab sich eine konstante, für alle Pendel gleiche Korrektur von

$$\Delta g_{\theta} = -0,25 \text{ mGal.}$$

Der Einfluß eines vertikalen Temperaturgradienten konnte vernachlässigt werden, da die im Meßraum aufgestellte Klimatrube für eine gute Umwälzung der Luft sorgte.

Die an den Schwingzeitmessungen anzubringenden Temperaturkorrekturen ΔT_{θ} wurden nach der für geringe Temperaturabweichungen und homogenes Pendelmaterial geltenden Beziehung

$$\Delta T_{\theta} = \frac{1}{2} \alpha T \Delta \theta = \frac{1}{2} T \frac{\alpha}{\alpha'} \frac{R}{R_{20}}$$

ermittelt. Hierbei ist

$$\alpha' = \frac{R_0 - R_{20}}{R_{20} \Delta\theta}$$

eine Konstante des benutzten Meßwiderstandes, R_{20} der bei der ersten Bestimmung der Temperaturcharakteristik erhaltene Bezugswert des Widerstandes und $\Delta R = R_0 - R_{20}$ die gemessene Widerstandsänderung. Für α wurde ein Wert von $4,2 \cdot 10^{-7} \text{ grad}^{-1}$ benutzt; α' ergab sich zu $3,53 \cdot 10^{-3} \text{ grad}^{-1}$.

Eine Temperaturänderung von 1 grad verursacht danach beim 75-cm-Pendel eine Änderung der Halbschwingungsdauer von $18 \cdot 10^{-8} \text{ s}$, beim 50-cm-Pendel von $15 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ und beim 37,5-cm-Pendel von $13 \cdot 10^{-8} \text{ s}$. Die bei den Messungen zu berücksichtigenden Korrekturen lagen nach Aufstellung der Klimatrube unter 10^{-7} s .

4.5.6. Mitschwingeinflüsse

Infolge der stabilen Aufhängung der Pendel auf einer gemeinsamen Grundplatte, die ihrerseits auf dem massiven Doppelpfeiler ruht, waren die Mitschwingkoeffizienten σ für alle drei Pendelpaare sehr klein. Sie wurden in der gleichen Weise wie beim 25-cm-Gerät bestimmt (siehe Abschnitt 3.5.8.). Da die Pendel nur gleichzeitig ausgelöst werden konnten, mußte nach dem synchronen Abriß das eine wieder gebremst werden. Aus Amplituden- und Phasenmessungen wurden die Verbesserungen ΔT_σ nach der Formel von SCHMEHL (Gleichung (74)) berechnet. Sie sind in Tab. 15 zusammen mit den Mitschwingkoeffizienten dargestellt. Wegen der Kleinheit dieser Korrekturen konnte der Mitschwingeinfluß bei den Komplexmessungen unberücksichtigt bleiben und infolgedessen auf eine zur Schwingzeitmessung parallele Phasenmessung verzichtet werden.

Tab. 15. Mitschwingkoeffizienten σ und Mitschwingkorrekturen ΔT_σ

		Pendellängen		
		37,5 cm	50 cm	75 cm
σ [10 ⁻⁷ s]	Go	3	2,5	2,8
	Gu	7	5	4,8
ΔT_σ [10 ⁻¹⁰ s]	Go	1	3,6	1,2
	Gu	4	8,3	2

4.5.7. Vakuummessung und -erzeugung

Zur Erzeugung des Vakuums im Pendelapparat und im Vakuuminterferometer wurde ein leistungsfähiges Hochvakuumaggregat aufgebaut, das aus handelsüblichen Bauteilen und Sonderanfertigungen des VEB Carl Zeiss Jena zusammengesetzt wurde. Die zum Pendelapparat führenden Rohrleitungen haben eine lichte Weite von 60 mm, während für die Zuleitung zum Pendellängenkomparator eine lichte Weite von 55 mm Verwendung fand. Als Vorpumpen dienten eine zweistufige Drehschieberpumpe mit einer Saugleistung von 30 m³/h und eine weitere mit 6 m³/h. Als Hochvakuumpumpe wurde eine dreistufige Öldiffusionspumpe HVPO-2000 verwendet. Bei betriebsbereiter Anlage wurde nach dem Schließen des Pendelapparates in etwa 40 min ein Druck von 10^{-4} Torr er-

reicht, der in weiteren zwei Stunden auf $5 \cdot 10^{-5}$ Torr zurückging. Zum Evakuieren des Vakuuminterferometers genügte die leistungsfähigere Vorpumpe, da hier nur ein Enddruck von 0,1 Torr erforderlich war.

Für die Messung des Vakuums wurde bis zu einem Druck von 1 Torr ein Membranvakuummeter verwendet, für den Bereich von 1 Torr bis 10^{-3} Torr ein Wärmeleitungsvakuummeter und für einen Druck unter 10^{-3} Torr ein Ionisationsvakuummeter mit Glühkatode.

4.6. Meßergebnisse

4.6.1. Ablauf der Messungen

Der Ablauf der Messungen unterscheidet sich wesentlich von dem beim 25-cm-Reversionspendelgerät, vor allem durch die räumliche und zeitliche Trennung von Längen- und Schwingzeitmessungen und die Notwendigkeit, die Pendel beim Revertieren aus dem Gerät herauszunehmen. Das andere, durch die Anwendung von Schwingflächen gekennzeichnete Konstruktionsprinzip der Quarzpendel macht Schneidenvertauschungen überflüssig. Die stabile Aufstellung und der geringe Temperaturkoeffizient des Pendelmaterials führten zu einer wesentlichen Verringerung der Störeinflüsse durch Mitschwingen und Temperatur. Auf Grund der Stabilität der Pendellängen konnte auf die direkte Zuordnung von Schwingzeit- und Längenmessungen verzichtet werden.

Eine Komplexmessung umfaßt beim Quarzpendelgerät die Bestimmung der reduzierten Schwingungsdauern aller drei Pendelpaare in Verbindung mit einem Schneidenpaar. Zur Ableitung von Schwingzeitwerten wurden zunächst die ausgedruckten Ergebnisse von fünf Einzelmessungen über je 1000 Halbschwingungen zu einem Mittelwert zusammengefaßt und auf die Amplitude Null und $+20$ °C reduziert. Dabei konnte auf Grund der geringen Amplitudenabnahme zwischen Anfangs- und Endwert der Amplitude arithmetisch gemittelt werden. An einem Tag entstanden etwa fünf solcher Mittelwerte für jedes Pendel eines bestimmten Pendelpaares in einer Gewichtslage. Nach den täglichen Messungen wurde das Pendelgerät belüftet, die Pendel von den Schneiden abgehoben und abwechselnd entweder neu aufgesetzt oder revertiert. Anschließend wurde erneut evakuiert. Dadurch war ein Temperatenausgleich über Nacht bis zur nächsten Messung möglich. Die Pendel ruhten dabei in ausgelenktem Zustand auf den Schneiden. Um den Arbeitsbereich der Schneidenkanten nicht statisch zu belasten, wurde bei dieser "Arretierung" eine etwa 1,3mal größere Amplitude als im Meßbetrieb gewählt.

Im Rahmen einer Komplexmessung entstanden für jedes Pendelpaar und jedes Einzelpendel jeweils 30 Schwingzeitmittel in der Lage G_0 und ebenso viele in der Lage G_u , aus denen die entsprechenden Werte für das Mittelpendel abgeleitet wurden. Diese insgesamt 60 Werte für G_0 und G_u wurden entsprechend ihrer zeitlichen Reihenfolge in sechs Gruppen eingeteilt, die jeweils die Messungen von zwei aufeinanderfolgenden Tagen in einer Gewichtslage enthielten. Durch Mittelbildung innerhalb dieser Gruppen entstanden sechs Schwingzeitwerte für jedes Einzelpendel und das zugehörige Mittelpendel, wobei sich die Werte für beide Gewichtslagen abwechselten. Nach Berücksichtigung der Korrekturen für den Einfluß endlicher Neigungswinkel der Schwingfläche gegen die Horizontale konnten aus den jeweils benachbarten Schwing-

zeitwerten beider Gewichtslagen zusammen mit den gemessenen Schwerpunktsabständen fünf Werte für die reduzierte Schwingungsdauer nach Gleichung (8) berechnet werden. Die Schwingungsdauern der Einzelpendel wurden im Auswerteverfahren lediglich zu Kontrollzwecken weitergeführt.

Die Messung der Pendellängen wurde beim Quarzpendelgerät nicht mit in die Komplexmessungen einbezogen. Die Längen der 75-cm- und der 50-cm-Pendel wurden insgesamt dreimal gemessen, die der 37,5-cm-Pendel zweimal. Bei den 37,5-cm-Pendeln wurde auch ein Vergleich der an beiden Pendeln gemessenen vier Einzellängen (zwei an jedem Pendel) untereinander durchgeführt.

4.6.2. Ergebnisse der Komplexmessungen mit verschiedenen Schneidenpaaren

Insgesamt wurden vier Komplexmessungen ausgeführt. Voruntersuchungen hatten gezeigt, daß der Schneidenbefestigung besondere Aufmerksamkeit geschenkt werden muß und zur Vermeidung von elektrostatischen Aufladungen eine Verspiegelung der Pendel erforderlich ist.

In Tab. 16 sind die Quadrate der reduzierten Schwingungsdauern für die Mittelpendel aller drei Pendelpaare aus allen Komplexmessungen zusammengestellt. Betrachtet man für jedes Pendelpaar die Ergebnisse der einzelnen Komplexmessungen als Gruppen, so kann durch einen Streuungstest [140] gezeigt werden, daß bei einer Irrtumswahrscheinlichkeit von 1 % nur für das 50-cm-Pendel alle Gruppen Stichproben aus ein und derselben Grundgesamtheit darstellen, während sich für das 37,5 cm- und das 75-cm-Pendel signifikante Unterschiede ergeben. Im einzelnen erhält man für die Testgröße

$$F = \frac{N - M}{M - 1} \cdot \frac{\sum_{i=1}^M N_i (\overline{T_i^2} - \overline{T^2})^2}{\sum_{i=1}^M \sum_{k=1}^{N_i} (T_{ik}^2 - \overline{T_i^2})^2}$$

mit $M = 4$, $\sum_{i=1}^4 N_i = N = 20$, $\overline{T^2}$ als Gesamtmittel, $\overline{T_i^2}$ als Gruppenmittel und den Einzelwerten T_{ik}^2 die folgenden Werte:

$$F_{37,5} = 8,5,$$

$$F_{50} = 1,9,$$

$$F_{75} = 7,4.$$

Die Zahl der Freiheitsgrade beträgt 3 und 16. Ihnen entspricht bei der Irrtumswahrscheinlichkeit von 1 % eine Signifikanzschwelle von 5,3. Da dieser Wert beim 37,5-cm- und beim 75-cm-Pendel überschritten wird, müssen in beiden Fällen zwischen einzelnen Gruppen signifikante Unterschiede bestehen. Die weitere Prüfung der Differenzen zwischen den Durchschnitten ergab, daß bei einer statistischen Sicherheit von 99 % zwei Differenzen signifikant sind und bei 95 % vier. Eine Abhängigkeit vom Material oder der Befestigung der Schneiden konnte allerdings nicht nachgewiesen werden.

Auf Grund der Ergebnisse des Streuungstests wurden von da an die Ergebnisse aller Komplexmessungen für jeweils ein Pendelpaar als getrennte Meßreihen behandelt und

Tab. 16. Quadrate der reduzierten Schwingungsdauern der drei Pendelpaare (Mittelpendel)

Datum	37,5-cm-Pendel	50-cm-Pendel	75-cm-Pendel	Bemerkungen
31.3.-14.5. 1969	0,377 196 559 6 923 6 891 6 788 6 682	0,502 950 867 0 775 0 924 0 821 1 222	0,754 429 574 9 498 9 340 9 385 9 566	90°-Stahlschneiden, auf Grundkörper geschweißt, gekittet und gekürnt
	0,377 196 769 s ² ± 0,68·10 ⁻⁷ s ²	0,502 950 922 s ² ± 0,79·10 ⁻⁷ s ²	0,754 429 473 s ² ± 0,48·10 ⁻⁷ s ²	
19.5.-26.6. 1969	6 817 6 998 6 670 6 547 6 608	1 002 1 276 1 677 1 082 0 985	29 531 30 167 29 471 29 330 29 170	120°-Stahlschneiden, auf Grundkörper geschraubt
	0,377 196 728 s ² ± 0,82·10 ⁻⁷ s ²	0,502 951 206 s ² ± 1,29·10 ⁻⁷ s ²	0,754 429 534 s ² ± 1,71·10 ⁻⁷ s ²	
5.8.-24.9. 1969	6 412 6 450 6 154 6 354 5 755	0 846 1 645 1 094 1 178 1 364	9 114 9 354 9 149 9 493 9 236	90°-Achatschneiden mit angekittetem Steg und Klemmung auf Grundkörper durch Anschrauben des Steges in Ausarbeitung des Grundkörpers
	0,377 196 225 s ² ± 1,29·10 ⁻⁷ s ²	0,502 951 225 s ² ± 1,34·10 ⁻⁷ s ²	0,754 429 269 s ² ± 0,69·10 ⁻⁷ s ²	
29.9.-28.11. 1969	6 399 6 372 6 338 6 654 6 449	1 420 1 214 1 152 1 089 1 137	9 184 8 926 8 993 8 689 8 489	120°-Stahlschneiden, auf Grundkörper geschraubt
	0,377 196 442 s ² ± 0,56·10 ⁻⁷ s ²	0,502 951 202 s ² ± 0,58·10 ⁻⁷ s ²	0,754 428 856 s ² ± 1,21·10 ⁻⁷ s ²	

der Fehler des Durchschnitts $\overline{T^2}$ aus der Streuung der für jedes Pendelpaar zur Verfügung stehenden vier Gruppenmittel abgeleitet. Für die Durchschnitte ergeben sich daraus die Werte

$$\begin{aligned}\overline{T_{37,5}^2} &= (0,377\ 196\ 541 \pm 1,3 \cdot 10^{-7})\ s^2, \\ \overline{T_{50}^2} &= (0,502\ 951\ 139 \pm 0,72 \cdot 10^{-7})\ s^2, \\ \overline{T_{75}^2} &= (0,754\ 429\ 283 \pm 1,5 \cdot 10^{-7})\ s^2.\end{aligned}$$

4.6.3. Ergebnisse der Längenmessungen

Die Ergebnisse der Längenmessungen sind in Tab. 17 dargestellt. Daraus wurden für den weiteren Auswertegang die folgenden Mittelwerte abgeleitet:

$$\begin{aligned}L_{37,5} &= 37,501\ 770\ 2\ \text{cm} \pm 0,15\ \mu\text{m}, \\ L_{50} &= 50,004\ 565\ 8\ \text{cm} \pm 0,15\ \mu\text{m}, \\ L_{75} &= 75,007\ 174\ 4\ \text{cm} \pm 0,2\ \mu\text{m}.\end{aligned}$$

Die angegebenen Meßunsicherheiten berücksichtigen sämtliche Fehlerquellen, wie sie bei der Prüfung der Etalons, dem Längenvergleich und der Schichtdickenmessung auftreten.

Tab. 17. Ergebnisse der Längenmessungen für die drei Pendelpaare

Pendellängen	Messung	Datum	Pendel 1 [mm]	Pendel 2 [mm]
75 cm	1.	27. 9.-24.10.68	750,072 611	750,070 982
	2.	18. 3.-11. 4.69	750,072 527	750,070 963
	3.	10. 9.-28.10.69	750,072 439	750,070 944
50 cm	1.	31.10.-13.12.68	500,045 641	500,045 784
	2.	17. 4.-15. 5.69	500,045 611	500,045 685
	3.	20.11.- 8.12.69	500,045 558	500,045 669
37,5 cm	1.	12. 8.- 3. 9.69	375,017 362	375,018 105
	2.	9. 2.-17. 2.70	375,017 348	375,017 993

4.6.4. Ableitung des Endergebnisses aus den Messungen mit dem Quarzpendelgerät

Zunächst wurde aus den am Ende der Abschnitte 4.6.2. und 4.6.3. angegebenen Mittelwerten für die Quadrate der Schwingungsdauern und die Pendellängen nach Gleichung (102) für jedes Pendelpaar ein Schwerewert errechnet. Ein leichter Gang in den Ergebnissen der Längenmessungen wird dadurch eliminiert, daß Längen- und Schwingzeitmessungen einander abwechselten. In den Schwerewerten sind, abhängig von dem jeweiligen Pendelpaar, noch einige Störeinflüsse enthalten, die während der Dauer der Komplexmessungen einen konstanten Einfluß ausübten. Die zu ihrer

Elimination erforderlichen Korrekturen für den Biegeeinfluß Δg_B , die Dehnung der Pendel Δg_D , das Eindringen der Schneide in die Schwingfläche Δg_E , die Etalonkompression durch den Atmosphärendruck Δg_K , den Offset der 100-kHz-Normalfrequenz Δg_f und den Anschluß an die Prüftemperatur der Etalons Δg_θ sind in Tab. 18 zusammengestellt. Durch die an letzter Stelle stehende Korrektur Δg_{50} werden alle Schwerewerte auf das Niveau der unteren Schwingflächen des 50-cm-Pendelpaares bezogen.

Tab. 18. Korrekturen konstanter Größe

	37,5-cm-Pendel	50-cm-Pendel	75-cm-Pendel
	mGal	mGal	mGal
Δg_B	$-0,09 \pm 0,02$	$-0,24 \pm 0,05$	$0,40 \pm 0,08$
Δg_D	$0,20 \pm 0,04$	$0,27 \pm 0,05$	$0,39 \pm 0,08$
Δg_E	$0,64 \pm 0,1$	$0,49 \pm 0,08$	$0,33 \pm 0,06$
Δg_K	$1,7 \pm 0,34$	$1,28 \pm 0,26$	$0,96 \pm 0,19$
Δg_θ	$-0,25 \pm 0,05$	$-0,25 \pm 0,05$	$-0,25 \pm 0,05$
Δg_f	$-0,06$	$-0,06$	$-0,06$
Δg_{50}	$0,03$	0	$-0,06$
$\Sigma \Delta g$	$2,17 \pm 0,36$	$1,49 \pm 0,29$	$1,71 \pm 0,24$

Die Korrektur Δg_K wurde experimentell durch interferometrische Messung der Ausdehnung der Etalons im Vakuum bestimmt. Der bei den 37,5-cm-Pendeln auftretende hohe Betrag von 1,7 mGal entsteht durch den Anschluß dieser Pendel an das 50-cm-Etalon. Die Fehler von Δg_B und Δg_D werden im wesentlichen durch die ungenaue Kenntnis des Dehnungsmoduls E und des Verhaltens der Kittflächen in den Pendeln hervorgerufen. Der Fehler von Δg_K folgt aus Wiederholungsmessungen, der von Δg_E wurde anhand von Untersuchungen über die Unsicherheiten der für die Auflagebreite τ benutzten Werte und deren Einfluß auf die Eindringtiefe E_n abgeschätzt. Der Fehler von Δg_θ soll zeitliche Phasenverschiebungen zwischen der Temperatur des Meßwiderstandes und der der Pendel sowie einen nicht erfaßten vertikalen Temperaturgradienten berücksichtigen. Δg_f und Δg_{50} werden im Rahmen der geforderten Genauigkeiten als fehlerfrei angenommen.

Unter Berücksichtigung der genannten Korrekturen ergeben sich für die Mittelpendel der drei Pendelpaare die folgenden Schwerewerte:

$$g_{37,5} = (981,261\ 53 \pm 0,000\ 63) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2},$$

$$g_{50} = (981,260\ 39 \pm 0,000\ 44) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2},$$

$$g_{75} = (981,261\ 53 \pm 0,000\ 41) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}.$$

Die angegebenen mittleren Fehler der Schwerewerte folgen nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz aus den Fehlern für die Quadrate der reduzierten Schwingungsdauer, die gemessenen Längen und die nach Tab. 18 anzubringende Gesamtkorrektur.

Es ist noch zu prüfen, ob zwischen den Schwerewerten der drei Pendelpaare signifikante Unterschiede bestehen. Dazu werden mit Hilfe des STUDENT-Tests [140] die aus allen vier Komplexmessungen abgeleiteten Mittelwerte des 37,5- und des 75-cm-Pendels mit dem entsprechenden Mittelwert des 50-cm-Pendels verglichen. Für die Testgröße

$$t = \frac{\bar{g}_{37,5;75} - \bar{g}_{50}}{s_{\Delta}} \sqrt{\frac{M_{37,5;75} M_{50}}{M_{37,5;75} + M_{50}}}$$

erhält man mit

$$s_{\Delta}^2 = \frac{1}{M_{37,5;75} + M_{50} - 2} \left[(M_{37,5;75} - 1) s_{37,5;75}^2 + (M_{50} - 1) s_{50}^2 \right]$$

und $M_{37,5} = M_{75} = M_{50} = 4$ die Werte $t = 1,5$ und $t = 1,9$. Die erforderlichen Streuungen wurden aus den mittleren Fehlern der Schwerewerte für die drei Pendelpaare abgeleitet, in die außer der Streuung der Schwingzeitwerte auch die Unsicherheiten der Längenmessungen und der Korrekturen einbezogen sind. Die aus den Schwingzeitmessungen allein abgeleitete Streuung würde beim Vergleich der drei Pendelpaare untereinander einen zu kleinen Wert vortäuschen, da wegen der bei allen Komplexmessungen benutzten gleichen Werte für die Pendellängen und die Korrekturen die Schwingzeitwerte eines Pendelpaares und damit auch die für die einzelnen Komplexmessungen abgeleiteten Schwerewerte nicht unabhängig voneinander sind. Bei einer statistischen Sicherheit von 99 % liegt die Signifikanzschwelle für den t-Test für den hier auftretenden Freiheitsgrad $n = 6$ bei 3,71. Da die t-Werte diese Signifikanzschwelle nicht überschreiten, erweisen sich die Unterschiede zwischen den Pendelpaaren als nicht signifikant. Daher können die Schwerewerte der drei Pendelpaare arithmetisch gemittelt und der Fehler dieses Mittels nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz aus den Fehlern der Einzelwerte berechnet werden. Man erhält als Endergebnis aus den Messungen mit dem Quarzpendelgerät den Schwerewert

$$g = \underline{\underline{(981,261 \ 15 \pm 0,000 \ 29) \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2}}},$$

bezogen auf die unteren Schwingflächen des 50-cm-Pendelpaares.

Auf Grund der für die drei Pendelpaare erhaltenen Ergebnisse erübrigt sich die Anwendung des Differenzenverfahrens. Die statistische Prüfung der Ergebnisse zeigt, daß die Störeinflüsse durch Korrekturen bereits so weit erfaßt sind, daß keine weiteren systematischen Fehler mehr auftreten, die umgekehrt proportional den Pendellängen wirken.

5. Ableitung des Gesamtergebnisses für die Anschlußpunkte des Zentralinstituts Physik der Erde (Anschlußpunkte des ehem. Geodätischen Instituts Potsdam)

Die in den Abschnitten 3.4.6. und 4.6.4. für beide Pendelgeräte abgeleiteten Schwerewerte beziehen sich auf den jeweiligen Ort der Messungen. Um sie miteinander vergleichen und zu einem Gesamtergebnis zusammenfassen zu können, müssen sie noch auf einen einheitlichen Bezugspunkt übertragen werden. Dazu wurde der Ort der Messungen von KÜHNEN und FURTWÄNGLER (1898 - 1904) gewählt, genauer der durch den Doppelpfeiler S0 im Pendensaal und die Bezugshöhe 87,00 m definierte Bezugspunkt des Potsdamer Schweresystems.

5.1. Die Schweredifferenzen zwischen den Anschlußpunkten

Die Lage der gegenwärtig im Zentralinstitut Physik der Erde (Gebäude des ehem. Geodätischen Instituts Potsdam) bestehenden gravimetrischen Anschlußpunkte ist aus Abb. 12 zu entnehmen. Beschreibungen dieser Punkte und Angaben über die zwischen ihnen bestehenden Schweredifferenzen finden sich in mehreren Arbeiten von REICHENEDER

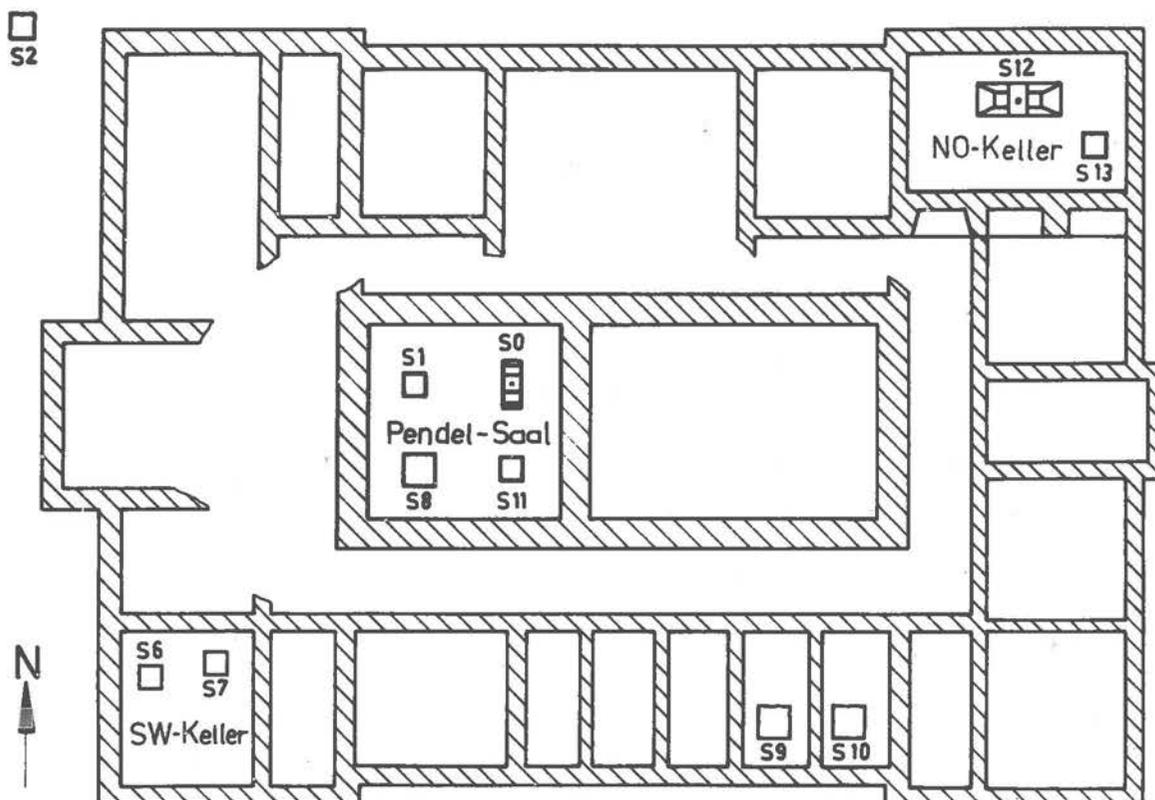


Abb. 12. Gravimetrische Anschlußpunkte des Zentralinstituts Physik der Erde (Gebäude des ehem. Geodätischen Instituts Potsdam), Potsdam, Telegraphenberg A 17

[104, 108, 110, 112]. Die Messungen mit dem 25-cm-Reversionspendelgerät wurden auf dem Südwestpfeiler S8 im Pendelsaal, die Messungen mit dem Quarzpendelgerät auf dem speziell zu diesem Zweck errichteten Doppelpfeiler S12 im Nordostkeller des Institutsgebäudes ausgeführt. Die wichtigsten Anschlußpunkte für Gravimetermessungen sind der Nordwestpfeiler S1 im Pendelsaal (nach Abnahme einer 26 cm dicken Sandsteinplatte seit Ende 1957 als S1b bezeichnet) und die Granitplatte S2 vor der Nordwestecke des Gebäudes.

Für die Schweredifferenzen zwischen den Anschlußpunkten gelten die von REICHENEDER in [108] und [110] veröffentlichten und in Tab. 19 noch einmal zusammengestellten Werte. Sie beziehen sich auf die Mitte der Pfeileroberflächen (bei S0 auf die Bezugshöhe 87,00 m). Andere Angaben zu diesen Schweredifferenzen (z.B. [104,112]) sind damit als überholt zu betrachten.

Tab. 19. Schweredifferenzen zwischen den Bezugspunkten des Zentralinstituts Physik der Erde nach REICHENEDER [108, 110] (in sämtlichen Anschlußpunkten ist der Schwerewert um den angegebenen Betrag größer als in S0)

	Δg [μGal]
S0 - S1b	+ 202,4
S0 - S8	+ 211,7
S0 - S2	+ 711,1
S0 - S6c	+1218,0
S0 - S7'	+1408,9
S0 - S9	+1265,8

Bei der Ableitung der Schweredifferenzen benutzte REICHENEDER zahlreiche Gravimetermessungen, die mit verschiedenen Gerätetypen zwischen 1957 und 1965 ausgeführt wurden. Ein besonderes Gewicht wurde den Messungen mit vier Askania-Gravimetern und einem Sharpe-Gravimeter aus dem Jahre 1965 zuerkannt. Um definierte Verhältnisse zu schaffen, wurden die gemessenen Schweredifferenzen unter Berücksichtigung der Höhe des Meßsystems im Gravimeter und der Attraktionswirkung von Pfeiler und Gebäude nach dem in [107] und [112] angegebenen Verfahren der "Gravimeter-Korrektion" auf die Pfeileroberflächen übertragen. Durch diese Korrektion, die Beträge von mehreren mGal erreichen kann, sowie durch die Vielzahl und die hohe Genauigkeit der Gravimetermessungen ist bei den angegebenen Schweredifferenzen mit Unsicherheiten von weniger als 0,01 mGal zu rechnen.

Im Dezember 1969 wurden die Schweredifferenzen zwischen dem Nordostkeller und dem Pfeiler S1b im Pendelsaal mit einem Sharpe-Gravimeter gemessen. Zu diesem Zwecke wurde zwischen dem Doppelpfeiler S12 anstelle des Pendelgerätes ein Gestell angebracht, das die Aufstellung des Gravimeters in verschiedenen Höhen ermöglichte. Da für die Anschlußpunkte des Nordostkellers keine Angaben über den lokalen Einfluß der Gebäudeattraktion vorliegen, wurde die Aufstellungshöhe des Gravimeters so gewählt, daß das Meßsystem jeweils in das Niveau der unteren Schwingflächen der drei Pendelpaare kam, auf das sich auch die mit diesen Pendeln gemessenen Schwerewerte be-

ziehen. Die Höhe des Meßsystems im Gravimeter wurde dabei zu 15 cm angenommen. Dadurch erhielt man die Schweredifferenzen zwischen den Bezugshöhen der drei Quarzpendelpaare und einem Punkt in der angenommenen Höhe des Meßsystems (15 cm) über der Oberfläche des Pfeilers S1b. Nach REICHENEDER [108, 110] ergibt sich aus dem theoretischen Gravitationseinfluß des Gebäudes für die Schweredifferenz zwischen der Oberfläche des Pfeilers S1b und einem Punkt in 15 cm Höhe darüber $\Delta g' = -9,24 \mu\text{Gal}$, wozu noch der Einfluß des Freiluftgradienten $\gamma = -314,0 \mu\text{Gal/m}$, also $\Delta g'' = -47,10 \mu\text{Gal}$, hinzuzufügen ist. Die Korrektur für die Höhe des Gravimetersystems über der Pfeileroberfläche beträgt daher $\Delta g_h = -56,34 \mu\text{Gal}$. Damit ergeben sich die interessierenden Schweredifferenzen zwischen den Bezugspunkten für die drei Quarzpendelpaare (S12a, b, c) und der Oberfläche des Pfeilers S1b zu

$$\begin{aligned} S1b - S12a &= 1145 \mu\text{Gal} && (75\text{-cm-Pendelpaar}), \\ S1b - S12b &= 1085 \mu\text{Gal} && (50\text{-cm-Pendelpaar}), \\ S1b - S12c &= 1052 \mu\text{Gal} && (37,5\text{-cm-Pendelpaar}). \end{aligned}$$

Durch Ausgleichung der Gravimetermessungen wurde für die gemessenen Schweredifferenzen ein mittlerer Fehler von $\pm 4 \mu\text{Gal}$ abgeleitet. Die angegebenen Schweredifferenzen gelten daher mit Unsicherheiten von weniger als 0,01 mGal.

Unsicherheiten bezüglich des angenommenen Wertes für die Höhe des Meßsystems im Gravimeter wirken sich dadurch aus, daß das Niveau, in dem die Schweredifferenzen gemessen wurden, etwas von der Soll-Lage abweicht. Die dafür erforderliche Gravimeterkorrektur wäre jedoch wegen der geringen Beträge der Höhenänderung von wenigen cm sehr gering.

Die Bezugsniveaus S12a, b und c liegen 734 mm, 484 mm und 359 mm unter der Oberfläche des Doppelpfeilers S12. Aus den Schweredifferenzen zwischen S12a, S12b und S12c ergeben sich die in Tab. 18 angegebenen Werte für die Korrektur Δg_{50} . - Schweredifferenzen zu dem Anschlußpfeiler S13 im Nordostkeller können nicht angegeben werden, da der Einfluß der Gebäudeattraktion nicht bekannt ist und daher die Gravimeterkorrektur nicht berechnet werden kann.

5.2. Das Gesamtergebnis aus den Messungen mit beiden Reversionspendelgeräten

In Tab. 20 sind die zur Übertragung der für beide Pendelgeräte abgeleiteten Endergebnisse auf den Doppelpfeiler S0 erforderlichen Schweredifferenzen zusammengestellt. Die Differenzen zwischen den Pfeilern S0, S1b und S8 entsprechen den in Tab. 19 angegebenen Werten. Die Differenz S12b - S1b folgt aus den Messungen mit dem Sharpe-Gravimeter 1969. Der Einfluß der Bezugshöhe des 25-cm-Reversionspendelgerätes wurde nach den Angaben von REICHENEDER [108, 110] berechnet, er setzt sich aus einem Anteil von $4,3 \mu\text{Gal}$ für den Einfluß der Gebäudeattraktion und einem Anteil von $108,7 \mu\text{Gal}$ für den Einfluß des Freiluftgradienten zusammen. Die Unsicherheit der angegebenen Differenzen ist kleiner als 0,01 mGal.

Tab. 20. Schweredifferenzen zur Übertragung der Schwerewerte beider Reversionspendelgeräte auf den Doppelpfeiler SO

Bezugshöhe 25-cm-Reversionspendelgerät (346 mm über Oberfläche des Pfeilers S8)	}	+0,113 mGal
Oberfläche des Pfeilers S8		
Doppelpfeiler SO (Bezugshöhe 87,00 m)	}	-0,212 mGal
Untere Schwingflächen 50-cm-Quarzpendel (S12b)	}	-1,085 mGal
Oberfläche Pfeiler S1b		
Doppelpfeiler SO (Bezugshöhe 87,00 m)	}	-0,202 mGal

Bezogen auf den Doppelpfeiler SO, erhält man aus den Messungen mit beiden Pendelgeräten die Schwerewerte

$$g_1 = (981,261 \ 89 \pm 0,000 \ 83) \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \text{ für das 25-cm-Reversionspendelgerät}$$

und

$$g_2 = (981,259 \ 86 \pm 0,000 \ 29) \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} \text{ für das Quarzpendelgerät.}$$

Die angegebenen Meßunsicherheiten sind mittlere Fehler, die aus den Streuungen der Meßwerte und zusätzlichen Annahmen über die Genauigkeit der Längenmessung und der Korrekturen berechnet wurden. Diese Tatsache erschwert die statistische Bearbeitung der Meßergebnisse.

Um den Unterschied zwischen den Ergebnissen beider Pendelgeräte auf Signifikanz prüfen zu können, müssen die Streuungen der Grundgesamtheiten besonders abgeschätzt werden.

Bei den Messungen mit dem 25-cm-Reversionspendelgerät sind zu der direkt berechneten Streuung von $\pm 2,44$ mGal noch die Unsicherheiten der Korrekturen und die Genauigkeiten der Quarzetalons in derselben Weise hinzuzufügen, wie es bei der Ableitung des Endergebnisses in Abschnitt 3.6.4. geschehen ist. Daraus folgt

$$s_1 = \pm 2,52 \text{ mGal.}$$

Die Anzahl der zugrunde liegenden Messungen beträgt $N_1 = 20$.

Für das Quarzpendelgerät ergeben sich größere Schwierigkeiten, da die Unsicherheiten der Quarzetalons und der Korrekturen bei den einzelnen Pendelpaaren berücksichtigt werden müssen und nicht zu der aus allen Schwerewerten berechneten Streuung hinzugefügt werden konnten. Die aus den 12 Schwerewerten direkt berechnete Streuung beträgt $\pm 0,70$ mGal. Der mittlere Fehler des Endergebnisses von $\pm 0,29$ mGal würde andererseits auf einen mittleren Fehler der Einzelmessung von $\pm 1,0$ mGal schließen lassen. Trotzdem soll hier als Streuung der sicher etwas zu kleine Wert

$$s_2 = \pm 0,70 \text{ mGal}$$

benutzt werden. Die Anzahl der Messungen beträgt $N_2 = 12$.

Die Schwerewerte von beiden Pendelgeräten unterscheiden sich um $g_1 - g_2 = 2,03$ mGal. Mit

$$s_{\Delta}^2 = \frac{1}{N_1 + N_2 - 2} [(N_1 - 1) s_1^2 + (N_2 - 1) s_2^2] = 4,20$$

folgt daraus für die Testgröße [140, S. 96-97]

$$t = \frac{|g_1 - g_2|}{s_{\Delta}} \sqrt{\frac{N_1 N_2}{N_1 + N_2}} = 2,71 .$$

Für den Freiheitsgrad $n = N_1 + N_2 - 2 = 30$ und eine Irrtumswahrscheinlichkeit von 1% liegt die Signifikanzschwelle bei $t_{0,01} = 2,75$. Da die Testgröße die Signifikanzschwelle nicht überschreitet, sind unter den geschilderten Voraussetzungen die mit beiden Pendelgeräten erhaltenen Schwerewerte nicht signifikant voneinander verschieden. Daraus ergibt sich die Möglichkeit, als endgültigen Schwerewert unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Genauigkeiten das allgemeine arithmetische Mittel zu bilden und den Fehler aus den mittleren Fehlern der Messungen mit beiden Pendelgeräten abzuleiten. Die Gewichte werden umgekehrt proportional den Fehlerquadraten angenommen:

$$p_1 = \frac{1}{0,83^2} = 1,45, \quad p_2 = \frac{1}{0,29^2} = 11,9 ;$$

$$g = \frac{[p \cdot g]}{[p]} = 981,260 \text{ 08 cm} \cdot \text{s}^{-2};$$

$$m = \frac{1}{\sqrt{[p]}} = \pm 0,27 \text{ mGal} .$$

Das Gesamtergebnis der Messungen mit dem 25-cm-Reversionspendelgerät und dem Quarzpendelgerät lautet demnach

$$g = \underline{\underline{(981,260 \text{ 1} \pm 0,000 \text{ 3}) \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} .}}$$

Dieser Wert bezieht sich auf den Doppelpfeiler 80 im Pendelsaal und die Bezugshöhe 87,00 m. Mit Hilfe der in Tab. 19 angegebenen Schweredifferenzen läßt er sich auf die Oberflächen der übrigen Meßpfeiler im Zentralinstitut Physik der Erde mit einer Unsicherheit von weniger als $\pm 0,01$ mGal übertragen.

Wegen der sehr unterschiedlichen Gewichte wird das aus den Messungen mit beiden Pendelgeräten abgeleitete Gesamtergebnis im wesentlichen durch das Quarzpendelgerät bestimmt. Diese Bevorzugung des Quarzpendelgerätes wird auch durch die unterschiedlichen meßtechnischen Voraussetzungen bei beiden Pendelgeräten gerechtfertigt, die im folgenden einander gegenübergestellt werden sollen.

Die für das 25-cm-Reversionspendelgerät vorgesehene hohe Meßgeschwindigkeit, insbesondere der schnelle Wechsel von Schwingzeit- und Längenmessungen, konnte nicht erreicht werden. Wegen des großen Temperaturkoeffizienten der Messingpendel mußten daher an die Genauigkeit der Temperaturmessung sehr hohe Anforderungen gestellt werden. Die Forderung nach Reversion des Pendelgerätes und der Gedanke an eine transportable Meßapparatur führten bei dem eingeschlagenen technischen Lösungsweg zu einem großen Mitschwingkoeffizienten und einer sich sehr nachteilig auswirkenden Dehnung der Pendel beim Arretieren. Beim Quarzpendelgerät dagegen war der Temperatureinfluß wegen des kleineren Temperaturkoeffizienten von Quarz wesentlich geringer, während sich die Aufstellung als so stabil erwies, daß auf Mitschwingkorrekturen ganz verzichtet werden konnte.

Zahlreiche Konsequenzen ergaben sich aus der unterschiedlichen Anordnung von Schneiden und Lagerflächen in beiden Pendelgeräten. Beim Quarzpendelgerät sind nur zwei Schneiden erforderlich, auf die die Pendel mit ihren Schwingflächen aufgesetzt werden. An die geometrischen Abmessungen der Schneiden werden keine besonderen Anforderungen gestellt. Daher kann der Geradheit und Gleichmäßigkeit der Schneidenkante besondere Beachtung geschenkt werden. Nachbearbeitung ist möglich. Quelleffekte bei Achatschneiden haben auf die Messungen keinen Einfluß. Die Schneidenbefestigung konnte so lange verändert werden, bis keine Schwingzeitänderungen durch Mitbewegungseffekte mehr auftraten. Der Einfluß der Schneidenradien wird bereits beim Revertieren der Pendel eliminiert. Die Schwingflächen sind optisch eben, ihr Abstand kann interferometrisch mit sehr hoher Genauigkeit bestimmt werden. Beim 25-cm-Reversionspendelgerät sind vier Schneiden und vier Lagerflächen erforderlich. Durch die Befestigung mit Klemmbacken können die Lagerflächen verspannt und dadurch in ihrer Ebenheit beeinträchtigt werden. An die geometrischen Abmessungen der Schneiden werden sehr hohe Anforderungen gestellt, was sich erschwerend auf die Herstellung der Schneiden auswirkt. Die Schneiden müssen auf Grundkörper aufge kittet und mit diesen zusammen in die Pendel eingesetzt werden. Bei dieser Art der Schneidenbefestigung treten Mitbewegungseffekte auf, die sich nur durch verhältnismäßig unsichere Korrekturen berücksichtigen ließen. Großen Einfluß hat der bei Achatschneiden auftretende Quelleffekt, für den ebenfalls nur eine unsichere Korrektur angegeben werden konnte. Um den Einfluß der Schneidenradien zu eliminieren, ist eine Vertauschung der Schneiden innerhalb der Pendel erforderlich. Dabei sind Änderungen der Schneidenradien durch Verspannen, die nicht eliminiert werden, nicht ausgeschlossen. Die Längenmessungen beziehen sich auf den Abstand der Schneidenkanten, der interferometrischen Verfahren nicht direkt zugänglich ist. Daher ist es erforderlich, außer dem Abstand der Schneidenrückflächen auch die Schneidenhöhen zu messen.

Mitbewegungseffekte, die ihre Ursache in der Schneidenbefestigung haben, wirken sich mit unterschiedlichem Vorzeichen aus, je nachdem, ob sich an den Pendeln Schneiden oder Schwingflächen befinden. Daraus läßt sich jedoch im vorliegenden Fall kein

Eliminationsprinzip ableiten, denn bei dem 25-cm-Reversionspendelgerät und dem Quarzpendelgerät sind auch die Beträge des Mitbewegungseinflusses unterschiedlich.

Schließlich ist noch darauf hinzuweisen, daß sich der Schwerewert für das Quarzpendelgerät aus unabhängigen Messungen mit drei Pendelpaaren ergibt, während für das 25-cm-Reversionspendelgerät nur e i n Pendelpaar vorhanden ist.

Der Vergleich zeigt deutlich, daß das Quarzpendelgerät dem 25-cm-Reversionspendelgerät in zahlreichen Punkten überlegen ist. Die durch das Herausnehmen der Pendel beim Revertieren und den getrennt aufgebauten Pendellängenkomparator etwas umständlichere Handhabung des Quarzpendelgerätes tritt als Nachteil kaum in Erscheinung.

6. Vergleich mit anderen absoluten Schweremessungen

Um absolute Schweremessungen miteinander vergleichen zu können, müssen die Schweredifferenzen zwischen den Meßorten bekannt sein. Dabei ist es üblich, sich auf das Potsdamer Schweresystem zu beziehen. Trotz der sehr weit entwickelten Technik relativer Schweremessungen kann bisher über größere Entfernungen weder mit Gravimetern noch mit Pendelgeräten eine Genauigkeit von 0,1 mGal garantiert werden. Andererseits erreicht man bei absoluten Schweremessungen bereits Meßgenauigkeiten von 0,1 mGal und besser, so daß die Genauigkeit von relativen Schweremessungen einen wesentlichen Einfluß auf den Vergleich von Absolutmessungen haben kann. Die vergleichende Betrachtung der verschiedenen absoluten Schweremessungen wird dadurch erschwert, daß eine abschließende Bearbeitung des Systems von Schwereverbindungen zwischen Absolutstationen bisher nicht vorliegt.

Im folgenden soll zunächst ein Überblick über die seit KÜHNEN und FURTWÄNGLER (1898 - 1904) ausgeführten absoluten Schweremessungen gegeben werden. Es schließt sich eine provisorische Auswertung des vorliegenden Materials über relative Schweremessungen an mit dem Ziel, geeignete Vergleichsmöglichkeiten für die bisher abgeschlossenen absoluten Schweremessungen zu schaffen. Die angegebene Datierung der Messungen bezieht sich auf den Zeitraum, in dem die zur Ableitung des Schwerewertes erforderlichen Experimente ausgeführt wurden, nicht auf das Jahr der Veröffentlichung.

6.1. Absolute Schweremessungen seit KÜHNEN und FURTWÄNGLER 1898 - 1904

Um eine bessere Vergleichsmöglichkeit zu haben, werden die angewandten Meßverfahren, ihre Problematik und ihre Ergebnisse kurz beschrieben und Hinweise auf die Literaturquellen gegeben. Zusammenfassende Darstellungen über absolute Schweremessungen finden sich bei COOK [29, 34], REICHENEDER [109] und MORELLI [94].

6.1.1. Geodätisches Institut Potsdam

KÜHNEN und FURTWÄNGLER 1898 - 1904 [82]

Das Reversionspendelverfahren wurde im Laufe des 19. Jahrhunderts zu hoher Vollkommenheit entwickelt. Besonders hervorgehoben seien hier die Arbeiten von BESSEL ("Untersuchungen über die Länge des einfachen Sekundenpendels" [19], "Construction eines symmetrisch geformten Pendels mit reciproken Axen" [20]) und von HELMERT ("Beiträge zur Theorie des Reversionspendels" [70]). Einen gewissen Abschluß dieser Entwicklung bilden die Reversionspendelmessungen von KÜHNEN und FURTWÄNGLER in Potsdam.

KÜHNEN und FURTWÄNGLER benutzten fünf Reversionspendel aus Messing, davon vier Sekunden- und ein Halbsekundenpendel, die sämtlich nach dem von BESSEL zur Elimination des Einflusses der umgebenden Luft vorgeschlagenen Prinzip gebaut waren: äußerlich symmetrische Form bei gleichzeitig exzentrischer Lage des Schwerpunktes durch Verwendung einer hohlen und einer vollen Pendellinse. Zunächst wurden die Messungen mit pendelfesten Schneiden ausgeführt, wobei für jedes Pendel ein Paar Schneiden zur Verfügung stand ("eigene Schneiden"), bis auf die beiden österreichischen Pendel, die von

vornherein dasselbe Schneidenpaar benutzten. Ein weiteres Schneidenpaar konnte für alle Pendel verwendet werden ("Universalschneiden"). Bei diesen Messungen herrschte normaler Atmosphärendruck. Zur Elimination von Einflüssen des Schneidenradius mußten entweder das leichte und das schwere Gewicht oder die beiden Schneiden innerhalb jedes Pendels vertauscht werden. Später ersetzte man die Schneiden an den Pendeln durch Schwingflächen und ließ die Pendel in einem evakuierten Zylinder bei Drücken von 20 bis 760 Torr schwingen.

Tab. 21. Ergebnisse der Reversionspendelmessungen von KÜHNEN und FURTWÄNGLER (umgerechnet nach [82, S. 363-364]); $g = (981\ 000 + \text{Tafelwert}) [\text{mGal}]$

	G	I	S	L	H
U	262,1	258,0	257,3	272,9	261,9
	<u>269,0</u>				
	Mittel:				
	265,6				
E	260,7	266,1	270,6	268,6	268,9
	261,8	264,6			264,7
	261,8	261,6			271,4
	<u>262,2</u>	264,0			<u>267,8</u>
	Mittel:	260,7			Mittel:
	261,6	258,6			268,2
		257,9			
		251,5			
		<u>260,0</u>			
		Mittel:			
	260,5				
F	267,9	254,8	259,0	270,2	236,3
	<u>260,9</u>	248,9			228,1
	Mittel:	257,4			233,2
	264,5	<u>260,7</u>			218,0
		Mittel:			225,2
		255,4			233,5
					<u>242,2</u>
					Mittel:
				230,9	

U = Universalschneiden

E = Eigene Schneiden

F = Schwingflächen

G = Altes Sekundenpendel des Geodätischen Instituts

I = Italienisches Pendel

S = Schweres Österreichisches Pendel

L = Leichtes Österreichisches Pendel

H = Halbsekundenpendel

Das Ergebnis der zwischen 1898 und 1904 im Pendelsaal des ehemaligen Geodätischen Instituts in Potsdam ausgeführten Messungen waren zunächst 192 Schwerewerte, die sich durch zweimalige Mittelbildung auf 40 reduzierten. Aus diesen 40 voneinander unabhängigen Werten wurde durch eine Ausgleichsrechnung und eine Korrektur von +1,0 mGal für den Einfluß der von dem Beobachter bei den Längenmessungen hervorgerufenen Temperaturstörungen das Endergebnis

$$g = (981,274 \pm 0,003) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}$$

abgeleitet [82]. Die Genauigkeitsangabe von ± 3 mGal bezieht sich auf den aus der Ausgleichung folgenden mittleren Fehler.

Die 40 Ausgangswerte sind in Tab. 21 zusammengestellt, aus der klar hervorgeht, daß der von KÜHNEN und FURTWÄNGLER angegebene Endwert größer ist als jeder der 40 Einzelwerte vor der Ausgleichsrechnung. Auffällig ist der niedrige Wert der Messungen mit dem Halbsekundenpendel und Schwingflächen. Das Endergebnis entspricht dem allgemeinen arithmetischen Mittel der Ergebnisse der Einzelpendel, wenn die folgenden Gewichte angenommen werden [41, 115]:

Leichtes Österreichisches Pendel 1,00; Halbsekundenpendel -0,33; Pendel des Geodätischen Instituts 0,20; Italienisches Pendel 0,11; Schweres Österreichisches Pendel 0,003.

KÜHNEN und FURTWÄNGLER geben als Bezugshöhe für den aus ihren Messungen abgeleiteten Schwerewert 87 m über Meeresspiegel an [82], was der mittleren Lage des Pendelschwerpunktes bei den Messungen mit dem Sekundenpendel allein entsprechen würde. RIECKMANN und GERMAN weisen darauf hin, daß diese Höhenangabe wohl nur einen der Genauigkeit von ± 3 mGal genügenden abgerundeten Wert darstellen sollte, und leiten selbst die genauere Bezugshöhe 86,24 m ab [116, 115], die einem 25 cm unter dem Schwingungsmittelpunkt der Sekundenpendel liegenden Niveau entspricht.

Nachdem die Messungen von HEYL und COOK 1934 - 1935 in Washington erste Hinweise auf einen offensichtlich größeren systematischen Fehler in dem Schwerewert von KÜHNEN und FURTWÄNGLER ergeben hatten und alle späteren Messungen diese Vermutung bestätigten, versuchten verschiedene Autoren den Fehler auch direkt in den Meßergebnissen von KÜHNEN und FURTWÄNGLER nachzuweisen. Ausgangspunkt war in allen Fällen der Versuch, die Schlußausgleichung zu umgehen oder abzuändern. Bereits 1935 stellte HEYL [74] fest, daß das einfache Mittel aus den 192 Ausgangswerten (die jedoch nicht alle voneinander unabhängig sind) mit dem Ergebnis seiner Messungen besser übereinstimmt als der von KÜHNEN und FURTWÄNGLER angegebene ausgeglichene Wert. DRYDEN [41] und JEFFREYS [79] leiteten aus demselben Ausgangsmaterial andere Mittelwerte ab. COOK [34] läßt bei der Mittelbildung die Messungen mit dem Halbsekundenpendel unberücksichtigt. REICHENEDER [112] benutzt ein anderes Ausgleichsverfahren, bei dem auf die elastischen Konstanten p und q der Schneidenlagerung verzichtet wird. BERROTH [18] gibt zwei auf verschiedenen Wegen gewonnene Korrekturwerte an. Der eine stützt sich auf Korrekturen für den Einfluß der Schneidenkompression und des Schneidenradius sowie auf eine gewichtete Mittelung der Ergebnisse der Einzelpendel; der andere ergibt sich durch Anwendung des BESSELSchen Differenzenverfahrens auf die Messungen mit dem Sekunden- und dem Halbsekundenpendel. BERROTH wies bereits darauf hin, daß durch die unterschiedlichen Massen der Pendel die Berechnung des Differenzpendels zu keiner vollständigen Fehlerelimination führt. Die von den genannten Autoren angegebenen korrigierten

Schwerewerte sind in Tab. 22 zusammengestellt. Sie stimmen innerhalb weniger Milligal überein und entsprechen mit ähnlicher Genauigkeit auch dem durch Vergleich mit anderen absoluten Schweremessungen abzuleitenden Korrekturbetrag.

Tab. 22. Nachträglich korrigierte Ergebnisse der Reversionspendelmessungen von KÜHNEN und FURTWÄNGLER

HEYL	[71]	981,260	$\text{cm}\cdot\text{s}^{-2}$
DRYDEN	[41]	981,262 3	$\text{cm}\cdot\text{s}^{-2}$
JEFFREYS	[79]	981,263 3	$\text{cm}\cdot\text{s}^{-2}$
BERROTH (Schneidenkorrektio)	[18]	981,262 2	$\text{cm}\cdot\text{s}^{-2}$
BERROTH (Differenzpendel)	[18]	981,265 0	$\text{cm}\cdot\text{s}^{-2}$
COOK	[34]	981,263	$\text{cm}\cdot\text{s}^{-2}$
REICHENEDER	[112]	981,260 3	$\text{cm}\cdot\text{s}^{-2}$

Eine Sonderstellung nimmt die 1962 von BARTA [15, 99] vorgetragene Auffassung ein, nach der die Differenzen zwischen den Messungen von KÜHNEN und FURTWÄNGLER und den Ergebnissen späterer Messungen nicht auf Meßfehlern beruhen, sondern durch säkulare Schwereänderungen zu erklären sind. Angesichts der bereits erwähnten guten Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen neuerer Absolutmessungen und den von den verschiedensten Autoren angegebenen Korrekturen für die Messungen von KÜHNEN und FURTWÄNGLER ist diese Hypothese jedoch nicht aufrechtzuerhalten.

Die Bedeutung nachträglicher Korrekturen darf nicht überschätzt werden. COOK [34] machte auf mehrere Unsicherheiten aufmerksam: Die Längen- und Zeitmeßgenauigkeiten waren geringer, als es den gegenwärtigen Möglichkeiten entspricht, die Biegung der Pendel war beträchtlich, und es ist keinesfalls sicher, daß sie genau berücksichtigt wurde, während der Einfluß des Luftauftriebes höchstwahrscheinlich zu systematischen Fehlern führte. Daher können die Korrekturen nur dem einen Zweck dienen, zu zeigen, daß der von den neueren Messungen so stark abweichende Wert $981,274 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}$ auch auf Grund der Potsdamer Messungen selbst nicht aufrechtzuerhalten ist.

Alle Fragen in Zusammenhang mit nachträglichen Korrekturen der Messungen von KÜHNEN und FURTWÄNGLER und deren genauer Bezugshöhe sind klar zu trennen von der Problematik der Definition des Potsdamer Schweresystems [103]. Der aus den Messungen von KÜHNEN und FURTWÄNGLER abgeleitete Schwerewert $981,274 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}$ wurde zusammen mit der Höhenangabe "87 m über Meeresniveau" durch BORRASS 1909 als Ausgangswert des Potsdamer Schweresystems eingeführt [24]. Der Entwicklung empfindlicherer Geräte für relative Schweremessungen Rechnung tragend, wurde diese Definition 1959 durch die Internationale Gravimetrische Kommission dahingehend präzisiert, daß der Schwerewert $981,274 0 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}$ in der Höhe 87,0 m anzuwenden ist [155].

Für spezielle Aufgabenstellungen wurden verschiedentlich auch Korrekturen für das Potsdamer Schweresystem angegeben, die jedoch nur vorläufigen Charakter tragen und sich aus dem jeweiligen Entwicklungsstand der absoluten Schweremessungen ergeben. So wurde 1957 von der 11. Generalversammlung der IUGG in Toronto eine Korrektur von -10 bis -12 mGal empfohlen [154]. In einer ähnlichen Empfehlung der 14. Generalversammlung der IUGG in Luzern 1967 wird ein korrigierter Bezugswert von $981,260 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}$

angegeben [160], entsprechend einer Korrektur von -14 mGal , dessen Anwendung jedoch ausdrücklich auf Sonderfälle wie Präzisionsmessungen für metrologische Zwecke und Rechnungen im Geodätischen Referenzsystem 1967 beschränkt bleibt, die eine genauere Kenntnis des Absolutwertes der Fallbeschleunigung erfordern. Die erste definitive Änderung beschloß 1968 das Internationale Komitee für Maß und Gewicht. Danach ist für Zwecke des Meßwesens der bisherige Bezugswert des Potsdamer Schweresystems von $9,812\ 74 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ durch den neuen Bezugswert $9,812\ 60 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ zu ersetzen [141].

6.1.2. National Bureau of Standards, Washington

HEYL und COOK 1934 - 1935 [72]

Die Reversionspendelmessungen von HEYL und COOK sind die ersten bedeutenden absoluten Schweremessungen nach den Arbeiten von KÜHNEN und FURTWÄNGLER. HEYL und COOK benutzten drei Reversionspendel aus Quarzrohr mit einer reduzierten Pendellänge von 1 m. Die Pendel unterschieden sich in ihren Massen und den Biegesteifigkeiten. Der Biegeeinfluß wurde experimentell ermittelt. Zur Messung der Schwingungsdauer beobachtete man Koinzidenzen zwischen dem Pendel und einer Sherrtt-Uhr. Die Pendellänge wurde mit einem Strichmaßstab bestimmt. Das Vakuum betrug während der Messungen etwa 0,1 Torr.

Die Pendel besaßen auswechselbare Schwingflächen, die Schneiden waren am Stativ befestigt. Es wurden Schneiden aus Stahl, Widia und Achat sowie Schwingflächen aus Widia und Quarz benutzt. Die Streuungen waren bei Stahlschneiden am geringsten, Widiaschneiden erwiesen sich als ungünstig. Zwischen Lagern aus Quarz und Widia konnten innerhalb der erreichten Meßgenauigkeiten keine Unterschiede festgestellt werden. Aus insgesamt 70 Einzelmessungen in den Jahren 1934 bis 1935 wurde für den Ort der Messungen der Schwerewert

$$g = (980,080 \pm 0,003) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}$$

abgeleitet [72]. Dieses Ergebnis deutete zum ersten Mal auf einen größeren systematischen Fehler in den Messungen von KÜHNEN und FURTWÄNGLER hin.

JEFFREYS [80] hat die Messungen von HEYL und COOK einer gründlichen Revision unterzogen. Auf Grund einer Neuberechnung der Einflüsse von Biegung und Dehnung und einiger kleinerer Korrekturen, die sich nachträglich aus den veröffentlichten Angaben errechnen ließen, erhält er den korrigierten Wert

$$g = (980,081\ 6 \pm 0,001\ 2) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}.$$

Die Bezugshöhe wird in der Veröffentlichung von HEYL und COOK zu 94,75 m angegeben. Es fehlt jedoch ein Hinweis, um welchen Teil der Apparatur es sich dabei handelt. Nach RIECKMANN und GERMAN liegt der Schwingungsmittelpunkt in einer Höhe von 95,7 m [116]. Da der Raumfußboden eine Höhe von 95,1 m hat [34], ergibt sich zwischen dem Bezugspunkt innerhalb des Pendelgerätes und dem Fußbodenniveau des Meßraumes die bei Anschlußmessungen zu berücksichtigende Schweredifferenz von 0,2 mGal.

6.1.3. National Physical Laboratory, Teddington

CLARK 1936 - 1938 [28]

CLARK benutzte ein Reversionspendel mit einer reduzierten Pendellänge von 100 cm. An ein doppel-T-förmiges Mittelstück aus Y-Legierung waren an beiden Enden Blöcke aus Delta-Metall angesetzt, deren verchromte Oberflächen als Schwingflächen dienten. Die Masse des Pendels betrug etwa 23 kg. Das Doppel-T-Profil gewährleistete eine große Biegesteifigkeit. Zur Messung der Schwingungsdauer wurde das Pendel mit den Schwingflächen auf feststehende Schneiden mit einem Radius von etwa 20 μm aufgesetzt. Als Zeitnormal diente eine Quarzuhr, der Zeitabgriff erfolgte über mechanische Kontakte. Die Messungen wurden bei einem Vakuum von $5 \cdot 10^{-3}$ Torr ausgeführt. Aus 18 Meßreihen ergab sich unmittelbar für den Ort der Messungen der Schwerewert

$$g = (981,181\ 5 \pm 0,001\ 5) \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2}.$$

JEFFREYS [80] wies nach, daß die Korrekturen für Biegung und Dehnung von CLARK mit falschem Betrag und falschem Vorzeichen berücksichtigt worden waren. Das korrigierte Ergebnis lautet

$$g = (981,183\ 2 \pm 0,000\ 6) \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2}.$$

Die von CLARK angegebene Bezugshöhe von 10 m gilt für einen Punkt zwischen Drehpunkt und Schwingungsmittelpunkt des Pendels. Tatsächlich beziehen sich die Messungen nach Angaben von RIECKMANN und GERMAN [116] auf die Höhe 9,68 m. Das Fußbodenniveau des Meßraumes liegt bei 9,24 m. Zusammen mit einem vertikalen Schweregradienten von 0,308 mGal/m ergibt sich daraus zwischen dem Bezugspunkt innerhalb des Pendelgerätes und dem Fußbodenniveau eine Schweredifferenz von 0,14 mGal.

6.1.4. Bureau International des Poids et Mesures, Sèvres

VOLET 1951 [147, 149]

Bei dem von VOLET 1946 vorgeschlagenen Verfahren [147] wird die Millimeterteilung eines im Vakuum frei fallenden Präzisionsmaßstabes vor einer feststehenden Bezugsmarke in genau definierten Zeitabständen fotografiert. Im Jahre 1951 wurden 18 Einzelmessungen mit zwei Maßstäben aus Invar und Bronze und Längen von 1,25 und 1,28 m bei einem Druck von einigen Torr ausgeführt und daraus für den Bezugspunkt Sèvres A der Wert

$$g = 980,916 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2}$$

abgeleitet [149]. Eine Genauigkeitsangabe ist nur indirekt enthalten, indem eine Restluftkorrektur von 4 mGal als innerhalb der Meßgenauigkeit liegend ebenso wie eine Korrektur für den Einfluß von Inhomogenitäten des Magnetfeldes vernachlässigt wird. Spätere Untersuchungen von THULIN [143, 144] zeigten, daß die Messungen von VOLET mit einem größeren systematischen Fehler behaftet sind. Bei 0,5 Torr ergaben sich Abweichungen der erhaltenen Schwerewerte von $-9,2$ mGal gegenüber Messungen im Hochvakuum. Die magnetischen Einflüsse auf den Invarmaßstab werden von THULIN zu einigen Milligal angenommen.

Die Bedeutung der Messungen von VOLET besteht vor allem darin, den praktischen Beweis für die Leistungsfähigkeit der Fallmethode erbracht und damit der Technik absoluter Schweremessungen neue Möglichkeiten eröffnet zu haben. Durch die erneute Bestätigung der Fehlerhaftigkeit des Potsdamer Schweresystems wurde gleichzeitig der Anstoß zur Ausführung zahlreicher neuer absoluter Schweremessungen nach verschiedenen Verfahren und an verschiedenen Stellen der Erde gegeben.

6.1.5. Allunionsinstitut für Metrologie (VNIIM), Leningrad

AGALECKIJ, EGOROV, MARCINJAK 1954 - 1959 [1, 2, 3, 43, 44, 78, 88, 89]

Bei diesen Messungen wurden erstmalig an einem Ort drei verschiedene voneinander unabhängige Verfahren angewandt:

1. Reversionspendel (AGALECKIJ, EGOROV). Durch die Benutzung von drei Pendeln mit gleicher Masse und Längen von 40, 60 und 75 cm wurde die Anwendung des BESSELSchen Differenzenverfahrens zur Elimination von konstanten Längenfehlern ermöglicht. Die Pendel schwingen mit ebenen Schwingflächen auf feststehenden Schneiden.
2. Fallende Kammer (AGALECKIJ, EGOROV). Der nur 15 cm lange Fallkörper war in eine Kammer eingeschlossen, die sich näherungsweise wie ein frei fallender Körper nach unten bewegte. Da die Relativgeschwindigkeit zwischen Kammer und Fallkörper sehr gering ist, konnten die Messungen bei normalem Luftdruck ausgeführt und der Fallweg auf 14 m ausgedehnt werden. In genau definierten Zeitabständen (Folgefrequenz 62,5 Hz) wurde auf den mit einer lichtempfindlichen Schicht überzogenen Fallkörper das Bild eines in die Kammer eingebauten Spaltes auf fotografiert und gleichzeitig auf zwei stählerne Führungsdrähte eine magnetische Marke aufgebracht. Man erhält so die Bewegung des Fallkörpers relativ zur Kammer und gleichzeitig die Bewegung der Kammer im Raum. Die Kammer hatte eine Masse von knapp 5 kg und war 80 cm lang.
3. Fallender Stab (MARCINJAK). Der Fallkörper bestand aus einem 1,05 m langen Messingkörper, in den an zwei gegenüberliegenden Seiten zwei mit einer lichtempfindlichen Schicht überzogene Quarzstangen eingelassen waren. Während des Fallvorganges wurde auf die Quarzstangen mit einer Folgefrequenz von 62,5, 125 oder 250 Hz das Bild eines feststehenden Spaltes auf fotografiert. Die Messungen wurden bei einem Druck von 0,1 bis 0,2 Torr ausgeführt.

Die ersten Ergebnisse wurden 1956 veröffentlicht [1, 3, 88]. Die Abschlußveröffentlichung aus dem Jahre 1958 [2] enthält folgende, auf den Punkt VNIIM bezogene Schwerewerte:

Reversionspendel:	$g = (981,918\ 7 \pm 0,000\ 4) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}$,
fallende Kammer:	$g = (981,921\ 5 \pm 0,001\ 6) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}$,
fallender Stab:	$g = (981,922\ 4 \pm 0,002\ 0) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}$.

Bei den Messungen mit dem fallenden Stab wurde zur Übertragung des Schwerewertes auf das Niveau des Gravimeterkellers eine Korrektur von +0,2 mGal angebracht. Bei den Messungen mit der fallenden Kammer ist eine Korrektur von +4 mGal erforderlich, um den Schwerewert auf das 13,5 m tiefer gelegene Niveau der Reversionspendelmessungen zu übertragen. Weitere Angaben zur Übertragung der Schwerewerte vom Meßort auf den Punkt VNIIM sind den Veröffentlichungen nicht zu entnehmen.

1958 und 1959 wurden die Messungen mit zwei Reversionspendeln und dem fallenden Stab wiederholt [43, 44, 78, 89]. Dazu wurden die Reversionspendel mit neuen Lagerflächen versehen und bei der Methode des fallenden Stabes die Qualität der fotografischen Strichmarken verbessert und die Blitzfolgefrequenz auf 250 Hz festgelegt. Aus diesen Wiederholungsmessungen ergeben sich zusammen mit den Resultaten der ersten Beobachtungsperiode für den Punkt VNIIM die Schwerewerte [44, 78]

Reversionspendel:	$g = (981,918\ 8 \pm 0,000\ 4) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}$,
fallende Kammer:	$g = (981,921\ 5 \pm 0,001\ 6) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}$,
fallender Stab:	$g = (981,922\ 9 \pm 0,001\ 3) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}$,

denen insgesamt 207 Einzelwerte aus Reversionspendelmessungen, 21 Messungen mit der fallenden Kammer und 17 Messungen mit dem fallenden Stab zugrunde liegen. Bei den Messungen mit der fallenden Kammer wurden 9 Schwerewerte aus dem Jahre 1956 nicht berücksichtigt, bei denen mit Blitzfolgefrequenzen von 62,5 und 125 Hz gearbeitet worden war.

Als Schwerewert für den Punkt VNIIM wurde 1956 das allgemeine arithmetische Mittel aus den Ergebnissen der drei Meßverfahren angegeben, mit Gewichten umgekehrt proportional dem Quadrat der mittleren Fehler [1]:

$$g = (981,919\ 3 \pm 0,000\ 4) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}.$$

MORELLI sprach sich anhand der ersten Veröffentlichungen für eine arithmetische Mittelung der drei Einzelergebnisse aus, die zu dem Wert

$$g = (981,921\ 2 \pm 0,001\ 2) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}$$

führen würde [93]. Nach Abschluß der Wiederholungsmessungen wiesen EGOROV und MARCINJAK nach, daß alle 245 Schwerewerte, die sich aus den Messungen nach den drei Verfahren ergeben haben, mit einer statistischen Sicherheit von 99,7 % zu ein und derselben Normalverteilung gehören und daher die allgemeine arithmetische Mittelung gerechtfertigt ist. Als Endergebnis geben sie für den Punkt VNIIM den Wert

$$g = (981,919\ 2 \pm 0,003) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}$$

an [44]. Die Fehlerangabe entspricht dabei den Grenzen des Vertrauensbereiches bei einer statistischen Sicherheit von 99,7 %. Wegen der hohen inneren Genauigkeit erhalten bei der Mittelbildung die Reversionspendelmessungen ein sehr großes Gewicht, so daß die beiden Fallmethoden auf das Gesamtergebnis nur einen sehr geringen Einfluß haben.

Gegenüber dem Potsdamer Schweresystem ergaben sich aus den Resultaten der ersten Meßperiode die folgenden Abweichungen [2]:

Reversionspendel:	$(-12,1 \pm 0,7) \text{ mGal}$,
fallende Kammer:	$(-9,3 \pm 1,7) \text{ mGal}$,
fallender Stab:	$(-8,4 \pm 2,1) \text{ mGal}$,

wobei für den Punkt VNIIM im Potsdamer System der Wert $(981,930\ 8 \pm 0,000\ 6) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}$ benutzt wurde. Mit diesem Wert erhält man für das Gesamtergebnis aller Messungen [44] eine Abweichung von $(-11,6 \pm 3,0) \text{ mGal}$.

Die Differenzen zwischen den unabhängig voneinander gewonnenen Ergebnissen und die Tatsache, daß der systematische Fehler in dem Potsdamer Schwerebezugswert heute mit großer Sicherheit zu etwa $-14,0 \text{ mGal}$ angenommen wird, lassen auf nichteliminierte

systematische Fehler in den Meßverfahren schließen. Bei der Beschreibung der Reversionspendelmessungen findet sich kein Hinweis darauf, wie die Meßergebnisse auf den neuen Bezugspunkt des VNIIM übertragen wurden, und insbesondere, ob die unterschiedlichen Bezugshöhen der verschiedenen langen Pendel berücksichtigt worden sind. Durch die Vernachlässigung des vertikalen Schweregradienten können allerdings nur Fehler in der Größenordnung von 0,1 mGal entstehen. Bezüglich der Methode des fallenden Stabes weist THULIN [143] auf Restlufteinflüsse in dem benutzten Druckbereich hin, die durch das Extrapolationsverfahren auf den Druck Null nicht eliminiert werden und einen zu kleinen Schwerewert vortäuschen. Ein entgegengesetzt wirkender Fehlereinfluß entsteht durch den Intensitätsverlauf der Lichtblitze. In der von MARCINJAK angegebenen Blitzdauer von 3 μ s vermutet THULIN [143] nach eigenen Erfahrungen die Ursache dafür, daß die Messungen mit der fallenden Kammer größere Schwerewerte lieferten als die Reversionspendelmessungen und nicht kleinere, wie auf Grund des Restlufteinflusses zu erwarten wäre. Als weitere mögliche Fehlerquelle nennt COOK [34] Instabilitäten der Fotoschicht.

6.1.6. Bureau International des Poids et Mesures, Sèvres

THULIN 1957 - 1958 [142, 143, 144]

THULIN setzte die von VOLET begonnenen Arbeiten unter verbesserten apparativen Bedingungen fort. Das Meßverfahren (siehe Abschnitt 6.1.4.) wurde grundsätzlich beibehalten. Die Zeitmeßgenauigkeit konnte so weit gesteigert werden, daß sie praktisch keinen Einfluß auf das Meßergebnis mehr hat. Das Vakuum betrug etwa $5 \cdot 10^{-5}$ Torr. Bei allen Messungen wurde ein unmagnetischer Maßstab aus einer Platin-Iridium-Legierung benutzt. Das Meßergebnis bezieht sich auf einen Punkt 21 cm über der optischen Achse der Versuchsapparatur, die ihrerseits eine Höhe von 182 cm über dem im selben Raum in Fußbodenhöhe gelegenen gravimetrischen Anschlußpunkt Sèvres A hat. Bei der Übertragung des Schwerewertes auf den Punkt Sèvres A wurde ein vertikaler Schweregradient von 0,278 mGal/m benutzt, der auf Untersuchungen von THIESEN aus dem Jahre 1890 beruht und für den Höhenunterschied von insgesamt 203 cm eine Schweredifferenz von +0,57 mGal ergibt. Aus 20 einzelnen Fallversuchen in den Jahren 1957 und 1958 leitete THULIN - bezogen auf Sèvres A - den Schwerewert

$$g = (980,928 0 \pm 0,001 0) \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2}$$

ab [143, 144]. In der Fehlerangabe sind außer der Streuung der Meßwerte auch die Unsicherheiten bei der Erfassung verschiedener systematischer Fehler berücksichtigt.

Die später in demselben Raum ausgeführten Fallexperimente von SAKUMA ergaben mit einer Meßunsicherheit von nur $\pm 0,03$ mGal für den Bezugspunkt Sèvres A einen um 2 mGal niedrigeren Schwerewert [161], so daß in den Messungen von THULIN noch systematische Fehler zu vermuten sind.

6.1.7. National Research Council, Ottawa

PRESTON-THOMAS, TURNBULL, GREEN, DAUPHINEE, KAIRA 1958 - 1959 [100]

Das Meßverfahren entspricht im Prinzip dem von VOLET (siehe Abschnitt 6.1.4.). Der fallende Maßstab mit durchgehender Teilung wurde jedoch durch einen komplizierte-

ren Fallkörper ersetzt. Die Teilung beschränkt sich auf drei kurze, in ein U-förmiges Profil aus unmagnetischem, rostfreiem Stahl eingelassene Glasskalen. Zur Temperaturmessung dienen 6 Thermoelemente, deren Zuleitungen zur Meßeinrichtung erst unmittelbar vor der Auslösung des Fallvorganges getrennt werden. Nach außen ist der Stahlstab mit den Glasskalen von einem Strahlungsschutzschild umgeben. Die Gesamtlänge des Fallkörpers beträgt 210 cm, der Außendurchmesser 5 cm und die Masse etwa 7 kg. Die Teilungen der Glasskala wurden zusammen mit den feststehenden Bezugsmarken in genau definierten Zeitabständen fotografiert. In dem Fallraum herrschte ein Druck von etwa 10^{-4} Torr.

Aus Messungen mit zwei Fallkörpern gleicher Bauart ergaben sich die folgenden Schwerewerte:

19 vorläufige Meßreihen, August 1957:	980,613 6 $\text{cm}\cdot\text{s}^{-2}$,
32 endgültige Meßreihen mit Fallkörper I, August 1958:	980,613 9 $\text{cm}\cdot\text{s}^{-2}$,
32 endgültige Meßreihen mit Fallkörper II, Dezember 1959:	980,612 4 $\text{cm}\cdot\text{s}^{-2}$.

Als Gesamtergebnis wird das Mittel aus den beiden endgültigen Meßreihen der Jahre 1958 und 1959 angesehen:

$$g = (981,613\ 2 \pm 0,001\ 5) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}.$$

Dieser Wert bezieht sich auf den Absolutpunkt im Gebäude des National Research Council in Ottawa, der als Schnittpunkt zwischen der optischen Achse des Meßsystems und der geometrischen Achse der Vakuumkammer definiert ist. Die Fehlerangabe berücksichtigt die Unsicherheiten bei der Erfassung systematischer Fehler und den Unterschied zwischen den Messungen mit den beiden Fallkörpern.

6.1.8. Universität Buenos Aires

BAGLIETTO 1958 - 1961 [7, 8, 9, 10, 11, 12]

In enger Zusammenarbeit mit dem Militärgeographischen Institut wurden in einem Kellerraum in Miguelete (in der Nähe von Buenos Aires) Reversionspendelmessungen ausgeführt. Das National Bureau of Standards der USA stellte zu diesem Zweck die bereits von HEYL und COOK benutzten Quarzpendel und den zugehörigen Maßstab (siehe Abschnitt 6.1.2.) sowie Unterlagen über verschiedene Fehlereinflüsse, darunter auch über die Biegung der Pendel, zur Verfügung. Neben der Einführung moderner meßtechnischer Verfahren wurde dem Aufsetzvorgang besondere Beachtung geschenkt, um Beschädigungen der Schneiden und Lagerflöhen und damit Instabilitäten der Schwingungsdauer zu vermeiden.

Die zwischen 1958 und 1961 ausgeführten Messungen waren ursprünglich nur als Voruntersuchungen gedacht und sollten durch experimentelle Untersuchungen über Fehlereinflüsse, insbesondere über den Einfluß der Pendelbiegung, ergänzt werden. Dieser Plan wurde jedoch nicht verwirklicht. Ersetzt man die fehlenden experimentellen Angaben durch die bereits von JEFFREYS [80] für die Pendel von HEYL und COOK berechneten Korrekturen, dann ergeben sich für die Absolutstation in Miguelete die folgenden drei Schwerewerte [12]:

1958	Pendel 3:	$g = (979,690\ 3 \pm 0,000\ 8)\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-2},$
1960	Pendel 2:	$g = (979,686\ 7 \pm 0,000\ 5)\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-2},$
1961	Pendel 3:	$g = (979,694\ 0 \pm 0,000\ 8)\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-2}.$

Deutlich ist zu erkennen, daß die Differenzen zwischen den drei Werten wesentlich größer sind als die angegebenen mittleren Fehler. Ein Gesamtergebnis wird aus den drei Einzelwerten nicht abgeleitet.

In den Jahren 1966 und 1967 wurden drei neue Pendel hergestellt, von denen das erste zerbrach, während sich das zweite als ungeeignet erwies. Nur das dritte konnte erfolgreich abgestimmt werden.

Unter dem Eindruck der bei neueren absoluten Schweremessungen nach Fallmethoden erreichten hohen Meßgenauigkeiten, insbesondere durch die Arbeiten von SAKUMA in Sèvres (siehe Abschnitt 6.1.12.) und von FALLER mit seinem transportablen Absolutgravimeter (siehe Abschnitt 6.1.16.), wurden die Reversionspendelmessungen in Buenos Aires eingestellt [12].

6.1.9. Universität Princeton

FALLER 1962 [51, 52, 53, 54]

Das von FALLER benutzte Meßverfahren ist eine Variante des freien Falls und ermöglicht eine direkte interferometrische Längenmessung. Der Fallkörper enthält ein aus Planspiegel und Linse bestehendes tripelspiegelähnliches optisches System. Er ist in eine Interferometeranordnung einbezogen, durch die bei Verwendung von weißem Licht drei Meßstationen definiert werden. Die Meßstrecke ist 5,26 cm lang, der gesamte Fallweg beträgt nur 10 cm. Es wurden Längenmeßgenauigkeiten von $1/50$ Wellenlänge und Zeitmeßgenauigkeiten von 10 ms erreicht. Die Messungen wurden bei einem Druck von etwa $5\cdot 10^{-6}$ Torr ausgeführt. Die Schwerewerte beziehen sich auf einen Punkt 70 cm über der Oberfläche des bei den Messungen benutzten Pfeilers in Raum 130 des Palmer Physical Laboratory der Universität Princeton. Aus vier Meßreihen an vier verschiedenen Tagen mit insgesamt 106 Einzelmessungen ergab sich, übertragen auf die Oberfläche des Meßpfeilers, der Schwerewert [51]

$$g = (980,160\ 4 \pm 0,000\ 7)\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-2}.$$

Bei der Veröffentlichung dieses Ergebnisses wies FALLER bereits auf die Möglichkeit einer Genauigkeitssteigerung durch Anwendung von Laser-Lichtquellen hin, weil dadurch die Länge der Fallstrecke vergrößert werden kann. Dieser Gedanke fand seine Verwirklichung in dem von HAMMOND und FALLER entwickelten Laser-Interferometer, dem ersten transportablen "Absolutgravimeter" (siehe 6.1.16).

COOK [34] vertritt in einer kritischen Betrachtung zu den Messungen von FALLER die Ansicht, daß die Korrektur für die Wirbelstrombremsung von +1 mGal auf +0,25 mGal verkleinert werden muß. Außerdem hält er eine von FALLER vorgenommene Aussonderung von drei stark nach unten abweichenden Meßwerten, bei deren Berücksichtigung sich das Gesamtergebnis um weitere 0,5 mGal verringert, für nicht gerechtfertigt. Insgesamt würde sich auf diese Weise aus den Messungen von FALLER, bezogen auf die Pfeileroberfläche, ein korrigierter Schwerewert von

$$g = (980,159\ 2 \pm 0,000\ 7) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}$$

ergeben. Später zog COOK seine kritischen Bemerkungen als "nicht korrekt" wieder zurück [36], so daß der ursprünglich von FALLER angegebene Wert seine Gültigkeit behält.

6.1.10. National Bureau of Standards, Gaithersburg (Maryland, USA)

TATE 1965 [137, 138, 139]

Auch die von TATE angewandte Meßmethode beruht auf dem Prinzip des freien Falls. Der Fallkörper besteht aus einem Quarzrohr von etwa 1 m Länge und trägt als Bezugs-marke drei Spalte, deren Durchgangszeiten durch eine feststehende Lichtschranke beobachtet werden. Ähnlich den Versuchen von AGALECKIJ und EGOROV mit der fallenden Kammer (siehe Abschnitt 6.1.5.) ist zur Verringerung des Restlufteinflusses der Fallkörper in eine mitbewegte Kammer eingeschlossen, die jedoch evakuiert und nur während der eigentlichen Fallversuche und der Längenmessungen von der Vakuumanlage getrennt wird. Die Längenmessungen werden in der Fallapparatur selbst vorgenommen durch fotoelektrische Antastung der Spalte auf dem Fallkörper und Vergleich der Spaltabstände mit einem Invarmaßstab. Aus insgesamt 36 Fallversuchen im Jahre 1965 mit vier verschiedenen Fallkörpern wurde ein Schwerewert von

$$g = 980,101\ 1 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}$$

abgeleitet [139], der sich auf einen Punkt 14,2 cm oberhalb der optischen Achse bezieht. Die optische Achse befindet sich ihrerseits 232,5 cm über dem Fußboden des Meßraumes. Das verbindliche Endergebnis wird auf den in Fußbodenniveau desselben Raumes (Gebäude 202, Raum 129) gelegenen gravimetrischen Anschlußpunkt NBS-2 bezogen und lautet [139]:

$$g = (980,101\ 8 \pm 0,000\ 5) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}.$$

Die angegebene Meßunsicherheit ist zum größten Teil durch die Genauigkeit der Längenmessung (Genauigkeit des Invarmaßstabes und Vergleichsgenauigkeit) bedingt. Die in der ersten Veröffentlichung [138] enthaltene Genauigkeitsangabe von $\pm 0,3$ mGal wurde durch die Abschlußveröffentlichung [139] hinfällig.

Bei der Übertragung des Schwerewertes auf den Anschlußpunkt NBS-2 wurde ein vertikaler Schweregradient von $-0,28$ mGal/cm zugrunde gelegt, mit dem sich für die Höhendifferenz von 246,7 cm eine Korrektur von $+0,7$ mGal ergibt. In der Montageebene für die optische Einrichtung, 220,4 cm über Fußbodenniveau und 30 cm westlich der Fallstrecke, befindet sich der Anschlußpunkt NBS-1, der gegenüber NBS-2 eine Schwere-differenz von $-0,62$ mGal aufweist und zur Ableitung des vertikalen Schweregradienten benutzt wurde.

6.1.11. National Physical Laboratory, Teddington

COOK 1965 [30, 34, 35, 36, 37]

COOK wendet bei seinen Messungen die Methode des senkrechten Wurfs an, die auf einen Vorschlag von VOLET aus dem Jahre 1947 zurückgeht [148] und nach der Anzahl der erforderlichen Meßpunkte auch als Zweistationenmethode bezeichnet wird. Wegen der Symmetrie des Bewegungsablaufs sind die Meßergebnisse in erster Näherung unabhängig

von dem Restlufteinfluß. Außerdem werden alle mit der unterschiedlichen Durchgangsgeschwindigkeit des Wurfkörpers durch die beiden Meßstationen zusammenhängenden Fehler eliminiert.

Die Meßstationen werden durch je zwei in einer horizontalen Ebene einander gegenüberliegende Spalte definiert. Der eine Spalt wird beleuchtet, hinter dem anderen befindet sich ein Fotovervielfacher. Als Wurfkörper dient eine Glaskugel. Sie bildet beim Durchgang durch die Meßstationen die beiden Spalte aufeinander ab und löst so die für die Zeitmessung erforderlichen Impulse aus. Durch Vertauschen der die Spalte tragenden Quarzblöcke läßt sich eine direkte Messung des Spaltabstandes vermeiden und durch interferometrische Längenmessungen ersetzen. Der Abstand zwischen der unteren und der oberen Spaltebene beträgt 1 m, der Gipfelpunkt der Wurfbahn liegt einige Zentimeter über der oberen Meßstation. - Bei Evakuierung der Meßapparatur unter 0,01 Torr machten sich Störungen durch elektrostatische Aufladung der Glaskugel bemerkbar. Sie konnten durch einen Überzug aus Indiumoxid beseitigt werden.

Die Schweredifferenz zwischen dem Bezugspunkt innerhalb der Meßapparatur und der British Fundamental Station beträgt 0,24 mGal [34]. Bezogen auf die British Fundamental Station, wurde das Endergebnis der Messungen im Jahre 1965 zunächst zu

$$g = (981,181\ 77 \pm 0,000\ 13) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}$$

angegeben [35]. In der Abschlußveröffentlichung [36] findet sich stattdessen der Wert

$$g = (981,181\ 75 \pm 0,000\ 13) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}.$$

Später stellte sich ein Fehler bei der Berücksichtigung des vertikalen Schweregradienten heraus. Das korrigierte Ergebnis lautet

$$g = 981,181\ 88 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2},$$

bezogen auf Fußbodenniveau des Meßraumes, oder

$$g = 981,181\ 81 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2},$$

bezogen auf die British Fundamental Station [37].

6.1.12. Bureau International des Poids et Mesures, Sèvres

SAKUMA 1967 - 1970 [119, 120, 121, 122, 123, 124, 125, 126, 156, 161]

Das Meßverfahren verbindet die Methode des senkrechten Wurfs mit der direkten interferometrischen Längenmessung, wie sie ähnlich bereits von FALLER erfolgreich erprobt wurde (siehe Abschnitt 6.1.9.). Die Meßstationen werden durch zwei Quarzeta-lons in Verbindung mit einem MICHELSON-Interferometer festgelegt. Ein weiteres MICHELSON-Interferometer ist zur Messung der Etalonlängen vorgesehen. Als Wurfkörper dient ein Tripelspiegel. Der Abstand zwischen den beiden Meßstationen beträgt 40 cm. Durch Aufstellung der Meßapparatur auf piezoelektrische Geber und Empfänger und eine elektronische Regelung wird der Einfluß der mikroseismischen Bodenu Ruhe stark vermindert. Die verbleibenden Bewegungen von wenigen Nanometern können durch ein drittes MICHELSON-Interferometer, das als Interferenzseismometer arbeitet, auf etwa 0,1 nm genau erfaßt werden.

Ein erster provisorischer Schwerewert für den Punkt Sèvres A wurde 1967 zur 14. Generalversammlung der IUGG in Luzern vorgelegt [161]:

$$g(A) = 980,926\ 0\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-2}.$$

Die Unsicherheit dieses Wertes sollte $\pm 0,1$ mGal nicht übersteigen. Aus etwa 50 Messungen im August und September 1967 ergab sich ein neuer Schwerewert von

$$g(A_2) = 980,925\ 675\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-2},$$

bezogen auf den Ort der Messungen (= Sèvres A2), oder

$$g(A) = (980,925\ 975 \pm 0,000\ 03)\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-2},$$

bezogen auf den im selben Raum gelegenen Anschlußpunkt Sèvres A [126]. Bei der Übertragung auf Sèvres A wurde die mit Gravimetern gemessene Schweredifferenz $+(0,30 \pm 0,02)$ mGal benutzt. Der Übertragungsfehler macht den Hauptanteil der Genauigkeitsangabe für den auf Sèvres A bezogenen Schwerewert aus.

Die Ergebnisse späterer Messungen werden für den Punkt Sèvres A2 angegeben. Aus 25 Messungen im August und September 1968 wurde zunächst der Schwerewert

$$g(A_2) = (980,925\ 664 \pm 0,000\ 019)\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-2}$$

abgeleitet [124]. Für vier weitere Meßzeiträume ergaben sich die Werte [121]

Aug.-Sept. 1969:	$g(A_2) = (980,925\ 665\ 7 \pm 0,000\ 005\ 4)\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-2},$
Okt.-Nov. 1969:	$g(A_2) = (\quad\quad\quad 70\ 8 \quad\quad\quad 10\ 6)\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-2},$
2/2 Dez. 1969:	$g(A_2) = (\quad\quad\quad 75\ 5 \quad\quad\quad 5\ 8)\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-2},$
1/2 Jan. 1970:	$g(A_2) = (\quad\quad\quad 77\ 0 \quad\quad\quad 9\ 0)\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-2}.$

Inzwischen sind die Schwerewerte neu überprüft und mit Korrekturen in der Größenordnung von $-10\ \mu\text{Gal}$ versehen worden, die den Einfluß systematischer Fehler bei der Bestimmung der Etalonlänge berücksichtigen. Insgesamt liegen für den Zeitraum zwischen August 1967 und August 1970 jetzt 10 (revidierte) Schwerewerte vor [122, 123], die in Tab. 23 zusammengestellt sind. Aus dieser dreijährigen Meßreihe zieht SAKUMA den Schluß, daß mögliche jahreszeitliche und säkulare Schwereänderungen keinesfalls größer als $0,02$ mGal sein können.

Tab. 23. Ergebnisse der Messungen 1967 - 1970 für den Bezugspunkt Sèvres A2

Zeitraum	$g(A_2)$ [μGal]
Aug.-Sept. 1967	980 925 662 \pm 13
April 1968	55 \pm 25
Aug.-Sept. 1968	51 \pm 19
Juni-Juli 1969	50,5 \pm 08,2
Aug.-Sept. 1969	49,0 \pm 05,4
Okt.-Nov. 1969	54,1 \pm 10,6
Dez. 1969	58,7 \pm 5,8
Jan. 1970	60,3 \pm 9,0
Febr. 1970	50,0 \pm 9,1
Aug. 1970	57,9 \pm 2,8

Vom 25. Juli bis 4. August 1968 wurde auf dem Punkt Sèvres A das transportable Absolutgravimeter von FALLER aufgestellt (siehe Abschnitt 6.1.16.). Für Vergleichszwecke leitete SAKUMA aus seinen eigenen Messungen für den Punkt Sèvres A den Schwerewert

$$g(A) = (980,925\,965 \pm 0,000\,006) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}$$

ab [56]. Dieser Wert stimmt bis zum Mikrogal mit dem Meßergebnis von FALLER überein. Er entspricht dem in [124] veröffentlichten Ergebnis der Messungen im August und September 1968, wenn man für die Übertragung zwischen den Punkten A und A2 die 1967 veröffentlichte Differenz von 0,30 mGal benutzt [126], enthält also offensichtlich nicht die in [122] und [123] angegebene Korrektur für die Etalonlänge.

Nach den am BIPM in Sèvres gewonnenen Erfahrungen soll am International Latitude Observatory in Mizusawa (Japan) ein stationäres Absolutgravimeter zur Untersuchung von säkularen Schwereänderungen aufgebaut werden [122, 123].

6.1.13. Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig

GERMAN 1969 [13, 61, 62, 114]

In Braunschweig wurde zur Neubestimmung des Absolutwertes der Fallbeschleunigung die Methode des fallenden Stabes angewendet, ähnlich den Arbeiten von MARCINJAK in Leningrad (siehe Abschnitt 6.1.5.). Der etwa 2 m lange Fallkörper aus Quarz (Durchmesser 75 mm, Masse 5 kg) ist mit einer lichtempfindlichen Schicht überzogen. Während der Fallbewegung wird auf den Fallkörper mit Hilfe genau definierter Lichtblitze (Folgefrequenz 130 Hz, Halbwertsbreite 10^{-7} s) das Bild eines feststehenden Spaltes auf fotografiert, so daß eine Folge von Längenmarken in vorgegebenen konstanten Zeitintervallen entsteht. Aus der Folgefrequenz der Lichtblitze und den gemessenen Abständen der Längenmarken wird der Schwerewert durch Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet. Das Vakuum in der Meßapparatur beträgt $2 \cdot 10^{-5}$ Torr, die Erschütterungen durch den Auslösevorgang und die mikroseismische Bodenunruhe sind $< 0,2 \mu\text{m}$.

Aus Messungen im Jahre 1969 wurde ein vorläufiger Schwerewert von

$$g = (981,252\,3 \pm 0,002) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}$$

abgeleitet [61, 62]. Der große mittlere Fehler ist auf die Unsicherheiten der Längenmessung zurückzuführen, die ihre Ursache in ungenügender Schärfe der fotografisch erzeugten Längenmarken haben. Eine weitere Genauigkeitssteigerung wäre nur mit großem zeitlichem und finanziellem Aufwand und in beschränktem Umfang möglich. In Anbetracht der wesentlich höheren Genauigkeiten modernerer Verfahren wurde daher auf die Fortführung der Messungen verzichtet, so daß der angegebene vorläufige Schwerewert als Endergebnis zu betrachten ist.

6.1.14. Deutsches Amt für Meßwesen und Warenprüfung, Berlin

DIETRICH 1969 - 1970 [40, 48]

Die 1959 begonnenen Arbeiten zur Neubestimmung des Absolutwertes der Fallbe-

schleunigung in Berlin stehen in engem Zusammenhang mit den neuen Reversionspendelmessungen in Potsdam. Die gemeinsame Ausgangssituation zeichnete sich dadurch aus, daß eine Wertung zugunsten eines der beiden Verfahren noch nicht möglich war. Man entschied sich daher an den beiden unweit voneinander gelegenen Orten bewußt für das Nebeneinander von Pendel- und Fallmethoden im Sinne einer Empfehlung der Internationalen Gravimetrischen Kommission, wonach Messungen nach verschiedenen Methoden an so vielen Stellen wie möglich ausgeführt werden sollen, um Hinweise auf nichteliminierte systematische Fehler zu erhalten [153].

Dem Meßverfahren liegt die Methode des freien Falles mit drei Meßstationen zugrunde. Ein kleiner Messingzylinder von 15 mm Durchmesser und 100 mm Länge, der in seinem Schwerpunkt eine lichtdurchlässige Strichmarke von 1,5 µm Breite trägt, durchfällt nacheinander drei Lichtschranken, die in der Fallebene eine Breite von ebenfalls 1,5 µm haben. Beim Durchgang des Fallkörpers durch die Lichtschranken werden an einem Fotovervielfacher Start- und Stoppimpulse für die elektronische Zeitintervallmessung ausgelöst. Der gesamte Fallweg beträgt 1 m. Die Lichtschranken liegen bei 5 cm, 23 cm und 100 cm, sie werden nach einem genau ausgemessenen Strichmaßstab mit Hilfe eines fotoelektrischen Abtastverfahrens eingestellt. Die Messungen erfolgen in einem Fallrohr von 117 mm Innendurchmesser und 1400 mm Länge bei einem Vakuum von einigen 10^{-5} Torr. Ein mit dem Fallrohr gekoppeltes Vertikalseismometer registriert die mikroseismischen Bodenbewegungen während des Fallvorganges.

Als Mittel aus 23 Einzelmessungen in den Jahren 1969 und 1970 ergaben sich für den Beobachtungsort in Berlin-Friedrichshagen (Fußbodenpunkt unter der Fallapparatur im Gebäude I-KW) der Schwerewert und der zugehörige mittlere quadratische Fehler zu

$$g = (981,266\ 31 \pm 0,000\ 5) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}.$$

Wie in Abschnitt 6.3. gezeigt wird, befindet sich dieses Ergebnis in guter Übereinstimmung mit den neuen Potsdamer Reversionspendelmessungen. Die Differenz von 0,25 mGal liegt innerhalb der für beide Meßverfahren angegebenen Unsicherheiten.

6.1.15. National Standards Laboratory, Sydney

BELL 1970 [14, 17]

Das Meßverfahren ähnelt dem von SAKUMA (siehe Abschnitt 6.1.12.): Ein Tripelspiegel, der den einen Endspiegel eines MICHELSON-Interferometers bildet, wird im Vakuum senkrecht nach oben geworfen. Auf diese Weise lassen sich durch ein Längenetalon und fotoelektrische Beobachtung von Weißlichtinterferenzen zwei Meßstationen definieren. Die Etalonlänge ist besser als auf $1\cdot 10^{-7}$ genau bekannt. Das Zeitintervall zwischen den Durchgängen des Tripelspiegels durch die beiden Meßstationen wird mit einer Unsicherheit $< 1\cdot 10^{-8}$ s gemessen.

Nach vorangegangener Erprobung der Meßapparatur wurden an drei Tagen Ende Juni 1970 insgesamt 51 Einzelmessungen ausgeführt und daraus der Schwerewert

$$g = (979,671\ 34 \pm 0,000\ 19) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}$$

abgeleitet [17]. Die Messungen fanden in einem Gebäude des National Standards Laboratory (NSL) auf dem Gelände der Universität Sydney statt. Der angegebene Schwerewert

bezieht sich auf einen Punkt 2 m südlich von und 1,1 m über dem in Fußbodenniveau des Meßraumes gelegenen und durch eine Messingmarke gekennzeichneten Punkt 5099.9905 des Bureau of Mineral Resources (BMR), der identisch ist mit dem Punkt "Sydney A" [14] $\%$. Auf das Fußbodenniveau übertragen, ergeben die neuen Absolutmessungen den Schwerewert

$$g = 979,6717 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}.$$

6.1.16. Arbeiten mit dem transportablen Absolutgravimeter der Universität Wesley (FALLER) [55, 56, 67, 163]

Das von FALLER und HAMMOND an der Universität Wesley (Connecticut, USA) entwickelte und nach der Art der Längenmessungen auch als "Laserinterferometer" bezeichnete transportable Absolutgravimeter ist nach den im 19. Jahrhundert noch transportabel eingesetzten Reversionspendelgeräten die erste moderne Meßapparatur, mit der absolute Schweremessungen an verschiedenen Orten ausgeführt werden können. Die Entwicklungsarbeiten wurden von den Air Force Cambridge Research Laboratories (AFCLR) und dem National Bureau of Standards (NBS) unterstützt.

Das Meßverfahren beruht auf dem Prinzip des freien Falls, es unterscheidet sich von anderen Fallmethoden durch die direkte interferometrische Längenmessung. Als Fallkörper wird ein Tripelspiegel benutzt. Er ist Bestandteil einer Interferometeranordnung, in der durch den Fallvorgang eine Folge zeitlich veränderlicher Interferenzerscheinungen entsteht. Die Meßstationen werden durch definierte Zeitimpulse und das ihnen entsprechende momentane Interferenzbild festgelegt. Aus der von zwei Zählgeräten ermittelten Anzahl von Interferenzstreifen innerhalb der durch die Zeitimpulse begrenzten Zeitintervalle ergibt sich unmittelbar der von dem Fallkörper zwischen den Meßstationen zurückgelegte Weg. Durch Anwendung eines stabilisierten He-Ne-Lasers konnte die Fallstrecke auf 1 m vergrößert werden. Ein zweiter, ebenfalls in die Interferometeranordnung einbezogener Tripelspiegel wirkt als Vertikalseismometer und ermöglicht die Reduzierung seismischer Störeinflüsse.

Der mittlere Fehler eines einzelnen Fallversuchs wird zu 0,1 mGal angegeben, er verringert sich bei 50 Fallversuchen auf 0,03 mGal. Nach Berücksichtigung systematischer Einflüsse ist mit einer Unsicherheit von 0,05 mGal zu rechnen [56]. Als Beispiel für den erforderlichen Zeitaufwand seien die Messungen auf dem Punkt Sèvres A erwähnt, die sich über den Zeitraum vom 25. Juli bis 4. August 1968 erstreckten und 3000 Einzelwerte lieferten [163]. In den Jahren 1968 und 1969 wurde das Absolutgravimeter an acht Stationen in Nord- und Südamerika und in Europa eingesetzt. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Tab. 24 zusammengestellt [56]. Die Differenz von nur 0,01 mGal zwischen den beiden Messungen in Bedford, die in großem zeitlichem Abstand als echte Wiederholungsmessungen durchgeführt wurden, weist auf die gute Reproduzierbarkeit der Ergebnisse hin.

\forall In [17] wird der Bezugspunkt der Meßapparatur zu "12 m über dem Fußbodenniveau des Raumes B. 37 im National Standards Laboratory" angegeben, in offensichtlichem Widerspruch zu der zuverlässiger erscheinenden Punktbeschreibung in [14].

Tab. 24. Ergebnisse der Messungen mit dem Absolutgravimeter von FALLER
1968 - 1969 [56]

Ort	Bezugspunkt	g [$\text{cm}\cdot\text{s}^{-2}$]
National Bureau of Standards, Gaithersburg (Maryland)	Gebäude 202, Raum 01 (NBS-3)	980,102 40 $\pm 0,000 06$
National Physical Laboratory, Teddington (England)	Bushy House (BH) Raum B-17	981,181 935 $\pm 0,000 05$
Bureau International des Poids et Mesures, Sèvres (Frankreich)	BIPM, Salle 1 (Sèvres A)	980,925 965 $\pm 0,000 05$
Air Force Cambridge Research Laboratories, Bedford (Massachusetts)	Seismic Facility Pfeiler 1	980,378 68 $\pm 0,000 05$ 980,378 69 $\pm 0,000 05$
Geophysical Institute, University of Alaska, Fairbanks (Alaska)	Patty Building Raum # 1	982,234 96 $\pm 0,000 05$
Universidad Nacional de Colombia, Bogotá (Kolumbien)	Edificio Matemáticas y Física, Raum 111	977,390 00 $\pm 0,000 10$
University of Denver, Denver (Colorado)	Science Hall Raum 8	979,597 72 $\pm 0,000 05$
Scott Laboratory of Physics, Wesleyan University, Middletown (Connecticut)	Scott Laboratory, Raum 7 B (Middletown A)	980,305 31 $\pm 0,000 05$

Für einige der Stationen besteht eine Vergleichsmöglichkeit mit anderen absoluten Schweremessungen, die am selben Ort ausgeführt wurden oder sich leicht dorthin übertragen lassen. Eine Zusammenstellung dieser Werte enthält Tab. 25.

Die Differenzen zwischen den Ergebnissen des Absolutgravimeters und den anderen absoluten Schweremessungen liegen innerhalb der zulässigen Fehlergrenzen, wobei insbesondere die Messungen von TATE 1965 und FALLER 1962 eine wesentlich größere Unsicherheit besitzen als das Absolutgravimeter. Die gute Übereinstimmung mit den Messungen von SAKUMA in Sèvres deutet ebenso wie auch die bereits erwähnten Wiederholungsmessungen in Bedford darauf hin, daß die von FALLER angegebenen Meßunsicherheiten Höchstwerte darstellen, die offensichtlich nicht überschritten werden.

Tab. 25. Vergleich der Meßergebnisse des Absolutgravimeters von FALLER mit anderen absoluten Schweremessungen (nach FALLER [56])

Autor	Jahr ¹⁾	Ort der Messungen	Bezugspunkt für den Vergleich ²⁾	Schwerewert am Vergleichsort ³⁾ [cm·s ⁻²]	Abweichung gegenüber dem Absolutgravimeter [mGal]
HAMMOND u. FALLER	1968	Gaithersburg (NBS)	CB	980,104 24 ± 0,000 08	-
TATE	1965	Gaithersburg (NBS)	CB	980,104 77 ± 0,000 45	+0,53
FALLER	1962	Princeton	CB	980,103 8 ± 0,000 7	-0,44
HAMMOND u. FALLER	1968	Teddington (NPL)	BFS	981,181 865 ± 0,000 06	-
COOK	1965 ⁴⁾	Teddington (NPL)	BFS	981,181 81 ± 0,000 13	-0,055
HAMMOND u. FALLER	1968	Sèvres (BIPM)	Sèvres A	980,925 965 ± 0,000 05	-
SAKUMA ⁵⁾	1969	Sèvres (BIPM)	Sèvres A	980,925 965 ± 0,000 006	0,000

1) Die Angaben beziehen sich auf das Jahr, in dem die Messungen ausgeführt wurden, und weichen daher in einigen Fällen von den Angaben von FALLER ab.

2) CB = National Gravity Base, Department of Commerce Building, Washington; BFS = British Fundamental Station (= Teddington A).

3) Nach den Angaben von FALLER.

4) Unter Berücksichtigung der 1969 nachträglich veröffentlichten Korrektur [37].

5) Nach einer persönlichen Mitteilung von A. SAKUMA an J. E. FALLER vom Oktober 1969 [56].

6.1.17. Neue und nicht abgeschlossene Arbeiten

Der 1954 in Rom abgehaltenen 10. Generalversammlung der IUGG wurden italienische Pläne zur Entwicklung eines "Rotogravimeters" vorgelegt. Das Meßprinzip beruht auf der Abhängigkeit der Brennweite eines rotierenden Flüssigkeitsspiegels vom örtlichen Wert der Fallbeschleunigung [22, 91]. Wegen technischer Schwierigkeiten bei der Erzeugung einer genügend gleichmäßigen Rotation und bei der Einhaltung der für die Brennweitenmessungen geforderten Genauigkeiten wurden diese Versuche inzwischen wieder eingestellt.

Seit 1957 wird am Finnischen Geodätischen Institut in Helsinki an absoluten Schweremessungen mit langen Fadenpendeln gearbeitet [74]. Ursprünglich war eine Pendellänge von 200 m vorgesehen [83, 84]. Es wird jedoch nur ein kürzeres Pendel zur Anwendung kommen [75, 76]. An einem Draht aus Phosphorbronze von 0,64 mm Durchmesser hängt eine Kupfermasse von 8 kg. Durch eine verschiebbare Klemmvorrichtung kann das Pendel mit Längen von 4 m und 8 m schwingen. Die Differenz der beiden Pendellängen wird interferometrisch nach dem Verfahren von VÄISÄLÄ mit einer Genauigkeit von 1 - 2 μm gemessen. Die Bestimmung der Schwingungsdauer erfolgt mit Hilfe von elektronischen Zählgeräten. Das Pendel befindet sich in einem Kunststoffrohr von 20 cm Durchmesser, in dem ein Druck von 0,2 Torr herrscht. Bei den Messungen sind zahlreiche Fehlereinflüsse zu berücksichtigen, z. B. die Elliptizität der Pendelschwingungen, der Doppelpendeleffekt von Pendelmasse und Pendelfaden und das Trägheitsmoment des Pendelfadens. Der Mitschwingeeinfluß wurde experimentell durch Austausch der Kupfermasse gegen einen gleichgroßen Körper aus Gold mit einer Masse von 18 kg bestimmt. Die Messungen sollten im Herbst 1970 abgeschlossen werden, die erreichbare Genauigkeit soll etwa 1 mGal betragen [76]. Das Ergebnis von Probemessungen im Jahre 1968 deutet auf eine Abweichung gegenüber dem Potsdamer Schweresystem von -14,0 mGal hin [74].

Von den Air Force Cambridge Research Laboratories (AFRL) in den USA wurde ein Reversionspendelgerät mit zwei gegenphasig schwingenden Quarzpendeln von nur 12 cm reduzierter Pendellänge entwickelt [92, 157]. Die Pendel schwingen auf feststehenden Saphirschneiden in einem Vakuum von $2 \cdot 10^{-6}$ Torr. Das Gerät arbeitet bei 40 °C und wird auf $\pm 0,005$ grd thermostatiert. Die Längen werden interferometrisch in der Arbeitslage der Pendel gemessen, die Schwingzeitmessung erfolgt mit Hilfe moderner elektronischer Verfahren. In dem 1970 in Paris vorgelegten Landesbericht der USA wird die erreichte Genauigkeit zu ± 1 mGal angegeben und darauf hingewiesen, daß die Reversionspendelmessungen zugunsten modernerer Verfahren der absoluten Schweremessung eingestellt wurden [113].

Von der Universität in Madison (Wisconsin, USA) wurde eine Variante der Fallmethoden vorgeschlagen, bei der die unmittelbaren Längenmessungen herkömmlicher Art durch ein elektrooptisches Ortungsverfahren ersetzt werden [68, 69]. Ein in Richtung der Fallstrecke ausgesandter Lichtimpuls wird von dem Fallkörper (Kugel, Tripelspiegel o. ä.) reflektiert und trifft danach auf einen fotoelektrischen Empfänger. Der entstehende elektrische Impuls löst einen neuen Lichtimpuls aus, mit dem sich der beschriebene Vorgang wiederholt. Gemessen wird die Folgefrequenz der Impulszyklen. Zur Berechnung der Fallbeschleunigung ist außerdem die Kenntnis der Lichtgeschwindigkeit erforderlich. Meßergebnisse wurden nicht veröffentlicht. Es ist anzunehmen, daß die Arbeiten nach diesem Verfahren eingestellt worden sind.

Am National Research Laboratory of Metrology (NRLM) in Tokio wurde eine Meßeinrichtung entwickelt, die auf dem Prinzip des fallenden Maßstabes beruht [32, 145]. Das Meßverfahren entspricht dem bei den Arbeiten von VOLET und THULIN (siehe Abschnitte 6.1.4. und 6.1.6.), jedoch werden nicht die in vorgegebenen konstanten Zeitintervallen zurückgelegten Wegstrecken, sondern die zum Durchlaufen vorgegebener konstanter Wegstrecken erforderlichen Zeitintervalle gemessen. Der Fallkörper ist ein etwa 1 m langer Strichmaßstab aus Invar mit Teilungsintervallen von 1 cm, die auf 0,1 μm genau ausgemessen wurden. Ein zweiter Maßstab aus Quarz befand sich in Vor-

bereitung. Der Fallvorgang läuft in einem Messingzylinder von 3,5 m Höhe und 30 cm Innendurchmesser bei einem Vakuum von $1 \cdot 10^{-5}$ Torr ab. Die Durchgangszeiten der Strichmarken durch ein festes Bezugsniveau werden fotoelektrisch mit einer Genauigkeit von $0,1 \mu\text{s}$ erfaßt. Für den einzelnen Fallversuch wird auf Grund von Voruntersuchungen eine Genauigkeit von ± 2 mGal angegeben [32, 145]. Erste Ergebnisse, die 1965 in Paris vorgetragen wurden, deuten auf eine Abweichung gegenüber dem Potsdamer Schweresystem von $-15,2$ mGal hin [157]. Neuere Ergebnisse liegen nicht vor. Aus internationalen Zusammenstellungen über Vorhaben zur absoluten Schweremessung, zuletzt anlässlich der 14. Generalversammlung der IUGG 1967 in Luzern [64], ist zu entnehmen, daß die Arbeiten in Tokio fortgesetzt werden.

Aus Schweden gibt es Hinweise auf zwei verschiedene Unternehmen zur absoluten Schweremessung. BJERHAMMAR berichtet 1967 über ein beabsichtigtes Experiment mit einem frei fallenden Tripelspiegel in einer frei fallenden Kammer [161]. Die Längenmessung soll dabei mit Lasern erfolgen, die Zeitmessung mit elektronischen Zählgeräten. Fortschrittsberichte zu diesen Arbeiten liegen nicht vor. In Stockholm (Rikets allmänna kartverk) wurde ein transportables Gerät mit fallenden Kugeln, die sich in einer fallenden Kammer befinden, fertiggestellt [5, 98, 161, 164]. Die Messungen sollten bis Ende 1970 abgeschlossen werden [164].

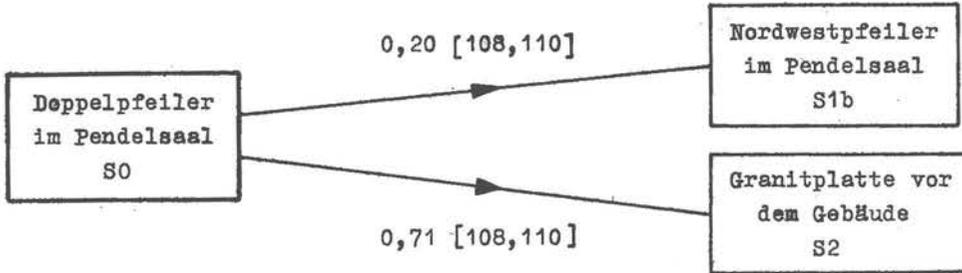
Neben dem bereits erfolgreich eingesetzten Laserinterferometer von FALLER (siehe Abschnitt 6.1.16.) wird in den USA an einem zweiten, als "charged particle absolute gravimeter" bezeichneten, transportablen Absolutgravimeter gearbeitet [136]. Grundlage des Meßverfahrens ist der senkrechte Wurf. Eine mit einer dünnen Aluminiumschicht überzogene, hohle Glaskugel wird in einem elektrischen Feld senkrecht nach oben beschleunigt. Die Steighöhe außerhalb des elektrischen Feldes beträgt etwa 15 cm. Ein auf $0,01$ bis $0,02$ um genau ausgemessenes Längenetalon definiert zwei Bezugsniveaus. Beim Durchgang der Glaskugel durch diese Niveaus werden Start- und Stoppimpulse für einen Nanosekundenzähler ausgelöst. Die erste Erprobung ergab eine Meßgenauigkeit von $\pm 1,0$ mGal; eine Genauigkeitssteigerung auf $0,1$ mGal ist vorgesehen. Die Gesamtmasse der Meßapparatur einschließlich der elektronischen Zusatzgeräte und einer Recheneinheit beträgt 300 kg.

Ein weiteres transportables Absolutgravimeter auf der Basis des Laserinterferometers wird in Frankreich von der Firma Thomson-CSF in Zusammenarbeit mit dem BIPM entwickelt [85, 86]. Das Meßprinzip entspricht dem des Gerätes von FALLER (siehe Abschnitt 6.1.16.). Bei einer Fallhöhe von etwa 50 cm soll eine Meßgenauigkeit von $0,1$ mGal erreicht werden. Die Masse des Gravimeters wird zu 150 kg angegeben.

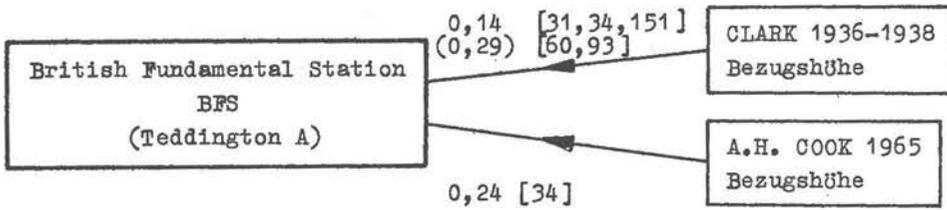
6.2. Relative Schweremessungen zwischen Absolutstationen

Die Ergebnisse absoluter Schweremessungen beziehen sich zunächst auf einen Punkt innerhalb der benutzten Apparatur, der für gravimetrische Anschlußmessungen im allgemeinen nicht zugänglich ist. Daher werden in geringer Entfernung gravimetrische Anschlußpunkte eingerichtet und die Schweredifferenzen zwischen ihnen und dem primären Bezugspunkt innerhalb der jeweiligen Apparatur rechnerisch aus der Höhendifferenz und dem vertikalen Schweregradienten oder durch Messungen mit Gravimetern bestimmt. Sollen

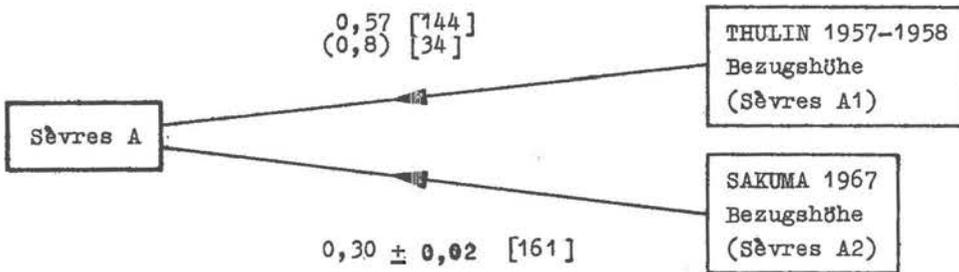
1. Potsdam



2. Teddington



3. Sèvres



4. Ottawa

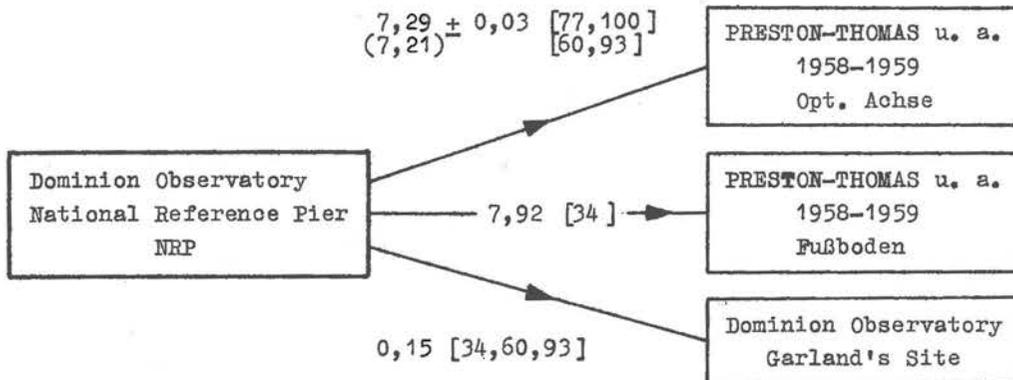
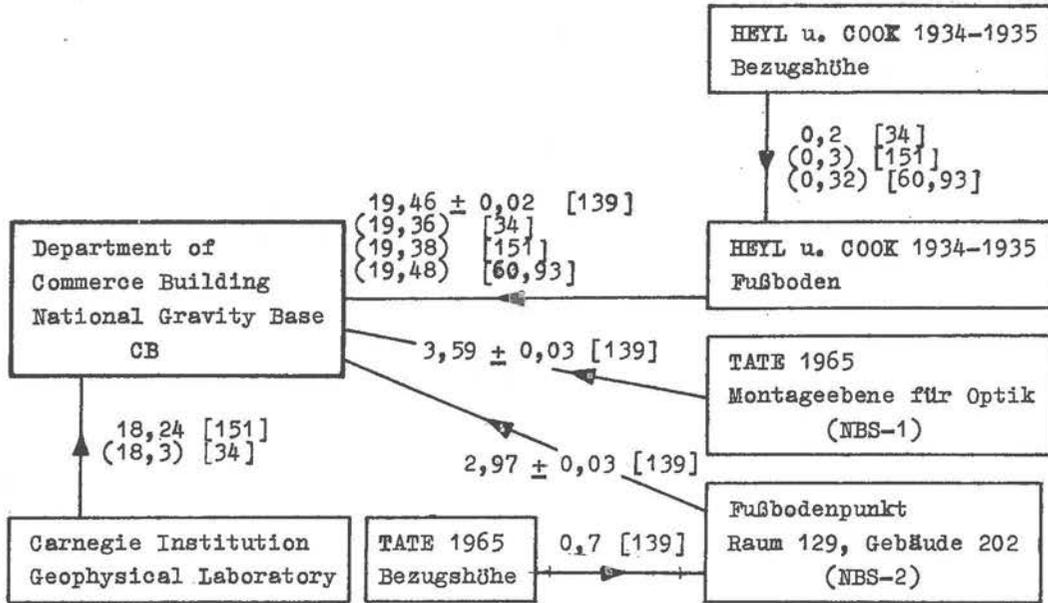
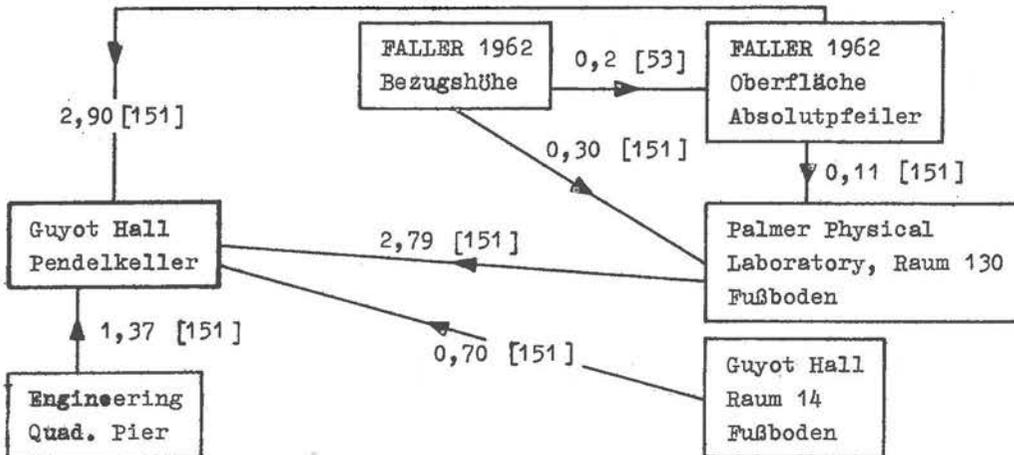


Abb. 13. Exzentren der Absolutstationen.

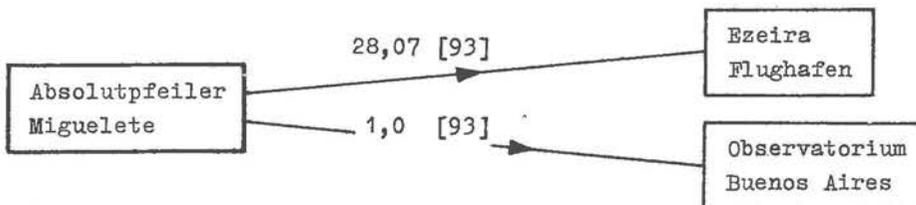
5. Washington



6. Princeton, N. J.



7. Buenos Aires



Schweredifferenzen [mGal]

bei dieser Übertragung Genauigkeiten von 0,01 mGal oder besser erreicht werden, so muß der Einfluß des Meßpeilers und des Gebäudes auf das Schwerfeld in der Umgebung der Meßpunkte berücksichtigt werden. Der direkten Messung der Schwereunterschiede ist der Vorzug zu geben. REICHENEDER zeigte, daß auch dann noch durch unterschiedliche vertikale Schweregradienten und die Höhe des Meßsystems im Gravimeter Fehler von einigen 0,01 mGal entstehen können, und gab ein Korrekturverfahren an, durch das die gemessenen Schwereunterschiede auf das Niveau der Meßpunkte bezogen werden [107, 110, 112]. Bei den Fallexperimenten von SAKUMA (Sèvres 1967) ist die erreichte Meßgenauigkeit bereits so hoch, daß die Unsicherheit des aus den Messungen abgeleiteten Schwerewertes zu einem großen Teil durch die Übertragung auf den gravimetrischen Anschlußpunkt Sèvres A bestimmt wird [126].

In Abb. 13 sind die hier interessierenden Exzentren zusammengestellt, bezogen auf die jeweiligen nationalen Bezugspunkte oder andere wichtige gravimetrische Stationen. Die Angabe "Bezugshöhe" weist auf den Bezugspunkt der jeweils benutzten Meßapparatur hin. Die Genauigkeit der angegebenen Werte liegt bei einigen 0,1 mGal. Außer den unmittelbaren Anschlußpunkten für die Absolutmessungen sind einige bei Verbindungsmessungen wichtige Meßpunkte mit aufgenommen. Liegen für die Schwereunterschiede mehrere Angaben vor, so sind die nicht benutzten in Klammern gesetzt. Eine Beschreibung der örtlichen Lage der Bezugspunkte findet man in dem Katalog von MORELLI [96] und bei HAMILTON [66].

Bei der Übertragung des Potsdamer Bezugswertes auf die verschiedenen Absolutstationen ist es zweckmäßig, die zur Verfügung stehenden relativen Schwereunterschiede in vier Gruppen einzuteilen und diese getrennt zu bearbeiten:

1. Verbindungsmessungen zwischen Potsdam und den westeuropäischen Stationen (Sèvres, Teddington),
2. Transatlantische Verbindungen (Ottawa, Washington, Buenos Aires),
3. Verbindungsmessungen zwischen Washington und Princeton,
4. Verbindungsmessungen zwischen Potsdam und Leningrad.

Die Schwereunterschiede zwischen den europäischen Absolutstationen in Sèvres und Teddington können über die Verbindung Potsdam - Bad Harzburg [42, 65] und das Europäische Gravimetereichsystem (EGS) [81] ermittelt werden. Außerdem können die Verbindungen zwischen Potsdam und Kopenhagen benutzt werden [66, 159]. Die Maßstabsfaktoren der benutzten Gravimeter sind entweder bis auf $\pm 1 \cdot 10^{-4}$ bekannt [65] oder auf das Europäische Gravimetereichsystem bezogen worden [66].

Für die Schwereunterschiede zwischen Potsdam SO und Teddington A sowie Sèvres A ergeben sich aus den Messungen von HAMILTON [66] im Maßstab des EGS die Werte

Potsdam SO - Sèvres A: -333,87 mGal,
 Potsdam SO - Teddington A: - 78,17 mGal.

Dabei sind die von HAMILTON selbst angegebenen Werte für die Exzentren benutzt worden.

Die Schwereunterschiede zwischen Potsdam S2 und Bad Harzburg beträgt 95,16 mGal [42, 65]. Mit den in [81] angegebenen ausgeglichenen Schwereunterschieden des EGS kann man die beiden gewünschten Schwereunterschiede berechnen. In gleicher Weise ergeben sich

diese Differenzen aus dem zwischen Potsdam S2 und Kopenhagen-Kastrup II gemessenen Unterschied von $-281,63$ mGal (unveröff.).

	über Bad Harzburg	über Kopenhagen
Potsdam S0 - Sèvres A:	$-333,91$ mGal	$-334,11$ mGal
Potsdam S0 - Teddington A:	$-78,28$ mGal	$-78,40$ mGal

Schließlich gestatten auch die Messungen von WOOLLARD [151] zwischen Potsdam, Paris und London die Ableitung weiterer Werte für die beiden Verbindungen. WOOLLARDs Beobachtungen lassen sich nach GROSSMANN [63] auf das EGS beziehen, und man bekommt

Potsdam S0 - Sèvres A:	$-334,29$ mGal,
Potsdam S0 - Teddington A:	$-78,19$ mGal.

Bei der Mittelung der vier Messungen ist zu beachten, daß die Werte von HAMILTON mit 2 Geräten, über Bad Harzburg mit 8, über Kopenhagen mit 6 und bei WOOLLARD mit nur einem Gerät gewonnen wurden. Berücksichtigt man ferner, daß nur HAMILTON und WOOLLARD direkt gemessen haben, so erscheinen die folgenden Gewichtungsfaktoren für die Mittelbildung sinnvoll:

HAMILTON 4, Verbindung über Bad Harzburg 8,
Verbindung über Kopenhagen 6, WOOLLARD 2.

Die beiden Schwereunterschiede nehmen dann die Werte an

Potsdam S0 - Sèvres A:	$(-334,03 \pm 0,07)$ mGal,
Potsdam S0 - Teddington A:	$(-78,28 \pm 0,05)$ mGal.

Zum Vergleich sei angeführt, daß die hieraus folgende Differenz Sèvres A - Teddington A von $255,75$ mGal sehr gut mit dem aus dem Europäischen Gravimetereichsystem abzuleitenden Wert von $255,71$ mGal übereinstimmt.

Die zum Anschluß der Absolutstationen Ottawa, Washington und Buenos Aires benutzten Verbindungsmessungen sind in Tab. 26 zusammengestellt. Um die durch die Problematik der Gravimetereichung bedingten Unsicherheiten weitestgehend auszuschalten, wurden vorwiegend Pendelmessungen (ähnlich dem Vorgehen von COOK in [34]) und nur drei Gravimeterverbindungen berücksichtigt: die Messungen zwischen Ottawa und Genf [93], bei denen der überbrückte Schwereunterschied sehr gering ist, die Messungen von HAMILTON [66], die an europäische und amerikanische Pendelmessungen angeschlossen sind, und die Messungen von WOOLLARD [151], die sich nach GROSSMANN [63] auf das Europäische Gravimetereichsystem umrechnen lassen. Es liegen zwar noch weitere transatlantische Gravimeterverbindungen auf Strecken mit kleinen Schweredifferenzen vor (Gander - Paris, New York - Rom, Buenos Aires - Rom [93]), durch den Anschluß an die Absolutstationen oder an Stationen des Europäischen Gravimetereichsystems entstehen jedoch dieselben Probleme wie bei direkten Gravimetermessungen über große Schweredifferenzen. Bei den Pendelmessungen wurden lediglich einige ältere ausgeschlossen. Die Schweredifferenz Genf - Teddington ist dem Europäischen Gravimetereichsystem entnommen [81].

In Tab. 26 sind - soweit nachweisbar - auch die Originalquellen angegeben, die jedoch nicht immer eingesehen werden konnten. Gewisse Unstimmigkeiten in den vorgefundenen Werten lassen sich durch unterschiedliche Berücksichtigung der Exzentren und durch Neubearbeitung und nachträgliche Korrekturen erklären, konnten jedoch ebenfalls nicht

Tab. 26. Verbindungsmessungen zu den Stationen Ottawa, Washington, Buenos Aires

<u>Europäisches Gravimetereichsystem</u>		<u>Lit.</u>	<u>Δg [mGal]</u>	<u>v_1 [mGal]</u>
1. <u>Genf (Obs.) - Teddington A</u>		[81]	+615,40	0
 <u>Transatlantische Verbindungen</u>				
2. <u>Ottawa (NRP) - Teddington A</u>				
ROSE u. WOOLLARD 1953-1955	Gulf-Quarzpendel	[93, 117]	+576,35	+0,29
GARLAND u. COOK 1955	Cambridge-Invarpendel	[34, 60, 93]	+577,10	+1,04
WINTER, VALLIANT, HAMILTON 1961	DomObs.Bronzependel	[34, 150]	+576,75	+0,69
HAMILTON 1963	2 LACOSTE-Gravimeter (Ausgleichung, Satz 4)	[66]	+575,65	-0,41
	Mittel:		<u>+576,46</u>	
3. <u>Genf (Obs.) - Ottawa (NRP)</u>				
INNES, MORELLI, RICE	Gravimeter	[93]	<u>+ 39,81</u>	-0,48
4. <u>Washington (CB) - Teddington A</u>				
BROWNE u. BULLARD 1940	Cambridge-Invarpendel	[25]	+1077,34	-0,35
GARLAND u. COOK 1955	Cambridge-Invarpendel	[95]	+1077,25	-0,44
ROSE u. CARLSON 1954	Gulf-Quarzpendel	[152, . S. 194]	+1078,41	+0,72
... 1960	Gulf-Quarzpendel	[34]	+1077,35	-0,34
ROSE 1963	Gulf-Quarzpendel	[34]	+1077,78	+0,09
WOOLLARD 1959	Gulf-Quarzpendel	[95]	+1077,74	+0,05
MATEO 1963	Askania-Pendel	[158]	+1077,81	+0,12
WOOLLARD 1963	LACOSTE-Gravimeter (Eichkorr. nach GROSSMANN)	[151, 63]	+1077,56	-0,13
			<u>+1077,66</u>	

			<u>Lit.</u>	<u>Δg[mGal]</u>	<u>v_1[mGal]</u>
5. <u>Buenos Aires (Mig.) - Teddington A</u>					
BAGLIETTO 1959-1960	LENNOX-CONYNGHAM-Pendel		[11]	+1491,3	-0,16
JACKSON 1959	Cambridge-Invarpendel		[33]	+1491,6	+0,14
WOOLLARD	Gulf-Quarzpendel		[33]	+1491,0	-0,46
HAMILTON 1963	2 LACOSTE-Gravimeter (Ausgleichung, Satz 4)		[66]	+1491,03	-0,43
			Mittel:	<u>+1491,23</u>	

Inneramerikanische Verbindungen

6. <u>Washington (CB) - Ottawa (NRP)</u>					
GARLAND 1953	Cambridge-Invarpendel		[95]	+502,93	+1,30
GARLAND u. COOK 1955	Cambridge-Invarpendel		[95]	+500,13	-1,50
THOMPSON 1959	Dom.Obs.Bronzependel		[95]	+501,48	-0,15
Univers. Wisconsin 1953-1961	Gulf-Quarzpendel (17 Beobachtungen, Bereich 501,48 ... 502,25)		[34]	+501,72	+0,09
			Mittel:	<u>+501,69</u>	

7. <u>Buenos Aires (Mig.) - Washington (CB)</u>					
WATKINS u. IVERSON 1957	Gulf-Quarzpendel		[152, p. 202]	+414,62	+0,86

8. <u>Buenos-Aires (Mig.) - Ottawa (NRP)</u>					
HAMILTON 1963	2 LACOSTE-Gravimeter (Ausgleichung, Satz 4)		[66]	+915,41	-0,02

immer überprüft werden. Für die Exzentren wurden hier die in Abb. 13 angegebenen Werte benutzt.

Zur Ableitung widerspruchsfreier Differenzen wurden zunächst die Mittelwerte für die verschiedenen Strecken gebildet und diese mit Gewichten entsprechend der Anzahl der zugrunde liegenden Messungen ausgeglichen. Um die dem Europäischen Gravimeter-eichsystem entnommene Differenz Genf - Teddington nicht zu ändern, erhielt sie das Gewicht "unendlich". Die Schwereunterschiede vor und nach der Ausglei chung und die benutzten Gewichte sind in Tab. 27 zusammengestellt. Der mittlere Fehler der Gewichtseinheit ergibt sich zu $m_0 = \pm 0,69$ mGal. Die letzte Spalte von Tab. 27 erhält die gem

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{p}}$$

den einzelnen Schweredifferenzen auf Grund der verschiedenen Gewichte zuordnenden Fehler. In Tab. 26 sind auch die Abweichungen v_1 der Ausgangswerte von den ausgeglichenen Differenzen wiedergegeben. Man erkennt, daß die Einzelmessungen in einigen Fällen um mehr als 1 mGal von den ausgeglichenen Werten abweichen.

Tab. 27. Ausglei chung der Schweredifferenzen für die Stationen Ottawa, Washington, Buenos Aires

Nr.	Strecke	Gewicht p	Schweredifferenz [mGal]		m [mGal]
			vor Ausglei chung	nach Ausglei chung	
1.	Genf (Obs.) - Teddington A	∞	+ 615,40	+ 615,40	0
2.	Ottawa (NRP) - Teddington A	4	+ 576,46	+ 576,06	$\pm 0,34$
3.	Genf (Obs.) - Ottawa (NRP)	1	+ 39,81	+ 39,33	$\pm 0,69$
4.	Washington (CB) - Teddington A	8	+1077,66	+1077,69	$\pm 0,24$
5.	Washington (CB) - Ottawa (NRP)	20	+ 501,69	+ 501,63	$\pm 0,15$
6.	Buenos Aires (Mig.) - Teddington A	4	+1491,23	+1491,46	$\pm 0,34$
7.	Buenos Aires (Mig.) - Washington (CB)	1	+ 414,62	+ 413,76	$\pm 0,69$
8.	Buenos Aires (Mig.) - Ottawa (NRP)	1	+ 915,41	+ 915,39	$\pm 0,69$

Für Princeton stehen zwei Gravimeter- und eine Pendelverbindung mit Washington zur Verfügung. Umgerechnet auf Guyot Hall, Pendelkeller, in Princeton und Commerce Base in Washington, ergeben sich die folgenden Differenzen:

STEINHART u. IVERSON 1956 [152]	Gulf-Quarzpendel	59,86 mGal
BONINI u. WOOLLARD 1957 [54, 81]	WORDEN-Gravimeter	59,46 mGal
WOOLLARD 1963 [154]	2 Gravimeter	59,60 mGal

Mittel: 59,64 mGal

Das Mittel stimmt sehr gut mit den zeitlich letzten Messungen von WOOLLARD überein und dürfte wegen der ohnehin verhältnismäßig geringen Streuung aller drei Messungen große Zuverlässigkeit besitzen.

COOK [34] weist auf gewisse Unklarheiten bezüglich des von FALLER [51, 52, 54] bei den Anschlußmessungen nach Washington in der Guyot Hall benutzten Bezugspunkts hin. Da FALLER unter Bezugnahme auf die Arbeit von BONINI und WOOLLARD [21] zwischen Washington, Geophysical Laboratory, und Princeton, Guyot Hall, eine Differenz von 77,0 mGal angibt und andererseits bei der Übertragung des Schwerewertes von der Oberfläche des Pfeilers für die Absolutmessungen auf den Bezugspunkt in Guyot Hall eine Differenz von 2,2 mGal benutzt [34, 51, 52, 54], ergibt ein Vergleich mit den Messungen von WOOLLARD [151], daß es sich bei dem Bezugspunkt in Guyot Hall offensichtlich nicht um den Pendelkeller, sondern um einen Fußbodenpunkt im Raum 14 handeln muß, denn WOOLLARD gibt für diese beiden Punkte ebenfalls eine Schweredifferenz von 2,2 mGal an. Zwei bei COOK [34] zitierte Schweredifferenzen von 60,2 und 61,2 mGal zwischen Washington, Commerce Base, und Princeton, die sich höchstwahrscheinlich auf den Pendelkeller im Guyot Hall beziehen, wurden wegen des Fehlens näherer Angaben und des zwischen ihnen bestehenden großen Unterschiedes nicht berücksichtigt.

Die verfügbaren Anschlußmessungen zwischen Potsdam und Leningrad werden in den Arbeiten von AGALECKIJ, EGOROV und MARCINJAK [2] und von MORELLI [93] beschrieben. Es handelt sich um ältere Pendelmessungen zwischen Potsdam und Pulkovo (SAVANDER 1896 und 1897, HANSKI 1901, BORRASS 1901, SCHMEHL 1930, ANDERSEN 1930), aus denen PARIJSKIJ [97] für Pulkovo den Schwerewert

$$\varepsilon_{\text{Pulkovo}} = (981,399\ 4 \pm 0,000\ 54) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}$$

ableitete, und Gravimetermessungen zwischen Pulkovo und dem VNIIM in Leningrad (BULANZE 1948 mit 2 NÖRGAARD-Gravimetern und KORJAKIN und KORENEVA 1956 mit einem GAK und einem NÖRGAARD-Gravimeter), die übereinstimmend eine Schweredifferenz von 31,4 mGal ergaben und sich lediglich in den angegebenen Genauigkeiten unterscheiden ($\pm 0,6$ mGal bei den Messungen 1948, $\pm 0,16$ mGal bei den Messungen 1956). Aus den beiden Teilverbindungen wird für den neuen Bezugspfeiler des VNIIM der auf Potsdam bezogene Schwerewert

$$\varepsilon_{\text{VNIIM}} = (981,930\ 8 \pm 0,000\ 6) \text{ cm}\cdot\text{s}^{-2}$$

abgeleitet. Mit einer Unsicherheit von $\pm 0,6$ mGal ist die Schwereverbindung Potsdam - Leningrad verhältnismäßig ungenau. Wegen der Einbeziehung älterer Pendelmessungen sind darüber hinaus größere systematische Fehler nicht ausgeschlossen, die ihre Ursache sowohl in den Pendelmessungen selbst als auch - wenigstens teilweise - in den für Potsdam benutzten Anschlußwerten haben können.

Tab. 28. Schwerewerte im Potsdamer System

Potsdam SO	981,274 00 $\text{cm}\cdot\text{s}^{-2}$
Sèvres A	980,939 97
Teddington A	981,195 72
Ottawa NRP	980,619 66
Washington CB	980,118 03
Buenos Aires, Miguelete	979,704 26
Princeton, Pendelkeller Guyot Hall	980,177 67
Leningrad, VNIIM	981,930 8

Aus den hier abgeleiteten Schweredifferenzen ergeben sich für die einzelnen Bezugspunkte die in Tab. 28 zusammengestellten, auf das Potsdamer System bezogenen Schwerewerte. Die Genauigkeiten der angegebenen Werte sind unterschiedlich. Während die Fehler für Sèvres A und Teddington A mit großer Sicherheit unter 0,1 mGal liegen, ist bei den Stationen Ottawa, Washington, Princeton und Buenos Aires mit mehreren 0,1 mGal zu rechnen. Die größte Unsicherheit besitzt der Leningrader Wert mit etwa 0,6 mGal.

Es muß als Zufall angesehen werden, daß die für Ottawa und Washington angenommenen Bezugswerte $980,619\ 6\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-2}$ (WINTER u. a., zitiert in [100]) und $980,118\ 0\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-2}$ (United States Coast and Geodetic Survey, zitiert in [151]) sehr gut mit den entsprechenden Werten der Tab. 28 übereinstimmen, obwohl WOOLLARD [100] dem Schwerewert des United States Coast and Geodetic Survey für Washington auf Grund seiner eigenen Messungen eine Sicherheit von 0,1 mGal zuschreibt. Die von anderen Bearbeitern (z. B. MORELLI [93], UOTILA [146], COOK [34]) für die verschiedenen Bezugspunkte abgeleiteten Schwerewerte weichen jedoch von den Angaben der Tab. 28 mehr oder weniger stark ab, bedingt durch unterschiedliches Ausgangsmaterial und die Art der Bearbeitung.

In Tab. 29 sind die aus den Angaben in Tab. 28 sich ergebenden Schweredifferenzen zwischen den Stationen Sèvres A, Teddington A und Washington CB den entsprechenden Werten nach den Messungen von FALLER mit dem Absolutgravimeter gegenübergestellt (siehe Abschnitt 6.1.16., Tab. 25). Die gute Übereinstimmung dieser Differenzen läßt darauf schließen, daß die in Tab. 28 zusammengestellten Schwerewerte – mit Ausnahme des Wertes für Leningrad – wahrscheinlich keine größeren Fehler als 0,1 bis 0,2 mGal aufweisen.

Tab. 29. Vergleich der aus Tab. 28 abgeleiteten Schweredifferenzen mit den Ergebnissen des Absolutgravimeters von FALLER

	Schweredifferenzen in mGal		
	nach Tab. 28 (1)	nach FALLER (2)	(1)-(2)
Sèvres A - Teddington A	+ 255,75	+ 255,900 ± 0,078	-0,150
Teddington A - Washington CB	-1077,69	-1077,625 ± 0,100	-0,065
Washington CB - Sèvres A	+ 821,94	+ 821,725 ± 0,094	+0,215

In Ergänzung zu Tab. 28 sollen noch einige weitere Schwerewerte angefügt werden, die für den Vergleich von Absolutmessungen von Bedeutung sind. Sie beziehen sich alle auf das Potsdamer Schweresystem mit dem in Tab. 28 angegebenen Wert für Potsdam SO. DIETRICH [40, 48] gibt für den Bezugspunkt der Absolutapparatur im DAMW in Berlin-Friedrichshagen (Fußbodenpunkt unter der Fallapparatur) den Schwerewert $g_p = 981,279\ 96\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-2}$ an. – Nach Angaben von GERMAN [61] gilt für den Bezugspunkt der Fallapparatur der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig – unter Ausschaltung eines offensichtlichen Druckfehlers – der Schwerewert $g_p = 981,265\ 3\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-2}$. Da Angaben zur Bezugshöhe der Meßapparatur fehlen, ist eine genauere Überprüfung dieses Wertes anhand des in der Literatur veröffentlichten Materials [42, 65, 114] nicht

möglich. - Für den Punkt Sydney A (= Punkt 5099.9905 des Bureau of Mineral Resources, BMR) in Australien gilt nach [14] der Schwerewert $g_p = 979,685\ 74\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-2}$. - Schließlich wird für den japanischen Bezugspunkt in Kyoto ein Schwerewert von $g_p = (979,721\ 8 \pm 0,000\ 2)\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-2}$ angegeben [135].

6.3. Vergleich der absoluten Schweremessungen im Potsdamer Schweresystem

In Abschnitt 5.2. wurde als Ergebnis der neuen Reversionspendelmessungen in Potsdam der Schwerewert

$$g = (981,260\ 1 \pm 0,000\ 3)\ \text{cm}\cdot\text{s}^{-2}$$

angegeben, bezogen auf den Absolutpfeiler SO im Pendelsaal und die Höhe 87,00 m. Dieser Wert weicht um -13,9 mGal vom Niveau des Potsdamer Schweresystems ab, das durch die Messungen von KÜHNEN und FURTWÄNGLER 1898 - 1904 und denselben Bezugspunkt festgelegt wurde.

Die Abweichungen vom Potsdamer Schweresystem ermöglichen den Vergleich der an verschiedenen Orten ausgeführten absoluten Schweremessungen. Dazu sind in Tab. 30 die Ergebnisse der seit KÜHNEN und FURTWÄNGLER ausgeführten absoluten Schweremessungen zusammengestellt. Nähere Angaben zu den einzelnen Messungen, den Bezugspunkten, Methoden und nachträglich angebrachten Korrekturen finden sich in den Abschnitten 6.1.1. bis 6.1.16. Die auf das Potsdamer System bezogenen Schwerewerte an den jeweiligen Bezugspunkten wurden im allgemeinen aus den Angaben in Tab. 28 unter Berücksichtigung der Exzentren (Abb. 13) neu abgeleitet, nur in einigen Fällen mußte auf die Angaben der Autoren zurückgegriffen werden. Als Differenzen zum Potsdamer Schweresystem sind nicht nur die aus den Neuberechneten Bezugswerten sich ergebenden Abweichungen angegeben, sondern auch die in den Originalveröffentlichungen enthaltenen Werte. Als Folge von Unsicherheiten der Verbindungsmessungen können sich die beiden Angaben in Einzelfällen um mehr als 1 mGal unterscheiden, was vor allem bei den älteren Messungen zu beobachten ist.

Aus Tab. 30 ist deutlich die Entwicklung der Verfahren zur absoluten Schweremessung und der erreichten Meßgenauigkeiten zu erkennen. Die Ergebnisse der wenigen Messungen bis zu den Arbeiten von AGALECKIJ, EGOROV und MARCINJAK 1954 - 1959 in Leningrad streuen einschließlich der nachträglich veröffentlichten Korrekturen in einem Bereich von mehr als 10 mGal. Das erste Fallexperiment von VOLET 1951 zeigte eine besonders starke negative Abweichung. Aus dieser Situation heraus ist der Beginn der neuen Potsdamer Reversionspendelmessungen und die dabei angestrebte Genauigkeit von 1 mGal zu verstehen. Die nach 1960 abgeschlossenen Arbeiten zeigen untereinander eine immer besser werdende Übereinstimmung bei gleichzeitiger Verringerung der Meßunsicherheit. Die an dem Potsdamer Schweresystem anzubringende Korrektur kann heute mit großer Sicherheit zu -14,0 mGal angenommen werden.

Die neuen Potsdamer Reversionspendelmessungen sind neben den Arbeiten in Leningrad (1954 - 1959) die einzigen in letzter Zeit abgeschlossenen absoluten Schweremessungen nach Pendelverfahren. Die erreichte Meßunsicherheit von $\pm 0,3$ mGal bleibt wesentlich unter der ursprünglichen Genauigkeitsforderung von 1 mGal. Der erhaltene Schwerewert stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Ergebnis der Fallversuche im DAMW in Berlin

Tab. 30. Absolute Schweremessungen seit KÜHNEN und FURTWÄNGLER

Autor Ort Jahr	Me- tho- de	Gemessener Schwere- wert [cm·s ⁻²]	Bezugs- punkt	Schwerewert im Potsdamer System [cm·s ⁻²]	Differenz zum Potsdamer System [mGal]	
					Original- literatur	Neube- rechnung
KÜHNEN und FURTWÄNGLER Potsdam 1898 - 1904	RP	981,274 ± 0,003	Potsdam SO (87,00 m)	981,274 ± 0,003	-	-
Korr.:						
HEYL		981,260				-14
DRYDEN		981,262 3				-11,7
JEFFREYS		981,263 3				-10,7
BERROTH (Schneidenkorr.)		981,262 2 ± 0,001	(86,24 m)			-11,8
BERROTH (Differenzp.)		981,265 0	(86,70 m)			- 9,0
COOK		981,263 ± 0,001 9	(86,48 m)			-11,0
REICHENEDER		981,260 3				-13,7
HEYL und COOK Washington 1934 - 1935	RP	980,080 ± 0,003	Meßraum (95,7 m)	980,098 37	-20,0	-18,37
Korr.:						
JEFFREYS		980,081 6 ± 0,001 2				-16,77
CLARK Teddington 1936 - 1938	RP	981,181 5 ± 0,001 5	Meßraum (9,68 m)	981,195 58	-12,8	-14,08
Korr.:						
JEFFREYS		981,183 2 ± 0,000 6				-12,38
VOLET Paris 1951	FFM	980,916	Sèvres A	980,939 97	-24	-23,97
AGALECKIJ, EGOROV, MARCINJAK Leningrad 1954 - 1959	RP	981,918 8 ± 0,000 4	VNIIM	981,930 8		-12,0
	FFM	981,921 5	VNIIM			- 9,3
	-FK	± 0,001 6				
	FFS	981,922 9 ± 0,001 3	VNIIM			- 7,9
	Ges.	981,919 2 ± 0,003	VNIIM			-11,6
THULIN Paris 1957 - 1958	FFM	980,928 0 ± 0,001 0	Sèvres A	980,939 97	-12,8	-11,97
PRESTON-THOMAS u. a. Ottawa 1958 - 1959	FFM	980,613 2 ± 0,001 5	Opt. Achse Meßapp.	980,626 95	-13,7	-13,75

Tab. 30. Absolute Schwermessungen seit KÜHNEN und FURTWÄNGLER (Fortsetzung)

Autor Ort Jahr.	Me- tho- de	Gemessener Schwere- wert [cm.s ⁻²]	Bezugs- punkt	Schwerewert im Potsdamer System [cm.s ⁻²]	Differenz zum Potsdamer System [mGal]	
					Original- literatur	Neube- rechnung
BAGLIETTO Buenos Aires 1958 - 1961	RP	979,690 3	Miguelete Absolutpf.	979,704 26	-14	-13,96
		± 0,000 8				
		979,686 7			-17	-17,56
		± 0,000 5				
		979,694 0			-10	-10,26
		± 0,000 8				
FALLER Princeton 1962	FPI	980,160 4	Oberfl. Absolutpf.	980,174 77	-14,5 oder -15,1	-14,37
		± 0,000 7				
TATE Gaithersburg 1965	FF3 -FK	980,101 8	NBS-2	980,115 06	-13,2	-13,26
		± 0,000 5				
COOK Teddington 1965	SW	981,181 81	BFS	981,195 72		-13,91
		± 0,000 13				
SAKUMA Paris 1967 1968	SWI	980,925 975	Sèvres A	980,939 97	-13,785	-13,995
		± 0,000 03				
		980,925 965			-13,795	-14,005
		± 0,000 006				
GERMAN Braunschweig 1969	FFS	981,252 3	Bezugspkt. Meßapp.	981,265 3	-13	
		± 0,002				
DIETRICH Berlin 1969 - 1970	FF3	981,266 31	Fußboden- pkt. I-KW	981,279 96	-13,65	
		± 0,000 50				
BELL Sydney 1970	FPI	979,671 7	Sydney A	979,685 74	-14,0	
		± 0,000 19				
FALLER Gaithersburg 1968 Teddington 1968 Sèvres 1968	FPI	980,104 24	CB	980,118 03	-13,76	-13,79
		± 0,000 08				
		981,181 865			-13,60	-13,855
		± 0,000 06	BFS	981,195 72		
		980,925 965	Sèvres A	980,939 97	-13,795	-14,005
		± 0,000 05				

Erläuterung der benutzten Abkürzungen:

- RP = Reversionspendel
 FF3 = Freier Fall, Dreistationenmethode
 FFM = Freier Fall, Methode des fallenden Maßstabes
 FFS = Freier Fall, Methode des fallenden Stabes
 FPI = Freier Fall, direkte interferometrische Längenmessung
 SW = Senkrechter Wurf
 SWI = Senkrechter Wurf, direkte interferometrische Längenmessung
 FK = Fallende Kammer
 Ges. = Gesamtergebnis

überein. Auch der Vergleich mit anderen absoluten Schweremessungen zeigt, daß offensichtlich keine größeren systematischen Fehler vorhanden sind. Von besonderer Bedeutung ist dabei die Übereinstimmung mit den Arbeiten in Sèvres (SAKUMA 1967 - 1970, FALLER 1968) und Teddington (COOK 1965, FALLER 1968) sowohl wegen deren hoher innerer Genauigkeit als auch wegen der Sicherheit der Anschlußmessungen zu diesen Stationen.

Durch die Fall- und Wurfmethode mit direkter interferometrischer Längenmessung (SAKUMA, FALLER) wurde eine neue Epoche der absoluten Schweremessungen eingeleitet, in der nicht nur die Pendelverfahren, sondern auch die anderen Varianten der Fall- und Wurfmethode keine Rolle mehr spielen werden. Bei stationären Messungen deutet sich eine Genauigkeitssteigerung bis in den Mikrogalbereich an. Erste Messungen mit dem transportablen Absolutgravimeter von FALLER (1968 - 1969) erreichten eine Genauigkeit von $\pm 0,05$ mGal. Absolutgravimeter werden in zunehmendem Maße bei der Messung weltweiter Schweredifferenzen eingesetzt werden.

Verschiedene Institutionen nahmen die plötzliche Wendung in der Technik der absoluten Schweremessungen zum Anlaß, die eigenen Arbeiten nach anderen Verfahren entweder kurzfristig abzuschließen oder abzubereiten. In diesem Zusammenhang wurden auch die Reversionspendelmessungen in Buenos Aires und in Cambridge (USA) eingestellt.

Eine volle Nutzung der an anderen Stellen bei absoluten Schweremessungen erreichten hohen Meßgenauigkeiten ist wegen der Problematik der Verbindungsmessungen noch nicht oder nur in beschränktem Umfang möglich. Die an dem Potsdamer Schweresystem anzubringende Korrektur läßt sich gegenwärtig mit einer Genauigkeit von etwa 0,1 mGal angeben. Eine Steigerung der Übertragungsgenauigkeit in den Bereich von 0,01 mGal erfordert einen großen Aufwand sowohl hinsichtlich der unmittelbaren Messung der Schweredifferenzen als auch bei der Berücksichtigung der lokalen Schwereverhältnisse an den Meßpunkten.

7. Schlußfolgerungen

Das Ergebnis der neuen Potsdamer Reversionspendelmessungen zeigt, daß nach dem Reversionspendelverfahren Genauigkeiten von wenigen 0,1 mGal erreichbar sind. Aus dem Vergleich mit anderen absoluten Schweremessungen konnte außerdem geschlossen werden, daß offensichtlich auch keine größeren systematischen Fehler auftreten. Diese hohe Meßgenauigkeit ist jedoch nur einem großen meßtechnischen Aufwand und umfangreichen Untersuchungen zur Theorie des Reversionspendels zu verdanken. Eine wesentliche Genauigkeitssteigerung darüber hinaus stößt auf prinzipielle Schwierigkeiten. Je höhere Genauigkeitsforderungen gestellt werden, desto komplizierter erweist sich der Bewegungsablauf des Pendels. In erster Linie sind hier die Vorgänge in der Schneidenlagerung zu nennen (geometrische und elastische Schneideneffekte, Gleitvorgänge, Eindrücken der Schneiden und Schneidenkompression) und das elastische Verhalten des Pendels als Ganzes (homogene Materialeigenschaften als Voraussetzung für die Berechnung der Biege- und der Dehnungskorrektur, Mitbewegung der Schneidenlagerung). Die Berücksichtigung der Störeinflüsse erfordert eine Vielzahl von Korrekturen, die oft nur unsicher zu erfassen sind und sich dem Geschehen im Bereich der Mikrostruktur der Materie nähern.

Von den beiden angewendeten Varianten des Reversionspendels erwies sich die mit Schwingflächen als die geeignetere. Die zwei benutzten Reversionspendelgeräte wurden in Abschnitt 5.2. einander gegenübergestellt. Vorteile des Pendels mit Schwingflächen sind in erster Linie die günstigeren Voraussetzungen für die Anwendung interferometrischer Längenmeßverfahren und der Wegfall verschiedener Nebenforderungen bei der Schneidenherstellung, so daß den Eigenschaften der Schneidenkante erhöhte Aufmerksamkeit geschenkt werden kann. Eine wichtige Rolle spielt auch die Tatsache, daß keine Schneidenvertauschungen zur Elimination von Einflüssen der Schneidenradien erforderlich sind.

Die Genauigkeit von $\pm 0,3$ mGal und die gute Übereinstimmung mit anderen absoluten Schweremessungen wurden bisher bei Reversionspendelmessungen nicht erreicht. Auch die verschiedensten Varianten von Fall- und Wurfmethode der ersten Generation erlaubten keine wesentlich höheren Genauigkeiten. Eine sprunghafte, zunächst unerreichbar erscheinende Genauigkeitssteigerung wurde erst durch Anwendung direkter interferometrischer Längenmeßverfahren bei den Fall- und Wurfmethode ermöglicht. Damit wurde ein neuer Typ von Meßverfahren geschaffen, der die Grundlage für absolute Schweremessungen der Zukunft bildet. Neben der Messung von Schweredifferenzen mit transportablen Absolutgravimetern wird die Präzisionsgravimetrie mit stationären Anlagen zur Untersuchung von zeitlichen Schwereänderungen eine zunehmende Bedeutung gewinnen.

Literatur

- [1] AGALECKIJ, P.N.;
EGOROV, K.N. Rezultaty absoljutnyh opredelenij uskorenija sily tjažesti v punkte VNIIM (Leningrad).
Izmer. Techn., Moskva (1956) 6, S.29-34
- [2] AGALECKIJ, P.N.;
EGOROV, K.N.;
MARCINJAK, A.I. Absoljutnye opredelenija uskorenija sily tjažesti v punkte VNIIM.
Trudy VNIIM, Moskau - Leningrad (1958) 32, 92 S.
- [3] AGALECKIJ, P.N.;
EGOROV, K.N.;
MARCINJAK, A.I. Results of absolute determinations of the acceleration due to gravity by three independent methods in the point of "VNIIM" (Leningrad).
Bull. géodés., N.S., London - New York - Paris - Los Angeles (1959) 51, S. 82-90
- [4] ANDERSEN, E. Beitrag zur Mitschwingungstheorie der relativen Pendelmessungen mit 2- und 4-Pendelapparaten.
Kopenhagen: Bianco Lunos Bogtrykkeri A/S 1932, 96 S.
- [5] ASPLUND, L. Geodetic activities in Sweden 1963 - 1966.
Stockholm 1967.
Tagungsmaterial, 14. Generalversammlung der IUGG
Luzern 1967, 12 S.
- [6] BAESCHLIN, F.C. Lehrbuch der höheren Geodäsie.
Zürich: Orell Füssli Verlag 1948, 614 S.
- [7] BAGLIETTO, E.E. Contributions to applied geodesy.
Buenos Aires 1954.
Tagungsmaterial, 10. Generalversammlung der IUGG
Rom 1954
- [8] BAGLIETTO, E.E. Contributions to applied geodesy.
Tagungsmaterial, 11. Generalversammlung der IUGG
Toronto 1957
- [9] BAGLIETTO, E. Gravedad absoluta en Buenos Aires.
Bull. géodés., N.S., London - New York - Paris - Los Angeles (1959) 51, S. 52-62
- [10] BAGLIETTO, E. Contributions to applied geodesy.
Tagungsmaterial, 12. Generalversammlung der IUGG
Helsinki 1960
- [11] BAGLIETTO, E. Contributions à la Géodésie appliquée.
Tagungsmaterial, 13. Generalversammlung der IUGG
Berkeley 1963

- [12] BAGLIETTO, E.E.;
CERRATO, A.A. Contributions à la Géodésie appliquée.
Rapport présenté à la réunion de la Commission
Gravimétrique Internationale en Paris - Septembre
de 1970.
Buenos Aires 1970.
Tagungsmaterial, 6. Sitzung der internat. gravim.
Kommiss. Paris 1970
- [13] BALHORN; KUNZMANN;
LEBOWSKY Vermessung der Zeitmarken auf dem Fallstab zur Be-
stimmung der Fallbeschleunigung.
Wiss. Abh. phys.-techn. Bundesanstalt, Braunschweig
20 (1968, ersch. 1969) 1, S. 9
- [14] BARLOW, B.C. National report on gravity in Australia, July 1965
to June 1970.
Tagungsmaterial, 6. Sitzung der internat. gravim.
Kommiss. Paris 1970
- [15] BARTA, G. The Potsdam g-value and the displacement of the
Earth's core.
Tagungsmaterial, 4. Sitzung der internat. gravim.
Kommiss. Paris 1962
- [16] BARWELL, F.T. Surface contact in theory and practice.
Proc. Inst. mech. Engin., London 175 (1961) 17,
S. 853-876
- [17] BELL, G.A. The absolute determination of the gravitational
acceleration at Sydney, Australia.
Bur. gravim. internat., Bull. Inform., Paris (1970)
24, S. I. 35 - I. 36
- [18] BERROTH, A. Das Fundamentalsystem der Schwere im Licht neuer
Reversionspendelmessungen.
Bull. géodés., N.S., Paris (1949) 12, S. 183-204
- [19] BESSEL, F.W. Untersuchungen über die Länge des einfachen Sekun-
denpendels.
Abh. math. Kl. kgl. Akad. Wiss. Berlin 1826, Berlin
(1829), S. 1-254
- [20] BESSEL, F.W. Construction eines symmetrisch geformten Pendels mit
reciproken Axen.
Astron. Nachr., Altona 30 (1850) 697, S. 1-6
- [21] BONINI, W.E.;
WOOLLARD, G.P. The observation accuracy of high-range geodetic-type
Worden gravimeters.
Trans. amer. geophys. Union, Washington 38 (1957) 2,
S. 147-155

- [22] BORGHI, D.C.; MEDI, E. Teoria del gravimetro a rotazione.
Ann. Geofis., Roma 8 (1955) 1, S. 1-8
- [23] BORRASS, E. Bestimmung der Intensität der Schwerkraft auf
17 Stationen in der Nähe des Berliner Meridians
von Elsterwerda bis Arkona.
Veröff. kgl. preuss. geodät. Inst., N.F., nr. 9,
Berlin: Stankiewicz 1902, S. 49-144
- [24] BORRASS, E. Bericht über die relativen Messungen der Schwerkraft
mit Pendelapparaten in der Zeit von 1808 - 1909
und über ihre Darstellung im Potsdamer Schwereystem.
Verh. 16. allg. Konf. internat. Erdmess. London und
Cambridge 1909, Teil 3, Berlin 1911, 288 S.
- [25] BROWNE, B.C.;
BULLARD, E.C. Comparison of the acceleration due to gravity at the
National Physical Laboratory, Teddington and the
National Bureau of Standards, Washington.
Proc. roy. Soc. London, A 175 (1940), S. 110-117
- [26] BURWELL, J.T.;
RABINOWICZ, F. Reibungskoeffizienten bei sehr kleinen Gleitgeschwin-
digkeiten.
Schmiertechnik, Berlin 1 (1954) 1, S. 14
- [27] CANDLER, C. Modern interferometers.
London: Hilger & Watts 1951, 502 S.
- [28] CLARK, J.S. An absolute determination of the acceleration due to
gravity.
Philos. Trans. roy. Soc. London, A 238 (1939),
S. 65-123
- [29] COOK, A.H. Recent developments in the absolute measurement of
gravity.
Bull. géodés., N.S., London - New York - Paris -
Los Angeles (1957) 44, S. 34-59
- [30] COOK, A.H. Preparations for a new absolute determination of
gravity at the National Physical Laboratory,
Teddington.
Bull. géodés., N.S., London - New York - Paris -
Los Angeles (1959) 51, S. 63-71
- [31] COOK, A.H. Report on absolute measurements of gravity.
Tagungsmaterial, 4. Sitzung der internat. gravim.
Kommiss. Paris 1962

- [32] COOK, A.H. Report on absolute measurements of gravity (Summary). Bur. gravim. internat., Bull. Inform., Paris (1963)4, S. 57-67
- [33] COOK, A.H. Report on absolute measurements of gravity. Tagungsmaterial, 13. Generalversammlung der IUGG Berkelsy 1963
- [34] COOK, A.H. The absolute determination of the acceleration due to gravity. Metrologia, Berlin - Heidelberg - New York 1 (1965)3, S. 84-114
- [35] COOK, A.H. A new absolute determination of the acceleration due to gravity at the NPL. Metrologia, Berlin - Heidelberg - New York 1 (1965)4, S. 184
- [36] COOK, A.H. A new absolute determination of the acceleration due to gravity at the National Physical Laboratory, England. Philos. Trans. roy. Soc. London, A 261 (1967), S. 211-252
- [37] COOK, A.H.;
HAMMOND, J.A. The absolute determination of gravity at the National Physical Laboratory. Metrologia, Berlin - Heidelberg - New York 5 (1969)4, S. 141-142
- [38] COURTNEY-PRATT, I.S.;
EISNER, E. Contact of metallic bodies. Effect of tangential force. Engineering, London 185 (1958), S. 182-183
- [39] DEFFORGES, G. Observations du pendule. Mém. Dépôt gén. Guerre, Paris (1894)15, 196 S.
- [40] DIETRICH, M. The absolute determination of the acceleration due to gravity at the DAMW Berlin. Tagungsmaterial, 6. Sitzung der internat. gravim. Kommiss. Paris 1970
- [41] DRYDEN, H.L. A reexamination of the Potsdam absolute determination of gravity. J. Res. nat. Bur. Stand., Washington 29 (1942), S. 303-314

- [42] EBERHARD, O. Gravimetrische Anschlußmessungen Bad Harzburg - Potsdam.
Dt. geodät. Kommiss., R.B, München (1967) 152, 27 S.
- [43] EGOROV, K.N. Ob absoljutnych izmerenijach uskorenija sily tjažesti.
Izmer. Techn., Moskva (1959)1, S. 63
- [44] EGOROV, K.N.;
MARCINJAK, A.I. Ustanovlenie absoljutnogo značeniya uskorenija sily tjažesti dlja punkta VNIIM.
Izmer. Techn., Moskva (1960)8, S. 10-11
- [45] ELSTNER, C. Über die Genauigkeit der Messungen des magnetischen Feldes bei relativen Schweremessungen mit Invarpendeln.
Vermessungstechnik, Berlin 8 (1960)4, S. 103-104
- [46] ELSTNER, C. Über den Einfluß magnetischer Felder auf die Bewegung von Invarpendeln bei relativen Schweremessungen.
Arb. geodät. Inst. Potsdam (1966)8, 25 S.
- [47] ELSTNER, C. Zur Einwirkung der Stativelastizität auf Amplituden und Phasen von Schwerependeln.
Veröff. Zentr.-Inst. Physik d. Erde, [Potsdam] (1969) 3, 17 S.
- [48] ELSTNER, C. Landesbericht der DDR zur Tagung der Internationalen Gravimetrischen Kommission in Paris, Sept. 1970.
Tagungsmaterial, 6. Sitzung der internat. gravim. Kommiss. Paris 1970
- [49] ELSTNER, C. Zur Störung der Bewegung von Invarpendeln durch inhomogene magnetische Felder.
Wiss. Z. techn. Univ. Dresden 19 (1970)1, S. 117-120
- [50] ELSTNER, C.; u.a. Absolute Schweremessungen in Potsdam.
Vermessungstechnik, Berlin 18 (1970)4, S. 128-131
- [51] FALLER, J.E. An absolute interferometric determination of the acceleration of gravity.
Tagungsmaterial, 13. Generalversammlung der IUGG Berkeley 1963
- [52] FALLER, J.E. An absolute interferometric determination of the acceleration of gravity.
Thesis, Princeton University, 1963

- [53] FALLER, J. An absolute interferometric determination of the acceleration of gravity.
Bull. géodés., N.S., London - New York - Paris - Los Angeles (1965)77, S. 203-204
- [54] FALLER, J.E. Results of an absolute determination of the acceleration of gravity.
J. geophys. Res., Richmond 70 (1965)16, S. 4035-4038
- [55] FALLER, J.E. Precision measurement of the acceleration of gravity.
Science, Washington 158 (1967)3797, S. 60-67
- [56] FALLER, J.E. The laser interferometer free fall apparatus.
Bur. gravim. internat., Bull. Inform., Paris (1970)24, S.I.31 - I.33
- [57] FISCHER, E. Über das Wesen der Reibung beim Übergang von der Ruhe in die Bewegung.
Wiss. Z. TH Dresden 7 (1957/58)5, S. 1023-1031
- [58] FISCHER, H. Über den Einfluß elektrostatischer Felder auf die Periode von Schwerependeln.
Arb. geodät. Inst. Potsdam (1968)20, 72 S.
- [59] FISCHER, H. Quellungserscheinungen bei Achat-Pendelschneiden.
Feingerätetechnik, Berlin 19 (1970)11, S. 510-512
- [60] GARLAND, G.D.;
COOK, A.H. A determination of the differences in gravity between the National Physical Laboratory, Teddington, the Dominion Observatory, Ottawa, and the National Bureau of Standards, Washington.
Proc. roy. Soc. London, A 229 (1955), S. 445-458
- [61] GERMAN, S. g-measurement in PTB Braunschweig.
Tagungsmaterial, 6. Sitzung der internat. gravim. Kommiss. Paris 1970
- [62] GERMAN; DE BOER Bestimmung der Fallbeschleunigung.
Wiss. Abh. phys.-techn. Bundesanstalt, Braunschweig 20 (1968, ersch. 1969)1, S. 13
- [63] GROSSMANN, W. Preliminary report about a new direct connection between Potsdam and Bad Harzburg.
Tagungsmaterial, Sitzung der Spezialstudiengruppen 5 und 6 der internat. Assoc. Geodäsie Mailand 1964, 6 S.

- [64] GROSSMANN, W. 14. Assemblée générale - Lucerne (Suisse) - Comptes Rendus résumés des séances des sections - Section IV - Gravimétrie: Mesure de la pesanteur. Bull. géodés., N.S., London - New York - Paris - Los Angeles (1968)90, S. 421
- [65] GROSSMANN, W.; PESCHEL, H. Bestimmung der Schweredifferenz zwischen Potsdam und Bad Harzburg mit Askania-Gravimetern. Bull. géodés., N.S., London - New York - Paris - Los Angeles (1964)74, S. 335-340
- [66] HAMILTON, A.C. A comparison of gravity standards in Europe and the Americas. Dominion Observatory Ottawa 1963. Tagungsmaterial, 13. Generalversammlung der IUGG Berkeley 1963, Part I 61 S., Part II 19 S.
- [67] HAMMOND, J.A.; FALLER, J.E. Laser-interferometer system for the determination of the acceleration of gravity. I.E.E.E.I. Quantum Electron., USA 3 (1967)11, S. 597-602
- [68] HAUBRICH, R.A.; ROSE, J.C.; WOOLLARD, G.P. A method for the measurement of absolute gravity. Trans. amer. geophys. Union, Washington 39 (1958)1, S. 27-34
- [69] HAUBRICH, R.A.; ROSE, J.C.; WOOLLARD, G.P. A method for the measurement of absolute gravity. Bull. géodés., N.S., London - New York - Paris - Los Angeles (1959)51, S. 91-102
- [70] HELMERT, F.R. Beiträge zur Theorie des Reversionspendels. Veröff. kgl. preuss. geod. Inst. u. Centr.-Bur. internat. Erdmess., Leipzig: B.G. Teubner 1898; 92 S.
- [71] HEYL, P.R. The absolute value of gravity at Washington. Trans. amer. geophys. Union, Washington (1935), S. 60-61
- [72] HEYL, P.R.; COOK, G.S. The value of gravity at Washington. J. Res. nat. Bur. Stand., Washington 17 (1936), S. 806-839
- [73] HODSMAN, G.F.; CHAPPEL, F.A. The effective radius of curvature of knife edges. J. sci. Instrum., London 29 (1952), S. 330-332
- [74] HONKASALO, T. Gravity measurements. Suomen geodeettisen laitoksen julkaisuja (1969)65, S. 97-114

- [75] HYTÖNEN, E. Report on progress of the absolute gravity measurement with long wire pendulum. Bull. géodés., N.S., London - New York - Paris - Los Angeles (1968)87, S. 95-96
- [76] HYTÖNEN, E. Absolute gravity measurement with long wire pendulum in Helsinki. Report on progress of the measurement. Tagungsmaterial, 6. Sitzung der internat. gravim. Kommiss. Paris 1970
- [77] INNES, M.J.S. Gravity connexions for Canada. Bull. géodés., N.S., London - New York - Paris - Los Angeles (1959)51, S. 73-79
- [78] JANOVSKY, B.M. Über die absolute Schwerebestimmung im Punkt VNIIM (Leningrad). Freiburger Forsch.-H. (1961) C 100, S. 53-55
- [79] JEFFREYS, H. The figures of the Earth and Moon. Monthly Not. roy. astron. Soc. London, geophys. Suppl., 2 (1948)7, S. 219-247
- [80] JEFFREYS, H. On the absolute measurements of gravity. Monthly Not. roy. astron. Soc. London, geophys. Suppl., 2 (1949)9, S. 398-408
- [81] KNEISSL, M.;
MARZAHN, K. The adjustment 1962 of the European Calibration System. Bull. géodés., N.S., London - New York - Paris - Los Angeles (1963)69, S. 217-229
- [82] KÜHNEN, F.;
FURTWÄNGLER, Ph. Bestimmung der absoluten Größe der Schwerkraft zu Potsdam mit Reversionspendeln. Veröff. kgl. preuss. geodät. Inst., N.F., Nr. 27. Berlin: Stankiewicz 1906, 390 S.
- [83] KUKKAMÄKI, T.J. Two hundred meter pendulum. Bull. géodés., N.S., London - New York - Paris - Los Angeles (1959)51, S. 103
- [84] KUKKAMÄKI, T.J.;
HYTÖNEN, E. Two hundred meter pendulum. Tagungsmaterial, 12. Generalversammlung der IUGG Helsinki 1960
- [85] LACOMBAT, M. Etude d'un gravimètre transportable de type absolu. Tagungsmaterial, 6. Sitzung der internat. gravim. Kommiss. Paris 1970

- [86] LACOMBAT, M.;
PITCHER, G. Un nouveau procédé pour la mesure absolue de la pesanteur. Mesures, régulation, automatisme, Paris 34 (1969)6, S. 63-65
- [87] LORENZONI, G. Nuovo esame delle condizioni del supporto nelle esperienze fatte a Padova nel 1885 - 86 etc. Atti reale Ist. veneto Sci., Lettere ed Arti. Ser. 7, 5 (1892/93), 31 S.
- [88] MARCINJAK, A.I. Opredelenie absolutnoj veličiny sily tjažesti po padeniju žezla v vakuume. Izmer. Techn., Moskva (1956)5, S. 11-15
- [89] MARCINJAK, A.I. Nekotorye voprosy opredelenija g metodom svobodnogo padenija tel. Trudy VNIIM, Moskau - Leningrad (1959)37, S. 42-48
- [90] MARTIN, H.;
GERECKE, F.;
TRUPSER, Ch. Messung der Bodennruhe in Potsdam, Telegraphenberg am 28. und 29.1.1958. Unveröff. Bericht
- [91] MEDI, E. Un metodo per la misura assoluta dell'accelerazione di gravità: il rotogravimetro. Ann. Geofis., Roma 7 (1954)1, S. 487-490
- [92] MORAN, T.F. Report on progress of the AFCRL absolute gravity experiment by reversible pendulum. Tagungsmaterial, 5. Sitzung der internat. gravim. Kommiss. Paris 1965
- [93] MORELLI, C. Assemblée Générale de l'Association Internationale de Géodésie, Toronto 1957. Special Study Group No. 5, General Report. Bull. géodés., N.S., London - New York - Paris - Los Angeles (1959)51, S. 7-111, 12 Anhänge (Arbeiten verschiedener Autoren)
- [94] MORELLI, C. Gravità assoluta: Stato attuale e necessità metrologiche. Boll. Geodes. e Sci. affini, Firenze 19 (1960)4, S. 685-693
- [95] MORELLI, C. Report for the 12th General Assembly Helsinki 1960, IUGG, IAG, Sect. IV. Tagungsmaterial, 12. Generalversammlung der IUGG Helsinki 1960

- [96] MORELLI, G. Catalogue of pendulum stations and excenters for the first order World Gravity Net and Principal Related Stations.
Paris: Bur. gravim. internat. 1965, Part I
- [97] PARIJSKIJ, P.N. Uskorenie sily tjažesti v osnovnyh opornych punktach SSSR: Pulkovo, Moskve, Poltave i Kazani. Izv. VTOG i Gr, vyp. I, ONTI, 1935, S. 172
- [98] PETERSSON, I. Report on gravimetric work in Sweden. Tagungsmaterial, 5. Sitzung der internat. gravim. Kommiss. Paris 1965, 3 S.
- [99] PINTÉR, A. A gravitációs tér évszázadós változásáról. Geofizikai közlemények, Budapest 13 (1964)1, S. 7-20
- [100] PRESTON-THOMAS, H.;
u.s.a. An absolute measurement of the acceleration due to gravity at Ottawa.
Canad. J. Phys., Ottawa 38 (1960), S. 824-852
- [101] REICHENEDEDER, K. Zur Neubestimmung der absoluten Schwere in Potsdam. Z. Geophys., Würzburg 23 (1957)1, S. 1-3
- [102] REICHENEDEDER, K. Zur Neubestimmung der absoluten Schwere in Potsdam. Acta technica Acad. sci. hungaricae, Budapest 23 (1959), S. 251-255
- [103] REICHENEDEDER, K. Stellungnahme zu dem Manuskript von E. RIECKMANN und S. GERMAN: "Untersuchungen und Vorschläge zur Definition des Potsdamer Schweresystems und zu seiner Übertragung". Bull. géodés., N.S., London - New York - Paris - Los Angeles (1959)51, S. 104-106
- [104] REICHENEDEDER, K. Zur Definition des Potsdamer Schweresystems. Vermessungstechnik, Berlin 7 (1959)8, S. 205-209
- [105] REICHENEDEDER, K. Einfluß von Abstimmsschrauben in einem Pendel. Gerlands Beitr. Geophysik, Leipzig 74 (1965)2, S. 127-132
- [106] REICHENEDEDER, K. Das Pendel im inhomogenen Schwerfeld. Gerlands Beitr. Geophysik, Leipzig 74 (1965)3, S. 218-229

- [107] REICHENEDER, K. Über den Einfluß der Höhe des Meßsystems im Gravi-
meter.
Gerlands Beitr. Geophysik, Leipzig 75 (1966)3,
S. 179-183
- [108] REICHENEDER, K. The local gravity conditions in the Geodetic Insti-
tute Potsdam.
Boll. Geofis. teorica ed appl., Trieste 10 (1968)40,
S. 332-340
- [109] REICHENEDER, K. Bedeutung und Entwicklung der absoluten Schwerebe-
stimmung.
Österr. Z. Vermess.-Wesen, Wien 56 (1968)2, S. 37-52
- [110] REICHENEDER, K. Die lokalen Schwereverhältnisse im Geodätischen In-
stitut Potsdam.
Vermessungstechnik, Berlin 16 (1968)9, S. 321-325
- [111] REICHENEDER, K. Betrachtungen zu gegeneinander schwingenden Rever-
sionspendeln.
Vermessungstechnik, Berlin 16 (1968)11, S. 404-406
- [112] REICHENEDER, K. Zur Übertragung des Potsdamer Schweresystems.
Veröff. geodät. Inst. Potsdam, Nr. 31, Berlin 1968,
72 S.
- [113] RICE, D.A. Gravimetric activities of the United States 1965 -
1970.
Tagungsmaterial, 6. Sitzung der internat. gravim.
Kommiss. Paris 1970
- [114] RIECKMANN, E. Bericht über den Stand der Schweremessungen in
Braunschweig.
Bull. géodés., N.S., London - New York - Paris -
Los Angeles (1959)51, S. 50-51
- [115] RIECKMANN, E.;
 GERMAN, S. Das Potsdamer Schweresystem, seine vollständige
Definition und seine richtige Übertragung.
Dt. geodät. Kommiss., R. B, München (1957)50,
35 S.
- [116] RIECKMANN, E.;
 GERMAN, S. Untersuchungen und Vorschläge zur Definition des
Potsdamer Schweresystems und zu seiner Übertragung.
Bull. géodés., N.S., London - New York - Paris -
Los Angeles (1959)51, S. 44-49

- [117] ROSE, J.C.;
WOOLLARD, G.P. Report on gravity measurements carried out with the Gulf "M" and "K" sets of pendulums (1953-1955). Woods Hole oceanogr. Inst. (1956), R. 56-72
- [118] ROSE, J.C.;
WOOLLARD, G.P. The Woods Hole - University of Wisconsin Pendulum Gravity Program.
In: WOOLLARD, G.D.; ROSE, J.C.
"International Gravity measurements", Madison (Wisc.), Univ. Wisconsin, geophys. polar Res. Center 1963, Part 4, S. 171-282
- [119] SAKUMA, A. État actuel de la nouvelle détermination absolue de la pesanteur au Bureau International des Poids et Mesures.
Bull. géodés., N.S., London - New York - Paris - Los Angeles (1963)69, S. 249-260
- [120] SAKUMA, A. Mesure absolue de la pesanteur au Bureau International des Poids et Mesures.
Bur. gravim. internat., Bull. Inform., Paris (1966)14, S. I.8 - I.9
- [121] SAKUMA, A. Derniers résultats au Bureau International des Poids et Mesures, Sèvres.
Bur. gravim. internat., Bull. Inform., Paris (1970)22, S. I.4
- [122] SAKUMA, A. Méthode utilisée avec l'appareil de mesure absolue du BIPM et résultats sur trois ans d'observations.
Bur. gravim. internat., Bull. Inform., Paris (1970)24, S. I.34 - I.35
- [123] SAKUMA, A. Observations expérimentales de la constance de la pesanteur au Bureau International des Poids et Mesures, Sèvres, France. - Méthode utilisée avec l'appareil de mesure absolue du BIPM et résultats sur 3 ans d'observations.
Tagungsmaterial, 6. Sitzung der internat. gravim. Kommiss. Paris 1970
- [124] SAKUMA, A.;
CHARTIER, J.-M. Détermination absolue de g.
Proc. verbaux Séances Com. internat. Poids et Mesures, Sér. 2, Paris 36 (1968), S. 46-50
- [125] SAKUMA, A.;
CHARTIER, J.-M.;
DUHAMEL, M. Détermination absolue de g.
Proc. verbaux Séances Com. internat. Poids et Mesures, Sér. 2, Paris 34 (1966), S. 43-46

- [126] SAKUMA, A.;
CHARTIER, J.M.;
DUHAMEL, M. Détermination absolue de g.
Proc. verbaux Séances Com. internat. Poids et
Mesures, Sér. 2, Paris 35 (1967), S. 45-53
- [127] SCHIÖTZ, O.E. Resultate der im Sommer 1893 in dem nördlichsten
Theile Norwegens ausgeführten Pendelbeobachtungen
nebst einer Untersuchung über den Einfluß von
Bodenerschütterungen auf die Schwingungszeit eines
Pendels.
Norweg. Kommiss. europ. Gradmess.
Kristiania: Jakob Dybwad 1894, 42 S.
- [128] SCHMEHL, H. Über den Einfluß der Elastizität des Pendelstatives
auf die Schwingungszeiten zweier gleichzeitig auf
demselben Stativ schwingender Pendel.
Z. Geophys., Braunschweig 3 (1927), S. 157-160
- [129] SCHMERWITZ, G. Messung von Schneidenkrümmungsradien.
Z. Instrum.-Kde., Berlin 52 (1932)1, S. 1-14
- [130] SCHROETER, R. Vorbereitungen zur Messung der absoluten Schwere
in Potsdam.
Feingerätetechnik, Berlin 7 (1958)1, S. 21-22
- [131] SCHÜLER, R. Elektronische Bestimmung der Schwingungsdauer von
Präzisionspendeln.
Acta Imeko 1958. Ber. internat. mestechn. Konf.
Budapest 24. - 30.11.1958, Bd. II, Budapest 1959,
S. 227-233
- [132] SCHÜLER, R. Die Störung der Bewegung von Schwerependeln durch
ihre Lagerung.
Arb. geodät. Inst. Potsdam (1968)18, 140 S.
- [133] SCHÜLER, R.;
u.a. Absolute Schweremessungen mit Reversionspendeln in
Potsdam.
Vermessungstechnik, Berlin 18 (1970)12, S. 451-453
- [134] ŠOKIN, P.F. Gravimetrija.
Moskva: Geodezizdat 1960, 316 S.
- [135] SUZUKI, H. Fundamental gravity value in Japan.
Tagungsmaterial, 6. Sitzung internat. gravim.
Kommiss. Paris 1970, 5 S.

- [136] SZABO, B. The development of a charged particle absolute gravimeter.
Bur. gravim. internat., Bull. Inform., Paris (1970)24, S. I.42
- [137] TATE, R. Absolute value of g at the National Bureau of Standards.
Bur. gravim. internat., Bull. Inform., Paris (1966)14, S. I.6 - I.7
- [138] TATE, R. Absolute value of g at the National Bureau of Standards.
J. Res. nat. Bur. Stand., Washington C 70 (1966)2, S. 149
- [139] TATE, R. Acceleration due to gravity at the National Bureau of Standards.
J. Res. nat. Bur. Stand., Washington C 72 (1968)1, S. 1-20
- [140] TAUBENHEIM, J. Statistische Auswertung geophysikalischer und meteorologischer Daten.
Leipzig: Geest u. Portig 1969, 386 S.
- [141] TERRIEN, M. Adoption par le Bureau International des Poids et Mesures de la valeur de g absolue.
Bur. gravim. internat., Bull. Inform., Paris (1968)19, S. I.12
- [142] THULIN, A. Résultat d'une nouvelle détermination absolue de l'accélération due à la pesanteur, au Pavillon de Breteuil.
C. R. Acad. Sci., Paris 246 (1958)24, S. 3322-3324
- [143] THULIN, A. Une détermination absolue de g au Pavillon de Breteuil, par la méthode de la chute d'un règle.
Ann. Géophys., Frankreich 16 (1960)1, S. 105-127
- [144] THULIN, A. Détermination absolue de l'accélération due à la pesanteur au Pavillon de Breteuil.
Trav. et Mém. Bur. internat. Poids et Mesures, Paris 22 (1961)1, 91 S.
- [145] TOMONAGA, M. A short note on the study of the "Absolute Measurement of Gravity by the Falling Body Method".
Tagungsmaterial, 4. Sitzung der internat. gravim. Kommiss. Paris 1962

- [146] UOTILA, U.A. Adjustment of a world-wide gravity base station network.
Tagungsmaterial, 13. Generalversammlung der IUGG Berkeley 1963
- [147] VOLET, Ch. Sur la mesure absolue de la gravité.
C. R. Acad. Sci., Paris 222 (1946), S. 373-375
- [148] VOLET, Ch. L'intensité de la pesanteur déterminée par l'observation de la chute d'un corps.
C. R. Acad. Sci., Paris 224 (1947), S. 1815-1816
- [149] VOLET, Ch. Mesure de l'accélération due à la pesanteur, au Pavillon de Breteuil.
C. R. Acad. Sci., Paris 235 (1952), S. 442-444
- [150] WINTER, P.J.;
VALLIANT, H.D.;
HAMILTON, A.C. Pendulum observations at Ottawa, Gander, Teddington, Paris, Rome and Bad Harzburg.
Bull. géodés., N.S., London - New York - Paris - Los Angeles (1961)60, S. 141-166
- [151] WOOLLARD, G.P. An evaluation of the Potsdam datum.
Hawaii Inst. Geophys., sci. Rep. Nr. 1 (1963)
- [152] WOOLLARD, G.P.;
ROSE, J.C. International gravity measurements.
Madison (Wisc.): Univ. Wisconsin, geophys. polar Res. Center 1963, 518 S.
- [153] ... Empfehlung Nr. 10 der Internationalen Gravimetrischen Kommission, Paris 1956.
Bull. géodés., N.S., London - New York - Paris - Los Angeles (1957)44, S. 23 u. 29
- [154] ... 11. Generalversammlung der IUGG, Toronto 1957, Empfehlung Nr. 9 (Correction to Potsdam system).
Bull. géodés., N.S., London - New York - Paris - Los Angeles (1958)47, S. 94-97
- [155] ... Commission Gravimétrique Internationale, Paris 1959, Empfehlung Nr. 6.
Bull. géodés., N. S., London - New York - Paris - Los Angeles (1960)56, S. 154-155
- [156] ... Gravimétrie.
Proc. verbaux Séances Com. internat. Poids et Mesures, Sér. 2, Paris 28 (1960), S. 48-49

- [157] ... Mesure absolue de la pesanteur.
Bur. gravim. internat., Bull. Inform., Paris (1965)11,
S. 35-46
- [158] ... Informe nacional de la República Argentina.
V. Reunion de la CGI, Paris 1965.
Tagungsmaterial, 5. Sitzung der internat. gravim.
Kommiss. Paris 1965
- [159] ... Landesbericht der DDR zur Tagung der Internationalen
Gravimetrischen Kommission, Paris 1965.
Tagungsmaterial, 5. Sitzung der internat. gravim.
Kommiss. Paris 1965
- [160] ... 14. Generalversammlung der IUGG, Luzern 1967,
Empfehlung Nr. 23.
Bull. géodés., N.S., London - New York - Paris -
Los Angeles (1967)86, S. 282-283
- [161] ... Assemblée Générale de l'U.G.G.I. (Lucerne, 25 Sept.
- 7 Oct. 1967) Section IV de l'A.I.G.: Gravimétrie.
A - Absolute gravity measurements.
Bur. gravim. internat., Bull. Inform., Paris (1967)
16, S. I.5 - I.7
- [162] ... Astronomische Zeit- und Breitenbestimmungen.
Empfangszeiten von Zeitsignalen. Januar/Februar
1969.
Zentr.-Inst. Physik der Erde, Ber. II Potsdam,
Abt. Astron. (1969)1, 16 S.
- [163] ... Résultats de l'équipe Faller (Wesleyan University)
- Liaison intercontinentale.
Bur. gravim. internat., Bull. Inform., Paris (1970)
22, S. I.4
- [164] ... Rikets allmänna kartverk's gravimetric works in
1965 - 1969.
Tagungsmaterial, 6. Sitzung der internat. gravim.
Kommiss. Paris 1970, 3 S.

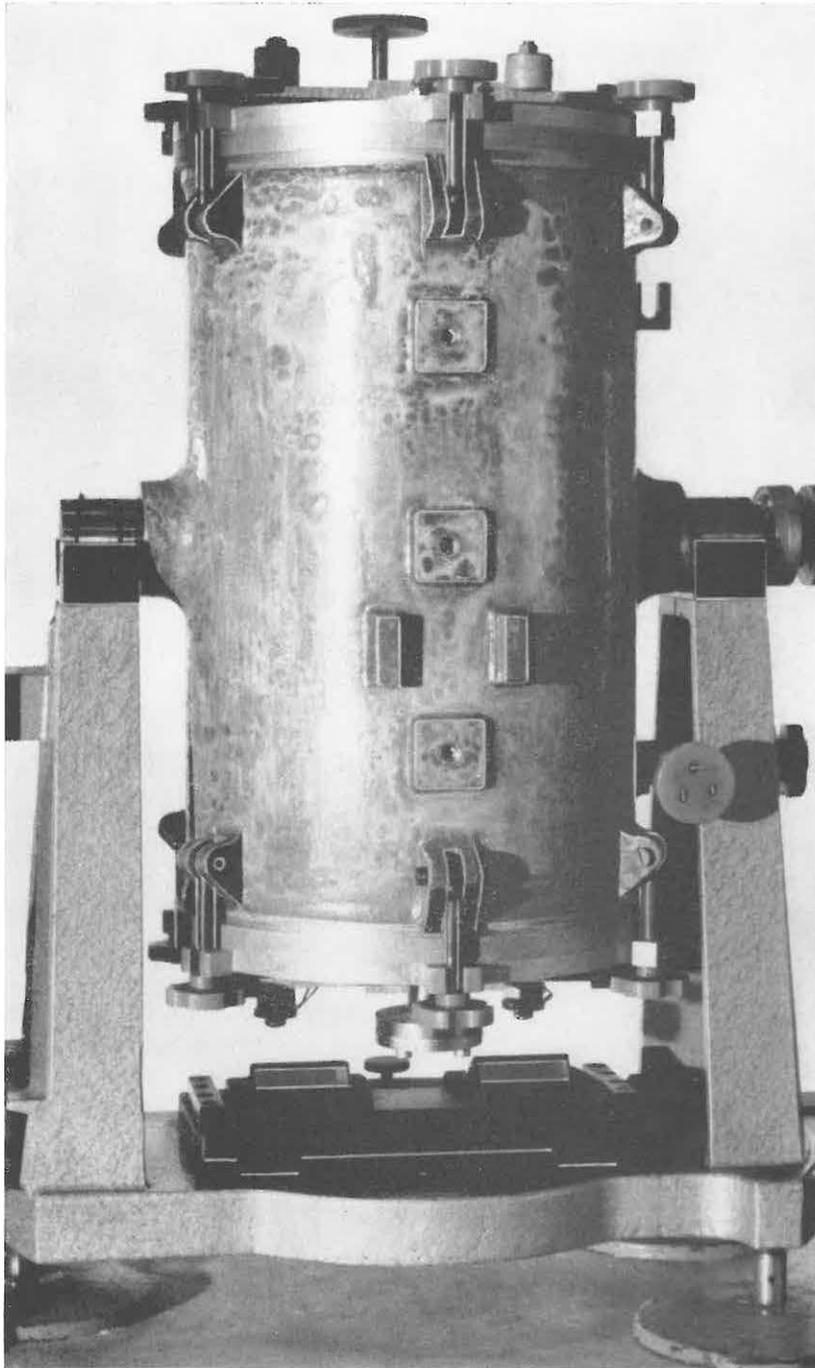


Bild 1. 25-cm-Reversionspendelgerät auf dem Pfeiler S8

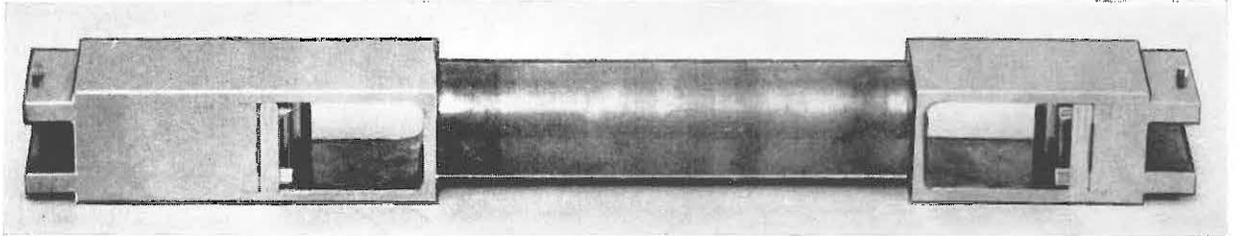


Bild 2. Pendel für das 25-cm-Reversionspendelgerät

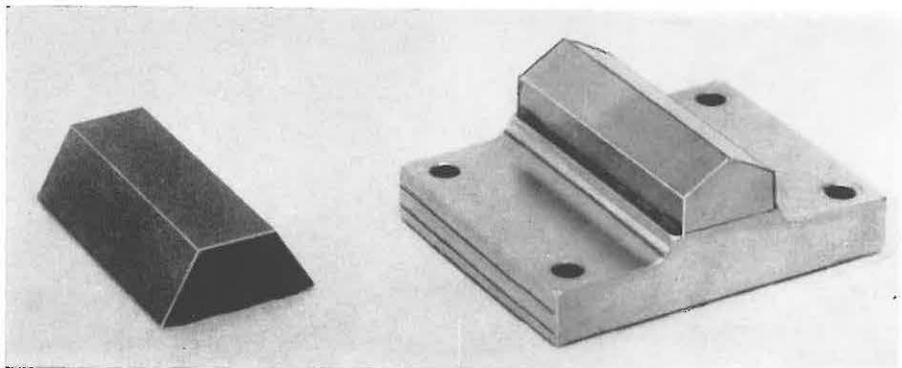


Bild 3. Schneide mit Grundkörper (rechts) und Lagerfläche (links)

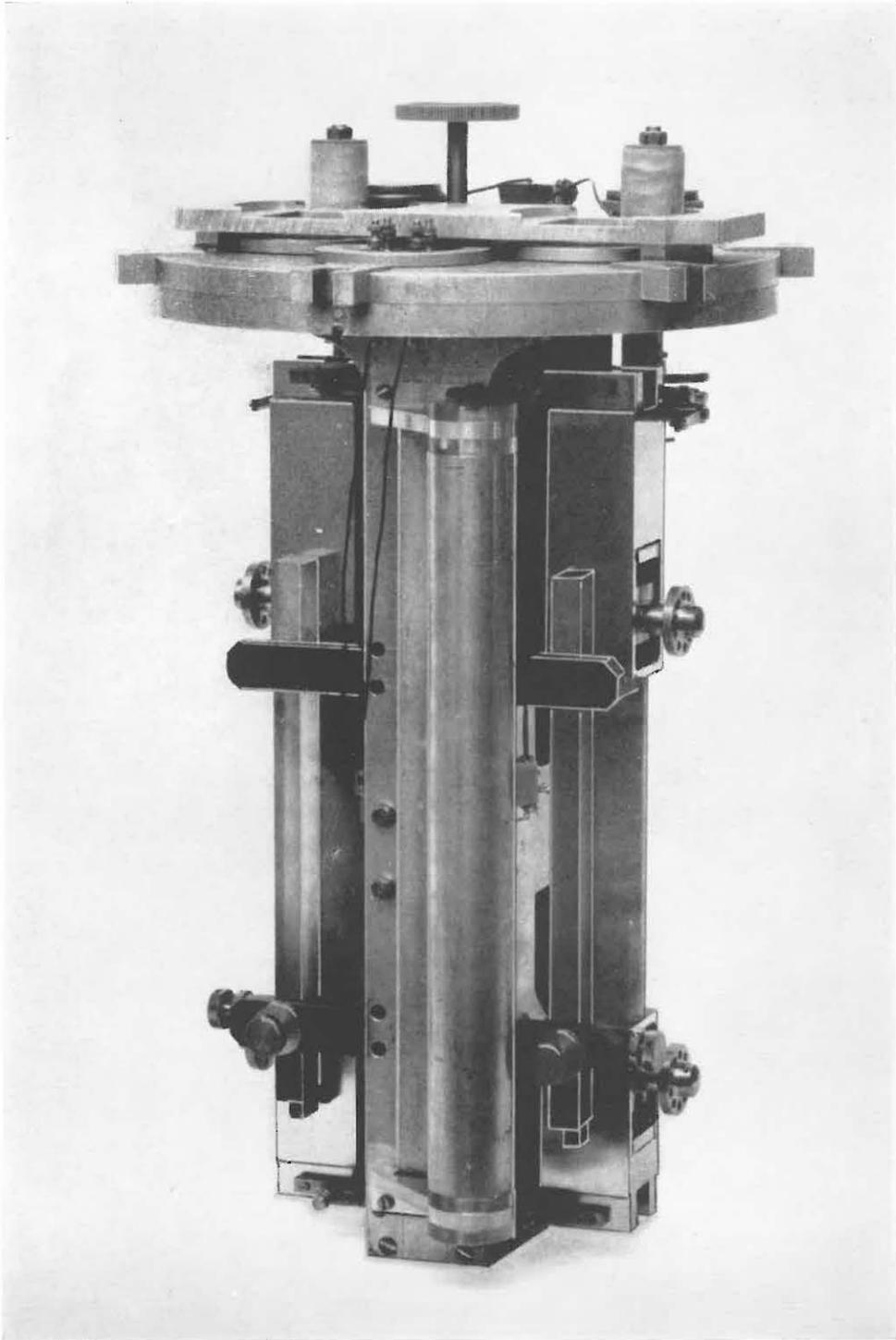


Bild 4. Innenansicht des 25-cm-Reversionspendelgerätes

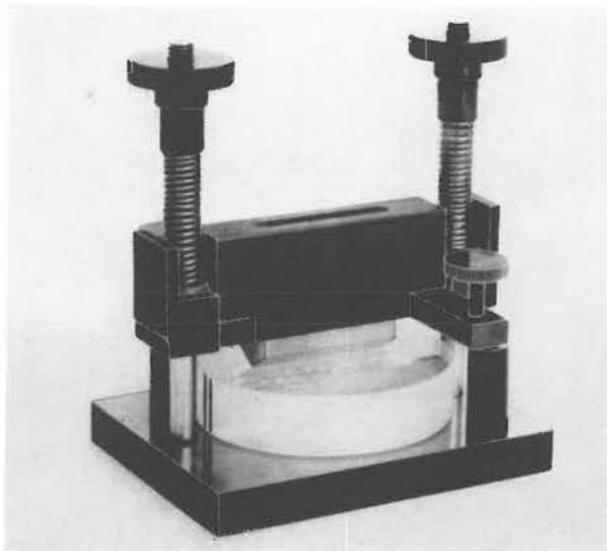


Bild 5. Belastungsvorrichtung zur externen Schneidhöhenmessung

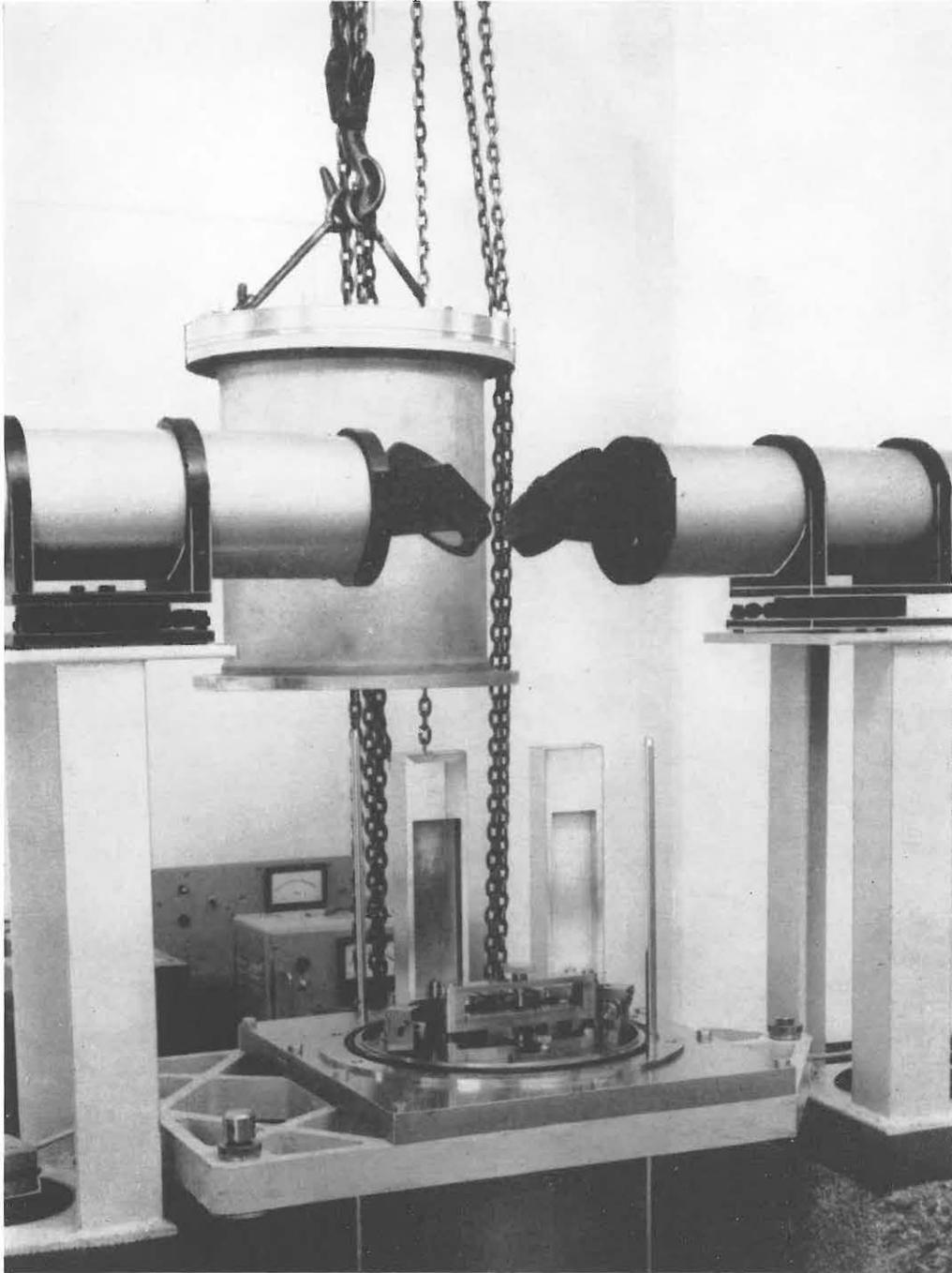


Bild 6. Quarzpendelgerät, geöffnet

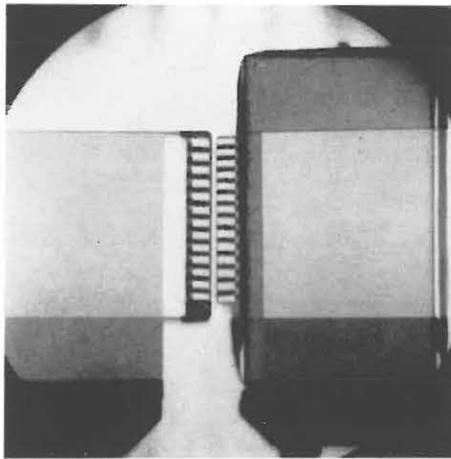


Bild 7. Interferenzbild des Meßsystems