

**AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN DER DDR**  
**Forschungsbereich Geo- und Kosmoswissenschaften**  
**ZENTRALINSTITUT FÜR PHYSIK DER ERDE**

---

**Veröffentlichungen des Zentralinstituts für Physik der Erde**  
**Nr. 86**

**Entwicklungsstand der Zeit- und Frequenzmeßtechnik**  
**und sein Einfluß auf die Leistungsfähigkeit moderner**  
**geodätischer Meßverfahren**

von

**Rudolf Stecher**

**(gekürzte Fassung der am 19. September 1984 bei der**  
**Akademie der Wissenschaften der DDR**  
**verteidigten Dissertation B)**

**Herausgeber: Der Direktor des Zentralinstituts für Physik der Erde Potsdam**

---

**Als Manuskript gedruckt Potsdam 1986**

Inhaltsverzeichnis

|            | Seite  |    |
|------------|--|----|
| 1.         | Die Definition der Zeiteinheit und die Bereitstellung von Zeitskalen                 | 8  |
| 1.1.       | Zeitpunkt und Zeitintervall  | 8  |
| 1.2.       | Definition der Zeiteinheit   | 8  |
| 1.3.       | Vergleich zwischen astronomischer und quantenphysikalischer Definition               | 10 |
| 1.4.       | Zeitskalen   | 10 |
| 1.4.1.     | Astronomische Zeitskalen   | 10 |
| 1.4.2.     | Atomzeitskalen   | 11 |
| 1.4.2.1.   | Internationale Atomzeit TAI  | 11 |
| 1.4.2.2.   | Koordinierte Weltzeit UTC  | 12 |
| 1.4.3.     | Normalzeit der DDR   | 13 |
| 1.4.4.     | Einfluß relativistischer Effekte auf Zeitskalen                                      | 13 |
| 2.         | Anforderungen moderner geodätischer Meßverfahren an die Zeit- und Frequenzmeßtechnik | 16 |
| 2.1.       | Aufgaben der Geodäsie und ihre meßtechnische Lösung                                  | 16 |
| 2.2.       | Betrachtung der einzelnen Meßverfahren   | 18 |
| 2.2.1.     | Elektronische Verfahren zur terrestrischen Entfernungsmessung                        | 18 |
| 2.2.1.1.   | Meßprinzip   | 19 |
| 2.2.1.1.1. | Phasenmeßverfahren   | 19 |
| 2.2.1.1.2. | Impulsmeßverfahren   | 20 |
| 2.2.1.2.   | Anforderungen an die Zeitintervall- und Frequenzmeßtechnik                           | 21 |
| 2.2.2.     | Laserentfernungsmessung zu Satelliten  | 22 |
| 2.2.2.1.   | Meßprinzip   | 23 |
| 2.2.2.2.   | Forderungen an Zeitintervallmessung, Zeitpunktbestimmung und Frequenz                | 23 |
| 2.2.2.2.1. | Zeitintervallmessung   | 23 |
| 2.2.2.2.2. | Zeitpunktbestimmung  | 23 |
| 2.2.2.2.3. | Frequenz   | 24 |
| 2.2.3.     | DOPPLER-Messungen zu Satelliten  | 24 |
| 2.2.3.1.   | Meßprinzip   | 24 |
| 2.2.3.2.   | Fehlereinfluß von Frequenz- und Zeitpunktmessung                                     | 27 |
| 2.2.4.     | Radiointerferometrie mit langer Basis (VLBI)   | 28 |
| 2.2.4.1.   | Meßprinzip   | 29 |
| 2.2.4.2.   | Anforderungen an Frequenzstabilität und Uhrensynchronisation                         | 30 |
| 2.2.5.     | Satelliten-Radiointerferometrie  | 31 |
| 2.2.5.1.   | Das GPS-System als mögliche Basis  | 31 |
| 2.2.5.2.   | Meßverfahren zur Koordinaten- und Koordinatendifferenzbestimmung                     | 32 |
| 2.2.5.2.1. | Entfernungsmessung   | 32 |

|   | Seite |
|---|-------|
| 2.2.5.2.2. DOPPLER-Verfahren  | 34    |
| 2.2.5.2.3. Interferometrische Verfahren   | 35    |
| 2.2.5.2.3.1. Direkte Verwendung der Satellitensignale   | 35    |
| 2.2.5.2.3.2. Verwendung zusätzlich ausgestrahlter kontinuierlicher Frequenzen   | 36    |
| 2.2.5.2.3.3. Verwendung des rekonstruierten Trägers   | 37    |
| 2.2.5.3. Vergleich der Leistungsfähigkeit der Meßverfahren  | 37    |
| 2.2.5.3.1. Positionsbestimmung  | 37    |
| 2.2.5.3.2. Basislinienbestimmung  | 38    |
| 2.2.5.4. Fehlereinfluß der Zeit- und Frequenznormale  | 39    |
| 2.2.5.4.1. Einfluß der Satellitenfrequenznormale  | 39    |
| 2.2.5.4.2. Einfluß der Empfängerfrequenznormale   | 40    |
| 2.2.6. Absolutwertbestimmung der Fallbeschleunigung mit Fall- und Wurfmethoden  | 41    |
| 2.2.6.1. Meßprinzip   | 41    |
| 2.2.6.2. Anforderungen an die Zeitintervalltechnik  | 42    |
| 2.3. Bedeutung der Meßgrößen Zeitpunkt, Zeitintervall und Frequenz in geodätischen Meßverfahren                                     | 43    |
| 2.4. Zusammenstellung der Anforderungen moderner geodätischer Meßverfahren an die Messung von Zeitpunkt, Zeitintervall und Frequenz | 44    |
| 3. Verfahren der Zeit- und Frequenzmeßtechnik zur Realisierung der Anforderungen moderner geodätischer Meßverfahren                 | 46    |
| 3.1. Realisierung von Zeit- und Frequenznormalen  | 46    |
| 3.1.1. Quarzstabilisierte Frequenznormale   | 46    |
| 3.1.2. Atomfrequenznormale  | 48    |
| 3.1.2.1. Physikalisches Prinzip   | 48    |
| 3.1.2.1.1. Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie  | 48    |
| 3.1.2.1.2. Atomspektren und ZEEMAN-Effekt   | 49    |
| 3.1.2.2. Technische Realisierung  | 50    |
| 3.1.2.2.1. Prinzipielle Lösung  | 50    |
| 3.1.2.2.2. Praktische Ausführung  | 53    |
| 3.1.2.2.2.1. Cs-Resonator   | 53    |
| 3.1.2.2.2.2. H-Maser  | 54    |
| 3.1.2.2.2.3. Rb-Gaszelle  | 55    |
| 3.1.2.3. Grenzen der Leistungsfähigkeit gegenwärtiger Atomfrequenznormale   | 56    |
| 3.1.2.4. Tendenzen der Weiterentwicklung  | 58    |
| 3.1.2.4.1. Verbesserungen und neue Konzeptionen im Mikrowellenbereich   | 58    |
| 3.1.2.4.2. Neue Frequenznormale im optischen Bereich  | 59    |
| 3.1.2.4.3. Zusammenstellung der erreichten Leistungsparameter Absolutgenauigkeit und Stabilität                                     | 60    |
| 3.1.2.5. Metrologische Bedeutung der Atomfrequenznormale  | 61    |

|            | Seite  |     |
|------------|--|-----|
| 3.1.3.     | Oszillatoren mit supraleitendem Resonator  | 63  |
| 3.1.4.     | Kriterien zur Kennzeichnung der Instabilität von Frequenznormalen  | 63  |
| 3.1.4.1.   | Modell für das Signal eines Oszillators  | 64  |
| 3.1.4.2.   | Kennzeichnung der Frequenzstabilität im Zeitbereich  | 65  |
| 3.1.4.2.1. | Wahre Varianz  | 66  |
| 3.1.4.2.2. | Zwei-Proben-Varianz  | 67  |
| 3.1.4.3.   | Kennzeichnung der Frequenzstabilität im Frequenzbereich  | 69  |
| 3.1.4.4.   | Zusammenhang zwischen den Maßen der Frequenzstabilität im Zeit- und Frequenzbereich                              | 70  |
| 3.1.4.5.   | Meßverfahren zur Bestimmung der Frequenzstabilität   | 71  |
| 3.1.5.     | Fehlereinfluß der Frequenznormale bei der Approximation von Zeitekalen   | 75  |
| 3.2.       | Verfahren zur Verbreitung und zum Vergleich von Zeitekalen   | 77  |
| 3.2.1.     | Zeitzeichensendungen terrestrischer Sender in den verschiedenen Frequenzbereichen                                | 77  |
| 3.2.1.1.   | Zeitzeichensendungen im Längwellenbereich  | 77  |
| 3.2.1.2.   | Zeitzeichensendungen im Langwellenbereich  | 78  |
| 3.2.1.2.1. | Sender mit kontinuierlicher Trägerwelle  | 78  |
| 3.2.1.2.2. | Sender mit nichtkontinuierlichem Träger LORAN C  | 78  |
| 3.2.1.3.   | Zeitzeichensendungen im Kurzwellenbereich  | 79  |
| 3.2.2.     | Zeitekalenvergleich durch Atomuhrentransport   | 79  |
| 3.2.3.     | Verwendung von Fernsehsendern und Richtfunkstrecken  | 80  |
| 3.2.4.     | Satellitenverfahren  | 84  |
| 3.2.4.1.   | Einwegverfahren  | 84  |
| 3.2.4.1.1. | Verwendung von Satelliten ohne Zeitnormale   | 85  |
| 3.2.4.1.2. | Verwendung von Satelliten mit Zeitnormalen   | 85  |
| 3.2.4.2.   | Zweiwegverfahren   | 87  |
| 3.2.4.3.   | Zusammenstellung durchgeführter Satellitenexperimente  | 88  |
| 3.2.4.3.1. | Einwegverfahren  | 88  |
| 3.2.4.3.2. | Zweiwegverfahren   | 91  |
| 3.2.4.4.   | Zusammenfassung  | 97  |
| 3.3.       | Vergleich und Übertragung von Normalfrequenz   | 98  |
| 3.3.1.     | Normalfrequenzübertragung über Rundfunksender  | 98  |
| 3.3.2.     | Normalfrequenzübertragung über das Fernsehnetz   | 98  |
| 3.3.2.1.   | Verwendung der Zeilensynchronimpulse des Fernsehsignals  | 98  |
| 3.3.2.2.   | Normalfrequenzübertragung mittels Farbträgersubfrequenz bzw. Übertragung von 1-MHz-Schwingungen in Austastlücken | 101 |
| 3.3.3.     | Normalfrequenzübertragung über Satelliten  | 101 |
| 3.3.4.     | Normalfrequenzvergleiche über Zeitimpulse  | 102 |

|          | Seite  |     |
|----------|--|-----|
| 3.4.     | Verfahren zur Zeitintervallmessung   | 103 |
| 3.4.1.   | Erfassung zeitsignifikanter Punkte   | 103 |
| 3.4.2.   | Ausmessung eines definierten Zeitintervalls  | 105 |
| 3.4.3.   | Interpolationsverfahren zur Erhöhung der Auflösung   | 106 |
| 3.4.3.1. | Digitale Interpolation   | 106 |
| 3.4.3.2. | Analoge Interpolation  | 110 |
| 4.       | Zusammenfassende Darstellung von Stand und Entwicklungstendenzen der elektronischen Zeit- und Frequenzmeßtechnik           | 111 |
| 4.1.     | Frequenznormale  | 112 |
| 4.2.     | Internationale Zeitskalenvergleiche  | 115 |
| 4.3.     | Internationale Frequenzvergleiche  | 116 |
| 4.4.     | Territoriale Normalfrequenzbereitstellung  | 116 |
| 4.5.     | Messung kurzer Zeitintervalle  | 117 |
| 5.       | Einschätzung des Einflusses der Zeit- und Frequenzmeßtechnik auf die Leistungsfähigkeit moderner geodätischer Meßverfahren | 117 |
| 6.       | Literaturverzeichnis   | 118 |

## Summary

After some considerations on the definition of the unit of time, on time scales and relativistic effects, which have to be taken into account the demands of modern geodetic measuring methods on measurement of time and frequency are derived. The principle of these methods consists in the measuring of geodetic distances from measurements of the propagation time of signals for given light velocity, and the determination of variations of distances e. g. by means of the Dopplereffect from frequency variations. The demands of these methods on measurement of time and frequency are high. The results of an analysis are summarized in a table.

The high demands and the expected development of further variants of geodetic measurement techniques were the reason for some fundamental investigation of the level of the technology of measurement of time and frequency.

For this reason standards of frequency and the measurement of their inconstancy, methods of time-scale comparison, methods of transmission of standard frequency and methods for measuring time-intervals are investigated.

The comparison with the demands of modern geodetic methods shows, that their efficiency is not impaired by the level of technology of measurement of time and frequency.

## Резюме

После введения об определении единицы времени в разделе 2. представлены шкалы времени с учётом релятивистских эффектов по требованию современных геодезических методов измерения с помощью измерительной техники времени и частоты.

Принцип этого метода состоит в том, чтобы определять расстояния из измерений сигналов текущего времени, при данной скорости света и изменении расстояний, например, по закону Доплера из изменения частоты. При этом, к измерительной технике времени и частоты предъявляются высокие требования. Значения, полученные при анализе по этому методу сведены в таблицу.

Высокие требования к приборам и ожидаемому развитию дальнейших вариантов геодезических методов послужили поводом к основательному анализу и представлению состояния развития измерительной техники времени и частоты, а также намечающихся тенденций дальнейшего развития.

Поэтому в разделе 3. исследуются нормы частоты и измерение их неустойчивости, метод сравнения шкал времени, метод передачи нормальной частоты, также метод измерения интервала времени.

Сравнение, проведённое по требованиям современных геодезических методов, приведённое в разделе 4., показывает, что состояние измерительной техники времени и частоты на них не влияет.

## Zusammenfassung

Nach einführenden Betrachtungen über die Definition der Zeiteinheit, die Bereitstellung von Zeitskalen und die dabei zu berücksichtigenden relativistischen Effekte werden im 2. Abschnitt die Anforderungen moderner geodätischer Meßverfahren an die Zeit- und Frequenzmeßtechnik abgeleitet. Das Prinzip dieser Verfahren besteht darin, Entfernungen aus der Messung von Signallaufzeiten bei bekannter Lichtgeschwindigkeit und Entfernungsänderungen z. B. über den Dopplereffekt aus Frequenzänderungen zu bestimmen. Dabei werden hohe Anforderungen an die Zeit- und Frequenzmeßtechnik gestellt. Die aus der Analyse dieser Verfahren abgeleiteten Werte sind in einer Tabelle zusammengefaßt worden.

Die hohen Anforderungen und die zu erwartende Entwicklung weiterer Varianten geodätischer Meßverfahren waren Anlaß dafür, den Entwicklungsstand der Zeit- und Frequenzmeßtechnik sowie erkennbare Tendenzen der Weiterentwicklung grundlegend zu analysieren und darzustellen.

Im 3. Abschnitt werden deshalb Frequenznormale und die Messung ihrer Instabilität, Verfahren zum Zeitskalenvergleich, Verfahren zur Übertragung von Normalfrequenzen sowie Verfahren zur Zeitintervallmessung untersucht.

Der im 4. Abschnitt durchgeführte Vergleich mit den Anforderungen moderner geodätischer Meßverfahren zeigt, daß deren Leistungsfähigkeit durch den Stand der Zeit- und Frequenzmeßtechnik nicht beeinträchtigt wird.

Für die Förderung und Unterstützung der vorliegenden Arbeit danke ich dem Institutsdirektor Prof. Dr. habil. KAUTZLEBEN sowie dem Betreuer Prof. Dr.-Ing. KEMNITZ.

Frau P. HERZOG und Frau A. HUDL danke ich für die Ausführung der erforderlichen Schreib- und Zeichenarbeiten.

## 1. Die Definition der Zeiteinheit und die Bereitstellung von Zeitskalen

Zeit und Raum sind im philosophischen Sinn die Existenzformen der bewegten Materie. Der Zeitbegriff erfaßt dabei das Nacheinander der materiellen Erscheinungen und wird benötigt, um Ereignisse in ihrer zeitlichen Folge einzuordnen sowie ihren gegenseitigen zeitlichen Abstand oder ihre Zeitdauer zu bestimmen.

Während sich der Begriff "Zeit" ganz allgemein auf die Bewegung der Materie beziehen läßt, ist der Gebrauch des Begriffs "Frequenz" nur für spezielle Formen der Bewegung anwendbar. Es handelt sich dabei um Vorgänge, bei denen sich bestimmte Erscheinungen in regelmäßigen zeitlichen oder räumlichen Abständen wiederholen, wie z. B. bei harmonischen Schwingungsvorgängen. Bezieht man die Zahl der Schwingungen auf ein Zeitintervall von einer Sekunde, so erhält man die Frequenz in Hertz. Daraus geht folgender Zusammenhang zwischen der Frequenz  $f$  und dem Zeitintervall  $T$ , das der Periodendauer des Schwingungsvorgangs entspricht, hervor:

$$(1) \quad T = \frac{1}{f}$$

Die meßtechnische Bedeutung von Zeitintervall und Frequenz besteht darin, daß sie von allen physikalischen Größen mit der höchsten absoluten und relativen Genauigkeit bestimmt werden können.

Bei der Anwendung des Begriffe "Zeit" ist zu beachten, daß damit recht unterschiedliche Aspekte zum Ausdruck gebracht werden sollen. Dazu gehören theoretische Vorstellungen zum Zeitbegriff wie Inertialzeit, Eigenzeit, Systemzeit und Begriffe der Zeitmeßtechnik wie Zeitsystem, Zeitintervall, Zeitpunkt, Zeiteinheit und Zeitskala. Deshalb sollte man den Begriff Zeit möglichst durch die aufgeführten Bezeichnungen ersetzen.

### 1.1. Zeitpunkt und Zeitintervall

Die Zeitmessung umfaßt zwei unterschiedliche Problemstellungen:

1. Zeitliche Einordnung eines Ereignisses in bezug auf einen vereinbarten Ausgangspunkt - Zeitpunkt-Bestimmung
2. Bestimmung der Zeitdauer eines kontinuierlich verlaufenden Ereignisses oder des Zeitabstandes zwischen zwei Ereignissen - Zeitintervall.

Damit man den Ereignissen Zeitpunkte zuweisen kann, braucht man eine Zeitskala. Man erhält sie durch fortlaufende Aneinanderreihung von Zeitskaleneinheiten und durch die Definition eines Ausgangspunktes. Zeitpunkte geben dann den zeitlichen Abstand eines Ereignisses von einem gemeinsamen Bezugspunkt an. Beim Zeitintervall interessiert nur der zeitliche Abstand zwischen den beiden Punkten, die das Zeitintervall begrenzen. Es erfolgt keine Orientierung auf einen Bezugspunkt.

Verglichen mit der Längenmeßtechnik würden einander entsprechen:

Zeitpunkt            und Abstand eines Punktes vom Koordinatenursprung  
 Zeitintervall        und Länge einer Strecke ohne Bezug auf das Koordinatensystem.

### 1.2. Definition der Zeiteinheit

Beim Messen erfolgt ein quantitativer Vergleich der Meßgröße mit einer Einheit als Bezugsgröße. Im Gegensatz zu anderen Einheiten ist eine Vergegenständlichung der Zeit-

einheit nicht möglich, d. h. sie muß immer wieder durch Messungen reproduziert werden.

Zur Ableitung der Zeiteinheit eignen sich periodische Bewegungen, die mit hoher Konstanz ablaufen, z. B. die Rotation der Erde um ihre Achse, die Bewegung der Erde um die Sonne oder harmonische Schwingungen, wie sie in quantenphysikalischen Frequenznormaler erzeugt werden. Der ausgewählte Vorgang stellt dann das Zeitnormal dar.

Die natürliche Zeiteinteilung des Menschen ist unmittelbar mit dem Sonnenstand verknüpft. Es war deshalb naheliegend, die scheinbare Bewegung der Sonne um die Erde als Zeitnormal auszuwählen. Dabei ist zu beachten, daß infolge der Schiefe der Ekliptik und der nichtkreisförmigen, sondern elliptischen Bahn der Erde um die Sonne der wahre Sonnentag eine ungleichförmige Dauer hat. Deshalb wurde die Zeiteinheit vom "mittleren Sonnentag" abgeleitet. Davon weicht der wahre Sonnentag bis zu 30 s ab, die wahre Sonnenzeit kann von der mittleren Sonnenzeit bis zu +16,4 und -14,3 Minuten abweichen [1]. Als Zeiteinheit wurde der 86 400. Teil eines mittleren Sonnentages definiert (Weltzeitsekunde). Leider ist die Rotation der Erde nicht konstant. Neben einer Verlangsamung der Rotationsgeschwindigkeit, die zu einer Vergrößerung der Tageslänge von etwa 1,6 ms pro Jahrhundert führt, treten unregelmäßige säkulare und jahreszeitlich bedingte Schwankungen auf [2]. 1934/35 gelang es erstmals SCHEIBE und ADELSBERGER, die jahreszeitlichen Schwankungen mit Hilfe von Quarzuhren (quarzugesteuerte Oszillatoren, bei denen man die Schwingungen fortlaufend zählt und das Zählergebnis anzeigt) nachzuweisen. Zu dieser Zeit stellte die Unsicherheit der Zeiteinheit von etwa  $10^{-8}$  und die damit verbundene Unsicherheit der Frequenzmessung (infolge der Bezugnahme auf die Zeiteinheit) keine Einschränkung für genaue Messungen in Wissenschaft und Technik dar. Mit der Entwicklung von atomphysikalischen Frequenznormalen (Atomuhren) nach 1945 wurden Eigenschaften erreicht, die die Unzulänglichkeit der bestehenden Sekundendefinition für Zeitintervall- und Frequenzmessungen zeigten und damit den Übergang zu einem genaueren Zeitnormal erforderlich machten. Deshalb wurde 1956 zur Ableitung der Sekunde von der gleichförmiger als die Rotation verlaufenden Bewegung der Erde um die Sonne ausgegangen. Die Dauer der Sekunde wurde so gewählt, daß sie mit dem Mittelwert der Weltzeitsekunde aus einer Meßzeit von 200 Jahren übereinstimmt.

Die Sekunde wurde folgendermaßen definiert:

"Die Sekunde ist der 31 556 925,9747. Teil des tropischen Jahres für 0. Januar 1900, 12 Uhr Ephemeridenzeit." Unter tropischem Jahr ist dabei das Zeitintervall zwischen zwei aufeinanderfolgenden Durchgängen der Sonne durch den Frühlingspunkt zu verstehen. Da die Länge des tropischen Jahres nicht konstant ist, mußte ein bestimmtes Jahr definiert werden. Leider läßt sich die Länge des tropischen Jahres bei einer Meßzeit von einem Jahr nur mit einer Unsicherheit von  $1 \cdot 10^{-7}$  bestimmen. Deshalb gewinnt man eine Ersatz-Ephemeridensekunde aus dem Mondumlauf um die Erde. Auch nach einer Meßzeit von einigen Jahren ist die Ephemeridensekunde so nur mit einer Unsicherheit von einigen  $10^{-9}$  ableitbar. Damit ist sie für genaue Zeitintervall- und Frequenzmessungen keine praktikable Einheit. Nachdem von MARKOWITZ, HALL, ESSEN und PARRY [3] zwischen 1955 und 1958 ein Zeitintervall von 2 1/2 Jahren der Ephemeridenzeit mit der Cäsiumfrequenz verglichen worden war und daraus die Ephemeridensekunde mit  $9\,192\,631\,770 \pm 20$  Perioden der Cs-Frequenz bestimmt wurde, benutzte man in den Labors bereits seit 1959 eine provisorische Atomsekunde. 1967 erfolgte dann offiziell der Übergang von einem makrokosmischen zu einem mikrokosmischen Zeitnormal als Basis für die Neudefinition der Zeiteinheit durch einen Beschluß der 13. Generalkonferenz für Maß und Gewicht.

Danach ist die Sekunde das 9 192 631 770fache der dem Übergang zwischen den beiden Hyperfeinstrukturniveaus des Grundzustandes von Atomen des Nuklids  $^{133}\text{Cs}$  entsprechenden Strahlung. Damit wurde die Ephemeridensekunde als Basiseinheit des SI-Systems durch die Atomsekunde ersetzt. Der in der Definition enthaltene Zahlenwert wurde so gewählt, daß die Atomsekunde mit der bis 1967 gültigen Ephemeridensekunde zu diesem Zeitpunkt übereinstimmte. Sie läßt sich mit einer relativen Unsicherheit der Größenordnung  $10^{-13}$  darstellen. Auf der Basis der neuen Definition kann mit Hilfe von Atomfrequenznormalen die Zeiteinheit unmittelbar und mit hoher Genauigkeit bereitgestellt werden. Damit werden die Anforderungen der Zeitintervall- und Frequenzmeßtechnik zufriedengestellt.

### 1.3. Vergleich zwischen astronomischer und quantenphysikalischer Definition

Bei der astronomischen Definition der Zeiteinheit war die Sekunde ein kleines Zeitintervall innerhalb eines Vorganges mit sehr großer Periodendauer. Uhren hatten die Aufgabe, die Zeit zwischen den Sternbeobachtungen zu bewahren.

Bei der quantenphysikalischen Definition der Zeiteinheit ist die Sekunde das Vielfache einer sehr kleinen Periodendauer. Uhren sind nun "Zeitskalen-Generatoren" geworden, durch Aufaddieren vieler kleiner elementarer Zeitintervalle werden große Zeitintervalle gebildet. Nach Festlegung eines Ursprungs entsteht durch ständige Aneinanderreihung gleicher Zeitintervalle eine Zeitskala. Während bei der astronomischen Definition der Zeiteinheit nur ein "Primärnormal", die um ihre Achse rotierende Erde, vorhanden war, existieren bei den quantenphysikalischen Frequenznormalen viele Primärnormale, die durchaus gegenseitige Abweichungen zeigen.

Die Zuverlässigkeit des astronomischen Primärnormals wird von den Atomuhren nicht erreicht. Zur Absicherung eines kontinuierlichen und ungestörten Betriebes sind deshalb Uhrengruppen (mindestens drei Uhren) erforderlich.

Gegenüber der astronomischen Definition der Zeiteinheit, bei der die Weltzeitsekunde mit einer Unsicherheit der Größenordnung  $10^{-8}$  und die Ephemeridensekunde nach mehrjähriger Messung mit einer Unsicherheit von  $10^{-9}$  verfügbar war, ist bei der quantenphysikalischen Definition die Zeiteinheit sofort verfügbar mit einer Unsicherheit von  $10^{-13}$ .

### 1.4. Zeitskalen

Zur Einordnung von Ereignissen in ihrer zeitlichen Folge werden Zeitskalen benötigt. Ihre Ableitung erfolgt auf der Grundlage periodischer Vorgänge. Wie bei der Ableitung der Zeiteinheit kommen dafür z. B. Rotation und Revolution der Erde sowie spezielle Schwingungen der Atome in Frage. Da die Gleichförmigkeit dieser periodischen Vorgänge unter der Einwirkung äußerer Einflüsse begrenzt ist und auch ihre meßtechnische Erfassung Fehlereinflüssen unterliegt, stellt jede realisierte Zeitskala bez. der exakten Erfassung der objektiv ablaufenden Zeit nur eine mehr oder weniger gute Approximation dar. In Abhängigkeit vom zugrunde gelegten Zeitnormal unterscheidet man astronomische Zeitskalen und Atomzeitskalen. Ausgehend von den verschiedenen Definitionen der Zeiteinheit lassen sich auch verschiedene Zeitskalen bilden. Als Oberbegriff für Zeiteinheit und Zeitskala kann der Begriff "Zeitsystem" verwendet werden [4], z. B. Weltzeit, Ephemeridenzeit, Atomzeit.

#### 1.4.1. Astronomische Zeitskalen

Aus der Erdrotation wird die mittlere Sonnenzeit gewonnen. Die auf den mittleren Meridian von Greenwich bezogene mittlere Sonnenzeit heißt Weltzeit oder Universalzeit (UT).

In der unmittelbar aus Sternbeobachtungen abgeleiteten Weltzeit UTO sind die Einflüsse der Polbewegung und Änderungen der Rotationsgeschwindigkeit enthalten. Korrigiert man die so gewonnene Zeitskala um den Einfluß der Polbewegung, so erhält man die Zeitskala UT1, die dem Drehwinkel der Erde proportional ist. Damit stellt sie ein geeignetes Bezugssystem dar für Astronomie, Geodäsie, Navigation und Raumfahrt. Die aus UT1 durch eine weitere Korrektur auf Grund erfahrungsmäßiger Rotationsschwankungen gewonnene Zeitskala UT2, die die gleichmäßigste Zeitskala darstellt, die sich aus der Erdrotation beim gegenwärtigen Kenntnisstand ableiten läßt, hat heute keine praktische Bedeutung mehr.

Auf der Basis der Universalzeit UT erfolgte auch Ende des vorigen Jahrhunderts die durch die Entwicklung von Verkehrswesen und Nachrichtenverbindung bedingte Ablösung der Ortszeiten durch Einführung von Zonenzeiten. Von Greenwich ausgehend repräsentieren die Längenmeridiane nach jeweils  $15^{\circ}$  eine neue Zonenzeit, die von der vorhergehenden um eine Stunde abweicht (positive Abweichung in östlicher Richtung, negative Abweichung in westlicher Richtung). Für die mitteleuropäische Zeit (MEZ), die durch ein Gesetz von 1893 für das damalige Deutsche Reich als verbindlich eingeführt wurde, galt  $UT + 1 \text{ h}$ .

Die aus der Erdrevolution abgeleitete Ephemeridenzeitskala (ET) hat den Nachteil, daß sie nur über den Umweg über die Mondbewegung sinnvoll darstellbar ist. Infolge von Unvollkommenheiten in der Theorie der Mondbewegung beträgt die Unsicherheit der Zeitskaleneinheit Ephemeridensekunde einige  $10^{-9}$ . Die Ephemeridenzeit hat heute keine Bedeutung mehr.

#### 1.4.2. Atomzeitskalen

Die kontinuierliche Zählung der seit 1967 gültigen SI-Sekunde mit Hilfe von im Dauerbetrieb arbeitenden Atomuhren führt zu Atomzeitskalen, wenn man zusätzlich einen Skalensprung festlegt.

Eine Atomuhr besteht aus einem quantenphysikalischen Frequenznormal und Einrichtungen zur Zählung der Schwingungen und zur Anzeige des Zählergebnisses. Natürlich ist keine reale Uhr ideal und auch nach einer Synchronisation aller Atomuhren zu einem bestimmten Zeitpunkt würden die Zeitskalen der einzelnen Uhren schon nach kurzer Zeit voneinander abweichen.

##### 1.4.2.1. Internationale Atomzeit TAI

Zur Schaffung einer Zeitskala, die gleichförmiger ist als die der einzelnen Uhren, ist eine internationale Koordinierung erforderlich.

Koordinierungsstelle für die internationale Atomzeitskala ist das Bureau International de l'Heure (BIH) in Paris. Als Ursprung der Atomzeitskala wurde der 1. 1. 1958, 0 h UT2 (BIH) vereinbart. Bereits 1961 begann das BIH mit der Berechnung einer "internationalen Atomzeitskala A3", die auf der Basis von drei Atomfrequenznormalen gebildet wurde. In den folgenden Jahren wurden leistungsfähigere Verfahren zum internationalen Zeitskalenvergleich wirksam, z. B. LORAN C, Atomuhrentransport. Das ermöglichte die Einbeziehung weiterer Atomfrequenznormale in das Mittelungsverfahren zur Berechnung der internationalen Atomzeitskala, die ab 1969 mit AT bzw. AT (BIH) und seit 1971 mit TAI (Temps Atomique International) bezeichnet wird. Als Skaleneinheit wurde die vom BIH bestimmte SI-Sekunde mit Bezug auf einen festen Punkt gegenüber der Erdoberfläche in Meereshöhe definiert. Im Januar 1981 waren bereits 25 Labors mit insgesamt 118 Uhren beteiligt, darunter auch die Atomfrequenznormale der DDR. Entsprechend ihrem Gangverhalten gehen die ein-

zelnen Atomfrequenznormale mit unterschiedlichem Gewicht in die Berechnung ein. Das vom BIH entwickelte Bewertungssystem ALGOS arbeitet mit Gewichtungsfaktoren zwischen 0 und 200. Aus der so hergestellten Zeitskala, die man mit EAL (Echelle Atomique Libre) bezeichnet, wird durch Anbringen einer "Steuerkorrektur" (Frequenzoffset in Schritten von  $0,2 \cdot 10^{-13}$ ) TAI abgeleitet. Dadurch wird sichergestellt, daß die TAI-Zeiteinheit mit der von den Primärnormalen bestimmten Sekunde auf Meereshöhe konform ist.

Die große Masse der in die Bewertung eingehenden "Atomuhren" sind industriell gefertigte Cs-Normale der Firmen Hewlett-Packard (HP) und Oszilloquartz. Sie gewährleisten die Verfügbarkeit, Zuverlässigkeit und Kurzzeitstabilität von TAI. Daneben sichern drei ständig betriebene Cs-Labornormale und ein weiteres nicht ständig betriebenes mit ihren ausgezeichneten Eigenschaften die Absolutgenauigkeit und die Langzeitstabilität. Mit Hilfe letztgenannter "Primärnormale" konnte nachgewiesen werden, daß TAI jahreszeitliche Gangschwankungen der Größenordnung  $1 \cdot 10^{-13}$  aufweist. Es wird vermutet, daß sie auf dem Einfluß der jahreszeitlich veränderlichen Luftfeuchte auf die industriellen Uhren beruhen [6]. Es konnte auch festgestellt werden, daß die HP-Uhren im Winter eine höhere Frequenz aufweisen als im Sommer, während die Uhren von Oszilloquartz entgegengesetztes Gangverhalten zeigen. Es sei noch bemerkt, daß auch bei der Zeitübertragung mit LORAN-C jahreszeitliche Schwankungen nicht ausgeschlossen werden können, die sich zusätzlich wie eine jahreszeitliche Frequenzschwankung der Uhren auswirken würden.

Ebenfalls mit Hilfe der Primärnormale konnte eine Abweichung der TAI- von der SI-Sekunde um  $1 \cdot 10^{-12}$  nachgewiesen werden, die 1976 durch eine entsprechende Änderung der TAI-Frequenz beseitigt wurde.

Mit der Bereitstellung weiterer Primärnormale wird sich der Modus der TAI-Berechnung vermutlich so verändern, daß der Einfluß der industriellen Cs-Normale stark reduziert wird.

Die TAI-Zeitskala ist sehr gleichförmig und daher für Metrologie und Physik gut geeignet. Die als Zeitskaleneinheit benutzte SI-Sekunde ist aber etwa  $(3 \text{ bis } 4) \cdot 10^{-8}$  kürzer als die gegenwärtige Weltzeitsekunde, so daß eine Zeitekalenverschiebung von etwa einer s pro Jahr zwischen UT und TAI entsteht.

1976 wurde auch von der Internationalen Astronomischen Union (IAU) für den allgemeinen Gebrauch eine neue "Zeitskala für dynamische Theorien und Ephemeriden" angenommen, deren Ursprung auf den 1. 1. 1977 gelegt wurde. Zeitekaleneinheit ist der Tag zu je 86 400 SI-Sekunden in Meereshöhe. Mit Einführung dieser Atomzeitskala für astronomische Zwecke hat die Ephemeridenzeit ihre Bedeutung verloren.

#### 1.4.2.2. Koordinierte Weltzeit UTC

Da in vielen Gebieten, wie Geodäsie, Navigation, Raumfahrt, ein Bezug auf die jeweilige Phase der Erdrotation unbedingt erforderlich ist, läßt sich eine reine Atomzeitskala nicht allgemein durchsetzen. Um allen Anwendern gerecht zu werden, wurde deshalb 1963 vom CCIR (Comité Consultatif International des Radiocommunications) eine Kompromißzeitskala eingeführt. Sie wurde Koordinierte Weltzeit UTC (Coordinated Universal Time) genannt und arbeitete mit jährlich neu festgelegten Skalensekunden, die um ganze Vielfache von  $10^{-8}$  s von der SI-Sekunde abweichen (Offset). Die Zahl der Vielfachen wurde im voraus für das nachfolgende Kalenderjahr festgelegt. Bei abweichendem Verhalten der Erdrotation gegenüber den Berechnungen wurden zusätzliche Zeitskalensprünge von 0,1 s eingeführt. Durch diese Maßnahmen wurde erreicht, daß UTC in den Grenzen von  $\pm 0,1$  s mit UT2 übereinstimmt. Offset und Zeitpunkte der Skalensprünge wurden vom BIH festgelegt. Das UTC-System

wurde von den meisten Zeitzeichensendern übernommen. Allerdings war dieses System für Hersteller und Anwender mit vielen Schwierigkeiten verbunden (z. B. jährliche Feinabstimmung von Sende- und Empfangseinrichtung, Unklarheiten beim Anwender bez. der richtigen Einheiten von Zeit und Frequenz). Seit 1968 befaßte man sich im CCIR mit der Schaffung eines neuen UTC-Systems ohne Frequenzoffset, das schließlich nach entsprechender Beschlußfassung ab 1. 1. 1972 wirksam wurde. Nach Wegfall des Frequenzoffsets ist die Skaleneinheit der neuen UTC-Zeitskala die SI-Sekunde. UTC gewinnt man daher aus TAI durch Einfügung von Schaltsekunden. Am 1. 1. 1972 galt:  $TAI - UTC = 10 \text{ s}$ . Dieser glatte Wert wurde durch einen zusätzlichen UTC-Zeitskalensprung von  $-0,1077577 \text{ s}$  erreicht. Mit der Ausbreitung von UTC über Zeitzeichensender steht auch TAI dem Anwender zur Verfügung. Zur Anpassung von UTC an die Weltzeit UT1 werden Schaltsekunden eingeführt, um zu gewährleisten, daß stets gilt:

$$UT1 - UTC \leq 0,9 \text{ s.}$$

Diese Skalensprünge sind vorzugsweise am 31.12. oder/und am 30.6. vorzunehmen, notfalls auch an jedem Monatsende. Die Differenz  $UT1 - UTC = DUT1$  wird vom BIH auf 0,1 s gerundet vorhergesagt und durch Zeitzeichensender in codierter Form ausgestrahlt. Diese Zeitskala wird von Atomuhren hergestellt und nur durch Einfügung von Schaltsekunden in den Grenzen von  $\pm 0,9 \text{ s}$  an die Weltzeituhr UT1 angepaßt. Eine Ende 1979 erfolgte Erhöhung der Rotationsgeschwindigkeit der Erde um  $1 \cdot 10^{-8}$  verringerte die Anzahl der erforderlichen Schaltsekunden. Seit 1. 7. 1982 beträgt die Differenz  $TAI - UTC = 21 \text{ s}$ .

#### 1.4.3. Normalzeit der DDR

Nach der Verordnung über die Festlegung der Normalzeit der DDR (Zeitordnung) vom 30. 9. 1977 ist die im amtlichen und rechtsgeschäftlichen Verkehr als allgemeingültige Zeit anzuwendende Normalzeit die koordinierte Weltzeit UTC plus eine Stunde. Die Normalzeit der DDR entspricht der mitteleuropäischen Zeit (MEZ). Sie wird auf der Grundlage der gemäß der internationalen Definition dargestellten Zeiteinheit Sekunde vom Amt für Standardisierung, Meßwesen und Warenprüfung bewahrt und bekanntgegeben [6]. Der elektronische Zeitdienst im ZIPE dient als Sicherungsnormal des Staatlichen Etalons für Zeit und Frequenz.

#### 1.4.4. Einfluß relativistischer Effekte auf Zeitskalen

Im Rahmen der klassischen Physik ist nach NEWTON die Zeit eine absolute Größe, die völlig unabhängig von der Bewegung der Materie verläuft. EINSTEIN wies dagegen in seiner Relativitätstheorie nach, daß die Zeit in Inertialsystemen, die gegeneinander eine Relativbewegung ausführen, mit unterschiedlicher Dauer abläuft. Unter Annahme einer Relativgeschwindigkeit  $v$  zwischen beiden Systemen wird der Zeitabstand zwischen zwei beliebigen Ereignissen im ersten Inertialsystem  $\Delta t_1$  mit einer im zweiten Inertialsystem befindlichen Uhr als  $\Delta t_2$  gemessen, wobei zwischen beiden Zeitabständen folgende Transformationsbeziehung besteht:

$$(2) \Delta t_2 = \frac{\Delta t_1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad \text{mit } c = \text{Lichtgeschwindigkeit.}$$

Das bedeutet, daß für den relativ zu einem Inertialsystem bewegten Beobachter die Zeit langsamer vergeht als im Inertialsystem selbst. Diese unter dem Begriff Zeitdilatation bekannte Erscheinung führt dazu, daß man anstelle der allgemeingültigen absoluten Zeit für die einzelnen Inertialsysteme eine sogenannte Eigenzeit einführen muß.

Aus (2) geht aber auch hervor, daß die Berücksichtigung relativistischer Effekte nur dann erforderlich ist, wenn  $v$  eine mit  $c$  vergleichbare Größenordnung annimmt. Für  $v \ll c$  gilt weiterhin in guter Näherung die NEWTONsche Mechanik mit der Transformationsbeziehung:

$$(3) \quad \Delta t_2 = \Delta t_1 .$$

Nach (2) geht eine bewegte Uhr langsamer als eine ruhende, d.h., die Frequenz eines bewegten Oszillators  $f_2$  ist geringer als die Frequenz eines ruhenden Oszillators  $f_1$ , und es gilt:

$$(4) \quad \frac{f_2}{f_1} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} .$$

Das ist z.B. bei Uhren zu berücksichtigen, die sich in Satelliten befinden. Weiterhin ist dieser relativistische DOPPLER-Effekt, der auch als DOPPLER-Effekt 2. Ordnung bezeichnet wird, bei den Cs-Atomfrequenznormalen zu beachten. Durch die Bewegung der Atome relativ zum ruhenden Magnetfeld kann beim Cs-Resonator eine relative Frequenzverschiebung von einigen  $10^{-13}$  hervorgerufen werden. Durch besondere konstruktive Maßnahmen wird z.B. beim PTB-Normal die Frequenzverschiebung auf  $1 \cdot 10^{-13}$  begrenzt [7].

Neben diesen Aussagen der speziellen sind auch die der allgemeinen Relativitätstheorie zu beachten. Danach hängt die Frequenz eines Oszillators unmittelbar vom Gravitationspotential ab, auf dem er sich befindet. Wenn man als Bezugssystem ein mit der Erde rotierendes Koordinatensystem benutzt und ein dann in Erscheinung tretendes Zentrifugalpotential mit berücksichtigt, so erhält man für die relative Frequenzabweichung zweier Normale, die sich auf unterschiedlichem Potential befinden [8]:

$$(5) \quad \frac{\Delta \nu}{\nu_0} = \frac{\Delta U_T}{c^2} \quad \text{mit}$$

$$(6) \quad U_T = -\frac{G \cdot M}{r} - \frac{1}{2} r^2 \omega^2 \sin^2 \theta$$

In (6) stellt der erste Term das Gravitations- und der zweite das Zentrifugalpotential dar. Die verwendeten Symbole haben dabei folgende Bedeutung:

$U_T$  = Gesamtpotential (Gravitations- und Zentrifugalpotential)

$\frac{\Delta \nu}{\nu_0}$  = relative Frequenzabweichung

$\Delta U_T$  = Potentialdifferenz

$c$  = Lichtgeschwindigkeit

$G$  = Gravitationskonstante

$M$  = Erdmasse

$\omega$  = Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation

$\theta$  =  $90^\circ - \beta$

$\beta$  = geographische Breite

$r$  = Abstand vom Massezentrum der Erde

Aus (5) und (6) erhält man z.B. für die relative Frequenzabweichung zweier gleicher Oszillatoren, von denen sich einer auf der Erdoberfläche und der zweite in 36 000 km Höhe über der Erdoberfläche in einem geostationären Satelliten befindet, einen Wert von  $\sim 5,4 \cdot 10^{-10}$ , wobei der Oszillator im Satelliten die höhere Frequenz besitzt. Würden

mit diesen Oszillatoren Uhren betrieben, so zeigte sich bereits nach einem Tag eine Standdifferenz von  $46,7 \mu\text{s}$ . Durch einen gezielten Offset kann man den relativistischen Effekt im vorliegenden Fall kompensieren.

Frequenzunterschiede zwischen Frequenznormalen als Folge unterschiedlicher Gravitationspotentiale lassen sich aber bereits feststellen, wenn sich beide auf der Erdoberfläche, aber in unterschiedlichem Abstand vom Massezentrum befinden. Befindet sich ein Oszillator auf Meereshöhe, der andere um  $h$  darüber, so gilt für die Frequenzdifferenz  $\frac{\Delta\nu}{\nu_0}$ :

$$(7) \quad \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{g \cdot h}{c^2} = 1,09 \cdot 10^{-13} \text{ h/km} \quad \text{mit } g = \text{Gravitationsbeschleunigung.}$$

Auch andere Himmelskörper wirken mit ihren Gravitationspotentialen auf Uhren ein, die sich auf der Erde befinden. Vergleicht man eine Uhr auf der Erdoberfläche mit einer Uhr, die keinem Potential ausgesetzt ist, so erhält man nach BECKER [7] für den Beitrag der Gravitationspotentiale einiger Himmelskörper zur Frequenzverringern der Uhr auf der Erdoberfläche folgende Werte:

Tab. 1: Auswirkungen relativistischer Effekte auf Uhren auf der Erdoberfläche

| Gravitationspotential von | Beitrag zur Frequenzverringern der Uhr auf der Erdoberfläche                      |
|---------------------------|---|
| Erde                      | $-6,95 \cdot 10^{-10}$  |
| Sonne                     | $-1,48 \cdot 10^{-8} - 3,3 \cdot 10^{-10} \cos w$ ( $w = \text{wahre Anomalie}$ ) |
| Jupiter                   | $-1,7 \cdot 10^{-12} - 2,3 \cdot 10^{-12}$  |
| Mond                      |   |
| Uhrenstandort zum Mond    | $+1,42 \cdot 10^{-13}$  |
| vom Mond abgewandt        | $-1,38 \cdot 10^{-13}$  |

Bezieht man sich beim Zeitvergleich entfernter Zeitnormale auf das mit der Erde rotierende Koordinatensystem, so ist eine weitere Korrektur anzubringen. Im Falle eines Zeitvergleichs nach einer Zweiweg-Methode zweier entfernter Normale, die sich beide auf Meereshöhe befinden sollen, verbleibt eine Zeitdifferenz  $\Delta T$ , die als Korrektur berücksichtigt werden muß [9]:

$$(8) \quad \Delta T = - \frac{\omega}{c^2} \int_P r^2 \sin^2 \theta \, d\varphi$$

Das Integral wird über den Signalausbreitungsweg  $P$  berechnet unter Verwendung der geographischen Länge als Integrationsvariable. Werden beide Uhren mit Hilfe einer weiteren transportablen Uhr synchronisiert, die sich z. B. in einem Flugzeug befindet, so addieren sich die relativistischen Effekte, die durch das unterschiedliche Gravitationspotential und durch die Relativbewegung hervorgerufen werden. Man erhält dann als Korrektur [9] eine Zeitdifferenz  $\Delta T$ .

$$(9) \quad \Delta T = \int_P \left( \frac{\Delta U_T}{c^2} - \frac{v^2}{2c^2} \right) dt - \frac{\omega}{c^2} \int_P r^2 \sin^2 \theta \, d\varphi$$

mit  $v = \text{Relativgeschwindigkeit zwischen transportierter Uhr und den Uhren auf der Erde.}$

Die Integration des 1. Integrals erfolgt über den Transportweg unter Verwendung der Transportzeit als Integrationsvariable. Es ist weiterhin zu beachten, daß das Vorzeichen des 2. Integrals von der Flugrichtung (von Ost nach West oder umgekehrt) abhängt. Das

wurde nachgewiesen durch Umfliegen der Erde mit Atomuhren in beiden Richtungen [10].

Wie müssen relativistische Effekte bei der Definition der Zeiteinheit und bei der Festlegung von Zeitekaleneinheiten berücksichtigt werden ?

Bei der Neudefinition der Sekunde hat man die Dauer einer Anzahl von Perioden eines atomaren Übergangs festgelegt ohne Bezug auf das örtliche Gravitationspotential. Das bedeutet, daß die SI-Sekunde in 2 Laboratorien, zwischen denen eine Höhendifferenz von 1000 m besteht, mit einer Differenz von  $1,1 \cdot 10^{-13}$  realisiert wird. Da jedoch für alle an den Messungen im betreffenden Labor beteiligten Geräte das gleiche Gravitationspotential wirksam ist, kommt bei den Messungen kein Fehler dadurch zustande, daß mit der Sekundendefinition in relativistischem Sinn eine "Eigenzeit" gewählt wurde.

Eine andere Situation liegt vor, wenn man eine weltweit anwendbare Zeitskala schaffen will. Hier muß man sich zur Absicherung der Einheitlichkeit der Messungen bei der Definition der Zeitskaleneinheit auf ein bestimmtes Gravitationspotential festlegen und den Ruhezustand bez. der Erdoberfläche voraussetzen. In diesem Sinne wurde z. B. für die TAI-Sekunde definiert:

"Die TAI-Sekunde ist die SI-Sekunde bezogen auf das Referenzniveau Meereshöhe und einen Punkt in Ruhe relativ zur Erdoberfläche." Mit dieser Festlegung wird eine "Systemzeit" definiert, die bezogen auf das ausgewählte Gravitationspotential für die gesamte Erdoberfläche gültig ist. Zwischen der SI-Sekunde und der TAI-Zeitskalensekunde besteht ein relativistisch bedingter Unterschied.

## 2. Anforderungen moderner geodätischer Meßverfahren an die Zeit- und Frequenzmeßtechnik

### 2.1. Aufgaben der Geodäsie und ihre meßtechnische Lösung

Nach der klassischen Definition von HELMERT ist die Geodäsie die Wissenschaft von der Ausmessung und Abbildung der Erdoberfläche.

Nach einer modernen Darstellung [11] kann man auch formulieren: Die Geodäsie ist die Disziplin, die sich befaßt mit der Messung und Darstellung der Erde einschließlich ihres Schwerfeldes in einem dreidimensionalen zeitveränderlichen Raum. Dementsprechend gliedert sie sich in drei Zielstellungen:

1. Ortsbestimmung
2. Studium des Erdschwerfeldes
3. Studium zeitlicher Deformationen der Erde.

Ein grundlegendes Problem ist danach die Bestimmung der Koordinaten von Punkten auf der Erdoberfläche in einem geeigneten Bezugssystem. Im Rahmen der historischen Entwicklung der Geodäsie wurde dieses Problem zuerst durch die astronomische Ortsbestimmung gelöst. Die Interpolation zwischen so gewonnenen Festpunkten erfolgte dabei mit rein geometrischen Verfahren in regional begrenzten Teilgebieten.

Da man Strecken mit mechanischen Meßmitteln nur bis etwa 10 km Länge direkt messen kann, wurde die Vermessung über Winkelmessungen und trigonometrische Berechnungen ausgeführt. Mit der Entwicklung der elektromagnetischen bzw. elektrooptischen Entfernungsmessung eröffneten sich hier ganz neue Möglichkeiten, die zum Ersatz der Triangulation durch die Trilateration führten.

Mit den Mitteln der terrestrischen Geodäsie ist es gelungen, Festpunkte anzulegen und in diesem Bezugssystem die Festlandgebiete der Erde mit ausreichender Genauigkeit zu vermessen. Die Erde wird dabei als starrer Körper vorausgesetzt, der mit konstanter Geschwindigkeit um eine raum- und körperfeste Achse rotiert [12].

Da sich aus den klassischen astronomischen Meßverfahren die Koordinaten des Beobachtungsortes nur mit einer Unsicherheit von  $\pm 3$  m ableiten lassen, sind damit geodynamische Fragestellungen wie Kontinentaldrift und Plattentektonik in angemessenen Zeiträumen nicht zu beantworten. Mit dem Start des ersten künstlichen Erdsatelliten im Jahre 1957 eröffneten sich jedoch auch für die Geodäsie neue Möglichkeiten. Zuerst wurden die Satelliten nur als Hochziel benutzt, das von mehreren Orten auf der Erde gleichzeitig beobachtet (fotografiert) wurde. Das brachte gegenüber der terrestrischen Triangulation den Vorteil, größere Räume überbrücken zu können. Ihre Bahn brauchte nur soweit bekannt zu sein, daß man sie auffinden konnte. Mit diesen geometrischen Methoden der Satellitengeodäsie wurden die geozentrischen Koordinaten eines weltweiten Netzes von Beobachtungsstationen mit einer Unsicherheit von  $\pm 5$  m bestimmt.

1964 gelangen erste Entfernungsmessungen zu Satelliten unter Verwendung von Laserimpulsen. Hatten die Geräte der 1. Generation bei Reichweiten bis 3000 km noch eine Meßunsicherheit von  $\approx 1,5$  m, so erschienen ab 1974 Geräte der 2. Generation mit einer Reichweite von 6000 km und einer Meßunsicherheit im Dezimeterbereich. Ein 1978 in Wettzell (BRD) in Betrieb genommenes Laserradargerät, das die 3. Generation repräsentiert, hat bei einer Reichweite von 20 000 km eine Meßunsicherheit im Zentimeterbereich [13].

Während die Meßtechnik sich in dieser Weise verbesserte, vollzog sich auch eine Änderung in der Methodik der Satellitengeodäsie durch den Übergang von den geometrischen zu dynamischen Verfahren. Bei den dynamischen Verfahren dient die Bahn des Satelliten als Bezugssystem für die geodätischen Messungen. Die Auswertung setzt ein theoretisches Modell für die Satellitenbahn voraus, das die Störungen der Bahn durch das Gravitationsfeld der Erde, des Mondes und der Sonne sowie durch die Erdatmosphäre und den Strahlungsdruck ausreichend genau beschreibt. Die Analyse der verbleibenden Abweichungen ermöglicht dann Aussagen über das dynamische Verhalten der Erde [14].

1967 wurde die Radiointerferometrie zu natürlichen Quellen mit sehr langer Basis (VLBI) entwickelt. Neben den Laserentfernungsmessungen zum Mond und zu künstlichen Satelliten steht damit ein weiteres hochleistungsfähiges geodätisches Meßverfahren für Entfernungen zwischen 100 km und 10 000 km zur Verfügung, das über ein raumfestes Referenzsystem verfügt.

Mit diesen modernen Verfahren der kosmischen Geodäsie, die eine relative Meßunsicherheit von nur  $10^{-9}$  erreichen, ist die Geodäsie heute in der Lage, wesentliche Beiträge zur Geodynamik im Sinne der zeitlichen Änderung von Struktur und Zustand der Erde zu liefern.

Im Rahmen der geodynamischen Untersuchungen werden von der Geodäsie besonders zur Problematik der planetaren Dynamik der Erde und zur Deformation der Lithosphäre wichtige Aussagen erwartet [15]. Dabei versteht man unter planetarer Dynamik der Erde ihr Verhalten als rotierender, deformierbarer Planet. Sie befaßt sich hauptsächlich mit dem Rotationsverhalten und den Gezeiten der Erde und gehört damit zu den klassischen Problemen der Astronomie, Geodäsie und Geophysik. Die Beherrschung der Problematik "planetare Dynamik" ist Voraussetzung für die erfolgreiche Bearbeitung der Deformation der Lithosphäre, bei der sich folgende geodätische Teilaufgaben ergeben [15]:

- meßtechnischer Nachweis von großräumigen horizontalen Verschiebungen der tektonischen Platten
- Überwachung der vertikalen und der horizontalen Bewegungsvorgänge in den Bereichen der Plattengrenzen
- Kontrolle der Festigkeit der Platten durch Überwachung von Bewegungen im Innern der Platten.

Neben den genannten Verfahren der kosmischen Geodäsie mit oft globaler Aufgabenstellung müssen noch moderne Satellitenverfahren erwähnt werden, die als weltweite Navigationssysteme konzipiert wurden, aber auch für geodätische Belange genutzt werden. Dazu gehören die DOPPLER-Messungen zum TRANSIT-Satellitensystem, die ein wirtschaftliches und leistungsfähiges Verfahren zur Kontrolle und zum Zusammenschluß geodätischer Grundlagennetze und für die Neuaufnahme von Landesnetzen in Entwicklungsländern darstellen.

Außerdem ist hier die Nutzung von Satelliten-Funksignalen für die Basis-Interferometrie zu nennen. Für das im Aufbau befindliche NAVSTAR-GPS-Satellitensystem wurden bereits entsprechende verfahrens- und gerätetechnische Lösungen aufgezeigt. Die Basis-Interferometrie mit Satelliten eröffnet im Bereich von 5 bis 500 km Möglichkeiten zur Punktverdichtung mit cm-Genauigkeit und hat damit auch besondere Bedeutung in seismisch aktiven Zonen [16].

## 2.2. Betrachtung der einzelnen Meßverfahren

Die modernen geodätischen Meßverfahren sind dadurch gekennzeichnet, daß sie die gesuchte Meßgröße auf Zeit- und Frequenzmessungen zurückführen, die bekanntlich mit der geringsten Meßunsicherheit durchgeführt werden können.

Nachfolgend soll untersucht werden, ob der erreichte Stand der Zeit- und Frequenzmeßtechnik die Leistungsfähigkeit dieser Verfahren noch wesentlich einschränkt.

### 2.2.1. Elektronische Verfahren der terrestrischen Entfernungsmessung

Die geodätische Streckenmessung kann nach verschiedenen Verfahren durchgeführt werden:

1. mechanische Streckenmessung
2. optische Streckenmessung
3. elektronische Streckenmessung.

Die elektronische Streckenmessung zeichnet sich gegenüber den anderen Verfahren durch große Meßgeschwindigkeit, beträchtliche Reichweite, hohe Genauigkeit und Unabhängigkeit von örtlichen Bedingungen aus. Einen Vergleich bezüglich der erreichbaren Genauigkeit ermöglicht Tab. 2 [17].

Tab. 2 : Meßunsicherheit geodätischer Streckenmeßverfahren

| Verfahren    | Instrument                                  | Meßunsicherheit                         |
|--------------|---|---|
| mechanisch   | Rollmeßband                                 | $3,3 \cdot 10^{-4}$                     |
|              | Meßplatten                                  | $1 \cdot 10^{-4}$                       |
|              | 24-m-Invarbänder mit Meßbandspanner         | $2 \cdot 10^{-5}$                       |
|              | Invardrähte bei Basismessung (bis 2 km)     | $1 \cdot 10^{-6}$                       |
| optisch      | Basislatte und Theodolit                    | $2 \cdot 10^{-4}$                       |
|              | Interferenzkomparator ( $\leq 1$ km)        | $1 \cdot 10^{-7}$                       |
| elektronisch | Mikrowellenentfernungsmesser (bis 50 km)    | $3,3 \cdot 10^{-6}$                     |
|              | elektrooptische Strsckenmeßgeräte bis 50 km | $2 \cdot 10^{-6}$                       |
|              | bis 1 km                                    | $1 \cdot 10^{-5}$ bis $1 \cdot 10^{-6}$ |

### 2.2.1.1. Meßprinzip

Zur Messung einer Strecke  $\overline{AB}$  werden im Punkt A elektromagnetische Wellen ausgesendet, die nach Reflexion am Endpunkt B wieder im Ausgangspunkt A eintreffen. Aus der Laufzeit  $\tau$  der Wellen kann bei bekannter Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c$  die Streckenlänge  $s$  unmittelbar ermittelt werden. Unter Berücksichtigung des doppelten Durchlaufens der Meßstrecke gilt:

$$(10) \quad s = \frac{c \cdot \tau}{2}$$

Dabei müssen einige Besonderheiten beachtet werden.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen hängt von den atmosphärischen Bedingungen ab

$$(11) \quad c = \frac{c_0}{n}$$

$c$  = Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle  
 $c_0$  = Lichtgeschwindigkeit im Vakuum  
 $n$  = Brechungszahl des Mediums

Die Brechungszahl der Luft ändert sich in Abhängigkeit von Temperatur, Feuchtigkeit und Druck.

Bezüglich der zu verwendenden Wellen müssen geradlinige Ausbreitung, gute Bündelungsfähigkeit und geringe Absorption durch die Atmosphäre gefordert werden. Diese Forderungen werden von den Lichtwellen und auch hinreichend von den Mikrowellen erfüllt. Während aber bei der Verwendung von Lichtwellen ein passiver Reflektor ausreicht, benötigen Mikrowellenentfernungsmesser infolge der bedeutend größeren Streuung ein Empfangsgerät im Streckenendpunkt, das die empfangene Energie verstärkt und zurücksendet.

Zur Laufzeitbestimmung, die der elektronischen Streckenmessung praktisch zugrunde liegt, wäre ein Impulsverfahren naheliegend. Infolge der hohen Anforderungen hinsichtlich geringer Impulsbreite, steiler Impulsflanken und hoher Auflösung der Zeitintervallmessung bei den geforderten geodätischen Meßgenauigkeiten ergeben sich so große technische Probleme, daß bei den elektronischen Entfernungsmessern eine indirekte Laufzeitmessung gewählt wurde. Sie erfolgt durch Phasenvergleich der vom Sender abgestrahlten Wellen mit den nach Reflexion wieder am Standort eintreffenden Wellen.

#### 2.2.1.1.1. Phasenmeßverfahren

Aus der Darstellung der harmonischen Schwingung

$$(12) \quad y = a \cdot \sin(\omega t + \varphi_0)$$

$y$  = Momentanwert  
 $a$  = Amplitude  
 $\omega$  = Kreisfrequenz  
 $t$  = Zeit  
 $\varphi_0$  = Nullphasenwinkel,

in der das Argument der Winkelfunktion den Phasenwinkel darstellt, erhält man für die laufzeitproportionale Phasendifferenz  $\Delta\varphi$ , wenn man  $t$  als die für das doppelte Durchlaufen der Meßstrecke erforderliche Zeit betrachtet:

$$(13) \quad \Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = (\omega t + \varphi_0) - \varphi_0 = \omega t = 2\pi f t \quad \text{mit}$$

$$\varphi_1 = \varphi_0 = \text{Phasenwinkel der abgestrahlten Welle zur Zeit } t = 0 \quad \text{und}$$

$$\rho_2 = \omega t + \rho_0 = \text{Phasenwinkel der Welle nach doppeltem Streckendurchlauf.}$$

Aus (10) und (13) erhält man die gesuchte Strecke  $s$  zu

$$(14) \quad s = \frac{c}{4\pi f} \cdot \Delta\rho.$$

Da Phasenmessungen nur innerhalb einer Periode eine eindeutige Aussage liefern, diese aber bei den Lichtwellen in der Größenordnung  $\mu\text{m}$  und bei den Mikrowellen in der Größenordnung  $\text{mm}$  liegen, ist eine Streckenmessung bis max. 100 km auf diese Weise nicht durchführbar. Deshalb werden den hochfrequenten Trägerwellen vorwiegend Frequenzen zwischen 10 ... 100 MHz als Maßstabsträger aufmoduliert und zum Phasenvergleich benutzt. Diesen Frequenzen entsprechen Wellenlängen zwischen 3 bis 30 m. Da der analoge Phasenvergleich mit einer Unsicherheit  $<10^{-3}$  bezogen auf eine Periode möglich ist, ist eine Unsicherheit der Streckenmessung von 1 cm erreichbar.

Die Eindeutigkeit des Meßergebnisses wird durch Verwendung mehrerer Modulationsfrequenzen (2 bis 5) erzielt, die aus einem querstabilisierten Oszillator abgeleitet werden.

Das Prinzip soll vereinfacht dargestellt werden, indem von einem kontinuierlich durchstimmbaren Oszillator ausgegangen wird (aus meßtechnischen Gründen praktisch nicht angewandt). Bei der Streckenmessung wird der Modulationsoszillator so eingestellt, daß eine ganze Zahl von Periodendurchläufen entsteht, d.h.

$$(15) \quad \Delta\rho = k \cdot 2\pi \quad k = \text{unbekannte Zahl der vollen Phasendurchgänge.}$$

Wird die so eingestellte Frequenz mit  $f_1$  bezeichnet, erhält man aus (14) und (15) die Beziehung

$$(16) \quad s = k \cdot \frac{c}{2f_1}.$$

Die Oszillatorfrequenz wird nun so verändert, daß eine weitere volle Periode durchlaufen wird. Für diesen Fall gilt

$$(17) \quad s = (k + 1) \cdot \frac{c}{2f_2}$$

Gleichsetzung von (16) und (17) ergibt

$$(18) \quad k = \frac{f_1}{f_2 - f_1} \quad \text{bzw. eingesetzt in (16)}$$

$$(19) \quad s = \frac{c}{2(f_2 - f_1)}.$$

Die Verfahrensweise bei Verwendung konstanter Modulationsfrequenzen ist in [17] ausführlich dargestellt.

#### 2.2.1.1.2. Impulsmeßverfahren

Die Entwicklung der Lasertechnik führte bei den elektrooptischen Entfernungsmessern zum Einsatz kontinuierlicher Laser als Lichtquelle.

Mit der Entwicklung von Impulslasern, die Impulsbreiten von wenigen ns bzw. darunter ermöglichen, entstanden wesentliche Voraussetzungen für den Einsatz von Impulsmeßverfahren für die geodätische Streckenmessung, wie sie zur Zeit der Entwicklung der ersten elektronischen Entfernungsmesser nicht gegeben waren. Auch die Zeitintervallmeßtechnik, deren Entwicklung besonders durch die Kerntechnik vorangetrieben wurde, hat einen Stand erreicht, wie er für den Einsatz von Impulsmeßverfahren erforderlich ist.

Das Meßprinzip ist denkbar einfach.

Zur Vermessung der Strecke  $\overline{AB}$  wird im Punkt A ein kurzer Laserimpuls ausgesendet, am Endpunkt B reflektiert und in Punkt A wieder empfangen. Der abgehende Impuls startet, der zurückkommende Impuls stoppt einen Zeitintervallmesser hoher Auflösung. Die so bestimmte Laufzeit  $t$  für das zweifache Durchlaufen der Strecke liefert unmittelbar

$$(20) \quad s = \frac{c}{2} \cdot t.$$

Auch hier gilt, wie bei den vorher dargestellten elektronischen Entfernungsmessern, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen von atmosphärischen Bedingungen abhängt.

In [18] wird über ein Impulsmeßverfahren berichtet, das bei einer Streckenlänge von 10 km eine relative Meßunsicherheit von  $10^{-6}$  liefert und damit den nach dem Phasenmeßverfahren arbeitenden elektronischen Entfernungsmessern vergleichbar ist.

#### 2.2.1.2. Anforderungen an die Zeitintervall- und Frequenzmeßtechnik

Die Meßunsicherheit liegt bei der Verwendung von elektrooptischen Entfernungsmessern im Mittel bei  $1 \cdot 10^{-6}$ , bei Mikrowellenentfernungsmessern bei  $5 \cdot 10^{-6}$  [17] und wird im wesentlichen durch Unsicherheiten bei der Berechnung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen, durch Anzeige-, Phasenmeßfehler und Abweichungen der Modulationsfrequenz bestimmt.

Da in diesem Zusammenhang nur der Einfluß der Frequenzabweichung interessiert, können in (14) alle anderen Größen zu einer Konstante  $K$  zusammengefaßt werden.

Aus der so formulierten Beziehung

$$(21) \quad s = K \cdot \frac{1}{f}$$

erhält man mit den bekannten Mitteln der Fehlerabschätzung als Fehlerschranke für den relativen Fehler

$$(22) \quad \left| \frac{\Delta s}{s} \right| = \left| \frac{\Delta f}{f} \right|$$

Um systematische Fehler bei der Streckenmessung zu vermeiden, ist bei der erwarteten Meßunsicherheit von  $1 \cdot 10^{-6}$  die Frequenzabweichung der Modulationsfrequenz vom Absolutwert ebenfalls in den Grenzen von  $1 \cdot 10^{-6}$ , besser noch  $1 \cdot 10^{-7}$  zu halten. Das stellt zumindest für Laborverhältnisse kein besonderes Problem dar.

Weitaus höhere technische Forderungen werden beim Impulsverfahren gestellt, wenn die gleiche Streckenmeßgenauigkeit erreicht werden soll. Da die Bestimmung der Strecke in diesem Fall direkt auf einer Laufzeitmessung basiert, wird eine sehr leistungsfähige

Zeitintervallmeßtechnik benötigt. Aus (20) erhält man als Schranke für den relativen Fehler unter Vernachlässigung des Fehlers bei der Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit

$$(23) \quad \left| \frac{\Delta s}{s} \right| = \left| \frac{\Delta t}{t} \right| \quad \text{bzw. für den absoluten Fehler}$$

$$(24) \quad |\Delta s| = \frac{c}{2} \cdot \Delta t$$

Bei einer Meßunsicherheit von  $1 \cdot 10^{-6}$  für die Streckenmessung darf zwangsläufig die gleiche relative Meßunsicherheit bei der Zeitintervallmessung nicht überschritten werden.

Das eigentliche meßtechnische Problem erkennt man aber erst, wenn man die erforderliche Auflösung der Zeitintervallmessung ableitet. Aus (24) erhält man, daß für die Bestimmung der Streckenlänge mit einer Unsicherheit von  $\pm 1,5$  cm eine Auflösung der Zeitintervallmessung von 100 ps erforderlich ist. Die in der Kerntechnik üblichen Analogverfahren zur Zeitintervallmessung haben zwar eine Auflösung im ps-Gebiet, aber eine relative Meßunsicherheit in der Größenordnung von  $10^{-4}$ . Trotz dieser Schwierigkeiten wurde bei Streckenmessungen mit Impulslasern über Entfernungen von mehr als 5 km bereits eine Meßunsicherheit von  $10^{-6}$  erreicht. Die Zeitintervallmessung erfolgt dabei mit einer Auflösung von 25 ps [18].

#### 2.2.2. Laserentfernungsmessungen zu Satelliten

Die Beobachtung künstlicher Erdsatelliten brachte für die Geodäsie bedeutend präzisere Aussagen über Gestalt und Schwerefeld der Erde als die klassischen Verfahren. Zuerst durchgeführte visuelle Beobachtungen wurden bald durch fotografische Registrierungen von Satellitendurchgängen mit Spezialkameras ersetzt. Die auf diese Weise durchgeführte Richtungsbestimmung zwischen Beobachtungsstation und momentaner Satellitenposition wurde in zunehmendem Maße verdrängt durch die Entfernungsmessung zwischen Beobachtungsstation und Satellit, insbesondere durch die geringe Meßunsicherheit und den geringen Auswertungsaufwand des letztgenannten Verfahrens. Beide Verfahren erfordern eine genaue Registrierung des Meßzeitpunktes.

Auch im ZIPE wurde ein Laserentfernungsmesser entwickelt und auf der Basis des Spezialbeobachtungsgerätes (SBG) vom VEB Carl Zeiss Jena realisiert [19, 20]. 1974 wurden die ersten Laserechos von Satelliten mit einer Meßunsicherheit von  $\pm 1,5$  m (1. Generation) registriert. 1975 wurde die Konzeption für ein Gerät der 2. Generation mit einer Meßunsicherheit von 1 bis 2 dm erarbeitet [21]. Das inzwischen realisierte Gerät, das mittels einer präzisen Rechnersteuerung die Blindbeobachtung von Satelliten einschließlich Tagesbeobachtungen ermöglicht, arbeitet mit kürzeren Laserimpulsen, einem verbesserten Eingangsdiskriminator, höherer Auflösung bei der Zeitintervallmessung und mit geringerer Meßunsicherheit bei der Zeitpunktbestimmung. Dieses Gerät ist infolge seines hohen Automatisierungsgrades und der geringen Meßunsicherheit zum Spitzengerät der Interkosmos-Kooperation geworden. Wesentliche Details sind in [22] dargestellt.

Unter Bezugnahme auf die zitierten Arbeiten wird auf eine ausführliche Darstellung verzichtet.

Auch die Laserentfernungsmessung zum Mond soll nur kurz erwähnt werden, da sie gegenüber der Laserentfernungsmessung zu künstlichen Satelliten bez. der Anforderungen an die Zeit- und Frequenzmeßtechnik vergleichbare Forderungen stellt. Infolge der weitaus größe-

ren Entfernung (384 000 km) unterscheiden sich die sehr schwachen Laserechos aber kaum vom Rauschen. Deshalb werden zur elektronischen Laufzeitmessung sogenannte "event-timer" verwendet, die zu jedem Laserimpuls die Registrierung von mehreren Stop-Impulsen ermöglichen. Die Zeitpunktbestimmung der Messung ist infolge der relativ geringen Relativbewegung des Mondes gegenüber der Erde weniger kritisch.

#### 2.2.2.1. Meßprinzip

Ein Beobachtungsteleskop wird dem Satelliten nachgeführt. Wenn er im Gesichtsfeld des Instrumentes erscheint, wird ein Impulslaser ausgelöst, der einen kurzen Impuls hoher Leistung erzeugt. Über eine Sendeoptik gelangt der Impuls zum Satelliten. Nach Reflexion an einem am Satelliten angebrachten Reflektor gelangt er zum Sendeort zurück und wird von einem Empfangsteleskop aufgenommen. Ein Fotovervielfacher übernimmt die lichtelektrische Umwandlung des Echosignals. Zum Zeitpunkt der Impulssendung wird ein hochauflösender Zeitintervallmesser gestartet. Der Echoimpuls wird zur Ableitung eines zeitsignifikanten Punktes einem Diskriminator zugeführt. Der Ausgangsimpuls der Diskriminatorschaltung stoppt den Zeitintervallmesser. Die doppelte Laufzeit des Impulses zum Satelliten (Hin- und Rücklauf) wird vom Zeitintervallmesser direkt angezeigt. Da der Satellit infolge seiner Eigenbewegung ständig seine Position und damit seine Entfernung vom Beobachtungsort ändert, ist eine meßtechnische Aussage nur möglich, wenn neben der Laufzeitmessung gleichzeitig der Zeitpunkt der Messung (Sendezeitpunkt) mit erfaßt wird.

#### 2.2.2.2. Forderungen an Zeitintervallmessung, Zeitpunktbestimmung und Frequenz

##### 2.2.2.2.1. Zeitintervallmessung

Die 1. Generation der Laserentfernungsmesser war mit Zeitintervallmessern ausgerüstet, die eine Auflösung von 10 ns hatten. Unter Verwendung der auch hier geltenden Beziehungen (23) und (24) erhält man den absoluten Fehler der Streckenmessung mit  $\pm 1,5$  m, das entspricht unter Voraussetzung einer Satellitenentfernung von 1500 km einer relativen Meßunsicherheit von  $1 \cdot 10^{-6}$ . Die gegenwärtig im Mittelpunkt des Interesses stehende geodynamische Problemstellung, wie z. B. die Untersuchung von Polbewegung, Rotationsschwankungen, Gezeitendeformation des Erdkörpers, säkularen Änderungen der Erdfigur und des Schwerfeldes erfordert eine wesentliche Verringerung der Meßunsicherheit, möglichst auf Werte in der Größenordnung von einigen Zentimetern. Das bedeutet eine Erhöhung der Auflösung der Zeitintervallmessung auf Werte von  $\pm 100$  ps. Bezogen auf die oben angeführte Satellitenentfernung beträgt die relative Meßunsicherheit dann  $10^{-8}$ .

##### 2.2.2.2.2. Zeitpunktbestimmung

Wenn die aus der Laufzeitmessung abgeleitete Entfernung der tatsächlichen Satellitenposition entsprechen soll, muß der Zeitpunkt der Lichtreflexion am Satelliten für jede Messung erfaßt werden. Man erhält ihn mit

$$(25) \quad t_R = t_S + \frac{\tau}{2}$$

$t_R$  = Zeitpunkt der Lichtreflexion am Satelliten  
 $t_S$  = Aussendezeitpunkt des Laserimpulses  
 $\tau$  = Laufzeit des Laserimpulses zum Satelliten und zurück.

Da  $\tau$  als Ergebnis der Laufzeitmessung vorliegt, muß nur noch  $t_S$  im System des Stationszeitnormals erfaßt werden, das anschließend auf eine internationale Zeitskala bezogen wird. Bei den Geräten der 1. Generation ist eine Unsicherheit der Zeitpunktbestimmung von  $\pm 0,1$  ms völlig ausreichend.

In [19] wurde für den Satelliten Geos A ein dadurch verursachter Fehler von max.  $\pm 0,2$  m errechnet. Bei großer Zenitdistanz treten max. Radialgeschwindigkeiten der Satelliten auf, die dann in die Nähe der Tangentialgeschwindigkeit kommen. Geht man von einer Geschwindigkeit von 7,5 km/s aus, wie sie etwa die Geos-Satelliten haben ( $h = 1000$  km), so werden in  $10 \mu\text{s}$  bereits 7,5 cm zurückgelegt.

Für eine angestrebte Unsicherheit der Entfernungsmessung von 2 bis 3 cm ist deshalb die Zeitpunktbestimmung auf  $\pm 1 \mu\text{s}$  genau erforderlich. Das ist im System des Stationszeitnormals noch ohne größere Schwierigkeiten durchführbar. Der Zeitananschluß an eine internationale Zeitskala mit einer Unsicherheit in der Größenordnung von  $1 \mu\text{s}$  ist für viele Stationen nur schwer zu realisieren.

#### 2.2.2.2.3. Frequenz

Die hohen Forderungen bezüglich Zeitintervallmessung und Zeitpunktbestimmung erfordern hochstabile Steueroszillatoren. Bei einer digitalen Zeitintervallmessung mit einer Unsicherheit von  $\pm 100$  ps muß die relative Frequenzabweichung des Steueroszillators vom Absolutwert der Frequenz zur Vermeidung systematischer Fehler in der Größenordnung von  $10^{-10}$  liegen. Die gleiche Größenordnung erfordert die Zeitpunktbestimmung, wenn man voraussetzt, daß für einen Meßzeitraum von 1 h der durch Frequenzabweichung des Steueroszillators bedingte Fehler  $1 \mu\text{s}$  nicht überschreiten soll.

#### 2.2.3. DOPPLER-Messungen zu Satelliten

1960 wurde in den USA das erste Satelliten-Navigationsverfahren auf der Basis des DOPPLER-Effektes für militärische Zwecke entwickelt. 1967 wurde es für die zivile Verwendung freigegeben [23]. Das ursprüngliche Navigationsverfahren wurde so weiterentwickelt, daß es auch für geodätische Zwecke anwendbar ist. Es zeichnet sich aus durch die Möglichkeit der vollen Automatisierung und die Unabhängigkeit von Tageszeit und meteorologischen Bedingungen. Bei Verarbeitung einer genügenden Anzahl von Bahndurchgängen ist es möglich, für beliebige Punkte der Erdoberfläche die Positionsbestimmungen mit einer Unsicherheit von  $\approx 1$  m durchzuführen [24]. Es werden Sendefrequenzen von 150 MHz und 400 MHz verwendet.

##### 2.2.3.1. Meßprinzip

Während bei den bisher dargestellten Verfahren Entfernungen gemessen wurden, bestimmt man bei DOPPLER-Messungen und Radiointerferometrie Entfernungsdifferenzen. Bekanntlich weichen gesendete und empfangene Frequenzen voneinander ab, falls zwischen Sender und Empfänger eine Relativbewegung erfolgt (DOPPLER-Effekt). Es gilt:

$$f_E > f_S \quad \text{bei Annäherung}$$

$$f_E < f_S \quad \text{bei Entfernung} \quad \text{mit } f_E = \text{empfangene Frequenz, } f_S = \text{Sendefrequenz.}$$

Im speziellen Fall wird der Sender vom Satelliten mitgeführt, während sich der Empfänger am Beobachtungsort auf der Erdoberfläche befindet. Für bewegte Sender bei ruhendem Beobachter gilt:

$$(26) \quad f_E = \frac{f_S}{1 \pm \frac{v}{c}}$$

mit  $v$  = Relativgeschwindigkeit zwischen Sender und Empfänger

$c$  = Lichtgeschwindigkeit, gesetzt für die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen.

Da  $|v/c| \ll 1$  gilt, kann (26) unter Anwendung der bekannten Näherungsbeziehung

$$(27) \quad \frac{1}{1 \pm x} \approx 1 \pm x \quad \text{für } |x| \ll 1 \quad \text{dargestellt werden als}$$

$$(28) \quad f_E = f_S (1 \pm \frac{v}{c}) .$$

Daraus erhält man die durch den DOPPLER-Effekt hervorgerufene Frequenzänderung  $\Delta f$  zu

$$(29) \quad \Delta f = f_E - f_S = \pm f_S \cdot \frac{v}{c} .$$

Diese für den akustischen DOPPLER-Effekt abgeleitete Beziehung gilt näherungsweise auch für elektromagnetische Wellen, obwohl da der Effekt rein relativistisch aus der Relativbewegung der Koordinatensysteme von Sender und Empfänger erklärt werden muß.

Abb. 1 veranschaulicht den Sachverhalt, wobei die Satellitenbahn als Gerade angenommen wurde, eine Näherung, die für große Satellitenentfernungen und kleine Bahnabschnitte angenommen werden kann.

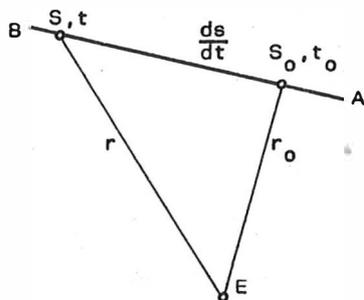


Abb. 1: Relativbewegung des Satelliten gegenüber dem Empfangsort

- $\overline{AB}$  = Satellitenbahn
- E = Empfangsort
- $S_0, S$  = Satellitenpositionen
- $r_0$  = kürzeste Entfernung zwischen Satellit und Bodenstation
- $t_0$  = Zeitpunkt der größten Annäherung
- $t$  = Zeitpunkt zur Satellitenposition S
- $r$  = Satellitenabstand in der Position S
- $ds/dt$  = Bahngeschwindigkeit des Satelliten

Aus Abb. 1 geht hervor, daß die zeitliche Änderung von  $r$ , also die "Radialgeschwindigkeit"  $dr/dt$ , die maßgebliche Größe für den DOPPLER-Effekt ist. Die Gleichungen (28) und (29) erhalten damit, und unter der Voraussetzung, daß sich der Satellit entfernt, die Form

$$(30) \quad f_E = f_S (1 - \frac{1}{c} \frac{dr}{dt}) \quad \text{bzw.}$$

$$(31) \quad \Delta f = - \frac{f_S}{c} \frac{dr}{dt} .$$

Daraus erhält man die Radialgeschwindigkeit

$$(32) \quad \frac{dr}{dt} = - \frac{c \cdot \Delta f}{f_S}$$

Abb. 2 zeigt den Verlauf von  $\Delta f$  in Abhängigkeit von  $t$  [25]:

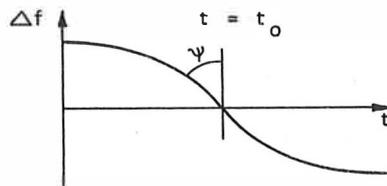


Abb. 2: DOPPLER-Frequenzänderung während der Bahnbewegung des Satelliten von A nach B als Funktion der Zeit

Zur Zeit der größten Annäherung  $t_0$  ist  $dr/dt = 0$  und damit auch  $\Delta f = 0$ .

Es läßt sich weiterhin zeigen, daß bei bekannter Bahngeschwindigkeit  $ds/dt$  des Satelliten und bei bekannter Sendefrequenz  $f_S$  aus dem Anstieg der Kurve in Abb. 2  $d(\Delta f)/dt$  der minimale Abstand des Satelliten von der Bodenstation ermittelt werden kann [25].

Meßgröße ist  $\Delta f$ , abgeleitet werden die Größen Radialgeschwindigkeit, Zeitpunkt und Betrag des geringsten Abstandes Satellit - Beobachtungsort. Bei bekannten Bahnparametern können daraus die Koordinaten der Beobachtungsstation bestimmt werden [26].

Bei diesem Verfahren werden einige 100 Daten während jedes Durchganges erfaßt. Zur Datenverringern wurde das Verfahren vereinfacht [27], indem über einen genau definierten Zeitraum integriert wird (z. B. 4 s, 6 s, 30 s oder 120 s). Unter Verwendung eines Referenzoszillators in der Bodenstation mit der Frequenz  $f_R$  wird die Differenzfrequenz  $f_R - f_E$  gebildet ( $f_E$  = empfangene Frequenz). Man erhält dann [28]:

$$(33) \quad N = \int_{t_1 + \mathcal{T}_1}^{t_2 + \mathcal{T}_2} (f_R - f_E) dt$$

$\mathcal{T}_1, \mathcal{T}_2$  = Signallaufzeiten von der Position  $S_1$  und  $S_2$  zur Bodenstation E  
 $t_1$  = Zeitpunkt, in dem der Satellit die Position  $S_1$  erreicht hat  
 $t_2$  = Zeitpunkt, in dem der Satellit die Position  $S_2$  erreicht hat  
 $r_1, r_2$  = Satellitenabstände zur Bodenstation E

$N$  ist der sogenannte "DOPPLER-count", der die Zahl der Schwingungen der Differenzfrequenz im Zeitraum  $t_2 - t_1$  angibt. Abb. 3 soll die Zusammenhänge veranschaulichen.

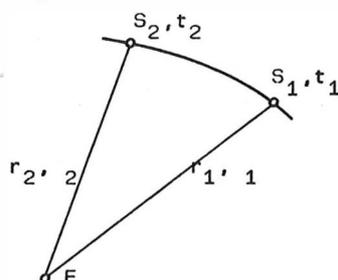


Abb. 3: Satellitenpositionen gegenüber der Bodenstation

Die Integration von (33) ergibt unter Berücksichtigung von

$$\tau_1 = \frac{r_1}{c} \quad \text{und} \quad \tau_2 = \frac{r_2}{c}$$

$$(34) \quad N = \frac{f_R}{c} (r_2 - r_1) + (f_R - f_S) (t_2 - t_1)$$

bzw. nach Transformation in kartesische Koordinaten [28]:

$$(35) \quad N = \frac{f_R}{c} \left\{ \left[ (x_2 - x_E)^2 + (y_2 - y_E)^2 + (z_2 - z_E)^2 \right]^{1/2} - \left[ (x_1 - x_E)^2 + (y_1 - y_E)^2 + (z_1 - z_E)^2 \right]^{1/2} \right\} + (f_R - f_S) (t_2 - t_1) .$$

Da die Bahnparameter ständig mit ausgesendet werden, können daraus die Positionskordinaten des Satelliten  $x_1, y_1, z_1$  und  $x_2, y_2, z_2$  berechnet werden.  $N$  ist die eigentliche Meßgröße. Die Koordinaten der Bodenstation  $x_E, y_E, z_E$  und die Frequenzablage  $(f_R - f_S)$  lassen sich aus den Meßwerten errechnen. Die Messungen werden auf 2 Satellitenfrequenzen durchgeführt (z. B. 150 MHz und 400 MHz), um den Refraktionseinfluß der Ionosphäre berechnen zu können.

#### 2.2.3.2. Fehlereinfluß von Frequenz- und Zeitpunktmessung

Abgesehen von der Refraktion in der Ionosphäre und in der Troposphäre wird die Meßunsicherheit der Positionsbestimmung nach dem DOPPLER-Verfahren wesentlich durch Zeit- und Frequenzgrößen beeinflusst. Nach Gleichung (34) sind es die Größen  $f_R, f_S$  und  $(t_2 - t_1)$ . Durch partielle Differentiation nach den betreffenden Einflußgrößen erhält man folgende Fehlerabschätzung:

$$(36) \quad N = \left| \left[ \frac{r_2 - r_1}{c} + (t_2 - t_1) \right] \right| \cdot \Delta f_R \quad \text{bzw. mit}$$

$$(37) \quad \frac{r_2 - r_1}{c} \ll 1 \quad \text{gilt}$$

$$(38) \quad |\Delta N| = |(t_2 - t_1)| \cdot |\Delta f_R| \quad \text{bzw.}$$

$$(39) \quad |\Delta N| = |(f_R - f_S)| \cdot |\Delta(t_2 - t_1)| \quad \text{und}$$

$$(40) \quad |\Delta N| = |(t_2 - t_1)| \cdot |\Delta f_S| .$$

Aus (38) und (40) ist ersichtlich, daß  $\Delta f_S$  den gleichen Einfluß hat wie  $\Delta f_R$ . Zur Abschätzung des Einflusses vom DOPPLER-count-Fehler  $\Delta N$  auf die Satellitenentfernung wird (34) z. B. nach  $r_2$  aufgelöst:

$$(41) \quad r_2 = r_1 + \frac{c}{f_R} N - \frac{c}{f_R} (f_R - f_S) (t_2 - t_1) .$$

Aus der partiellen Ableitung nach  $N$  erhält man für die Fehlerabschätzung

$$(42) \quad |\Delta r| = \left| \frac{c}{f_R} \right| \cdot |\Delta N| .$$

Zur quantitativen Fehlerermittlung werden einige Systemparameter des Navy Navigation Satellite System eingeführt:

$$f_S \approx 400 \text{ MHz (genau } 400 \text{ MHz } \pm 32 \text{ kHz)}$$

$$f_R \approx 400 \text{ MHz}$$

$$t_2 - t_1 = 30 \text{ s.}$$

Mit diesen Größen erhält man unter Verwendung der Gleichungen (38), (39), (40) und (41) folgende Tabelle:

**Tab. 3:** Fehlereinfluß von Zeit- und Frequenzgrößen auf die Bestimmung der Satellitenentfernung

|            | $\Delta f_R, \Delta f_S$ |                     |                    | $\Delta(t_2 - t_1)$ |                  |                   |
|------------|--------------------------|---------------------|--------------------|---------------------|------------------|-------------------|
|            | $1 \times 10^{-11}$      | $1 \times 10^{-10}$ | $1 \times 10^{-9}$ | $1 \mu\text{s}$     | $10 \mu\text{s}$ | $100 \mu\text{s}$ |
| N/Schwing. | 0,12                     | 1,2                 | 12                 | 0,03                | 0,3              | 3                 |
| r/m        | 0,09                     | 0,9                 | 9                  | 0,02                | 0,23             | 2,25              |

Aus Tab. 3 geht hervor, daß für gute Einzelwerte erhebliche Anforderungen an die Kurzzeitstabilität der Oszillatoren gestellt werden. Für die Einhaltung der Meßzeitintervalle ist eine Unsicherheit von  $\pm 1 \mu\text{s}$  ausreichend.

Die gegenwärtigen DOPPLER-Geräte ermöglichen die Bestimmung der Stationskoordinaten mit einer inneren Genauigkeit von  $\leq 1 \text{ m}$  [29, 30]. Vergleiche mit geodätischen Netzen ergeben Abweichungen von 2 bis 3 m.

#### 2.2.4. Radiointerferometrie mit langer Basis (VLBI)

Das Auflösungsvermögen (Winkelauflösung) von Radioteleskopen ist dem Quotienten aus der Wellenlänge der beobachteten Strahlung und dem Antennendurchmesser direkt proportional. Deshalb wird auch mit Spiegeldurchmessern von 50 m und mehr für den in Frage kommenden Wellenbereich zwischen 1 cm bis 10 m nur eine im Verhältnis zu optischen Geräten eehr geringe Winkelauflösung erreicht. Durch Verwendung eines zweiten Antennenspiegels läßt sich ein Radiointerferometer realisieren, dessen Auflösung durch Vergrößerung des gegenseitigen Abstandes wesentlich erhöht werden kann.

Es gilt die Beziehung [31]:

$$(43) \quad \alpha = \frac{1}{3} \vartheta \cdot \frac{\lambda}{d} \quad \text{mit } \alpha = \text{Winkelauflösung}$$

$$\vartheta = 206265''$$

$$\lambda = \text{Wellenlänge der beobachteten Strahlung}$$

$$d = \text{Basislänge des Interferometers (Antennenabstand)}$$

Unter Verwendung von Basislängen bis zu einigen 1000 km ist damit eine Winkelauflösung bei der Positionsbestimmung von natürlichen Strahlungsquellen (z. B. Quasare) von  $< 0,001''$  theoretisch erreichbar. Entscheidend für die geodätische Anwendung ist, daß auch die Komponenten der Basislinie mit sehr geringem Fehler (dm-Bereich erreicht, cm-Bereich angestrebt) bestimmt werden können. Das entspricht einer relativen Meßunsicherheit von  $10^{-8}$  bzw.  $10^{-9}$ . Ein wichtiges Nebenprodukt ist die Möglichkeit des interkontinentalen Zeitvergleichs mit einer Unsicherheit  $< 1 \text{ ns}$ . Das VLBI-Verfahren wurde 1967 unabhängig voneinander in Kanada und in den USA entwickelt.

### 2.2.4.1. Meßprinzip

Das Interferometerprinzip ist in Abb. 4 dargestellt.

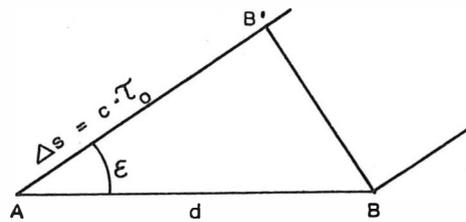


Abb. 4: Radio-Interferometer

- A, B = Antennen
- d = Basislänge
- $\tau_0$  = Verzögerung
- c = Lichtgeschwindigkeit
- $\Delta s$  = Wegunterschied der Wellenfronten von der Quelle zu den Antennen
- $\epsilon$  = Winkel zwischen Basislinie und Verbindungslinie Antenne - Radioquelle
- $\overline{BB'}$  = Verlauf einer Wellenfront

Zwei in einer Entfernung d aufgestellte Radioteleskope empfangen die Strahlung einer natürlichen Radioquelle (Quasar), die so weit entfernt ist, daß die Wellenfronten am Empfangsort als eben betrachtet werden können. Sie treffen infolge ungleicher Weglängen zu unterschiedlichen Zeiten an beiden Antennen ein. Aus Abb. 4 läßt sich eine geometrische Verzögerung  $\tau_0$  ableiten, um die die gleiche Wellenfront an Antenne A später ankommt als an Antenne B.

$$(44) \quad \tau_0 = \frac{1}{c} \cdot d \cdot \cos \epsilon .$$

Infolge der Erdrotation ändern sich ständig  $\tau_0$  und der Wegunterschied  $\Delta s$ . Beträgt  $\Delta s$  ein Vielfaches der Wellenlänge der von beiden Antennen registrierten Strahlung, so erhält man bei der Überlagerung maximale Signalamplituden. Dementsprechend bewirken ungeradzahlige Vielfache der halben Wellenlänge bei der Überlagerung minimale Amplituden. Infolge der Erdrotation kommt ein sinusförmiger Wechsel zwischen Maxima und Minima zustande. Die so entstehende Interferenzfrequenz f und die vorgenannte Verzögerung  $\tau_0$  sind die eigentlichen Meßgrößen, die bei der VLBI-Technik erfaßt werden. Die praktische Durchführung der Messung erfolgt so, daß an beiden Antennenstandorten die Strahlung der gleichen Radioquelle empfangen wird. Durch Überlagerung mit Oszillatoren, die von Atomfrequenznormalen stabilisiert werden, erfolgt die Umsetzung in ein Frequenzband, das von einem Magnetbandgerät aufgezeichnet werden kann. Vor der Aufzeichnung erfolgt noch die Digitalisierung der empfangenen Signale. Von einer präzisen Stationsuhr werden außerdem ständig Impulse zur Zeitsynchronisation mit aufgezeichnet.

Die Magnetbänder beider Stationen werden später einem Rechner zugeführt und einer Kreuzkorrelationsanalyse unterworfen. Daraus werden die Größen  $\tau$  und f abgeleitet.

$$(45) \quad \tau = \tau_c + \tau_0$$

- $\tau$  = Verzögerung
- $\tau_0$  = "geometrische" Verzögerung
- $\tau_c$  = Ständdifferenz der Stationsnormale

Der Zusammenhang mit den Bestimmungsgrößen der Radioquelle und der Basislinie im astronomischen Koordinatensystem ist in folgender Form gegeben [32]:

$$(46) \quad \tau = \tau_c + \frac{d}{c} \left[ \sin \delta_B \sin \delta_S + \cos \delta_B \cos \delta_S \cos (H_S - H_B) \right]$$

$\delta_S, \delta_B, H_S, H_B$  = Deklination und Stundenwinkel von Radioquelle und Basislinie  
 $d$  = Länge der Basislinie

sowie

$$(47) \quad f = \omega \frac{d\tau}{dt} - \frac{\omega d_E \Omega}{c} \cos \delta_S \sin (H_S - H_B)$$

$$\omega = 2\pi\nu$$

$$\nu = \text{Radiofrequenz}$$

$$t = \text{Zeit}$$

$$\Omega = \text{Rotationsgeschwindigkeit der Erde}$$

$$d_E = \text{Äquatorialkomponente der Basislinie}$$

Durch die Beobachtung mehrerer Radioquellen erhält man ein Gleichungssystem, das die Ermittlung aller Unbekannten ermöglicht.

#### 2.2.4.2. Anforderungen an Frequenzstabilität und Uhrensynchronisation

Die VLBI-Methode ist dadurch gekennzeichnet, daß infolge der großen Entfernung zwischen den Beobachtungsstationen getrennte Oszillatoren zur Abmischung der Empfangssignale verwendet werden müssen.

Wünschenswert wäre, daß beide Oszillatoren über die gesamte Dauer eines Experimentes von einigen Tagen phasensynchron bleiben würden, d. h. ihre gegenseitige Abweichung dürfte nur so groß sein, daß in bezug auf die beobachtete Signalfrequenz eine Wellenlänge nicht überschritten würde.

Unter Annahme einer Signalfrequenz von 10 GHz und einer Experimentdauer von 3 Tagen müßten die gegenseitigen Phasenschwankungen in diesem Zeitraum  $< 4 \cdot 10^{-16}$  sein. Da diese Forderung beim gegenwärtigen Stand der Atomfrequenznormale nicht realisierbar ist, begnügt man sich damit, daß während der üblichen Integrationszeit von 1000 s die Phasenschwankungen kleiner als ein Sechstel der Wellenlänge bleiben. Wieder bezogen auf eine Signalfrequenz von 10 GHz bedeutet das für die verwendeten Frequenznormale eine zulässige Frequenzinstabilität von  $1 \cdot 10^{-14}$ . Solche Forderungen lassen sich nur mit Wasserstoff-Masern realisieren.

Auch an die Stabilität der Zeitsignale, die zur Synchronisation der Magnetbänder ständig mit aufgezeichnet werden, müssen hohe Forderungen gestellt werden. Instabilitäten wirken sich als Änderungen der Meßgröße  $\tau$  aus. Die Ableitung dieser Signale erfolgt ebenfalls aus den genannten Atomfrequenznormalen.

Um das Auffinden der Interferenzen bei der Überlagerung der Aufzeichnungen zu ermöglichen, wird ein Zeitpunktvergleich zwischen den Stationen auf einige  $\mu\text{s}$  genau erforderlich. Nachträglich läßt sich aus den Aufzeichnungen ein Zeitpunktvergleich zwischen beiden Stationen mit einer Unsicherheit  $< 1$  ns erreichen.

Die Unsicherheit bei der Bestimmung der Größe  $\tau$  hängt von der verwendeten Bandbreite der Aufzeichnung, dem Signal-Rausch-Verhältnis des Empfangssystems und von der Stabilität der verwendeten Frequenznormale ab [23]. Die entscheidende Begrenzung der erreichbaren Meßgenauigkeit erfolgt auch hier durch die Beeinflussung der Signalausbreitung in der Troposphäre und in der Ionosphäre. Gegenüber der Ausbreitung im freien Raum kommt eine Abweichung der Phasengeschwindigkeit des Signale zustande, die zu einer Verfälschung der Meßgröße  $\tau$  führt.

Der Ionoephärensfluß läßt sich infolge der  $1/f^2$ -Abhängigkeit ( $f$  = Frequenz der Radioquelle) relativ genau bestimmen bzw. ist bei Frequenzen  $> 5$  GHz gegenüber dem Tropoephärensfluß vernachlässigbar.

Der frequenzunabhängige Tropoephärensfluß läßt sich schwieriger korrigieren. Er ist abhängig von Temperatur, Druck und Wasserdampfgehalt der unteren Atmosphäre.

#### 2.2.5. Satelliten-Radiointerferometrie

Ende der sechziger Jahre wurde vom US-Verteidigungsministerium mit der Entwicklung des GPS- oder NAVSTAR-Satellitensysteme begonnen mit der Zielsetzung, die künftigen Anforderungen einer weltweiten und präzisen Positionsbestimmung und Navigation sicherzustellen. Gleichzeitig soll dieses universelle, passive Navigationsverfahren eine Reihe bestehender Navigationssysteme ablösen. Für den zivilen Sektor der USA wurde eingeschätzt, daß von etwa 100 bestehenden Navigationssystemen bei Verwendung von GPS nur noch 13 bis 14 erforderlich sind [34].

Im Oktober 1982 wurde mit dem Start von 3 Satelliten (Bahnhöhe 19 100 km, Bahnneigung  $64,8^\circ$ ) auch von der SU der Aufbau eines Navigationssystems begonnen.

##### 2.2.5.1. Das GPS-System als mögliche Basis

Das GPS besteht aus 3 Komponenten:

1. Satellitensystem
2. Boden-Kontrollnetz
3. Anwender-Meßeinrichtung

Nach der ursprünglichen Planung sollten 24 Satelliten, jeweils 8 in 3 Bahnebenen, verwendet werden. Aus ökonomischen Gründen wird eine Reduktion auf 18 erfolgen. Die Satelliten werden die Erde in einer Höhe von 20 000 km umkreisen und dabei eine Umlaufzeit von 12 h haben. Es wird auf diese Weise gewährleistet, daß an jedem Ort der Erdoberfläche wenigstens 4 Satelliten gleichzeitig in Sicht sind. Alle Satelliten sind mit Atomfrequenznormalen ausgerüstet und senden im L-Band auf den Frequenzen  $L_1 = 1575,42$  MHz und  $L_2 = 1227,60$  MHz mit einer Sendeleistung von 450 W. Diese Trägerfrequenzen werden mit speziellen Codes moduliert, die eine Zufallsfolge der Werte  $\pm 1$  darstellen. Da sie in ihren Eigenschaften einem statistischen Rauschvorgang ähnlich sind, haben sie die Bezeichnung PRN-Kode (pseude-random-noise).  $L_1$  wird mit dem P (precision)-Kode und dem C/A (course-acquisition)-Kode moduliert. Der P-Kode ist eine binäre Zufallsfolge mit einer Rate von 10,23 Mbit/s und einer Wiederholrate von 38 Wochen. Praktisch wird mit einer Wiederholrate von einer Woche gearbeitet. Der C/A-Kode ist dem P-Kode ähnlich, hat aber eine niedrige Rate von 1,025 Mbit/s und wiederholt sich etwa nach 1 ms. Im Rhythmus der Modulationsfrequenz erfolgt eine Phasenumtastung der Trägerfrequenz.

Die Verwendung dieser speziellen Modulationsart bringt einige Vorteile:

1. hohe Störfestigkeit gegenüber beabsichtigter oder zufälliger Beeinflussung durch elektromagnetische Felder
2. Benutzung des Systems nur möglich, wenn der jeweils verwendete Kode dem Anwender bekannt ist
3. Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses am Empfangsort durch Korrelationsmeßtechnik, da es sich bei Kenntnis des Kodes um den Empfang determinierter Signale handelt.

Die Verwendung von zwei Frequenzen ( $L_1$  und  $L_2$ ) ermöglicht die Korrektur der ionosphärenbedingten Refraktion, da dieser Effekt dem Quadrat der Frequenz umgekehrt proportional ist.

Das Boden-Kontrollnetz besteht aus einer Hauptkontrollstation, einer Übertragungsstation zum Satelliten und weiteren 3 Beobachtungsstationen. Die beiden erstgenannten Stationen befinden sich in Kalifornien, die letzteren in Guana, Alaska und Hawaii. Die mit Ce-Atomfrequenznormalen ausgerüsteten Beobachtungsstationen messen Entfernung und Entfernungsänderung zu den Satelliten, meteorologische Daten und übermitteln alle Informationen zur Hauptstation. Dort werden sie zusammen mit den eigenen Meßdaten verarbeitet, um die Ephemeriden und die Zeitskalenabweichungen der Satellitenuhren zu berechnen. Über die Übertragungsstation gelangen diese Werte zu den Satelliten.

Die Anwender-Meßeinrichtung empfängt die GPS-Satellitensignale, entnimmt Entfernungs- und Entfernungsänderungs-Informationen, berechnet die Korrekturen für die Ionosphärenrefraktion und bestimmt die dreidimensionale Position des Empfängers, die Geschwindigkeit und den Synchronisationsfehler zwischen Satelliten- und Empfängeruhr.

#### 2.2.5.2. Meßverfahren zur Koordinaten- und Koordinatendifferenzbestimmung

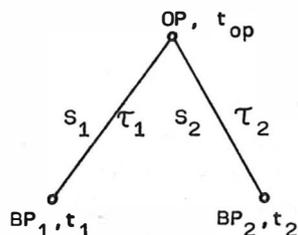
Zur meßtechnischen Auswertung der Satellitensignale gibt es verschiedene Möglichkeiten:

1. Entfernungsmessung
2. DOPPLER-Verfahren
3. interferometrische Verfahren.

Entfernungsmessungen und DOPPLER-Verfahren können sowohl für die Positionsbestimmung (Koordinatenbestimmung) als auch für die Basislinienbestimmung (Koordinatendifferenzbestimmung) eingesetzt werden. Interferometrische Verfahren dienen der Basislinienbestimmung.

##### 2.2.5.2.1. Entfernungsmessung

Die Position eines Punktes in der Ebene kann durch Entfernungsmessungen zu zwei Bezugspunkten bestimmt werden (Abb. 5).



BP<sub>1</sub>, BP<sub>2</sub> = Bezugspunkte  
 OP = Ortungspunkte  
 $\tau_1$ ,  $\tau_2$  = Signallaufzeiten zwischen  
 OP und den BP  
 $S_1$ ,  $S_2$  = Entfernungen zwischen OP und den  
 BP

Abb. 5: Positionsbestimmung durch Entfernungsmessung

Die Entfernungsmessung kann als Einweg- oder Zweiwegverfahren durchgeführt werden. Beim Zweiwegverfahren wird z. B. im Ortungspunkt ein Signal ausgesendet, das in den Bezugspunkten empfangen und zum Ortungspunkt zurückgesendet wird. Das Zeitintervall zwischen Aussendung und Empfang des zurückgesendeten Impulses wird im Ortungspunkt gemessen. Damit erhält man:

$$(48) \quad T_1 = 2\tau_2 \quad (1)$$

$$T_2 = 2\tau_1 \quad (2) \quad T_1, T_2 = \text{in OP gemessene Zeitintervalle}$$

Durch die Multiplikation mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$  erhält man so die Entfernungen:

$$(49) \quad S_1 = c \cdot \tau_1$$

$$S_2 = c \cdot \tau_2$$

Die Koordinaten des Ortungspunktes sind damit als Schnittpunkt zweier Kreisbögen um  $BP_1$  mit dem Radius  $S_1$  und um  $BP_2$  mit dem Radius  $S_2$  bestimmt.

Das Zweiwegverfahren hat den Nachteil, daß im Ortungspunkt und in den Bezugspunkten sowohl Sende- als auch Empfangseinrichtungen vorhanden sein müssen und gleichzeitig nur eine geringe Zahl von Anwendern bedient werden kann.

Viel günstiger ist dagegen ein Einwegverfahren, bei dem von den Bezugspunkten ständig Signale ausgesendet werden, die von einer beliebigen Zahl von Anwendern gleichzeitig empfangen werden können. Wenn  $t_1$  und  $t_2$  die Signal-Sendezeiten in  $BP_1$  und  $BP_2$  und  $t_{op}$  den ihnen entsprechenden Zeitpunkt in OP darstellen, so werden in OP folgende Zeitintervalle gemessen:

$$(50) \quad T_1 = \tau_1 + (t_1 - t_{op}) = \tau_1 + \Delta t_1$$

$$(51) \quad T_2 = \tau_2 + (t_2 - t_{op}) = \tau_2 + \Delta t_2$$

Aus (50) und (51) ist ersichtlich, daß neben dem entfernungsproportionalen Anteil ( $\tau_1$  bzw.  $\tau_2$ ) im gemessenen Zeitintervall die Standdifferenz zwischen der Uhr im Ortungspunkt und den Uhren in den Bezugspunkten mit enthalten ist. Damit setzt das Einwegverfahren die Kenntnis dieser Standdifferenzen voraus.

Durch Verwendung von Atomfrequenznormalen in den Satelliten (und meistens auch in den Empfängern der Anwender) und durch die Möglichkeit des gleichzeitigen Signalempfanges von 4 Satelliten konnte das GPS-Satellitensystem als ein solches Einweg-Navigationsverfahren realisiert werden. Die Entfernungsmessung zu 3 Satelliten ermöglicht die Berechnung der dreidimensionalen Koordinaten  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , und durch die Messung zum vierten Satelliten wird die Standdifferenz zwischen Beobachteruhr und Satelliten-Zeitskala bestimmt. Die Entfernungsmessung mittels GPS setzt die a-priori-Kenntnisse der von den einzelnen Satelliten ausgesendeten Codes voraus. Im Empfänger werden die miteinander synchronisierten C/A- und P-Codes erzeugt und zeitlich so verschoben, daß eine maximale Korrelation mit dem Satellitensignal erreicht wird. Die Messung wird mit dem C/A-Code begonnen, der infolge seiner geringen Länge von  $\sim 1$  ms schnell zur Bestimmung des Korrelationsmaximums führt. Aus der so ermittelten Zeitverschiebung und aus den zusätzlich vom Satelliten gesendeten

Daten, die auch die Relation zwischen Sendezeit des C/A- und des P-Kodes enthalten, kann die erforderliche Zeitverschiebung für den P-Kode näherungsweise bestimmt werden. Aus der Bestimmung des Korrelationsmaximums für den P-Kode wird die Meßgröße  $\tau$  abgeleitet. Nach dieser Messung auf der  $L_1$ -Frequenz dient eine weitere Korrelationemessung auf  $L_2$  der Ableitung von Korrekturwerten für  $\tau$  zur Erfassung des Ionosphäreneinflusses. Der genaue Wert von  $\tau$  ergibt multipliziert mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$  die "Pseudoentfernung"  $R$  (Pseudoentfernung, weil der Synchronisationsfehler zwischen Empfänger- und Satellitenuhr mit enthalten ist) [35]:

$$(52) \quad R = c \cdot \tau = \sqrt{(u_s - u)^2 + (v_s - v)^2 + (w_s - w)^2} + c \cdot \Delta t$$

mit  $u_s, v_s, w_s$  = Satellitenkoordinaten in einem entsprechenden Bezugssystem  
 $u, v, w$  = Empfängerkoordinaten im gleichen Bezugssystem  
 $\Delta t$  = Synchronisationsfehler zwischen Satelliten- und Empfängeruhr.

Mit einer einzelnen Messung können die Positionskordinaten unmittelbar mit einer Unsicherheit von 10 m bestimmt werden.

#### 2.2.5.2.2. DOPPLER-Verfahren

Gegenüber dem bestehenden TRANSIT- oder NNSS- (Navy Navigation Satellite System) - Satelliten-Navigationssystem, das nach Einführung von GPS voraussichtlich eingestellt wird, sind bei DOPPLER-Messungen mit dem GPS einige Unterschiede festzustellen. Vorteilhaft gegenüber dem TRANSIT-Satellitensystem sind beim GPS die höhere Stabilität der Satelliten-Zeit- und Frequenznormale, die geringere ionosphärische Refraktion durch Verwendung höherer Sendefrequenzen sowie die geringeren Einwirkungen des Gravitationsfeldes infolge der höherfliegenden Satelliten. Außerdem ist durch die zahlreichen Satelliten eine ständige Datenaufnahme möglich. Durch die extreme Höhe von 20 000 km gegenüber 1000 km beim TRANSIT-System ist aber die relative Geschwindigkeit zwischen GPS-Satellit und Bodenstation bedeutend geringer. Das führt zu einem geometrisch bedingten Verlust an Information.

In [35] wird vergleichsweise für ein 30-s-Integrationsintervall der DOPPLER-Messung angegeben, daß einer max. Entfernungsdifferenz von 150 km beim TRANSIT-System nur 17 km bei Verwendung des GPS gegenüberstehen.

Die DOPPLER-Messungen von GPS-Satelliten setzt beim Anwender ebenfalls die Kenntnis des verwendeten Kodes voraus. Wie bei der Entfernungsmessung wird eine Korrelation zwischen Satellitensignal und im Empfänger erzeugten Kode durchgeführt und daraus der rekonstruierte Träger gewonnen, der in der Frequenz niedriger liegt als der vom Satelliten gesendete Originalträger. Durch Differenzbildung zwischen der Frequenz des rekonstruierten Trägers  $f_s$  und einer im Empfänger erzeugten Frequenz  $f_o$  und Zählung der Nulldurchgänge des resultierenden Signals über ein bestimmtes Zeitintervall erfolgt die DOPPLER-Messung. Man erhält die Entfernungsdifferenz  $\Delta R$  über das Integrationsintervall  $[t_1, t_j]$  mit

$$(53) \quad \Delta R = \frac{c}{f_o} [N_{ij} - (f_o - f_s) (t_j - t_1)] \quad \text{mit } c = \text{Lichtgeschwindigkeit}$$

$$N_{ij} = \text{DOPPLER-count.}$$

Wie bei der Entfernungsmessung erfolgt die Messung auf beiden Satellitenfrequenzen  $L_1$  und  $L_2$  zur Korrektur des Ionosphäreneinflusses.

### 2.2.5.2.3. Interferometrische Verfahren

Die VLBI-Technik kommt trotz ihrer ausgezeichneten Ergebnisse infolge des hohen gerätetechnischen Aufwandes und der damit verbundenen Kosten nur für wenige Anwender in Frage. Verwendet man anstelle der Radiosignale der Quasare die der GPS-Satelliten, so hat man am Empfangsort um den Faktor  $10^5$  stärkere Signale zur Verfügung und kann deshalb den Antennen- und Verstärkeraufwand drastisch reduzieren. Außerdem können durch die gleichzeitige Messung von 4 Satelliten und eine daraus resultierende geringe Gesamtmeßdauer die Anforderungen an die Stabilität der verwendeten Frequenznormale stark reduziert werden. Es wurden daher verschiedene Vorschläge zur Nutzung der GPS-Signale für interferometrische Meßverfahren ausgearbeitet. Nachteilig gegenüber der Nutzung natürlicher Radioquellen ist die Bewegung der Satelliten, die eine Kenntnis der Bahndaten erfordert. Außerdem kann infolge der relativ geringen Entfernung der Satelliten nicht mit ebenen Wellenfronten gerechnet werden. Meßgröße der Satelliten-Interferometrie ist die Differenz in der Ankunftszeit bzw. die Phasendifferenz beim Empfang eines Satellitensignals an den beiden Meßorten, die das Interferometer bilden.

#### 2.2.5.2.3.1. Direkte Verwendung der Satellitensignale

Von MAC DORAN [367] wurde vorgeschlagen, unter Verwendung der VLBI-Technik die von den GPS-Satelliten ausgesendeten Signale direkt aufzunehmen. Die von ihm gewählte Bezeichnung SERIES bedeutet "Satellite Emission Radio Interferometric Earth Surveying". Bei dieser Verfahrensweise ist die Kenntnis des Codes nicht erforderlich. Es wird eine scharf bündelnde Antenne benutzt, die über einen Mikrorechner nachgeführt wird. Stationenkoordinaten und Ephemeriden der Satelliten müssen dazu auf  $1^0$  genau bekannt sein. Die Antenne wird jeweils für die Dauer von 1 s auf einen der 4 in Sicht befindlichen Satelliten gerichtet. In jeder Sekunde werden für je 0,25 s vier ausgewählte schmale Frequenzbänder aus dem Spektrum der Satellitensignale empfangen und phasestarr in ein Frequenzband von 100 Hz bis 2,4 kHz umgewandelt. Nach Begrenzung des Signals erfolgt eine Abtastung mit einer Rate von 5 kbit/s. Danach liegt eine zufällige zeitliche Folge der Werte 0 und 1 vor, ähnlich wie bei der VLBI.

Diese Zufallsbitfolge wird gespeichert (z. B. Digitalkassettenrekorder) oder über einen Funkkanal zur Zentralstation übertragen.

In der Zentralstation werden die Meßdaten der beiden Interferometerstationen gekreuzkorreliert. Daraus erhält man für jedes der 4 ausgewählten schmalen Frequenzbänder, von denen jeweils zwei im Abstand von 10 MHz symmetrisch zu den Trägerfrequenzen  $L_1$  und  $L_2$  liegen, alle 4 s einen Wert für die Phasendifferenz des Signals an den beiden Empfangsorten. Aus der Kombination von je 25 Werten zweier Frequenzbänder im 10-MHz-Abstand erhält man eine Unsicherheit der Phasendifferenzbestimmung, die einer Unsicherheit der Länge der Basislinie (Abstand der Interferometer-Meßorte) von 6 cm entspricht [367]. Die dem Frequenzabstand von 10 MHz äquivalente Interferometerbandbreite führt zu einer Mehrdeutigkeit der Ergebnisse entsprechend der zu 10 MHz zugehörigen Wellenlänge von 30 m, die durch a-priori-Informationen oder durch Hinzufügen eines zusätzlichen Synthesekanal (z. B. 0,5 MHz, entsprechend 600 m) unter Einbeziehung weiterer Meßdaten aufgelöst werden können. Die Messung auf dem  $L_1$ - und dem  $L_2$ -Kanal, die sich um 348 MHz in der Frequenz unterscheiden, ermöglicht die Berechnung der Ionosphären-Refraktion.

Zur Umrechnung der sphärischen in ebene Wellenfronten wird die Entfernung des Satelliten benötigt, da die Abweichung von der ebenen Wellenfront abhängig ist vom Quadrat der Basislinienlänge, geteilt durch die Satellitenentfernung. Bei den großen Entfernungen

der GPS-Satelliten von 20 000 km bewirkt eine Unsicherheit von 1 km in der Satellitenentfernung nur einen Fehler von 1 cm bei einer Basislänge von 100 km.

Mit dem SERIES-Verfahren werden Unsicherheiten von 0,5 bis 3 cm für Basislinien zwischen 1 und 200 km erwartet bei einer Meßzeit von 2 h. Diese Genauigkeiten erfordern allerdings den Einsatz von Wasserdampfadiometern, um den Troposphäreneinfluß auf die Signalausbreitung genügend genau erfassen zu können. Es wird ein Präzisionsoszillator, besser ein Rubidium-Frequenznormal in den Meßstationen benötigt.

#### 2.2.5.2.3.2. Verwendung zusätzlich ausgestrahlter kontinuierlicher Frequenzen

Das sogenannte "MITES"-Verfahren (Miniature Interferometer Terminals for Earth Surveying) wurde von COUNSELMAN und SHAPIRO [37] vorgeschlagen. Bei diesem Verfahren werden die eigentlichen GPS-Satellitensignale nicht verwendet. Statt dessen sollen von jedem Satelliten zusätzlich 10 schmale Frequenzbänder (Bandbreite 100 bis 200 kHz) im Bereich zwischen 1 GHz und 2 GHz mit einer Sendeleistung von 1 W abgestrahlt werden. Der große Vorteil des Verfahrens besteht darin, daß nur eine relativ einfache Ausrüstung beim Anwender erforderlich ist. Es werden wieder gleichzeitig die Signale von 4 Satelliten benötigt, die Empfangsantenne wird nicht nachgeführt. Meßgröße ist auch hier die Phasendifferenz eines Satellitensignale, das auf zwei Meßstationen, die das Interferometer bilden, empfangen wird. Die Phasendifferenz wird für alle 10 Frequenzen ermittelt, um den Ionosphäreneinfluß durch Ableitung eines Korrekturwertes zu eliminieren und um die bei Phasendifferenzmessungen kontinuierlicher Sinussignale stets auftretende Mehrdeutigkeit des Ergebnisses aufzulösen. Nach Auflösung der Mehrdeutigkeiten kann aus den Phasendifferenzen die entsprechende Verzögerungszeit  $\tau$  abgeleitet werden, die die Zeitdifferenz in der Ankunftszeit einer Wellenfront in beiden Meßstationen darstellt. Der Zusammenhang mit der Basislinie ist gegeben durch die Beziehung

$$(54) \quad \tau = \frac{1}{c} \vec{B} \vec{s} + \Delta t$$

mit  $\vec{B}$  = Basislinienvektor  
 $\vec{s}$  = Einheitsvektor in Richtung des beobachteten Satelliten  
 $c$  = Lichtgeschwindigkeit  
 $\Delta t$  = Standdifferenz der beiden Stationsuhren

unter der Annahme, daß die Basislänge sehr klein ist im Verhältnis zum Satellitenabstand. Entsprechend (54) enthält die gemessene Verzögerung Informationen über die Projektion des Basislinienvektors in Richtung zum Satelliten und über die Standdifferenz der Stationen. Zur Bestimmung aller 3 Komponenten des Basislinienvektors und der Standdifferenz müssen also jeweils 4 Satelliten gemessen werden.

Die empfangenen Satellitensignale werden nach Verstärkung unter Verwendung eines quarzstabilisierten Oszillators in eine Zwischenfrequenz mit einer Mittenfrequenz von 200 kHz umgesetzt. Durch anschließende Filterung werden die Signale im Frequenzband von 100 kHz bis 300 kHz ausgewählt. Durch starke Signalbegrenzung erhält man ein Signal, das nur 2 Amplitudenwerte besitzt (digitales Signal). Danach erfolgt eine Phasenmessung in bezug auf den Empfängeroszillator unter Verwendung eines 10-MHz-Zeitintervallmessers (Auflösung 100 ns). Die Aufnahme der Satellitensignale erfolgt innerhalb von 1 min bei Integrationszeiten  $< 1$  s. Die Daten der beiden Meßstationen werden in einer Zentraletation analysiert zur Auflösung der Mehrdeutigkeit, zur Eliminierung des Ionosphäreneffektes und zur Berechnung der Komponenten des Basislinienvektors. Dazu ist die Satellitenentfernung als zusätzliche Information erforderlich. Für eine Basislänge von 100 km wird für eine Unsicherheit von 2 cm in den augenblicklichen Meßwerten ein Positionsfehler von

max. 4 m angegeben. Das MITES-Verfahren soll eine Meßunsicherheit von einigen mm bis einigen cm für Basislängen von einigen km bis zu einigen 100 km erreichen.

Auf der Grundlage dieses Verfahrens wurde von COUNSELMAN [37a] das sogenannte "Macro-meter" entwickelt, das unter Verwendung einer kleinen Rundstrahlantenne das normale GPS-Signal benutzt und die Kenntnis des Codes nicht erfordert. Benötigt werden die Bahndaten der Satelliten und die mit einer Unsicherheit von 1 km näherungsweise bekannten Koordinaten der Meßstation.

Die Meßunsicherheit in allen 3 Koordinaten liegt bei Entfernungen bis zu 1 km im mm-Bereich und bei Entfernungen über 10 km bei 5 cm bei Meßzeiten von etwa 1 h.

Die auf Kassette gespeicherten Meßwerte werden in einer Zentraletation ausgewertet.

#### 2.2.5.2.3.3. Verwendung des rekonstruierten Trägers

Von BOSSLER und BENDER [38] wurde schließlich ein Verfahren vorgeschlagen, das vom GPS-Satellitensignal ausgeht und die Kenntnis des verwendeten Codes voraussetzt. Es wird wie beim GPS-DOPPLER-Verfahren der rekonstruierte Träger verwendet, dessen Phase sich um  $2\pi$  ändert, wenn sich der Abstand zwischen Satellit und Empfänger um eine Wellenlänge der Trägerfrequenz ändert. Während beim DOPPLER-Verfahren die Phasenänderung innerhalb von festen Zeitintervallen gemessen wird, bestimmt man beim hier vorliegenden interferometrischen Verfahren zu bestimmten Zeitpunkten die augenblicklichen Phasenwerte des rekonstruierten Trägers gegenüber dem Empfängeroszillator. Diese Werte werden aufgezeichnet und gemeinsam analysiert. Die Messung zu 4 Satelliten ermöglicht die Bestimmung der 3 Komponenten des Basislinienvektors und der Standdifferenz der Empfängeruhren. Zur Auflösung der Mehrdeutigkeiten der interferometrischen Phasenmessung könnte die Entfernungsmessung herangezogen werden. Sie liefert bei der Basislinienbestimmung nach einstündiger Meßdauer eine ausreichende Genauigkeit [38], um die Basislinie auf besser als  $\lambda/2$  der Trägerfrequenz zu bestimmen. Zu beachten ist die Reflexion von Wellen an benachbarten Objekten, die zu erheblichen Meßfehlern führen kann. Bei Meßzeiten von 2 h werden Unsicherheiten der Basislinienkomponenten von 1 bis 2 cm erwartet. Dazu sind für Basislinien  $> 3$  km Wasserdampfadiometer erforderlich.

#### 2.2.5.3. Vergleich der Leistungsfähigkeit der Meßverfahren [35], [39]

##### 2.2.5.3.1. Positionsbestimmung

Tab. 4 zeigt den Einfluß der wesentlichen Fehlerquellen beim Einsatz des Entfernungsmess- und des DOPPLER-Verfahrens zur Positionsbestimmung. Hauptfehlerquelle sind danach die Fehler in den Satellitenephemeriden.

Tab. 4: Systematische und zufällige Fehlerquellen in der dynamischen Positionsbestimmung unter Verwendung von 1-h-Satelliten-Tracking-Intervallen

| Fehlerquelle   | Koordinatenfehler in cm |         |                   |         |
|--|-------------------------|---------|-------------------|---------|
|  | Entfernungsmessung      |         | DOPPLER-Verfahren |         |
|  | 1 Tag                   | 5 Tage  | 1 Tag             | 5 Tage  |
| Troposphärische Refraktion   | 10                      | 5       | 10                | 5       |
| Ephemeriden  | 50 - 80                 | 25 - 40 | 60 - 150          | 30 - 70 |
| Restliche Fehler der Satelliten-Rb-Uhr                                   | 4                       | 1       | 5                 | 2       |
| Fehler der Cs-Empfängeruhr   | 5                       | 2       | 7                 | 3       |
| Weißes Rauschen des Empfängers<br>(Entfernungsmessung 1 m, DOPPLER 3 cm) | 2                       | 1       | 18                | 8       |

Unter Berücksichtigung dieser Fehlereinflüsse werden mit dem genannten Verfahren bei der Positionbestimmung folgende Meßunsicherheiten erreicht:

**Tab. 5:** Meßunsicherheiten von Entfernungemeß- und DOPPLER-Verfahren zur Positionbestimmung auf der Basis von 1-h-Satelliten-Tracking-Intervallen

| Verfahren               | Meßunsicherheit in cm |         |
|-------------------------|-----------------------|---------|
|                         | 1 Tag                 | 5 Tage  |
| Entfernungemeßverfahren | 85-125                | 35 - 65 |
| DOPPLER-Verfahren       | 95 - 150              | 45 - 65 |

#### 2.2.5.3.2. Basislinienbestimmung

Tab. 6 zeigt den Einfluß der Hauptfehlerquellen beim Einsatz von Entfernungemeß-DOPPLER- und interferometrischen Verfahren zur Basislinienbestimmung.

**Tab. 6:** Auswirkung systematischer und zufälliger Fehlerquellen auf die Basislinienbestimmung unter Verwendung von 1-h-Tracking-Intervallen

|   | Fehler der Basislinienkomponenten in cm |         |                   |        |   |
|---|---|---------|-------------------|--------|---|
|   | Entfernungsmessung                      |         | DOPPLER-Verfahren |        | Interferometr. Verfahren mit doppelter Differenzbildung |
|   | 1 Tag                                   | 5 Tage  | 1 Tag             | 5 Tage |   |
| Troposphärische Refraktion  | 6 - 8                                   | 2 - 3   | 4 - 8             | 2 - 3  | 2 - 4   |
| Ephemeriden   | 1 - 3                                   | 0,5-1,5 | 0,5               | 0,1    | 1 - 5   |
| Satelliten-Rb-Uhr   | 0,2                                     | 0,1     | 0,2               | 0,1    | -   |
| Fehler der Empfänger-Cs-Uhr   | 8                                       | 3       | 10                | 4      | -   |
| Weißes Rauschen des Empfängers (Entfernung 1 m, DOPPLER 3 cm, Phase 3 cm) | 2 - 3                                   | 1 - 1,5 | 20-25             | 8 - 10 | 1 - 4   |

Bemerkenswert ist der verhältnismäßig große Einfluß der Empfängereigenschaften (Rauschen) auf die Ergebnisse des DOPPLER-Verfahrens. Daneben spielen auch die Fehler der Empfängeruhr bei der Entfernungsmessung und beim DOPPLER-Verfahren eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Der Einfluß der Uhren im Satelliten und im Empfänger läßt sich fest eliminieren durch das interferometrische Verfahren der doppelten Differenzbildung bei der Phasemessung. Dazu werden auf beiden Stationen gleichzeitig die Signale von zwei Satelliten aufgenommen und ihre Phasendifferenz ermittelt. Eine weitere Differenzbildung erfolgt wie bei allen interferometrischen Verfahren bei der Analyse der Meßergebnisse der beiden Stationen in der Zentrale. Es läßt sich zeigen [35], daß in dieser letztgenannten Differenz die Fehler der Empfänger- und Satellitenuhren nicht mehr enthalten sind. Für die Meßunsicherheit, die mit den genannten Verfahren bei der Bestimmung der Komponenten von Basislinien erreicht wird, können folgende Werte angenommen werden:

**Tab. 7: Meßunsicherheit in der Bestimmung der Basislinienkomponenten bei den verschiedenen Meßverfahren**

| Verfahren   | Meßunsicherheit der Basislinienkomponenten in cm |                                  | Bemerkungen  |
|---|--|----------------------------------|--|
|   | 6 h  | 1 Tag                            |  |
| 1. Entfernungsmessverfahren                             | 10 - 17<br>(Höhe 25-28)                          | 4 - 7<br>(Höhe 12-15)            | Basislänge<br><300 km<br>1-h-Tracking-<br>Intervalle           |
| 2. DOPPLER-Verfahren                                    | 27 - 50  | 13 - 19                          | Basislänge   |
| 2.1 Empfängerrauschen = 3 cm                            | (Basislänge<br>28 - 44)                          | (Basislänge<br>13 - 19)          | <200 km  |
| 2.2 Empfängerrauschen = 1 cm                            |  | 9 - 14<br>(Basislänge<br>9 - 14) | 1-h-Tracking-<br>Intervalle                                    |
| 3. Interferometrie<br>mit doppelter<br>Differenzbildung | 1-4  |                                  | Basislänge<br>bis einige 100 km<br>2-h-Tracking-<br>Intervalle |

In [36] und [38] wird eine Meßunsicherheit für die interferometrische Messung von 1 bis 2 cm bereits nach einer Meßzeit von 2 h angegeben.

Es kann festgestellt werden, daß die Bestimmung der Basislinienkomponenten auf der Basis der GPS-Satellitensignale bei ausreichender Meßzeit (5 Tage) mit einer Unsicherheit von < 15 cm nach dem Entfernungsmess- und DOPPLER-Verfahren möglich ist. Für schnellere Aussagen in der Größenordnung von einigen Stunden (z.B. Erdbebenvorhersage) kann diese Genauigkeit durch Verwendung interferometrischer Meßverfahren erreicht bzw. unterboten werden. Der Einsatz von Wasserdampfadiometern ist bei hohen Genauigkeitsforderungen unumgänglich.

#### 2.2.5.4. Fehlereinfluß der Zeit- und Frequenznormale

Die unter 2.2.5.3. aufgeführten Tabellen 4 und 6 zeigen, daß bei der Positionsbestimmung mittels Entfernungsmess- und DOPPLER-Verfahren sowohl der Fehlereinfluß der Satellitenuhr als auch der der Empfängeruhr feststellbar sind. Bei der Basislinienbestimmung ist im wesentlichen nur noch der Einfluß des Empfängers erkennbar, der bei der interferometrischen Doppeldifferenzmethode ebenfalls herausfällt. Die in den Tabellen durch Koordinatenfehler dargestellten Uhrenfehler setzen voraus, daß Satelliten- und Empfängeruhr insbesondere bez. ihrer Stabilität gewisse Mindestforderungen erfüllen und daß ihr Verhalten genügend genau durch geeignete Modelle erfaßt werden kann. Diese Mindestforderungen an die Zeit- und Frequenznormale sollen nachfolgend zusammengestellt werden.

##### 2.2.5.4.1. Einfluß der Satellitenfrequenznormale

Während die NNSS-Satelliten noch mit Quarzuhren ausgerüstet sind, werden in den GPS-Satelliten Atomuhren eingesetzt. Beim Einsatz von Rb-Atomfrequenznormalen kann mit einer Frequenzinstabilität von  $< 1 \cdot 10^{-12}$  über einen Tag gerechnet werden. Auf der Grundlage ständiger Messungen wird die Satellitenuhr täglich korrigiert. Die hohen Forderungen an die Satellitenuhr sind durch die Einwegentfernungsmessung zur Positionsbestimmung bedingt. Unregelmäßige Schwankungen in der Größenordnung von 20 ns würden eine Entfernungänderung von 6 m vortäuschen.

Der Fehlereinfluß der Satellitenuhr bei DOPPLER-Messungen läßt sich abschätzen, wenn man die Beziehung (53)

$$R = \frac{c}{f_0} N_{1j} - (f_0 - f_c) (t_j - t_i)$$

nach der Frequenz der Satellitenuhr partiell ableitet. Man erhält dann:

$$(55) \quad |\Delta(\Delta R)| = \frac{c}{f_0} |(t_j - t_i)| \cdot |\Delta f_s|$$

$\Delta(\Delta R)$  = Fehler in der Bestimmung der Satellitenentfernungsdifferenz im Meßzeitintervall  $t_j - t_i$

$\Delta f_s$  = Abweichung der Satellitenfrequenz vom Sollwert

$f_0$  = Frequenz des Empfängeroszillators

Er liegt nach den Aussagen der Tabellen 4 und 5 in der gleichen Größenordnung wie bei der Entfernungsmessung und bewirkt für Messungen über 1 Tag Koordinatenfehler von 5 cm. Bei der Verwendung von Entfernungsmess- und DOPPLER-Verfahren zur Basislinienbestimmung ist der Fehlereinfluß der Satellitenuhr nach Tab. 6 bereits verschwindend gering, wobei eine Frequenzinstabilität  $< 1 \cdot 10^{-12}$  pro Tag weiterhin vorausgesetzt wird. Bei den interferometrischen Messungen läßt sich durch doppelte Differenzbildung der Einfluß der Satellitenuhr eliminieren. Beim MITES-Verfahren werden für die zusätzlich ausgestrahlten Frequenzen nur eine Kurzzeitstabilität  $< 10^{-10}$  und eine Drift von  $10^{-6}$  pro Tag gefordert.

#### 2.2.5.4.2. Empfängerfrequenznormale

Für die schnelle Positionsbestimmung aus Einzelmessungen mit 10-m-Unsicherheit werden keine besonderen Forderungen an das Empfängerfrequenznormal gestellt. Die Standdifferenz zur Satellitenuhr kann durch Messung zu einem vierten Satelliten bestimmt werden.

Für genaue Messungen werden beim Anwender vorwiegend Cs-Atomfrequenznormale eingesetzt. Trotzdem treten noch die in den Tab. 4 und 6 aufgeführten durch das Empfängerfrequenznormal bedingten Fehler auf. Für die interferometrischen Verfahren können die Forderungen an die Empfängerfrequenznormale z. T. stark herabgesetzt werden. Für das SERIES-Verfahren werden folgende Forderungen erhoben:

1. Die Abweichung des Empfängeroszillators vom linearen Phasenverhalten soll während der kohärenten Meßzeit von 0,25 s nur eine Viertelschwingung betragen:

$$(56) \quad \frac{\Delta\phi}{\phi} = \frac{\Delta\phi}{f \cdot t} = \frac{0,25}{1,227 \cdot 10^9 \frac{1}{s} \cdot 0,25 s} = 8 \cdot 10^{-10}$$

2. Die Unsicherheit von 1 ns (30 cm) bei der Verzögerungsmessung innerhalb eines 16-s-Datenblocks erfordert

$$(57) \quad \frac{\Delta T}{T} = \frac{10^{-9} s}{16 s} = 6 \cdot 10^{-11}$$

3. Im letzten Schritt der Phasendifferenzmessung wird eine Stabilität von  $1 \cdot 10^{-11}$  s (3 mm) über ein Intervall von 4 s gefordert.

$$(58) \quad \frac{\Delta f}{f} = \frac{10^{-11} s}{4 s} = 2,5 \cdot 10^{-12}$$

4. Für die Basislinien, über die keine a-priori-Informationen vorliegen, wird neben der Verwendung eines zusätzlichen Synthesekanal von 0,5 MHz (600 m) aus der Kreuzkorrelation der Zufallsbitfolgen eine Zuordnung auf 0,4  $\mu$ s (120 m) gewonnen. Dafür ist eine Stabilität über 100 e erforderlich von

$$(59) \frac{\Delta f}{f} = \frac{0,4 \mu s}{100 e} = 4 \cdot 10^{-9}$$

Diese Forderungen, die sich alle auf das Kurzzeitverhalten beziehen, lassen sich mit einem Rb-Frequenznormal oder auch mit einem modernen Präzisionsquarzoszillator realisieren.

Für das MITES-Verfahren wird für die Sicherung der Phasenkohärenz über 1 s Integrationszeit eine Frequenzstabilität von  $1 \cdot 10^{10}$  gefordert und bez. des Langzeitverhaltens  $1 \cdot 10^6$ . Die angegebenen Forderungen lassen sich mit einem normalen Quarzoszillator realisieren.

Bei interferometrischen Verfahren unter Verwendung des rekonstruierten Trägers wird durch gleichzeitige Messung von zwei Satelliten auf jeder Station eine doppelte Differenzbildung durchgeführt, die zu einer Eliminierung des Fehlers des Empfängeroszillators führt. Durch Einwirkungen des DOPPLER-Effektes und durch Zeitunterschiede zwischen den Messungen beider Stationen wird der Fehler der Empfängeruhren nicht vollständig beseitigt [39].

#### 2.2.6. Absolutwertbestimmung der Fallbeschleunigung mit Fall- und Wurfmethoden

Die genaue Bestimmung der Erdfigur ist aus der Messung des Schwerfeldes an der Erdoberfläche möglich. Dazu werden durch relative Schweremessungen Schwerenetze aufgebaut, die unter Verwendung der klassischen Verfahren immer nur Teile der Erdoberfläche erfassen. Globale Schwerenetze lassen sich mit Hilfe der Satellitentechnik schaffen. Ziel der absoluten Schweremessungen, die z. B. mit dem Fallgravimeter durchgeführt werden können, ist es, das Niveau der Schwerenetze festzulegen [40]. Auf dem Gebiet der absoluten Schweremessung brachten Arbeiten von SAKUMA und FALLER durch die Verbindung von Fall- und Wurfmethode mit der interferometrischen Längenmessung eine sprunghafte Erhöhung der Meßgenauigkeit um einige Zehnerpotenzen gegenüber den klassischen Verfahren. Das ermöglicht die Absolutwertbestimmung der Fallbeschleunigung mit einer Unsicherheit von einigen  $10^{-8} \text{ m s}^{-2}$ .

##### 2.2.6.1. Meßprinzip

Zur Bestimmung der Fallbeschleunigung g sind Bewegungsvorgänge geeignet, die vorwiegend unter dem Einfluß dieser Größe verlaufen, wie senkrechter Wurf, freier Fall und Pendelbewegung. Da mit Reversionspendeln eine Meßunsicherheit von einigen  $10^{-6} \text{ m s}^{-2}$  nicht unterschritten werden kann, sind sie für die Präzisionsgravimetrie nicht geeignet.

Für den senkrechten Wurf gilt die Beziehung:

$$(60) \quad s = v_0 \cdot t \pm \frac{g}{2} t^2 \quad \text{mit} \quad \begin{array}{l} s = \text{Weg} \\ t = \text{Zeit} \\ v_0 = \text{Anfangsgeschwindigkeit} \\ g = \text{Fallbeschleunigung} \end{array}$$

Das positive Vorzeichen vor dem Term  $\frac{g}{2} t^2$  gilt für den senkrechten Wurf nach unten, das negative für den senkrechten Wurf nach oben.

Für den freien Fall vereinfacht sich die Gleichung (60) mit  $v_0 = 0$  zu

$$(61) \quad s = \frac{g}{2} t^2 .$$

Beim senkrechten Wurf nach oben wird dem Körper eine Anfangsgeschwindigkeit erteilt, die ihn befähigt, eine bestimmte Gipfelhöhe zu erreichen. Danach kehrt er die Bewegungsrichtung um und fällt frei in die Ausgangslage zurück. Aus der Symmetrie des Bewegungsvorganges resultieren Vorteile bezüglich des Auftretens und der Eliminierung von Fehlern. Abb. 6 zeigt den Bewegungsablauf der sogenannten Einstationenmethode [41].

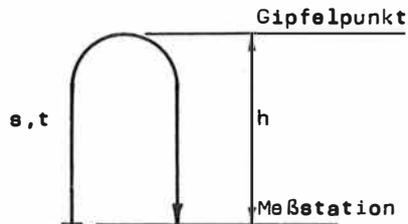


Abb. 6: Einstationenmethode

Es gilt:

$$(62) \quad h = v_0 \cdot t - \frac{g}{2} \cdot t^2 = \frac{g}{2} \cdot t^2$$

(Aufwärtsbew.)      (Abwärtsbew.)

Daraus folgt mit  $s = 2 h$  und  $t = \frac{t_{\text{ges}}}{2}$  :

$$(63) \quad s = \frac{g \cdot t_{\text{ges}}^2}{4}$$

ein Ausdruck, der bis auf einen Zahlenfaktor mit der Beziehung für den freien Fall (61) übereinstimmt. Man erhält daraus die gesuchte Größe  $g$ :

$$(64) \quad g = \frac{4 s}{t^2} .$$

Die Bestimmung der Größe  $g$  erfolgt demnach durch die Messung des Weges, den der Körper vom Verlassen der Meßstation bis zur Rückkehr durchläuft, und durch die Messung der dafür erforderlichen Zeit.

Die exakte Wegmessung erfolgt durch eine Interferometeranordnung unter Einbeziehung des Fallkörpers, der als Reflektor dient. Die bei der Auf- und Abwärtsbewegung entstehenden Interferenzstreifen werden in elektrische Signale umgesetzt und gezählt. Sie sind ein Maß für den zurückgelegten Weg.

#### 2.2.6.2. Anforderungen an die Zeitintervallmeßtechnik

Das Zeitintervall zwischen dem Verlassen und der Rückkehr des Körpers zur Meßstation muß ebenfalls mit hoher Präzision erfaßt werden.

Die Fehlerabschätzung unter Zugrundelegung von (64) ergibt

$$(65) \quad \left| \frac{\Delta g}{g} \right| = \left| \frac{2 \cdot \Delta t}{t} \right| .$$

Bei einer Wurfhöhe von  $h = 1$  m (d. h.  $t = 0,9$  s) und einer zulässigen Meßunsicherheit von z. B.  $\pm 2 \cdot 10^{-8} \text{ ms}^{-2}$  darf nach (65) der relative Fehler der Zeitintervallmessung den Betrag von  $\pm 1 \cdot 10^{-9}$  nicht überschreiten. Bezogen auf das Meßintervall von fast 1 s resultiert daraus eine maximale zulässige Meßunsicherheit von  $\pm 1$  ns.

Tatsächlich wird die Einzelmessung der Einstationsmethode durch einen unvermeidlichen Längenmeßfehler am Gipfelpunkt von max.  $\lambda/4$  ( $\lambda =$  Wellenlänge des Laserlichtes,  $\lambda/4 =$  Auflösung des Interferometers) begrenzt [417].

Unter Verwendung der Parameter  $h = 1$  m,  $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$  ergibt die Fehlerabschätzung

$$(66) \quad \left| \frac{\Delta g}{g} \right| = \left| \frac{\Delta s}{s} \right|$$

einen relativen Meßfehler  $\Delta g/g = \pm 62,5 \cdot 10^{-9}$ .

Durch Modifizierung der Einstationsmethode bzw. Übergang zu einer Zweistationsmethode läßt sich die Unsicherheit am Gipfel aus dem Meßvorgang eliminieren und die Meßunsicherheit der Längenmessung wesentlich verringern. Bei einer dann angestrebten Unsicherheit von  $\pm 1$  nm muß die Zeitintervallmessung auf  $\pm 1$  ns erfolgen, um die Fallbeschleunigung mit einer Unsicherheit von wenigen  $10^{-8}$  bestimmen zu können.

### 2.3. Bedeutung der Meßgrößen Zeitpunkt, Zeitintervall und Frequenz in geodätischen Meßverfahren

Die Untersuchung der modernen geodätischen Meßverfahren zeigt, daß es zwei wesentliche Ursachen gibt für die Bedeutung der Meßgröße Zeit in geodätischen Meßverfahren:

1. Bei geodätischen Messungen ist zu beachten, daß sich sowohl die Erde mit den darauf befindlichen Meßstationen als auch die außerirdischen Meßobjekte (Sterne, Planeten, natürliche und künstliche Erdsatelliten) in Bewegung befinden und damit die Koordinaten dieser Objekte zeitabhängigen Veränderungen unterworfen sind. Deshalb mußte schon bei den klassischen Meßverfahren der Astronomie ein Zeitbezug hergestellt werden, indem die Zeitpunkte der Messungen einer Zeitskala zugeordnet wurden. Diese Notwendigkeit besteht erst recht bei der Beobachtung künstlicher Satelliten, wobei infolge der verhältnismäßig großen Relativbewegung zwischen Meßobjekt und Meßstation wesentlich höhere Forderungen an die Erfassung der Meßzeitpunkte gestellt werden müssen. Auch Langzeitbeobachtungen zur Erfassung geodynamischer Veränderungen erfordern Zeitskalen, allerdings mit wesentlich geringerer Auflösung.
2. In modernen geodätischen Meßverfahren ist es üblich geworden, bei Streckenmessungen die Meßgröße Länge durch die Meßgröße Zeitintervall zu ersetzen. Die Laufzeit eines geeigneten Signals (z. B. Laserimpuls) läßt sich beim gegenwärtigen Stand der Technik mit einer Unsicherheit von  $<100$  ps meßtechnisch erfassen. Über die Lichtgeschwindigkeit ist die vom Signal zurückgelegte Strecke damit mit hoher Genauigkeit bestimmbar. Auch bei den Phasenmeßverfahren in Mikrowellen- oder elektrooptischen Entfernungsmessern und bei Funkortungsverfahren sowie bei den Pseudoentfernungsmessern im GPS-System wird das Prinzip der Zeitintervall (Laufzeit)-Messung anstelle der Längenmessung angewandt.

Die Notwendigkeit der genauen Erfassung von Zeitpunkten und der genauen Messung von Zeitintervallen ist mit folgenden Problemen der Zeit- und Frequenzmeßtechnik verknüpft:

1. Zur Erfassung eines Zeitpunktes braucht man eine Zeitskala.
2. Zeitskalen erfordern als Grundlage eine Definition der Zeiteinheit, denn sie werden gebildet durch fortlaufende Aneinanderreihung der Zeiteinheit, ausgehend von einem vereinbarten Ausgangspunkt.
3. Zeitskalen werden realisiert durch Frequenznormale, aus denen man die Zeitskaleneinheiten durch Frequenzteilung ableitet. Für hohe Anforderungen an Gleichförmigkeit und hohe Übereinstimmung mit international propagierten Zeitskalen wie UTC oder TAI werden Atomfrequenznormale als "Zeitskalen-Generatoren" erforderlich.
4. Zeitskalen zwischen räumlich entfernten Meßstationen müssen verglichen werden, um Standortdifferenzen zu erfassen. Verbleibende systematische und zufällige Abweichungen der Frequenznormale führen schon kurze Zeit nach einer Synchronisation zu Abweichungen zwischen verschiedenen Zeitskalen, so daß Zeitskalenvergleiche wiederholt durchgeführt werden müssen.
5. Die genaue Messung von Zeitintervallen erfordert eine hochstabile Frequenz mit ausreichender Absolutgenauigkeit.
6. Die Messung des Absolutwertes einer Frequenz erfordert eine sehr genaue Realisierung der Zeiteinheit, da als Frequenz eines periodischen Vorganges die Zahl der Schwingungen pro Zeiteinheit definiert ist.

Man kann durch ständigen Betrieb einer Uhr oder einer Uhrengruppe eine eigene Zeitskala realisieren, deren Differenz zu einer internationalen Zeitskala in gewissen Abständen durch Vergleichsmethoden festgestellt wird. Bei geringeren Anforderungen kann man auf eine eigene Zeitskala verzichten und sich auf Signale von Zeitzeichensendern beziehen.

Zur Zeitintervallmessung benötigt man ein stabiles Frequenznormal und eine sehr schnelle elektronische Zähltechnik, da die Höhe der Zählfrequenz die zeitliche Auflösung der Messung direkt festlegt. Gegenwärtig noch zu geringe Schaltgeschwindigkeiten elektronischer Bauelemente zwingen bei Zeitintervallmessungen mit Auflösungen  $< 1$  ns zur Anwendung von Interpolationsverfahren.

Neben den schon erwähnten Funktionen der Frequenz (Ausgangsgröße für die Definition der Zeiteinheit, Maßstabsgröße für die Zeitintervallmessung) tritt sie auch als Meßgröße (DOPPLER-count, Interferenzfrequenz) und als Hilfsgröße (Frequenzumsetzung bei der VLBI) auf.

#### 2.4. Zusammenstellung der Anforderungen moderner geodätischer Meßverfahren an die Messung von Zeitpunkt, Zeitintervall und Frequenz

In Tab. 8 sind die quantitativen Forderungen moderner geodätischer Meßverfahren an Frequenz sowie Zeitpunkt- und Zeitintervallmessung zusammengestellt.

Es ist ersichtlich, daß recht hohe Anforderungen an die Zeit- und Frequenzmeßtechnik gestellt werden.

So treten z. B. hohe Forderungen an die Zeitpunktbestimmung (Anschluß an international propagierte Zeitskalen) beim Laserradar auf. Der für VLBI-Messungen angegebene Wert bezieht sich nur auf die Übereinstimmung der beteiligten Stationszeitnormale. Durch das Auswerteverfahren kommt nachträglich ein Zeitskalenvergleich zwischen beiden Beobachtungstationen mit einer Unsicherheit von  $< 1$  ns zustande.

Laserradar und Fallbeschleunigungsmessungen stellen hohe Forderungen an die Zeitintervallmeßtechnik. Beim Laserradar muß zusätzlich beachtet werden, daß der oft stark verformte Echoimpuls die Festlegung eines zeitsignifikanten Punktes nur mit großer Unsicherheit ermöglicht. Deshalb muß neben der Verwendung hochauflösender Zeitintervallmesser die Forderung nach kurzen Laserimpulsen ( $\leq$  einige ns) erhoben werden.

Sehr hohe Forderungen werden bei den VLBI-Messungen an die Stabilität der verwendeten Frequenznormale gestellt. Die vergleichsweise geringen Forderungen bei der Satelliten-Radiointerferometrie kommen dadurch zustande, daß unter Annahme der gleichzeitigen Beobachtung von 4 Satelliten neben den gesuchten Koordinaten der Beobachtungsstation der Uhrenfehler zusätzlich bestimmt werden kann und vor allem dadurch, daß der gesamte Meßvorgang innerhalb von wenigen Sekunden abläuft.

**Tab. 8:** Anforderungen geodätischer und gravimetrischer Meßverfahren an Frequenz, Zeitpunkt- und Zeitintervallmessung

| Meßverfahren                                      | Maximal zulässige Unsicherheit |               |   |
|---|--------------------------------|---------------|---|
|   | Zeitpunkt                      | Zeitintervall | Frequenz                                      |
| Astronomische Beobachtung                         | 1 ns                           |               |   |
| Elektrooptische und Mikrowellenentfernungsmessung |                                |               | $10^{-7}$                                     |
| Laserradar  | 1 $\mu$ s                      | 100 ps        | $10^{-10}$                                    |
| DOPPLER   | 100 $\mu$ s                    | 1 $\mu$ s     | $1 \cdot 10^{-11}$ über 30 s                  |
| VLBI  | 10 $\mu$ s                     |               | $10^{-14}$ über 1000 s                        |
| Satelliten-Radiointerferometrie<br>MITES          |                                |               | $10^{-10}$ (1 s)<br>Drift = $10^{-6}$ pro Tag |
| SERIES  |                                |               | $2,5 \cdot 10^{-12}$ (4 s)                    |
| Fallbeschleunigung                                |                                | 1 ns          | $10^{-10}$                                    |

### 3. Verfahren der Zeit- und Frequenzmeßtechnik zur Realisierung der Anforderungen moderner geodätischer Meßverfahren

#### 3.1. Realisierung von Zeit- und Frequenznormalen

Zur Realisierung von Zeiteinheit, Zeitskalen und Normalfrequenzen werden an die dafür vorgesehenen Schwingungserzeuger höchste Anforderungen gestellt. Beim heutigen Stand der Technik sind die Atomfrequenznormale die weitaus leistungsfähigsten Geräte.

Daneben haben die quarzstabilisierten Frequenzgeneratoren weiterhin Bedeutung. Als Bestandteil passiver Atomfrequenznormale bestimmen sie deren Kurzzeitstabilität, in elektronischen Zählern dienen sie zur Ableitung genauer und konstanter Toröffnungszeiten für die Frequenzmessung bzw. zur Erzeugung der Maßstabsfrequenz für die Zeitintervallmessung, und bei niedrigen bis mittleren Genauigkeitsforderungen können sie auch zur Approximation von Zeitskalen verwendet werden. Infolge ihrer zeitlichen Frequenzänderung (Alterung) muß in gewissen Zeitabständen, die von den Eigenschaften des Quarzoszillators und den zulässigen Fehlergrenzen bestimmt werden, eine Kontrolle und Nacheichung der Frequenz erfolgen.

Die Ableitung von Zeiteinheiten aus den Frequenznormalen erfolgt über die für periodische Schwingungsvorgänge geltende Beziehung (1)

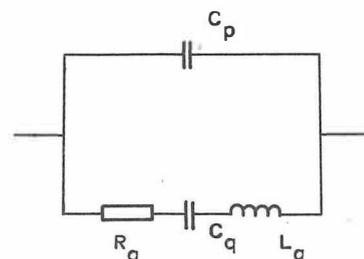
$$T = \frac{1}{f} \quad \begin{array}{l} T = \text{Periodendauer} \\ f = \text{Frequenz} \end{array}$$

Die Ableitung von Zeitintervallen, die größer sind als die Periodendauer des hochfrequenten Schwingungserzeugers, erfolgt durch Frequenzteilung.

##### 3.1.1. Quarzstabilisierte Frequenznormale

Piezoelektrische Kristalle zeigen bei mechanischer Beanspruchung (Druck oder Zugspannung) Oberflächenladungen und nach Anlegen einer Polarisierungsspannung Deformationen. Damit gelingt es, durch Anlegen eines elektrischen Feldes mechanische Schwingungen des Kristalls anzuregen. Bei einer bestimmten Schwingungsfrequenz, die von der Art des Herausschneidens des Kristalls aus dem Mutterkristall sowie von seinen Abmessungen abhängt, erreicht der Kristall seine mechanische Resonanz. Infolge der guten thermischen und mechanischen Eigenschaften wird als piezoelektrischer Kristall der Quarz verwendet.

Zur Beschreibung des allgemeinen Verhaltens eines schwingenden Quarzes wird im allgemeinen folgendes Ersatzschaltbild (Abb. 7) benutzt:



$R_q, C_q, L_q$  = Widerstand, Kapazität und Induktivität des Schwingquarzes  
 $C_p$  = Parallelkapazität (bestimmt durch die Halterung des Quarzes und die Schaltung)

Abb. 7: Ersatzschaltbild eines Schwingquarzes

$L_q$  und  $C_q$  bestimmen die Lage der Serienresonanzstelle, bei der der Blindwiderstand zu Null wird und nur noch der reelle Widerstand  $R_q$  wirksam ist.  $C_q$  ergibt mit dem induktiv verstimmen Quarz eine Parallelresonanzstelle, die durch ein Maximum des Scheinwiderstandes gekennzeichnet ist. In Präzisionsoszillatoren arbeitet der Quarz in Nähe der Serienresonanz.

Beim quarzstabilisierten Oszillator ist er in der positiven Rückkopplungsschleife eines Verstärkers angeordnet, dessen Verstärkung zur Stabilisierung der Schwingamplitude automatisch stabilisiert wird. Infolge der Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Temperatur befindet sich der Quarz eines Präzisionsoszillators in einem Thermostaten.

Die meisten Präzisionsquarze haben einen AT-Schnitt. Ihre Kurzzeitinstabilität, die durch Rauschprozesse bestimmt wird, liegt in der Größenordnung  $1 \cdot 10^{-11}$  [42]. Die als Alterung bezeichnete Langzeitdrift, die hauptsächlich durch Massenverlagerung an der Quarzoberfläche und an den Elektroden infolge von Verunreinigungen zustande kommt, zeigt Werte von  $1,5 \cdot 10^{-8}$  pro Monat. Vor allem für den Einsatz in Satelliten ist es wichtig, die Frequenzbeeinflussung von Quarzoszillatoren durch Beschleunigung und Strahlung herabzusetzen.

Zur Verbesserung der Eigenschaften wurden in den letzten Jahren u. a. folgende technologische Verbesserungen vorgenommen:

1. Übergang zum SC-Schnitt (u. a. geringere Alterung sowie geringere Beschleunigungs- und Strahlungsempfindlichkeit)
2. Entwicklung der sog. BVA-Resonatoren
3. neue Fertigungstechniken (z. B. Oberflächenreinigung, chemisches Polieren, Fabrikation unter ultrahohem Vakuum).

Nachfolgende Leistungsparameter wurden bereits 1979 erreicht bzw. werden für 1989 geschätzt [42]:

**Tab. 9:** Instabilität von Präzisionsquarzoszillatoren

| Zeitraum | Relative Instabilität |            |
|----------|-----------------------|------------|
|          | 1979                  | 1989       |
| 1 s      | $1 \cdot 10^{-12}$    | $10^{-14}$ |
| 24 h     | $2 \cdot 10^{-11}$    | $10^{-13}$ |
| 5 Jahre  | $5 \cdot 10^{-8}$     | $10^{-10}$ |

Für die von BESSON entwickelten BVA-Resonatoren werden folgende Werte angegeben [43]:

|                      |                    |                      |
|----------------------|--------------------|----------------------|
| Q-Faktor             | $3,5 \cdot 10^5$   |                      |
| Kurzzeitinstabilität | $5 \cdot 10^{-13}$ | über 1 s             |
| Alterung             | $5 \cdot 10^{-12}$ | pro Tag              |
| Frequenzabweichung   | $2 \cdot 10^{-10}$ | pro g für AT-Schnitt |
| bei Beschleunigung   | $5 \cdot 10^{-11}$ | pro g für SC-Schnitt |

Daraus ist der technische Fortschritt gegenüber den bisher üblichen Präzisionsoszillatoren nach Tab. 9 erkennbar. Ergänzend sollen noch die Daten eines handelsüblichen 5-MHz-Quarzes von Oszilloquartz (Typ 8600) angegeben werden:

Kurzzeitinstabilität (1 s)

$5 \cdot 10^{-13}$

Alterung

2 bis  $3 \cdot 10^{-11}$  pro Tag

Mit diesen Parametern erweisen sich Quarzoszillatoren als ausgezeichnete Sekundärnormale.

3.1.2. Atomfrequenznormale

Atome und Moleküle als die natürlichen elementaren Bausteine der Materie zeigen nach der Quantentheorie unter geeigneten Bedingungen ein einfaches und wohldefiniertes Verhalten. Diese geeigneten Bedingungen bestehen darin, daß das Quantensystem (Atome, Moleküle) in seinem charakteristischen Eigenzustand nicht durch störende energetische Wechselwirkungen mit der Umgebung beeinflußt wird. Unter diesen Voraussetzungen lassen sich die Eigenschaften von Quantensystemen exakt auf universelle Naturkonstanten zurückführen. Diese Möglichkeit, verbunden mit der besseren Beherrschung des Störgrößeneinflusses auf den Meßvorgang ele bei makroskopischer Materie (deren Eigenschaften von zahlreichen physikalischen Parametern abhängt), führten zu dem modernen Trend der Metrologie, Quantensysteme für die Schaffung natürlicher Etalons zu verwenden [44]. Bei den Atomfrequenznormalen nutzt man physikalische Effekte, die die Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie betreffen.

3.1.2.1. Physikalisches Prinzip [45, 46]

3.1.2.1.1. Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie

Die Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie kann durch drei Prozesse beschrieben werden: induzierte Emission, spontane Emission, Absorption.

In einem Atom, das aus dem Atomkern und den ihn umgebenden Elektronen besteht, können die Elektronen nur ganz bestimmte Energiezustände einnehmen, d. h. des Energiespektrum ist gequantelt. Das gilt auch für die Gesamtenergie des Atoms. Abb. 8 zeigt die Verhältnisse an Hand eines Termeschemas.

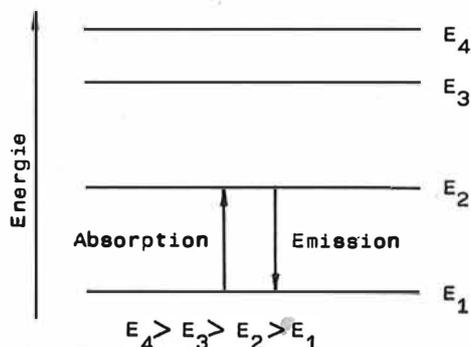


Abb. 8: Allgemeines Termeschema

In einem System, das z. B. Teilchen in den Energieniveaus  $E_1$  und  $E_2$  enthält, sind unter Einwirkung eines Mikrowellenfeldes geeigneter Frequenz folgende Vorgänge möglich:

1. Ein Übergang vom Energieniveau  $E_2$  nach  $E_1$  ist mit Energieabgabe in Form von elektromagnetischer Strahlung verbunden, deren Frequenz von der Energiedifferenz  $E_2 - E_1$  nach folgender Beziehung bestimmt wird:

$$(67) \quad \nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$$

$\nu$  = Frequenz  
 $E_1, E_2$  = Energieniveaus  
 $h$  = PLANCKsche Wirkungsquantum

Da diese elektromagnetische Strahlung unter Einfluß des elektrischen Wechselfeldes zustandekommt, spricht man von induzierter Emission.

2. Dieser Vorgang kann auch ohne Feldeinwirkung zustandekommen. Es liegt dann eine spontane Emission vor.
3. Wird Energie eines angelegten Wechselfeldes aufgenommen, wobei dessen Frequenz der Energiedifferenz der Niveaus entsprechen muß, zwischen denen der Übergang erfolgen soll, so liegt Absorption vor.

Aktive Atomfrequenznormale basieren auf induzierter Emission (Maser-Prinzip). Die spontane Emission ist unerwünscht, da sie dabei als Rauschkomponente in Erscheinung tritt.

### 3.1.2.1.2. Atomspektren und ZEEMAN-Effekt

Für die gegenwärtig verwendeten Atomfrequenznormale bilden magnetische Hyperfeinübergänge in Wasserstoff, Rubidium und Cäsium die Grundlage. Diese kommen durch magnetische Wechselwirkungen zwischen dem Spin des Atomkerns und dem des Valenzelektrons zustande. Der Abstand der einzelnen Energieniveaus ist so beschaffen, daß die Beziehung (67) entsprechenden Übergangsfrequenzen im elektrotechnisch erschlossenen Mikrowellenbereich liegen.

Zur Charakterisierung dieser Energieniveaus dient die Quantenzahl  $F$ , die das gesamte Winkelmoment des Atoms darstellt. Sie setzt sich aus der Spinquantenzahl des Kerns  $I$  und der des Elektrons (für alle Elektronen gilt der Wert  $1/2$ ) in folgender Weise zusammen:

$$(68) \quad F = I \pm \frac{1}{2}$$

Die beiden Vorzeichen weisen darauf hin, daß die Richtung des Elektronenspins mit der des Kernspins übereinstimmen kann oder entgegengesetzt dazu verläuft.

Mit den Werten  $I = 1/2, 3/2$  bzw.  $7/2$  für H, Rb bzw. Cs erhält man damit folgende Möglichkeiten:

$$\begin{array}{ll} {}^1\text{H} : F = 0 & \text{und} \quad F = 1 \\ {}^{87}\text{Rb} : F = 1 & \text{und} \quad F = 2 \\ {}^{133}\text{Cs} : F = 3 & \text{und} \quad F = 4. \end{array}$$

Legt man nun ein statisches Magnetfeld an, so tritt der ZEEMAN-Effekt auf, d. h. eine Verschiebung und Aufspaltung dieser Energieniveaus. Diese Magnetfeldabhängigkeit der Hyperfeinübergänge wird durch die BREIT-RABI-Beziehung beschrieben, die näherungsweise folgende Form hat [47]:

$$(69) \quad W(F, m_F, H) = -\frac{h\nu_0}{2(2I+1)} \pm \frac{h\nu_0}{2} \left(1 + \frac{4m_F}{2(I+1)}x + x^2\right)^{1/2} \quad \text{mit}$$

$$(70) \quad x = \left(\frac{2C_H}{\nu_0}\right)^{1/2} H_0$$

$H_0$  = Feldstärke des angelegten Magnetfeldes  
 $\nu_0$  = Übergangsfrequenz  
 $W$  = Energie  
 $h$  = PLANCKsches Wirkungsquantum  
 $I$  = Spinzahlszahl des Kerne  
 $C_H$  = Koeffizient des ZEEMAN-Effektes

Die Größe  $m_F$  ist eine weitere Quantenzahl, die die Projektion des Winkelmomentvektors  $F$  in Richtung des Vektors des angelegten Magnetfeldes darstellt. Sie kann für jedes  $F$ -Niveau folgende Werte annehmen:

$$m_F = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm F$$

Damit erfolgt eine Aufspaltung in  $2F + 1$  Unterniveaus. Dieser Sachverhalt ist in Abb. 9 dargestellt [47].

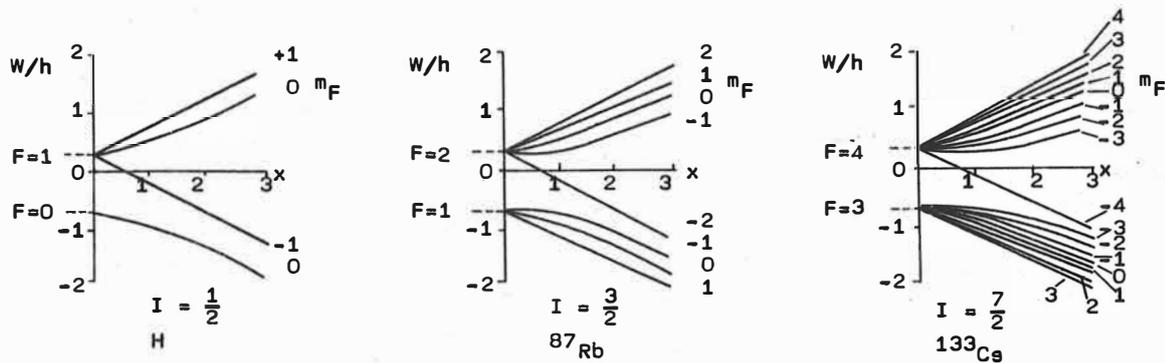


Abb. 9: Magnetische Hyperfeinübergänge bei Wasserstoff, Rubidium, Cäsium

Übergänge zwischen diesen Energieniveaus sind nur unter folgenden Bedingungen erlaubt:

$$(71) \quad \Delta F = 0, \pm 1$$

$$\Delta m_F = 0, \pm 1 .$$

Wie aus Abb. 9 hervorgeht, entsprechen Übergänge mit  $\Delta F = \pm 1$  Mikrowellenfrequenzen, während Übergänge mit  $\Delta F = 0$ ,  $\Delta m_F = \pm 1$  in schwachen Magnetfeldern viel niedrigeren Frequenzen entsprechen. Für die Realisierung von Atomfrequenznormalen sind die durch  $\Delta F = \pm 1$ ,  $\Delta m_F = 0$  gekennzeichneten Übergänge am besten geeignet, da die Übergangsfrequenz hier die geringste Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld zeigt. Das schwache äußere Magnetfeld ist erforderlich, um sicherzustellen, daß nur die gewünschten Übergänge erfolgen.

### 3.1.2.2. Technische Realisierung [48, 49]

#### 3.1.2.2.1. Prinzipielle Lösung

Zur Realisierung von Atomfrequenznormalen sind 3 wesentliche Teilaufgaben zu erfüllen:

1. Schaffung einer ausreichenden Differenz in der Besetzung der Energieniveaus, zwischen denen ein Übergang stattfinden soll.
2. Sicherung einer ausreichenden Verweilzeit der Atome im Strahlungsfeld.
3. Nachweis des erfolgten Überganges zwischen den ausgewählten Energieniveaus.

In einem Gas, das sich im thermischen Gleichgewicht befindet, ist das Verhältnis der Besetzungszahlen  $N_1$  und  $N_2$  von zwei Energieniveaus mit  $W_1 < W_2$  in folgender Weise gegeben:

$$(72) \quad \frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{W_2 - W_1}{kT}} = e^{-\frac{h \cdot \nu}{kT}} \quad \text{mit} \quad \begin{array}{l} T = \text{absolute Temperatur} \\ K = \text{BOLTZMANN-Konstante} \\ \nu = \text{Übergangsfrequenz} \\ h = \text{PLANCKsches Wirkungsquantum} \end{array}$$

Bei niedrigen Frequenzen einschließlich des Mikrowellenbereichs wird infolge  $h \cdot \nu = W_2 - W_1 \ll k \cdot T$  nur eine geringe Besetzungsdifferenz der beiden Energieniveaus erreicht, zwischen denen ein Übergang erfolgen soll. Dadurch würden beim Anlegen eines elektrischen Wechselfeldes geeigneter Frequenz Absorption und induzierte Emission etwa mit gleicher Wahrscheinlichkeit auftreten, d. h., der Nettoeffekt wäre etwa gleich Null. Im Infrarot- und im optischen Frequenzbereich dagegen ist eine ausreichende natürliche Besetzungsdifferenz vorhanden. Bei den im Mikrowellenbereich arbeitenden Atomfrequenznormalen müssen nachfolgend dargestellte Vorkehrungen getroffen werden, um die erforderliche Besetzungsdifferenz der Energieniveaus herbeizuführen.

Unter Verwendung eines inhomogenen Magnetfeldes können die Atome unterschiedlicher Energieniveaus, die sich in ihrem magnetischen Dipolmoment unterscheiden, räumlich getrennt werden. Dadurch erreichen nur die Atome des gewünschten Energieniveaus das Gebiet, in dem die Wechselwirkung mit dem elektromagnetischen Strahlungsfeld erfolgen soll. Beim Cs-Resonator und beim H-Maser wird so verfahren.

Eine weitere Möglichkeit besteht im optischen Pumpen, das bei Rb-Normalen angewendet wird. Wie im Termeschema des  $^{87}\text{Rb}$  (Abb. 10) angedeutet, sind zwischen dem Grundzustand und dem P-Dublett optische Übergänge erlaubt, die durch Licht geeigneter spektraler Zusammensetzung angeregt werden können.

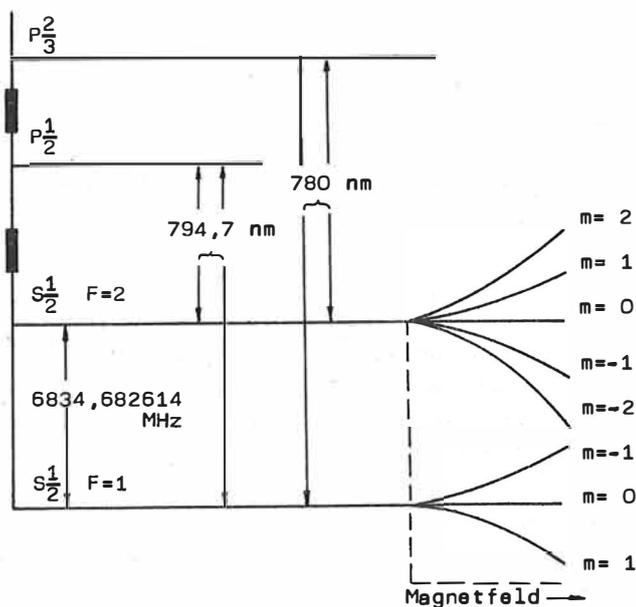


Abb. 10: Termeschema des  $^{87}\text{Rb}$

Die absorptionsfähigen Atome des Zustandes  $F = 1$  werden ins P-Niveau gehoben, fallen aber nach kurzer Zeit wieder in den Grundzustand zurück. Dabei ist die Wahrscheinlichkeit, daß sie den  $F = 1$ - oder  $F = 2$ -Zustand erreichen, etwa gleich groß. Sie verteilen sich aber auch noch auf andere Energieniveaus. Bei kontinuierlich verlaufendem Prozeß wird eine Verarmung des  $F = 1$ -Zustandes und eine Anreicherung des  $F = 2$ -Zustandes erreicht.

Nach der Schaffung einer ausreichenden Besetzungsdifferenz besteht die nächste Aufgabe darin, eine genügende Verweilzeit der Atome im hochfrequenten Strahlungsfeld zu erreichen. Diese Forderung muß gestellt werden, weil die Linienbreite  $\Delta\nu$  der atomaren Übergangsfrequenz der Verweilzeit  $\Delta t$  der Atome im Strahlungsfeld umgekehrt proportional ist:

$$(73) \quad \Delta\nu \approx \frac{1}{\Delta t}$$

Es existieren drei Methoden zur Realisierung einer langen Wechselwirkungszeit zwischen Teilchen und Strahlungsfeld:

1. Verwendung von Absorptionszellen
2. Verwendung der Atomstrahltechnik
3. Verwendung von Speicheranordnungen (ausgekleidete Speicherzellen, Puffergaszellen).

Bei der Verwendung von Ammoniak-Absorptionszellen wurde durch DOPPLER-Effekt und Molekülkollisionen die Linienbreite auf  $2,5 \cdot 10^{-6}$  verbreitert und nur eine Langzeitinstabilität von  $\pm 2 \cdot 10^{-8}$  und eine absolute Genauigkeit von  $1 \cdot 10^8$  erreicht. Inzwischen hat die Absorptionszelle im Infrarot- und im sichtbaren Bereich wieder Bedeutung erlangt durch die Einführung der gesättigten Absorptionstechnik. Bei den sehr hohen Frequenzen werden geringe Linienbreiten schon bei kurzen Wechselwirkungszeiten sowie ein hohes Signal-Rausch-Verhältnis erreicht.

Die Atomstrahltechnik wird im Cs-Resonator verwendet. Die Begrenzung der erreichten Genauigkeit erfolgt hier durch die Schwierigkeit der Erfassung der exakten Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen im Strahl, die zur Berechnung der Frequenzverschiebung durch den DOPPLER-Effekt 2. Ordnung erforderlich ist.

Beim H-Maser wird zur Speicherung der H-Atome ein mit Teflon ausgekleideter Kolben verwendet. Kollision der Atome mit den Wänden des Gefäßes führen meßtechnisch zu Frequenzverschiebungen und begrenzen damit die Genauigkeit.

Bei der Rb-Gaszelle führen die Kollisionen der Rb-Atome mit denen des Puffergases zu so starken Frequenzverschiebungen, daß ihre Eignung als primäre Frequenznormale ausgeschlossen wird.

Während bei den aktiven Frequenznormalen (H-Maser) in einem Hohlraumresonator durch induzierte Emission ein kontinuierliches Ausgangssignal erzeugt wird, muß bei den passiven Frequenznormalen (Cs-Resonator, Rb-Gaszelle) der zwischen den Energieniveaus erfolgte Übergang erfaßt werden, um die Resonanzfrequenz zu bestimmen. Beim Cs-Resonator werden dazu die Atome aufgefangen, die einen Übergang durchgeführt haben.

Bei der Rb-Gaszelle erfolgt ein indirekter Nachweis über Intensitätsänderungen des die Zelle durchlaufenden Lichtes beim optischen Pumpen. Je mehr man sich der Resonanzfrequenz nähert, um so mehr Übergänge erfolgen in den Zustand  $F = 1$ . Das System wird dadurch absorptionsfähiger und absorbiert beim Erreichen der Resonanzfrequenz ein Maximum von Photonen des die Zelle durchlaufenden Pumplichtes. Der Resonanzeffekt kann daher mit einer Fotozelle nachgewiesen werden.

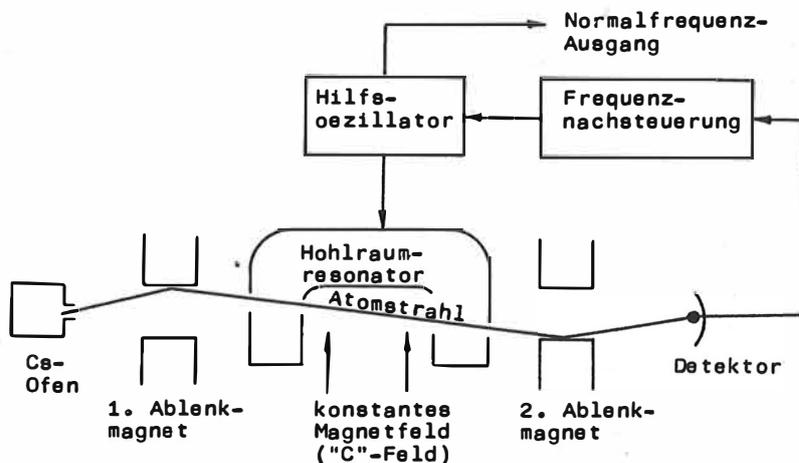
### 3.1.2.2.2. Praktische Ausführung

Die erste "Atomuhr" 1948 von H. LYONS im National Bureau of Standards (NBS) in den USA entwickelt, arbeitete auf der Grundlage der Mikrowellenabsorption in einer  $\text{NH}_3$ -Absorptionzelle. Wie bereits erwähnt, waren die Ergebnisse unbefriedigend. 1953 wurde von TOWNES der erste  $\text{NH}_3$ -Maser realisiert, der infolge einiger Nachteile nicht mehr verwendet wird (relativ große Linienbreite, infolge  $\text{NH}_3$ -Kondensation Dauerbetrieb erschwert,  $^{15}\text{NH}_3$ -Rückgewinnung technisch aufwendig). Nach 1950 begonnene Versuche der Atomstrahl-spektroskopie zur Realisierung von Atomfrequenznormalen führten 1955 durch ESSEN und PARRY zum ersten arbeitsfähigen Cs-Resonator. Seit 1958 wird an der Entwicklung von Alkalidampfzellen gearbeitet, und seit 1960 ist bekannt, daß von GOLDBERG, KLEPPNER, RAMSAY ein H-Maser entwickelt wurde. 1962 wurde in der Schweiz ein Tl-Resonator gebaut.

Die Atomfrequenznormale werden in aktive und passive unterteilt. Aktive arbeiten nach dem Maser-Prinzip. Es werden nur Atome im höheren Energiezustand  $E_2$  ausgewählt, die in einem Mikrowellenresonator beim Übergang zum niedrigen Energiezustand  $E_1$  elektromagnetische Energie emittieren. Auf diese Weise entsteht eine kontinuierliche Schwingung als Ausgangssignal. Passive Atomfrequenznormale können wahlweise beide Übergänge nutzen ( $E_1 \rightarrow E_2$ ,  $E_2 \rightarrow E_1$ ). Der Unterschied zu den aktiven besteht darin, daß die Übergänge nur unter Einwirkung einer äußeren elektromagnetischen Energiequelle zustandekommen. Das erforderliche elektromagnetische Feld, dessen Frequenz der Übergangsfrequenz zwischen den Energieniveaus (67) entsprechen muß, wird z. B. aus einem stabilen Quarzoszillator von einigen MHz abgeleitet. Letzterer bestimmt die Kurzzeitkonstanz der passiven Atomfrequenznormale bis zu einigen Sekunden.

#### 3.1.2.2.2.1. Cs-Resonator

Die prinzipielle Wirkungsweise ist aus Abb. 11 ersichtlich.



**Abb. 11:** Prinzip des Cs-Resonators

Das Cs wird auf etwa  $100^\circ\text{C}$  erhitzt und gelangt durch eine feine Öffnung in den Bereich des ersten Ablenkmagneten. Die beiden interessierenden Energieniveaus ( $F = 3$ ,  $F = 4$ )

lassen sich infolge unterschiedlicher magnetischer Eigenschaften durch ein starkes inhomogenes Magnetfeld trennen. Die Atome des ausgewählten Zustandes gelangen dann in einen Hohlraumresonator, wo sie dem hochfrequenten elektromagnetischen Feld ausgesetzt werden, unter dessen Einwirkung der Übergang zwischen den interessierenden Energieniveaus ( $F = 3, m_F = 0$  und  $F = 4, m_F = 0$ ) erfolgt. Da die Breite der Resonanzlinie der Verweilzeit der Atome in diesem Feld umgekehrt proportional ist, wäre ein langer Hohlraumresonator am günstigsten. Infolge der mit der Länge zunehmenden Schwierigkeiten bei der Herstellung eines ausgedehnten phasensynchronen Feldes, das zur Vermeidung des DOPPLER-Effektes erster Ordnung erforderlich ist, arbeitet man nach RAMSEY mit zwei kurzen Resonatoren, die einen genügenden Abstand voneinander haben. Phasenfehler zwischen beiden bewirken eine relative Frequenzverschiebung folgender Größe [50]:

$$(74) \frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{0,65}{\pi \cdot L \cdot \nu} \cdot \varphi \cdot \bar{v}$$

$L$  = Abstand der Resonatoren

$\nu$  = atomare Frequenz

$\varphi$  = Phasenwinkeldifferenz zwischen den beiden Resonatoren

$\bar{v}$  = mittlere Geschwindigkeit der Atome

Die Anwesenheit verschieden schneller Atome im Atomstrahl führt danach bei einem vorhandenen Phasenfehler zwischen den Resonatoren zu einer DOPPLER-Verbreiterung der Resonanzlinie. Praktisch wird die Phasendifferenz der Resonatoren durch Umkehr der Atomstrahlrichtung ermittelt.

Der Wechselwirkungsraum wird gegen das Magnetfeld der Erde abgeschirmt. Gleichzeitig wird ein schwaches homogenes Magnetfeld angelegt (sogenanntes C-Feld) zur Trennung der unterschiedlichen Energieterme, damit Übergänge nur zwischen den durch  $m_F = 0$  gekennzeichneten Zuständen erfolgen.

Der zweite Ablenkmagnet bewirkt, daß nur solche Atome auf den Detektor fokussiert werden, die unter Feldeinfluß einen Übergang durchgeführt haben. Der Detektor besteht aus einem stark erhitzten Platin-Iridium-Draht, der die auftretenden Atome ionisiert. Das Detektorsignal, das im Resonanzfall ein Maximum erreicht, dient zur Nachsteuerung des Quarzoszillators, aus dem die Anregungsfrequenz gewonnen wird. Dieser Oszillator liefert gleichzeitig das Ausgangssignal.

### 3.1.2.2.2.2. H-Maser

Abb. 12 zeigt das Schema eines H-Masers.

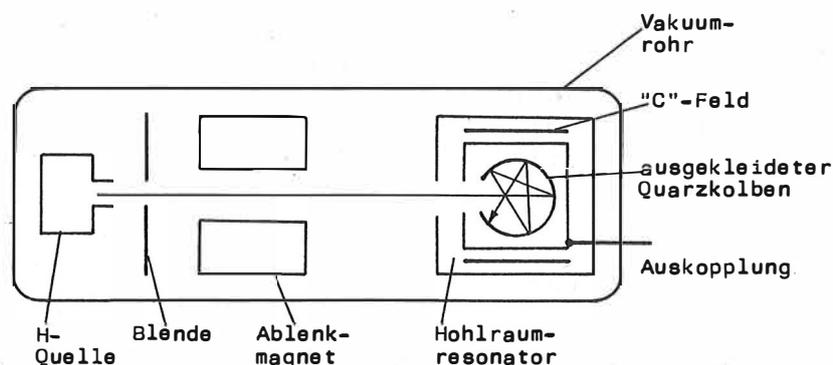


Abb. 12: Prinzip des H-Masers

Der atomare Wasserstoff durchläuft einen sechspoligen Magneten, der nur Atome im oberen Energiezustand ( $F = 1$ ) in den Hohlraumresonator lenkt. Im Resonator befindet sich ein Quarzkolben, der mit Paraffin, Teflon oder anderen Stoffen ausgekleidet ist. Die Atome stoßen mehrfach mit den Kolbenwänden zusammen, ehe sie über die Eintrittsöffnung den Kolben wieder verlassen. Man erreicht damit, daß sie etwa  $1 \text{ s}$  im Hochfrequenzfeld verbleiben. Die relative Resonanzlinienbreite wird dadurch auf  $10^{-9}$  verringert. Von der durch induzierte Emission erzeugten elektromagnetischen Strahlung der Frequenz  $1420 \text{ MHz}$  wird ein kleiner Teil ausgekoppelt, der das Ausgangssignal darstellt. Die Frequenz wird z. B. auf  $5 \text{ MHz}$  herabgeteilt und kann einen Quarzoszillator nachsteuern. Wie beim Cs-Resonator ist der H-Maser gegen das Magnetfeld der Erde abgeschirmt. Gegen das restliche Erdfeld ist das C-Feld gerichtet, das so eingestellt wird, daß es eine resultierende Feldstärke von  $10^{-2} \text{ A/m}$  einstellt. Das wesentliche Problem des H-Masers liegt darin begründet, daß durch die Zusammenstöße der Atome mit den Kolbenwänden Frequenzverschiebungen entstehen, die sich rechnerisch nicht ausreichend genau erfassen lassen.

### 3.1.2.2.3. Rb-Gaszelle

Abb. 13 zeigt das Prinzip einer Rb-Gaszelle.

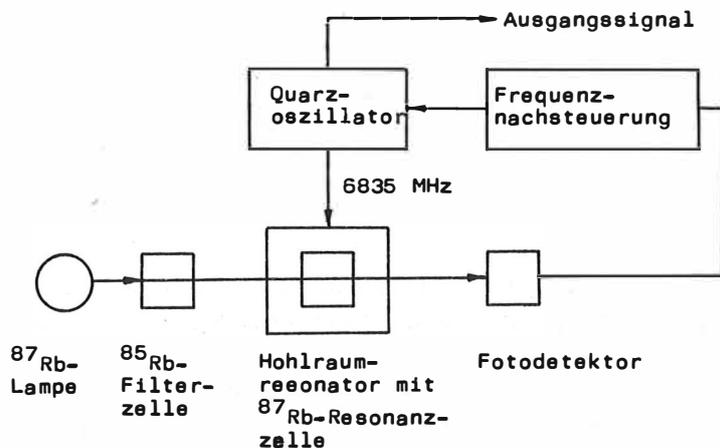


Abb. 13: Prinzip einer Rb-Gaszelle

Beim  $^{87}\text{Rb}$  wird der Übergang zwischen den Energieniveaus  $F = 2, m_F = 0$  und  $F = 1, m_F = 0$  verwendet, der einer Frequenz von  $6835 \text{ MHz}$  entspricht. Das Licht einer  $^{87}\text{Rb}$ -Lampe, gefiltert mit einer  $^{85}\text{Rb}$ -Gaszelle, bewirkt in einer  $^{87}\text{Rb}$ -Gaszelle, die sich innerhalb eines Hohlraumresonators befindet, durch optisches Pumpen eine unterschiedliche Besetzung der beiden Energieniveaus des Grundzustandes. Das auf diese Weise weitgehend geleerte  $F = 1$ -Energieniveau wird unter Einwirkung des angelegten Hochfrequenzfeldes durch den Übergang von  $F = 2$  nach  $F = 1$  wieder besetzt. Das führt zu einer erneut einsetzenden Absorption des Pumplichtes (Wellenlänge  $780 \text{ nm}$ ). Die damit verbundene Änderung der Transparenz der Absorptionezelle wird zum Nachweis der Resonanzfrequenz über eine Fotodiode genutzt. Das Detektorsignal dient wie beim Cs-Resonator zur Nachsteuerung des die Anregungsfrequenz liefernden Hilfsoszillators, der gleichzeitig das Ausgangssignal bereitstellt. Zur Verlängerung der Einwirkzeit des elektromagnetischen Feldes auf die Atome wird ein Puffergas verwendet (He-Ne-Mischung), das ein schnelles Abdiffundieren der Atome zu den Wänden der Gaszelle verhindert. Zusammenstöße mit den Atomen des Puffergases

führen zu starken Frequenzverschiebungen. Die Unsicherheit der Bestimmung dieser Verschiebung verhindert den Einsatz als Primärnormal.

### 3.1.2.3. Grenzen der Leistungsfähigkeit gegenwärtiger Atomfrequenznormale

Atomfrequenznormale basieren auf der Verwendung von Übergangsfrequenzen zwischen den Energieniveaus *u n g e s t ö r t e r* Elementarteilchen (Atome, Moleküle). Durch Umgebungseinflüsse (z. B. Magnetfelder) und durch den Meßvorgang selbst kommt es zu Beeinflussungen, die Frequenzverschiebungen zur Folge haben. Zur Sicherstellung der Reproduzierbarkeit bezieht man sich auf den Idealfall und erfaßt den Störgrößeneinfluß durch Ermittlung von Korrekturen, die an die gemessene Frequenz angebracht werden. Bei der Weiterentwicklung der Atomfrequenznormale versucht man, durch konzeptionelle Veränderungen den Störgrößeneinfluß weitgehend zu eliminieren. Der Störgrößeneinfluß auf die Meßfrequenz ist in vielen Fällen der Güte der Resonanzlinie  $Q$  umgekehrt proportional [52].

Die Meßgenauigkeit wird auch durch verschiedene Rauschquellen beeinträchtigt. Zwischen Frequenzinstabilität, Liniengüte und Signal-Rausch-Verhältnis besteht folgender Zusammenhang:

$$(75) \quad \sigma_y(\tau) = \frac{1}{Q \frac{S}{R}(\tau)} \quad \begin{array}{l} \sigma_y(\tau) = \text{relative Frequenzinstabilität} \\ Q = \text{Liniengüte} \\ S/R(\tau) = \text{Signal-Rausch-Verhältnis als Funktion der} \\ \text{Mittelungszeit} \end{array}$$

Bei traditionellen Atomfrequenznormalen wird die höchste Liniengüte (typisch  $Q = 2 \cdot 10^9$ ) mit dem H-Maser erreicht.

Zwischen Liniengüte und Signal-Rausch-Verhältnis können gegenläufige Tendenzen auftreten. Erhöht man z. B. in Gaszellenfrequenznormalen durch eine höhere Gasdichte das Ausgangssignal und damit das Signal-Rausch-Verhältnis, so wird gleichzeitig durch diese Maßnahme infolge erhöhter Zahl von Teilchenkollisionen die Linie verbreitert, d. h.,  $Q$  wird herabgesetzt. Ähnliche Überlegungen gelten auch für Geräte, die mit der Speicherung von H-Atomen arbeiten (H-Maser).

Einen wesentlichen Einfluß unter den Störgrößen haben die DOPPLER-Effekte. Wenn sich ein Teilchen, das elektromagnetische Strahlung absorbiert, relativ zur Strahlungsquelle bewegt, so ist die gemessene Resonanzfrequenz  $\omega_m$  gegenüber dem theoretischen Wert  $\omega_0$  in folgender Weise verschoben:

$$(76) \quad \omega_m = \omega_0 + \vec{k} \cdot \vec{v} - \frac{1}{2} \omega_0 \left(\frac{v}{c}\right)^2 + \frac{h \cdot \omega_0^2}{2 M c^2}$$

mit  $\vec{k}$  = Wellenvektor  
 $\vec{v}$  = Geschwindigkeit } relativ zur Quelle gemessen  
 $M$  = Atommasse  
 $c$  = Lichtgeschwindigkeit  
 $h$  = PLANCKsches Wirkungsquantum

Die Terme 2 bis 4 auf der rechten Seite der Gleichung (76) stellen in der gegebenen Reihenfolge die DOPPLER-Effekte 1. und 2. Ordnung und den Rückstoßeffekt dar. Bei Raumtemperaturen (300 K) führt der DOPPLER-Effekt 1. Ordnung zu einer Linienverbreiterung, die  $Q$  auf einen Wert von  $10^0$  begrenzt, sofern nicht besondere Maßnahmen ergriffen werden. Werden die Elementarteilchen durch die Verwendung von Puffergasen oder Speichergefäßen in ihrer Beweglichkeit so eingeschränkt, daß ihre freie Weglänge kleiner als eine Wellenlänge ist, dann hat die Resonanzlinie eine scharfe zentrale Charakteristik, die der natürlichen Linienbreite entspricht. Leider treten bei diesen Maßnahmen infolge von Zusammenstößen mit den Atomen des Puffergases bzw. mit den Wänden des Speichergefäßes Frequenzverschiebungen auf, die sich quantitativ schwer erfassen lassen.

Ein weiteres Verfahren zur Vermeidung der Linienverbreiterung durch den DOPPLER-Effekt 1. Ordnung, das die Störeinflüsse des vorhergehenden Verfahrens vermeidet, ist die Atomstrahltechnik. Zur Vermeidung des DOPPLER-Effektes 1. Ordnung erfolgt die Wechselwirkung zwischen Teilchen und Strahlung in zwei kurzen, räumlich getrennten, phasenkohärenten Resonatoren. Für jeden einzelnen gilt, daß das Produkt aus Teilchengeschwindigkeit und Durchgangszeit durch das Wechselwirkungsfeld kleiner ist als die Wellenlänge. Die Liniengüte wird dabei durch die viel größere Laufzeit zwischen den beiden Resonatoren bestimmt. Phasenverschiebungen zwischen den Resonatoren führen zu einer verbleibenden restlichen Beeinflussung durch den DOPPLER-Effekt 1. Ordnung. Da die Teilchen bei allen aufgeführten Verfahren eine endliche Geschwindigkeit haben, tritt zusätzlich der DOPPLER-Effekt 2. Ordnung auf.

Bezogen auf die einzelnen Frequenznormale führen die allgemein dargestellten Einschränkungen der Leistungsparameter zu nachfolgenden Aussagen [53]:

#### 1. Cäsium-Resonator

Begrenzung der erreichbaren Genauigkeit durch Phasendifferenz zwischen den beiden Resonatoren und DOPPLER-Effekt 2. Ordnung. Laborgeräte erreichen eine Absolutgenauigkeit von  $1 \cdot 10^{-13}$  und eine Drift über 1 Jahr von  $< 10^{-13}$ .

#### 2. Wasserstoff-Maser

Begrenzung der erreichbaren Genauigkeit durch Kollisionen der H-Atome mit den Wänden des Speichergefäßes, durch den DOPPLER-Effekt 2. Ordnung und durch Resonator-Zieh-effekte. Es werden folgende Werte erreicht:

|   |                    |
|---|--------------------|
| Absolutgenauigkeit                          | $1 \cdot 10^{-12}$ |
| Instabilität ( $t =$ einige s bis einige h) | $\sim 10^{-15}$    |
| Langzeitdrift (1 Jahr)                      | $< 10^{-13}$       |

#### 3. Rubidium-Gaszelle

Begrenzung der erreichbaren Genauigkeit durch Frequenzverschiebungen durch das Puffergas ( $> 10^{-10}$  möglich) und durch die gleichzeitige Einwirkung von Licht und Mikrowellen. Diese Geräte sind daher nicht als Primärnormale geeignet. Die Kurzzeitinstabilität beträgt  $10^{-11}$  (für 1 s), es tritt eine Drift auf von  $2 \cdot 10^{-11}$  pro Monat.

Der Cs-Resonator liefert z. Z. die höchste Absolutgenauigkeit und wird deshalb als Basis für die Definition der Zeiteinheit benutzt. Neben den Laborgeräten wird er kommerziell hergestellt und ist deshalb weit verbreitet.

H-Masern wurden bisher vorwiegend als Laborgeräte gefertigt. Sie zeichnen sich durch die höchste Stabilität bei Zeiträumen zwischen einigen s und einigen h aus. Rb-Gaszellenfrequenznormale werden als leistungsfähige Sekundärnormale verwendet. Ihr Vorteil besteht in geringer Größe, geringem Gewicht und niedrigem Preis.

### 3.1.2.4. Tendenzen der Weiterentwicklung

Zur Steigerung der Leistungsparameter der Atomfrequenznormale werden unterschiedliche Wege beschritten. Es werden sowohl konzeptionelle Änderungen von Systemkomponenten der traditionellen Mikrowellenatomfrequenznormale als auch neue Wirkprinzipien vorgeschlagen. Weiterhin sind Tendenzen zur Realisierung von Atomfrequenznormalen im optischen Bereich klar zu erkennen.

#### 3.1.2.4.1. Verbesserungen und neue Konzeptionen im Mikrowellenbereich

Neben den traditionellen Atomfrequenznormalen (Cs-Resonator, H-Maser, Rb-Gaszelle) wurden auch Rb-Maser realisiert sowie die Atomstrahltechnik versuchsweise auf Wasserstoff, Rubidium, Thallium, Magnesium und Silber angewandt.

Rb-Maser zeigen ähnliche Nachteile wie die passiven Rb-Gaszellenfrequenznormale, d.h., die Absolutgenauigkeit ist nicht besonders groß infolge relativ großer Frequenzverschiebungen durch Puffergas und Pumplicht. Die Reproduzierbarkeit ist ebenfalls gering infolge sehr starker Abhängigkeit der Frequenz von Puffergasdruck und Lichtintensität. Rb-Strahl-Frequenznormale unterscheiden sich vom bekannten Cs-Strahlfrequenznormal durch eine andere Verfahrensweise bei der Schaffung der erforderlichen Besetzungsdifferenz der ausgewählten Energieniveaus und beim Nachweis der Atome, die den Übergang im Strahlungsfeld durchgeführt haben. Anstelle magnetischer Ablenkung wird das optische Pumpen verwendet. Die Genauigkeit der Bestimmung der Übergangsfrequenz beträgt  $4 \cdot 10^{-11}$ , die Frequenzinstabilität  $1 \cdot 10^{-11}$  für Mittelungszeiten von 10 s.

Andere Versuche mit Rb-Gaszellen führen tatsächlich zu Verbesserungen [54]. So wird z. B. auf das Puffergas verzichtet, das vorrangig zur Vermeidung von Zusammenstößen mit der Gaszellenwandung dient. Statt dessen wird die Gaszelle mit Paraffin ausgekleidet. Damit wurde z. B. die Empfindlichkeit gegenüber Änderungen der Mikrowellenleistung um das 100fache reduziert.

Eine wesentliche Fehlerquelle ist auch das gleichzeitige Anlegen von Pumplicht und Mikrowellenstrahlung. Das zur Anregung des optischen Übergangs vom Grundzustand in das P-Dublett verwendete  $^{87}\text{Rb}$ -Pumplicht (Ziel ist dabei die Anreicherung des  $F_2$ -Niveaus beim Zurückfallen der Atome in den Grundzustand) hat auch eine Komponente, die zur Entleerung des  $F_2$ -Niveaus führt. Da diese Komponente durch die Verwendung des  $^{85}\text{Rb}$ -Filters nicht völlig eliminiert wird, kommt es beim gleichzeitigen Einwirken der Mikrowellenstrahlung (das zu einer Wiederbesetzung des  $F_2$ -Niveaus führt) zu Frequenzverschiebungen bis zu  $10^{-9}$ . Durch wechselweises Anlegen von Pumplicht und Mikrowellenstrahlung kann die Frequenzverschiebung durch Änderung der Lichtintensität von  $10^{-9}$  auf  $\leq 1 \cdot 10^{-11}$  reduziert werden.

Die Verwendung eines Diodenlasers zum optischen Pumpen führt zu einer Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses um den Faktor 5.

Die Kurzzeitinstabilität solcher verbesserter Rb-Gaszellennormale beträgt etwa  $10^{-12} \cdot \tau^{-1/2}$  ( $\tau$  = Mittelungszeit).

Beim H-Maser richteten sich die Aktivitäten besonders auf die Erhöhung der Langzeitstabilität, die spürbar durch Resonatorzieffekte beeinträchtigt wird. Da bei passiven Frequenznormalen der Resonatorzieffekt bedeutend geringer ist, wurden H-Atomstrahlge-

räte entwickelt, entweder in der Ausführung wie Cs-Normale (Schwierigkeiten bez. Erreichung einer hohen Liniengüte infolge der hohen Geschwindigkeit der H-Atome) oder unter zusätzlicher Verwendung eines Speicherkolbens im Resonator.

Wesentliche Verbesserungen wurden im NBS (National Bureau of Standards) erst durch ein Verfahren zur automatischen Resonatorabstimmung erzielt. Die Instabilität eines solchen H-Masers konnte über 4 Tage in den Grenzen von nur  $3 \cdot 10^{-15}$  gehalten werden.

Eine grundlegende Verbesserung in den Leistungsparametern der Atomfrequenznormale müßte die Verwendung "kalter", d. h. langsamer Atome bringen. Es würden die Verweilzeit der Atome im Wechselwirkungsbereich erhöht (Verbesserung der Liniengüte) und gleichzeitig die DOPPLER-Effekte stark reduziert. Weiter zurückliegende Versuche scheiterten an der Erzeugung einer ausreichenden Anzahl langsamer Atome. Mitte der siebziger Jahre wurde mit Experimenten begonnen, die H-Speichergeräte bei kryogenen Temperaturen betrieben. Das Speichergerät wurde bei Temperaturen von 4,2 K mit festem Wasserstoff ausgekleidet. Neben der Reduzierung des DOPPLER-Effektes 2. Ordnung haben Tieftemperatur-H-Speichergeräte noch folgende Vorteile:

- wesentliche Herabsetzung des thermischen Rauschens (Erhöhung der H-Maser-Stabilität)
- Spin-Austausch-Frequenzverschiebungen um 2 Größenordnungen herabgesetzt
- mechanische Starrheit des Resonators kann einfacher bei niedrigen Temperaturen erreicht werden [52].

Eine sehr aussichtsreiche Perspektive scheint eine neue Verfahrensweise zu haben, die mit gespeicherten Ionen arbeitet. Sie löst das Problem der Realisierung hoher Verweilzeiten der Elementarteilchen im Wechselwirkungsbereich mit der Strahlung unter Vermeidung physischer Begrenzungen mit ihren bekannten Nachteilen (H-Maser, Puffergaszellen).

Ein ungleichförmiges elektrisches Wechselfeld ist in der Lage, Ionen bis zu einigen Stunden auf engem Raum (z. B. 1-cm-Abmessungen) zu speichern. Auf diese Weise werden sehr hohe Liniengüten von  $Q \geq 10^{10}$  erreicht. Bei der Verwendung von  $^{199}\text{Hg}^+$ -Ionen wird die erforderliche Besetzungsdifferenz der Energieniveaus durch optisches Pumpen mit einer  $^{202}\text{Hg}^+$ -Lampe erzeugt. Der verwendete Hyperfeinübergang liegt bei 40,5 GHz. Probleme gibt es noch mit dem Signal-Rausch-Verhältnis, da infolge von Raumladungseffekten nur eine begrenzte Anzahl Ionen gespeichert werden kann. Weitere Verbesserungen werden erreicht, wenn man die gespeicherten Ionen unter Verwendung von Lasern auf Temperaturen  $< 1$  K kühlt (weitgehende Unterdrückung des DOPPLER-Effektes 2. Ordnung). Mit der Ionenspeichertechnik werden eine absolute Genauigkeit  $> 10^{15}$  und eine Frequenzinstabilität von  $< 10^{-15}$  erwartet [55].

#### 3.1.2.4.2. Neue Frequenznormale im optischen Bereich

Die Entwicklung von Gaslasern mit guten Stabilitätseigenschaften und geringem Rauschen sowie die Entwicklung einer DOPPLER-freien Spektrokopietechnik ermöglichen die Realisierung von Frequenznormalen im optischen Bereich [56]. Da die Laserfrequenzen wesentlich durch die mechanischen Abmessungen des Resonators (Resonatorlänge) bestimmt werden, müssen zusätzliche Maßnahmen getroffen werden, um die erforderliche Reproduzierbarkeit und Absolutgenauigkeit zu erreichen. Das erreicht man durch Anschluß der Laserfrequenz an eine geeignete atomare oder molekulare Resonanzlinie. Da die Absorptionslinienbreite molekularer Gase bei geringem Druck infolge der Wärmebewegung der Moleküle durch den DOPPLER-Effekt stark verbreitert wird (Größenordnung  $10^{-6}$ ), müssen Verfahren verwendet werden, die keine DOPPLER-Verbreiterung aufweisen. Neben der Verwendung von Molekularstrahlen,

in denen die Teilchen durch einen dazu senkrecht stehenden Lichtstrahl angeregt werden, sind die Zweiphotonenmethode und die gesättigte Absorption bekannt. Mit diesen Techniken wird die Linienbreite auf  $10^{-9}$  reduziert. Bei Versuchen mit einem senkrecht zu einem Jod-Strahl wirkenden Argon-Laser wurde bei einer Frequenz von 583 THz eine Stabilität von  $1 \cdot 10^{13}$  über einen Zeitraum von 1 s bis 1 h erreicht [51]. Bei der Zweiphotonenmethode tritt eine Wechselwirkung zwischen einem Atom und gegenläufigen ebenen Wellen der Frequenz  $\nu_0/2$  auf. Das Atom absorbiert gleichzeitig zwei Photonen, eine von der hinlaufenden Welle mit einer Frequenz von  $1/2 \nu_0 (1 + \frac{v}{c} \frac{k}{k_0})$  und eine von der rücklaufenden mit einer Frequenz von  $1/2 \nu_0 (1 - \frac{v}{c} \frac{k}{k_0})$ . Die Gesamtenergie beider Photonen ist  $h \cdot \nu_0$  und in der 1. Näherung unabhängig von der Geschwindigkeit des Atoms [54]. Restliche Verschiebungen durch den DOPPLER-Effekt 1. Ordnung treten trotzdem noch auf, und auch der DOPPLER-Effekt 2. Ordnung bleibt unverändert.

Recht gute Ergebnisse wurden mit der Absorptionmethode bisher erzielt, z. B. mit einem methanestabilisierten He-Ne-Laser. Dazu wird in den Resonator eines He-Ne-Lasers, der auf einer Wellenlänge von  $3,39 \mu\text{m}$  arbeitet, eine methanefüllte Gaszelle eingebracht. Die dicht neben dem Methanübergang liegende Laserfrequenz (88 THz) führt zu einer Sättigung des Übergangs und führt damit zu einer höheren Transparenz der Methanzelle als unter anderen Bedingungen. Dadurch erscheint in der Intensität des Lichtes nach Durchlaufen der Zelle eine scharfe Spitze. Die Intensitätsänderung wird benutzt, um über ein Nachsteuerungssystem unter Verwendung piezokeramischer Scheiben die Länge des Laserresonators so zu verändern, daß eine konstante Laserfrequenz erzeugt wird. Es wurden bisher eine Liniengüte  $> 10^{11}$  und Stabilitäten der Größenordnung  $10^{14}$  erreicht [57]. Infolge der Schwierigkeit, die Geschwindigkeitsverteilung der Moleküle zu berechnen, ist eine Genauigkeit  $> 10^{13}$  schwer zu erreichen.

Bei der Realisierung optischer Frequenznormale treten folgende Probleme auf.

- Es müssen stabile Laserquellen als Nachsteuerungsozillatoren gefunden werden, um die erforderliche Kurzzeittestabilität zu gewährleisten.
- Die Frequenz dieser Laser muß mit einem geeigneten atomaren oder molekularen Übergang übereinstimmen.
- Es müssen Verfahren angewendet werden, um den Einfluß der DOPPLER-Effekte weitgehend zu eliminieren (Kühlung, Ionenspeichertechnik).
- Wenn das Frequenznormal auch als Zeitnormal verwendet werden soll, muß das Problem der phasenkohärenten Frequenzteilung aus dem optischen Frequenzbereich bis hinab auf 1 Hz noch gelöst werden.

#### 3.1.2.4.3. Zusammenstellung der erreichten Leistungsparameter Absolutgenauigkeit und Stabilität

---

Die Leistungsfähigkeit der traditionellen Mikrowellenfrequenznormale sowie einiger frequenzestabiler Laser ist in nachfolgender Tabelle 10 unter Verwendung von [53] zusammengefaßt. Zu bemerken ist, daß die Aussagen in der international üblichen Notation (d. h. absolute Unsicherheit, Instabilität) erfolgen.

Tab. 10: Leistungsfähigkeit von Atomfrequenznormalen

| Frequenznormal                             | Absolute Unsicherheit | Instabilität          |                           |                    |
|--|-----------------------|-----------------------|---------------------------|--------------------|
|  |                       | Kurzzeit (1 s)        | Grundwert (flicker-floor) | Drift pro Jahr     |
| NH <sub>3</sub> -Maser                     | 5 · 10 <sup>-11</sup> | 10 <sup>-12</sup>     | 10 <sup>-12</sup>         | 10 <sup>-10</sup>  |
| H-Maser                                    | 10 <sup>-12</sup>     | 5 · 10 <sup>-13</sup> | 10 <sup>-15</sup>         | <10 <sup>-13</sup> |
| <sup>87</sup> Rb-Maser                     |                       | 10 <sup>-13</sup>     | 10 <sup>-13</sup>         |                    |
| Cs-Strahl<br>Laborgerät                    | 1 · 10 <sup>-13</sup> | 10 <sup>-12</sup>     | 10 <sup>-14</sup>         | <10 <sup>-13</sup> |
| kommerziell                                | 7 · 10 <sup>-12</sup> | 5 · 10 <sup>-12</sup> | 5 · 10 <sup>-14</sup>     | <10 <sup>-12</sup> |
| Rb-Zelle<br>hoher Leistung                 |                       | 7 · 10 <sup>-12</sup> | 4 · 10 <sup>-13</sup>     | 10 <sup>-10</sup>  |
| vereinfacht                                |                       | 10 <sup>-11</sup>     | 5 · 10 <sup>-13</sup>     | 10 <sup>-9</sup>   |
| <sup>127</sup> J <sub>2</sub> -stab. Laser | 10 <sup>-11</sup>     | 10 <sup>-11</sup>     | 10 <sup>-12</sup>         |                    |
| CH <sub>4</sub> -stab. Laser               | 10 <sup>-11</sup>     | 3 · 10 <sup>-13</sup> | 3 · 10 <sup>-14</sup>     |                    |
| CO <sub>2</sub> -stab. Laser               | 10 <sup>-10</sup>     | 5 · 10 <sup>-13</sup> |                           |                    |

Aus dieser Darstellung geht hervor, daß das Cs-Strahlnormal als Primärnormal am besten geeignet ist.

Der H-Maser zeichnet sich aus durch seine extreme Frequenzstabilität bei Mittelungszeiten über einige s bis zu einigen h.

Rb-Zellen sind gute Sekundärnormale, die sich durch geringe Abmessungen, geringes Gewicht und niedrigen Preis auszeichnen.

Es ist zu erwarten, daß mit der technischen Weiterentwicklung unter evtl. kombinierter Anwendung von Ionenspeicherung und Lasertechnik die vorliegenden Bestwerte überboten werden.

### 3.1.2.5. Metrologische Bedeutung der Atomfrequenznormale

Die Atomfrequenznormale haben vorzügliche metrologische Eigenschaften, wie aus der vorangegangenen Darstellung hervorgeht. Auf dieser Basis konnte die Zeiteinheit neu definiert werden durch Festlegung einer bestimmten Zahl von Schwingungen des Cs-Resonator-Atomfrequenznormals. Es gibt ernsthafte Bestrebungen, weitere Einheiten in bezug auf die Frequenz neu zu definieren. Naheliegend ist die Neudefinition der Längeneinheit, da über die bekannte Beziehung

$$(77) \quad c = \lambda \cdot \nu$$

$c$  = Lichtgeschwindigkeit  
 $\nu$  = Frequenz  
 $\lambda$  = Wellenlänge

Wellenlänge und Frequenz einer elektromagnetischen Strahlung über die konstante Lichtgeschwindigkeit miteinander verknüpft sind. Mit der gegenwärtig gültigen Definition, die sich auf die orangefarbene <sup>86</sup>Krypton-Linie bezieht, beträgt die Unsicherheit etwa 4 · 10<sup>-9</sup>. Eine Neudefinition könnte so erfolgen, daß man aus Frequenz und Wellenlänge eines quantenmechanischen Übergangs die Basiseinheiten Sekunde und Meter gemeinsam ableitet. Die Lichtgeschwindigkeit würde sich nach (77) zwangsläufig als Rechenwert ergeben. Eine Ver-

besserung in der Darstellung einer der beiden Basiseinheiten würde dann stets Auswirkungen auf den Betrag der Lichtgeschwindigkeit haben. Mit großer Wahrscheinlichkeit wird ein anderer Weg gewählt werden. Da die Vakuumlichtgeschwindigkeit eine universelle Naturkonstante ist, wird seit einigen Jahren die Forderung erhoben, ihren Wert durch Definition für alle Zeiten festzulegen. Das hat zur Folge, daß eine der beiden Basiseinheiten, Meter oder Sekunde, von der Lichtgeschwindigkeit und der jeweils anderen Basiseinheit abhängt. Da sich die Sekunde mit einer geringeren Unsicherheit reproduzieren läßt als das Meter, wird die Definition des Meters künftig über einen festen Wert der Vakuumlichtgeschwindigkeit an die Sekunde (bzw. das Hertz) angebunden [59]. Vorgesehen ist folgende Definition:

"Das Meter ist die Länge, die von elektromagnetischen Wellen im Vakuum während der Dauer von  $1/299\,792\,458$  s durchlaufen wird."

Eine wertmäßige Änderung der Einheit Sekunde durch den weiteren Fortschritt der Meßtechnik führt dann zwangsläufig über den konstanten Wert der Lichtgeschwindigkeit zu einer betragsmäßigen Änderung der Einheit Meter.

Auch zwischen der elektrischen Spannung und der Frequenz läßt sich über den Wechselstrom-JOSEPHSON-Effekt unter Verwendung zweier physikalischer Konstanten ein einfacher Zusammenhang herstellen. Legt man an den schwach leitenden Teil, der zwei Supraleiter verbindet, eine Spannung  $U$  an, so fließt zwischen beiden Leitern ein Wechselstrom der Frequenz  $\nu$  mit

$$(78) \quad \nu = \frac{2eU}{h}$$

$e$  = Elementarladung  
 $h$  = PLANCKsches Wirkungsquantum

Zur Herstellung eines JOSEPHSON-Spannungsnormale kann man die Umkehrung des Effektes nutzen. Durch Bestrahlung mit einer Frequenz  $\nu$  wird eine Absorption von Strahlungsquanten herbeigeführt, die zur Ausbildung einer entsprechenden Spannung zwischen den Supraleitern führt [59]. Eine Einschränkung kommt dadurch zustande, daß der Wert  $h/2e$  nicht mit der erforderlichen Genauigkeit bekannt ist. Vom Konsultativkomitee für Elektrizität wurde deshalb 1972 die Definition eines festen Wertes vorgeschlagen ( $2e/h = 483\,594$  GHz/V). Damit besteht die Möglichkeit, die Einheit der elektrischen Spannung auf die Einheit der Frequenz zurückzuführen.

Auf der Grundlage von (78) läßt sich auch ein Zusammenhang zwischen Temperatur und Frequenz nachweisen, der praktische Nutzen findet bei der Herstellung von Rauschthermometern im mK-Bereich [60]. Ausgehend von der bekannten NYQUIST-Beziehung für die Rauschleistung gilt für die Leerlaufrauschspannung  $U_R$  an einem elektrischen Widerstand  $R$

$$(79) \quad U_R^2 = 4K \cdot T \cdot R \cdot B$$

$K$  = BOLTZMANN-Konstante  
 $B$  = Bandbreite  
 $T$  = absolute Temperatur

Damit ist die Rauschspannung, die bei  $B = \text{const.}$  an einem konstanten Widerstand auftritt, ein Maß für die vorliegende Temperatur, Unterbricht man nun den supraleitenden Ring eines SQUIDS und fügt an dieser Stelle einen Widerstand von  $1 \mu\text{Ohm}$  ein, so führen die an ihm auftretenden temperaturabhängigen Spannungsschwankungen zu einer Frequenzmodulation des durch eine Vorspannung nach (78) hervorgerufenen Wechselstromes, der den JOSEPHSON-Übergang durchfließt.

Es ist nicht ausgeschlossen, daß weitere Einheiten des SI-Systems auf die am besten darstellbare Einheit der Zeit bzw. Frequenz zurückgeführt werden, sofern es gelingt, geeignete Zusammenhänge zwischen den entsprechenden physikalischen Größen und der Frequenz nachzuweisen.

### 3.1.3. Oszillatoren mit supraleitendem Resonator

Eine Möglichkeit zur Realisierung von Sekundärfrequenznormalen mit sehr großer Stabilität besteht in der Ausnutzung der Supraleitfähigkeit bei Temperaturen in der Nähe des absoluten Nullpunktes. So werden z. B. Mikrowellenoszillatoren mit GUNN-Dioden durch einen supraleitenden Niobium-Hohlraumresonator bei Temperaturen von 1,3 K stabilisiert [61].

Die frequenzabhängige Impedanz des Resonators ermöglicht die Ableitung eines Fehler-signal, das über eine Varaktordiode den GUNN-Oszillator nachsteuert. Bei einer Resonatorgüte von  $Q = 5 \cdot 10^{11}$  betragen die relativen Kurzzeitfrequenzschwankungen bei einer Mittelungszeit von 10 s nur  $3 \cdot 10^{-16}$  und die Langzeitdrift  $\pm 2 \cdot 10^{-13}$  pro Tag.

Da die Bezugfrequenz eines solchen Oszillators nicht auf physikalischen Konstanten beruht, sondern von den geometrischen Abmessungen des Hohlraumresonators bestimmt wird, ist nur eine Verwendung als Sekundärnormal möglich.

Die Anwendung der Supraleitfähigkeit bei tiefen Temperaturen würde wesentlich erleichtert, wenn es gelänge, ein Kühlsystem herzustellen, das in einem geschlossenen Kreislauf Temperaturen von 3 bis 4 K erreicht und sie in diesem Bereich mit einer Unsicherheit  $< 1$  mK konstant hält.

### 3.1.4. Kriterien zur Kennzeichnung der Instabilität von Frequenznormalen

Präzisionsfrequenznormale (Atomfrequenznormale, Quarzoszillatoren) zeigen Phasen- und Frequenzinstabilitäten, die zufällige und deterministische Komponenten enthalten.

Die genaue Charakterisierung dieser Instabilitäten ist erforderlich, um die potentielle Nutzbarkeit der Frequenznormale in den verschiedenen Anwendungsgebieten einschätzen zu können.

Beispiele für Anwendungsgebiete mit hohen Forderungen sind Zeit- und Frequenzmetrologie, VLBI, DOPPLER-Radarsysteme, digitale Nachrichtensysteme, Raumfahrt (Fernsteuerung, Bahnverfolgung, Nachrichtenverbindungen).

Bekannteste deterministische Komponente ist die Drift (bei Quarzoszillatoren als Alterung bekannt), die eine systematische Änderung der Frequenz darstellt.

Gegenstand der nachfolgenden Betrachtungen sind aber die zufälligen Schwankungen, die durch unterschiedliche Rauschquellen hervorgerufen werden.

Bezogen auf die Zeitdauer der Betrachtung wird zwischen Kurzzeit- und Langzeitinstabilität unterschieden. Dabei gibt es für diese Begriffe keine klaren Abgrenzungen. Als Richtwert kann gelten:

Kurzzeitinstabilität  $t < 100$  s  
Langzeitinstabilität  $t \geq 10^5$  s (1 Tag)

Am sichersten ist eine explizite Angabe der Zeitdauer.

### 3.1.4.1. Modell für das Signal eines Oszillators

Das Ausgangssignal eines idealen Oszillators (rauschfrei, driftfrei) kann als reine Sinusschwingung dargestellt werden:

$$(80) \quad u(t) = u_0 \sin 2\pi \cdot \nu_0 t \quad \text{mit } u(t) = \text{momentane Oszillatorespannung}$$

$$u_0 = \text{Nennamplitude}$$

$$\nu_0 = \text{Nennfrequenz}$$

$$t = \text{Zeit}$$

Bei realen Oszillatoren müssen die vorhandenen Abweichungen von  $u_0$  und  $\nu_0$  mit in das Modell aufgenommen werden:

$$(81) \quad u(t) = [u_0 + \varepsilon(t)] \cdot \sin [2\pi \cdot \nu_0 t + \varphi(t)]$$

- $\varepsilon(t)$  = zufällige Amplitudenschwankungen (Amplitudenrauschen)
- $\varphi(t)$  = zufällige Phasenschwankungen

Für alle folgenden Betrachtungen sollen die Amplitudenschwankungen vernachlässigt werden. Das ist zulässig, da Präzisionsoszillatoren im allgemeinen amplitudenstabilisiert sind und außerdem eine Beeinflussung der Frequenzinstabilität durch Amplitudenschwankungen nur indirekt über nichtlineare Kennlinien zustande kommen kann. Damit vereinfacht sich (81) auf folgendes Modell:

$$(82) \quad u(t) = u_0 \sin [2\pi \cdot \nu_0 t + \varphi(t)]$$

Die momentane Signalfrequenz ist dementsprechend

$$(83) \quad \nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi}{dt} [2\pi \cdot \nu_0 t + \varphi(t)]$$

$$= \nu_0 + \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{d\varphi(t)}{dt}$$

$$= \nu_0 + \Delta\nu(t)$$

Sie besteht aus der Summe der konstanten Nennfrequenz  $\nu_0$  und des variablen Terms  $\Delta\nu(t)$ :

$$(84) \quad \Delta\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{d\varphi(t)}{dt}$$

Für Oszillatoren hoher Qualität gilt:

$$(85) \quad |\Delta\nu(t)| \ll \nu_0$$

Beim Vergleich von Oszillatoren unterschiedlicher Nennfrequenz ist es günstiger, eine relative Schwankungsgröße einzuführen. Durch Bezugnahme auf die Nennfrequenz erhält man eine dimensionslose Größe  $\gamma(t)$ , die die momentane relative Frequenzabweichung darstellt:

$$(86) \quad \gamma(t) = \frac{\Delta\nu(t)}{\nu_0} = \frac{1}{2\pi \cdot \nu_0} \cdot \frac{d\varphi(t)}{dt}$$

Diese Größe  $\gamma(t)$  hat auch den Vorteil, daß sie bei Frequenzvervielfachung und Frequenzteilung konstant bleibt. Eine weitere nützliche Größe ist das Zeitintegral über  $\gamma(t)$ :

$$(87) \quad x(t) = \int_0^t \gamma(t) dt = \frac{\rho(t)}{2\pi \cdot \nu_0}$$

$x(t)$  ist der momentanen Phase proportional und hat die Dimension einer Zeit (nach BECKER deshalb auch als "Phasenzeit" bezeichnet). Der Zusammenhang zwischen  $x(t)$  und  $\gamma(t)$  läßt sich nach (87) auch darstellen:

$$(88) \quad \gamma(t) = \frac{dx}{dt}$$

Die Größen  $\gamma(t)$  und  $x(t)$  werden als Zufallsprozesse interpretiert und mit statistischen Methoden beschrieben. Bei der Beschreibung von Zufallsprozessen mit mathematischen Modellen treten jedoch gewisse Schwierigkeiten auf.

Die Komplexität der realen Erscheinungen erfordert, daß viele Details im Modell ignoriert werden müssen. Andererseits müssen Eigenschaften eingeführt werden, die das Modell handhabbar machen, aber nicht unbedingt der Realität entsprechen. Eine solche Eigenschaft ist z. B. die Stationarität des Prozesses, die im strengen Sinne besagt, daß die einen stochastischen Prozeß beschreibenden Parameter unveränderlich sind bei beliebiger Wahl des Zeitursprungs und des Zeitabschnitts. Schon die begrenzte Dauer physikalischer Experimente zeigt, daß Stationarität nur eine Modelleigenschaft sein kann. Stationäre Modelle haben den Vorteil, daß sie einfach zu gebrauchen sind, nichtstationäre Modelle konnten sich zur Beschreibung der Frequenzinstabilität bisher nicht durchsetzen [62]. Zur einheitlichen Charakterisierung der Frequenzinstabilität als wesentliches Leistungskriterium von Frequenznormalen wurden vom CCIR 1978 als Maß im Zeitbereich eine spezielle Form einer Varianz (Zwei-Proben-Varianz nach ALLAN) und im Frequenzbereich die spektrale Leistungsdichte vorgeschlagen. Die meßtechnische Erfassung erfolgt im ersten Fall vorzugsweise mit elektronischen Zeitintervallmessern und im zweiten Fall mit Spektralanalysatoren.

#### 3.1.4.2. Kennzeichnung der Frequenzinstabilität im Zeitbereich

Instabilitäten in Frequenznormalen sind zeitliche Änderungen interessierender Größen (Phase, Frequenz). Sie können also durch ein Maß charakterisiert werden, das die Veränderungen in einem festgelegten Zeitintervall angibt. Dabei kann  $\tau$  variieren von Millisekunden bis zu Jahren. Auf dieser Basis kommt man zur Darstellung der Frequenzinstabilität im Zeitbereich. Bei der Durchführung der Messungen ist zu beachten, daß die momentane Frequenz nach (83) keine meßbare Größe ist, da jede Frequenzmessung ein endliches Zeitintervall  $\tau$  erfordert. Dieses Zeitintervall wird bei der Verwendung elektronischer Zähler über die Torzeit realisiert, die aus dem internen Referenzoszillator abgeleitet wird. Die innerhalb der Torzeit gezählten Schwingungen des Eingangssignale stellen das Meßergebnis dar, einen Mittelwert für die Frequenz  $\nu(t)$  über das Zeitintervall  $\tau$ , den man unter Verwendung von (83) in folgender Weise darstellen kann:

$$(89) \quad \overline{\nu(\tau)} = \nu_0 + \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_k+\tau} \Delta\nu(t) dt$$

$\overline{\nu(\tau)}$  = Mittelwert der Frequenz  $\nu(t)$  über das Zeitintervall  
 $t_k$  = Zeitpunkt des Beginns der k-ten Messung

Da man relative Größen bevorzugt, verwendet man allgemein die über das Intervall  $\tau$  gemittelten relativen Frequenzschwankungen  $\bar{y}_k$ :

$$(90) \quad \bar{y}_k = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_k + \tau} y(t) dt \quad \begin{array}{l} y(t) = \text{relative Frequenzschwankungen} \\ y_k = \text{augenblicklicher Wert von } y(t) \text{ zur Zeit} \\ t = t_k \end{array}$$

Unter Verwendung von (86) erhält man für  $\bar{y}_k$  auch

$$(91) \quad \bar{y}_k = \frac{\rho(t_k + \tau) - \rho(t_k)}{2\pi \cdot \nu_0 \tau}$$

Danach lassen sich Frequenzschwankungen bestimmen, wenn man Phasenschwankungen mißt und sie zur Meßzeit ins Verhältnis setzt.

Da  $\bar{y}_k$  in einfacher Weise aus den Ergebnissen der Zähltechnik erhalten wird, eignet es sich sehr gut zur Definition der Zeitbereichparameter der Frequenzinstabilität. Eine Einzelmessung der Dauer  $\tau$  liefert eine Probe  $\bar{y}_k$ . Diese Messungen werden im zeitlichen Abtand  $T$  regelmäßig wiederholt, da für eine statistische Behandlung eine Vielzahl von Meßwerten (theoretisch unendlich viele) erforderlich ist. Bei der Verwendung elektronischer Frequenzzähler läßt sich eine Totzeit  $T - \tau$  zwischen den einzelnen Messungen nicht immer vermeiden.

#### 3.1.4.2.1. Wahre Varianz

Nach der Abtrennung systematischer Anteile treten innerhalb der vorhandenen  $\bar{y}_k$ -Werte nur noch zufällige Schwankungen auf. Es wäre daher naheliegend, zur Kennzeichnung die Varianz oder die Standardabweichung zu verwenden, wie das in der Statistik häufig getan wird. Unter der Annahme, daß  $y(t)$  und damit auch  $\bar{y}_k$  einen Mittelwert von Null hat, wenn also gilt:

$$(92) \quad \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} y(t) dt = 0,$$

kann man die Standardabweichung

$$(93) \quad \sigma_y(\tau) = \sqrt{\langle \bar{y}_k \rangle^2}$$

als geeignetes Maß für die Instabilität im Zeitbereich benutzen. Das Zeichen  $\langle \rangle$  in (93) charakterisiert dabei ein statistisches Mittel, das entweder aus einer unendlichen Anzahl von Meßwerten (Proben) zu einem beliebigen festen Zeitpunkt  $t_k$  oder bei vorausgesetzter Ergodizität auch aus einem über eine unendlich lange Zeit gemittelten Meßwert  $y(t)$  berechnet wurde.

Unter diesen Voraussetzungen ist die Standardabweichung eine Idealisierung. Bei der praktischen Anwendung muß sie durch eine möglichst große Anzahl  $N$  von Meßwerten angenähert berechnet werden:

$$(94) \sigma_Y(N, T, \tau) = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^N (\bar{y}_k - \bar{\bar{y}})^2} \quad \text{mit}$$

$$(95) \bar{\bar{y}} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \bar{y}_k.$$

Die (94) entsprechende Varianz

$$(96) \sigma_Y^2(N, T, \tau) = \frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^N (\bar{y}_k - \bar{\bar{y}})^2$$

ist nur bei der Behandlung von weißem Rauschen als Instabilitätskriterium geeignet. Bei anderen Rauscharten, wie sie in Oszillatoren zusätzlich auftreten, ist festzustellen, daß eine Abhängigkeit der Varianz von der Zahl der Meßwerte  $N$ , von der Wiederholzeit  $T$  und von der Mittlungszeit  $\tau$  besteht [63]. Außerdem kann es vorkommen, daß  $\sigma_Y^2(N, T, \tau)$  mit Zunahme der Meßwerte unbegrenzt ansteigt. Deshalb ist die Varianz nach (96) für die Charakterisierung experimenteller Daten im Zeitbereich nicht geeignet.

#### 3.1.4.2.2. Zwei-Proben-Varianz

Eine Lösung des Problems wurde von ALLAN und BARNES aufgezeigt [64]. Sie wiesen nach, daß für begrenzte Werte von  $N$ ,  $T$  und  $\tau$  in vielen Fällen eine Mittelbildung über die Varianz nach (96) zu einem endlichen Grenzwert führt, d. h.

$$(97) \sigma_Y^2(N, T, \tau) = \lim_{M \rightarrow \infty} \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M \sigma_{Y_i}^2(N, T, \tau)$$

$M$  = Zahl der Varianzen, die in die Mittelbildung einbezogen werden.

Das Mittel aus den Varianzen nach (97) ist unter der Bezeichnung "ALLAN-Varianz" bekannt. Wesentlich ist dabei die Beschränkung auf eine begrenzte Zahl von  $N$  Meßwerten.

Um bei der Anwendung der ALLAN-Varianz die Vergleichbarkeit der Ergebnisse sicherzustellen, müssen für  $N$  und  $T$  Festlegungen getroffen werden (und eigentlich auch bez.  $f_h$  = obere Grenzfrequenz der Meßanordnung), während  $\tau$  eine unabhängige Veränderliche darstellt.

Unter der Annahme, daß keine Totzeit auftritt zwischen den einzelnen Werten, d. h.  $T = \tau$ , und bei einer Beschränkung der Meßwerte auf  $N = 2$  für die Bildung eines Varianzwertes, kommt man zu einer speziellen Form der ALLAN-Varianz, der sogenannten Zwei-Proben-Varianz:

$$(98) \langle \sigma_Y^2(2, \tau, \tau) \rangle = \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2 \rangle.$$

Diese Varianz ist das allgemein empfohlene Maß für die Frequenzinstabilität im Zeitbereich. Die linke Seite von (98) wird allgemein mit  $\sigma_Y^2(\tau)$  bezeichnet, sofern keine Verwechslungsmöglichkeit besteht. Gleichung (98) erhält dann die übliche Form

$$(99) \sigma_Y^2(\tau) = \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2 \rangle.$$

Die Bedingung, daß die Totzeit gegenüber der Mittlungszeit vernachlässigbar ist, läßt sich in vielen Fällen erfüllen. Die Wahl von  $N = 2$  macht die Berechnung der Varianz extrem einfach und ist damit die Ursache für die große Popularität dieses Zeitbereichsmaßes der Frequenzinstabilität.

Gleichung (99) stellt allerdings noch eine Idealisierung dar, weil bei der Mittelbildung von einer unendlichen Anzahl von Meßwerten ausgegangen wird. In der praktischen Anwendung hat man nur eine begrenzte Zahl  $M$  von Werten zur Verfügung, so daß man nur einen Näherungswert berechnen kann:

$$(100) \quad \sigma_y^2(\tau, M) = \frac{1}{2(M-1)} \sum_{k=1}^M (\bar{v}_{k+1} - \bar{v}_k)^2.$$

Das Konvergenzverhalten von (100) in bezug auf den theoretischen Grenzwert nach (99) wurde in [65] untersucht. Für die relative Standardabweichung der angenäherten Varianz nach (100)

$$(101) \quad \sigma(\sigma) = \frac{\sigma_y^2(\tau, M)}{2\sigma_y^2(\tau)} \quad \text{mit}$$

$$(102) \quad \sigma = \frac{\sigma_y(\tau, M) - \sigma_y(\tau)}{\sigma_y(\tau)}$$

wurde folgende Beziehung ermittelt für  $M > 10$ :

$$(103) \quad \sigma(\sigma) \approx k \cdot M^{-1/2} \quad \text{mit} \quad k \approx 1.$$

Damit läßt sich der Vertrauensbereich der Zwei-Proben-Standardabweichung  $\sigma_y(\tau)$  bei einer begrenzten Zahl von Meßwerten in folgender Weise abschätzen:

$$(104) \quad \sigma_y(\tau, M) - \sigma(\sigma) \leq \sigma_y(\tau) \leq \sigma_y(\tau, M) + \sigma(\sigma).$$

Bei der Auswertung von Meßdaten wird die Zwei-Proben-Standardabweichung  $\sigma_y(\tau)$  berechnet und oft in einem Diagramm in Abhängigkeit von  $\tau$  dargestellt [66].

Es wurden auch noch andere Varianzen vorgeschlagen, wie z. B. die Krümmungvarianz und die HADAMARD-Varianz. Der Vorteil der Krümmungvarianz besteht in ihrer Unempfindlichkeit gegenüber linearen Driften. Die HADAMARD-Varianz ist vorteilhaft bei der Untersuchung von Rauschprozessen mit längerer Periodendauer.

### 3.1.4.3. Kennzeichnung der Frequenzinstabilität im Frequenzbereich

Ein alternatives Verfahren zur Kennzeichnung der Frequenzinstabilität verwendet die spektrale Leistungsdichte der momentanen relativen Frequenzschwankungen  $y(t)$  im FOURIER-Frequenzbereich. Zur meßtechnischen Erfassung können Spektrumanalysatoren verwendet werden, die aus den Zufallsfunktionen  $y(t)$  bzw.  $\varphi(t)$  oder  $x(t)$  spektrale Anteile herauffiltern. Da man eine dem Quadrat der Amplitude des spektralen Anteile proportionale Größe mißt, faßt man diese in Analogie zu Strom- und Spannungsmessungen (wo das Quadrat der Amplitude im Zusammenhang mit einem zugehörigen Widerstand einer Leistung entspricht) als eine Leistung auf und spricht deshalb von einer spektralen "Leistungs"-Dichte. Zu bemerken ist, daß für experimentelle Zwecke einseitige spektrale Leistungsdichten verwendet werden, d. h., die FOURIER-Frequenz bewegt sich nur im Bereich  $0 < f < \infty$ .

In den nachfolgenden Beziehungen wird zwischen zwei Bedeutungen des Begriffs "Frequenz" unterschieden:

$\nu(t)$  = zeitabhängige momentane Frequenz eines Oszillators

$f$  = zeitunabhängige FOURIER-Frequenz, die in spektralen Leistungsdichten auftritt.

Neben der spektralen Leistungsdichte der relativen Frequenzschwankungen  $S_y(f)$  kann auch die der relativen Phasenschwankungen  $S_\varphi(f)$  und der relativen Phasenzeitechwankungen  $S_x(f)$  gebildet werden. Zwischen den genannten Größen besteht folgender Zusammenhang [56]:

$$(105) \quad S_y(f) = \frac{f^2}{\nu_0^2} \cdot S_\varphi(f) ,$$

$$(106) \quad S_x(f) = \frac{1}{(2\pi \cdot \nu_0)^2} S_\varphi(f) \quad \text{bzw.}$$

$$(107) \quad S_x(f) = \frac{1}{(2\pi \cdot f)^2} S_y(f)$$

Die spektralen Leistungsdichten  $S_y(f)$ ,  $S_x(f)$  und  $S_\varphi(f)$  enthalten jeweils die gesamte Information über die Instabilität einer Frequenzmessung.

Experimentell gewonnene Erfahrungen haben gezeigt, daß alle existierenden Typen von Oszillatoren durch ein einfaches Rauschmodell in Form eines Potenzgesetzes dargestellt werden können [57]:

$$(108) \quad S_y(f) = \sum_{\alpha=-2}^{+2} h_\alpha \cdot f^\alpha = h_{-2} \cdot f^{-2} + h_{-1} \cdot f^{-1} + h_0 \cdot f^0 + h_1 \cdot f^1 + h_2 \cdot f^2$$

für  $0 < f < f_h$  mit  $f_h$  = obere Grenzfrequenz (typisch 1 bis 10 kHz)  
 $h_\alpha$  = Proportionalitätsfaktoren  
 $\alpha$  = ganze Zahl zwischen -2 und +2

Die einzelnen Terme  $h_\alpha \cdot f^\alpha$  stellen verschiedene Arten des Rauschens dar, wobei jeder Oszillator durch 2 bis 3 solcher Terme hinsichtlich seines Rauschverhaltens ausreichend charakterisiert wird.

Bei einer üblichen Darstellung von  $S_Y$  als Funktion von  $f$  in doppeltlogarithmischem Maßstab können die einzelnen Rauschanteile leicht aus dem Anstieg der Funktion  $S_Y(f)$  erkannt werden, da dieser dem  $\alpha$ -Wert des jeweils dominierenden Rauschterms entspricht. Die einzelnen Rauschterme  $h_\alpha \cdot f^\alpha$  haben folgende Bedeutung:

- $h_{-2} \cdot f^{-2}$  = Zufallsbewegung (random walk) der Frequenz
- $h_{-1} \cdot f^{-1}$  = Funkelrauschen der Frequenz
- $h_0 \cdot f^0$  = Weißes Rauschen der Frequenz bzw. Zufallsbewegung der Phase
- $h_1 \cdot f^1$  = Phasenschwankungen entsprechend einem Funkeleffektrauschen
- $h_2 \cdot f^2$  = Weißes Phasenrauschen.

Mit (107) erhält man für die spektrale Leistungsdichte der Phasenzeit schwankungen  $S_x(f)$  ein Potenzgesetz folgender Form:

$$(109) \quad S_x(f) = \frac{1}{4\pi^2} \sum_{\alpha=-2}^2 h_\alpha \cdot f^{\alpha-2}$$

$$= \frac{1}{4\pi^2} (h_{-2} \cdot f^{-4} + h_{-1} \cdot f^{-3} + h_0 \cdot f^{-2} + h_1 \cdot f^{-1} + h_2 \cdot f^0) .$$

#### 3.1.4.4. Zusammenhang zwischen den Maßen der Frequenzinstabilität im Zeit- und Frequenzbereich

Die Möglichkeit der Umrechnung des Zeitbereichs- in das Frequenzbereichsmaß der Frequenzinstabilität und umgekehrt ist dann von Interesse, wenn nur eine Meßtechnik vorhanden ist (nur digitale Zähltechnik oder nur Spektrumanalysatoren), aber trotzdem eine Aussage im jeweils anderen Bereich benötigt wird.

Der Zusammenhang zwischen der zeitlichen und der spektralen Darstellung eines ergodischen Zufallsprozesses wird durch das Theorem von WIENER-CHINTCHIN gegeben, das die Autokorrelationsfunktion  $\psi(\tau)$  durch eine FOURIER-Transformation mit der spektralen Leistungsdichte  $S_Y(f)$  verbindet:

$$(110) \quad \psi(\tau) = \int_0^\infty S_Y(f) \cos 2\pi \cdot f \cdot \tau \cdot df .$$

Auf der Grundlage dieses Theorems läßt sich eine Beziehung zwischen der Zwei-Proben-Varianz und der zugehörigen spektralen Leistungsdichte ableiten [68]:

$$(111) \quad \sigma_Y^2(\tau) = 2 \int_0^{f_h} S_Y(f) \frac{\sin^4 \pi \cdot \tau \cdot f}{(\pi \cdot \tau \cdot f)^2} df .$$

Damit läßt sich bei bekannter spektraler Leistungsdichte sofort die Zwei-Proben-Varianz berechnen.

Diese Beziehung ist in geschlossener Form nicht umkehrbar. Daraus läßt sich ableiten, daß der spektralen Leistungsdichte für die Charakterisierung von Zufallsprozessen eine fundamentale Bedeutung zukommt.

Um trotzdem eine Aussage über die spektrale Leistungsdichte aus  $\sigma_Y^2(\tau)$  abzuleiten, kann man in folgender Weise verfahren. Man stellt  $S_Y(f)$  in (111) mit Hilfe des Potenzgesetz-Rauschmodells nach (108) dar und erhält:

$$(112) \sigma_y^2(\tau) = h_{-2} \frac{2\pi^2}{3} \tau + h_{-1} \cdot 2 \cdot \ln 2 + h_0 \cdot \frac{1}{2\tau} + h_1 \frac{1,038 + 3 \ln(\pi \cdot f_h \cdot 2\tau)}{4\pi^2 \cdot \tau^2} + h_2 \frac{3 f_h}{4\pi^2 \cdot \tau^2}$$

Aus einem Vergleich der Terme mit gleichen  $h_\alpha$  in (108) und (112) kann man schließlich  $S_y(\tau)$  ermitteln. Schwierigkeiten treten allerdings auf, weil der  $h_2$ -Term in (112) proportional und der  $h_1$ -Term nahezu proportional zu  $\tau^{-2}$  sind. Es ist daher kaum zu unterscheiden, ob die  $f^1$ - oder  $f^2$ -Abhängigkeit in  $S_y(f)$  vorliegt, wenn man nicht zusätzlich noch  $f_h$  variiert.

Stellt man für aus Messungen gewonnene Daten  $\sigma_y(\tau)$  über  $\tau$  in einem doppeltlogarithmischen Maßstab dar, so können beim Vorherrschen eines Terme in einem gegebenen  $\tau$ -Bereich die einzelnen Rauschterme auch aus dem Funktionsverlauf abgeleitet werden:

| Weißes Rauschen oder Funkelrauschen der Phase | bei einer Zeitabhängigkeit von |   | $\tau^1$      |
|---|---------------------------------|---|---------------|
| Weißes Rauschen der Frequenz                  | "                               | " | $\tau^{-1/2}$ |
| Funkelrauschen der Frequenz                   | "                               | " | $\tau^0$      |
| $1/f^2$ -Rauschen der Frequenz                | "                               | " | $\tau^{1/2}$  |

Abb. 14 stellt ein entsprechendes Beispiel dar.

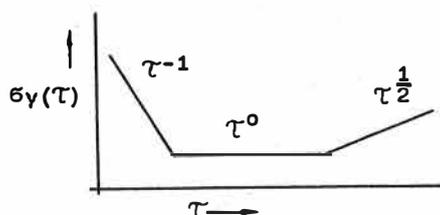


Abb. 14:  $\sigma_y(\tau)$  - Diagramm

### 3.1.4.5. Meßverfahren zur Bestimmung der Frequenzinstabilität

Infolge ihrer weiten Verbreitung und Popularität werden zur Bestimmung von Frequenz- oder Phasenschwankungen gern elektronische Digitalzähler eingesetzt. Darauf beruhen auch die ersten drei der nachfolgend dargestellten Verfahren, die auch zum Prazisionsfrequenzvergleich verwendet werden [69].

#### 1. Periodendauermessung (Abb. 15)

Mit einem Frequenzteiler kann festgelegt werden, über wieviel Perioden der Frequenz des zu untersuchenden Oszillators gemessen wird. Das so festgelegte Zeitintervall wird mit den Zählimpulsen ausgemessen, die aus einem internen oder externen Referenzoszillator abgeleitet werden. Unter Annahme von  $\tau = 1$  s und  $f_R = 100$  MHz erhält man für die Auflösung der Meßanordnung

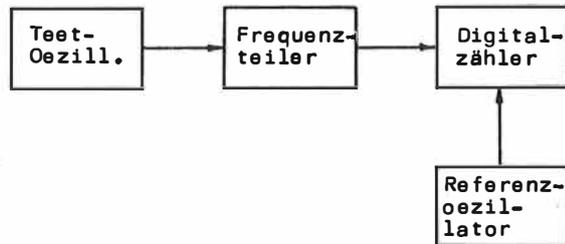


Abb. 15: Periodendauermessung

$$(113) \quad \frac{\Delta \nu}{\nu} = \pm 1 \frac{T_R}{\tau} \quad \text{mit} \quad T_R = \text{Abstand der Zählpulse des Referenzoszillators} \\ \tau = \text{Meßzeit}$$

einen Wert von nur  $\pm 1 \cdot 10^{-8}$ . Erst bei einer Meßzeit von 1 Tag würde man eine Auflösung von  $\approx 10^{-13}$  erhalten.

Man mißt mit diesem Verfahren die auftretenden Phasenzeitchwankungen, gemittelt über das Zeitintervall  $\tau$ . Nach (88) erhält man durch Bezug der Phasenzeitchwankungen auf die Meßzeit die relativen Frequenzchwankungen.

## 2. Periodendauermessung der Schwebungsfrequenz (Abb. 16)

Aus der Überlagerung der fast gleichen Frequenzen beider Oszillatoren erhält man die Differenzfrequenz (Schwebungsfrequenz)  $\nu_D = \nu_2 - \nu_1$ , deren Periodendauer mit dem Digitalzähler gemessen wird. Die hierbei erzielte Auflösung bringt mit

$$(114) \quad \frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{\nu_D}{\nu} \cdot \frac{T_R}{\tau}$$

gegenüber dem ersten Verfahren eine Erhöhung der Auflösung um den Faktor  $\nu/\nu_D$ . Da beim

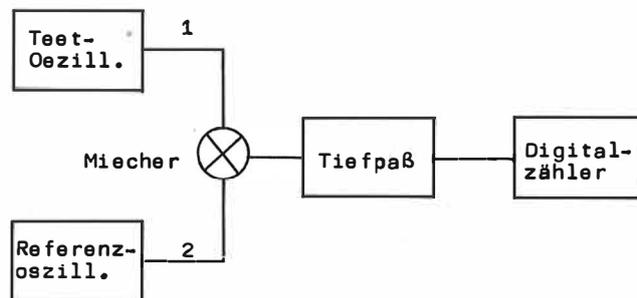


Abb. 16: Periodendauermessung der Schwebungsfrequenz

Abmischen die Phasenwinkelschwankungen erhalten bleiben, treten in der Differenzfrequenz  $\nu_D$  Phasenzeitchwankungen auf, die um den Faktor  $\nu/\nu_D$  größer sind als in der ursprünglichen Frequenz  $\nu$ . Mit den im ersten Beispiel verwendeten Werten von  $\tau = 1$  e und  $T_R = 10$  ne sowie einer Differenzfrequenz von  $1 \cdot 10^{-1}$  bei einer Frequenz von 1 MHz erhält man bereits bei einer Meßzeit von 1 e eine Auflösung von  $\pm 1 \cdot 10^{-14}$ . Da Präzisionsoszillatoren oft in ihrer Frequenz sehr genau übereinstimmen, würden sich für die Periodendauer der Differenzfrequenz sehr große Werte ergeben. Will man trotzdem auch Untersuchungen bei Meßzeiten von 1 e und darunter ausführen, so muß man die Meßanordnung noch um einen Hilfsoszillator erweitern. Damit kommt man zu einem weiteren Meßverfahren.

### 3. Periodendauermessung der Schwebungsfrequenz unter Verwendung eines Hilfeoszillators (Abb. 17)

Durch die Abmischung auf die niedrigen Frequenzen  $\nu_{D_1}$  und  $\nu_{D_2}$  erhält man durch Vergrößerung der Phasenzeitchwankungen eine ähnliche  $\nu_{D_1}$  Auflösung wie im 2. Verfahren. Es wird das Zeitintervall zwischen gleichen Phasenlagen (z. B. positive Nulldurchgänge) der Differenzfrequenzen  $\nu_{D_1}$  und  $\nu_{D_2}$  gemessen.

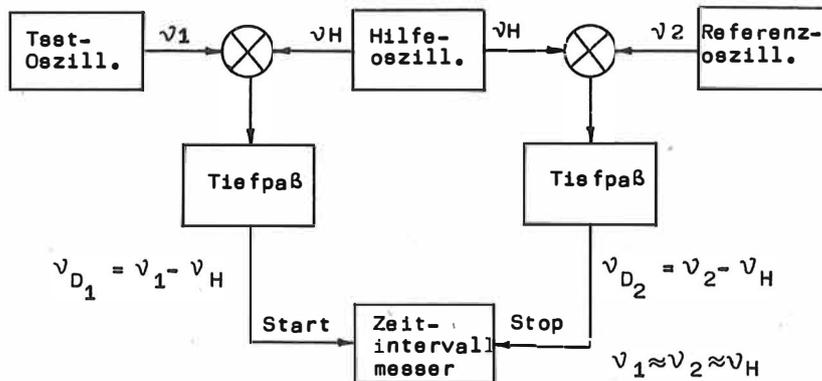


Abb. 17: Periodendauermessung der Schwebungsfrequenz unter Verwendung eines Hilfeoszillators

Das Verfahren hat den Vorteil, daß es ohne Totzeit arbeitet, wie es bei der Bestimmung der Zwei-Proben-Varianz gefordert wird. Beim vorhergehenden Verfahren treten Totzeiten von jeweils einer Periode der Differenzfrequenz auf, sofern man nicht mit zwei Zählern mißt. Beim zuerst dargestellten Verfahren ist die Totzeit bei Meßzeiten  $> 1$  s vernachlässigbar bzw. durch Zuhilfenahme eines weiteren Oszillators läßt sich die Messung totzeitfrei ausführen [66].

Nach den Meßverfahren im Zeitbereich unter Verwendung von Digitalzählern sollen noch zwei Verfahren angegeben werden, die vorwiegend für Messungen im Frequenzbereich gedacht sind.

### 4. Messung schneller Phasenschwankungen mit Phasenregelkreis (Abb. 18)

Der Mischer dient nicht wie in den Verfahren 2 und 3 zum Abmischen der Frequenz, sondern er wird hier als Phasendiskriminator eingesetzt. Der Regelkreis, der eine Zeitkonstante von 1 bis 10 s hat, dient nur zur Einhaltung einer Phasenverschiebung von  $90^\circ$  zwischen beiden Oszillatoren über längere Meßzeiten. Damit arbeitet man im linearen Bereich des Diskriminators und hat im Ruhezustand eine Ausgangsspannung von Null. Die schnellen Phasenwinkelschwankungen, deren FOURIER-Frequenzen wenigstens 10mal größer sind als die Grenzfrequenz des Regelkreises, werden dabei nicht ausgegletet und können gemessen werden. Die ihnen proportionalen Spannungsschwankungen am Diskriminatoreingang werden in einem rauscharmen Gleichspannungsverstärker verstärkt und zur Ermittlung ihrer spektralen Leistungsdichte einem Spektrumanalyseator zugeführt. Die untere Grenze des Auflösungsvermögens wird wesentlich durch das Rauschen von Mischer und Gleich-

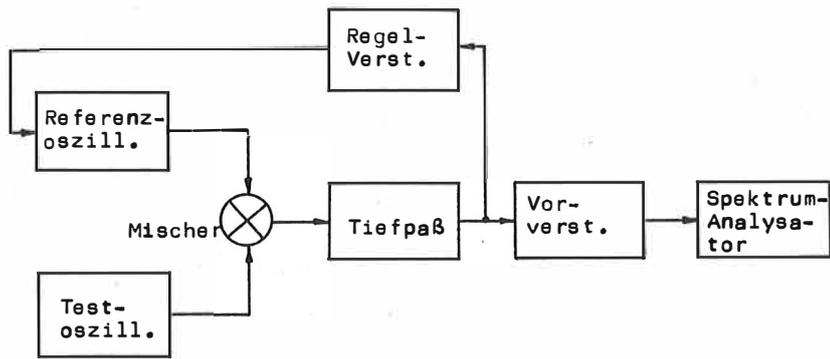


Abb. 18: Messung schneller Phasenwinkelschwankungen mit Phasenregelkreise

Spannungsverstärker bestimmt. Als Mischer werden in allen Verfahren zweckmäßigerweise Doppelgegentaktmischer eingesetzt (weitgehende Unterdrückung von Mischprodukten höherer Ordnung), die mit SCHOTTKY-Dioden (geringes Rauschen) bestückt sind.

Eine weitere Verbesserung des Auflösungsvermögens kann man durch den Einsatz der Korrelationstechnik erreichen.

#### 5. Messung schneller Phasenwinkelschwankungen mit verbesserter Auflösung <sup>707</sup> (Abb. 19)

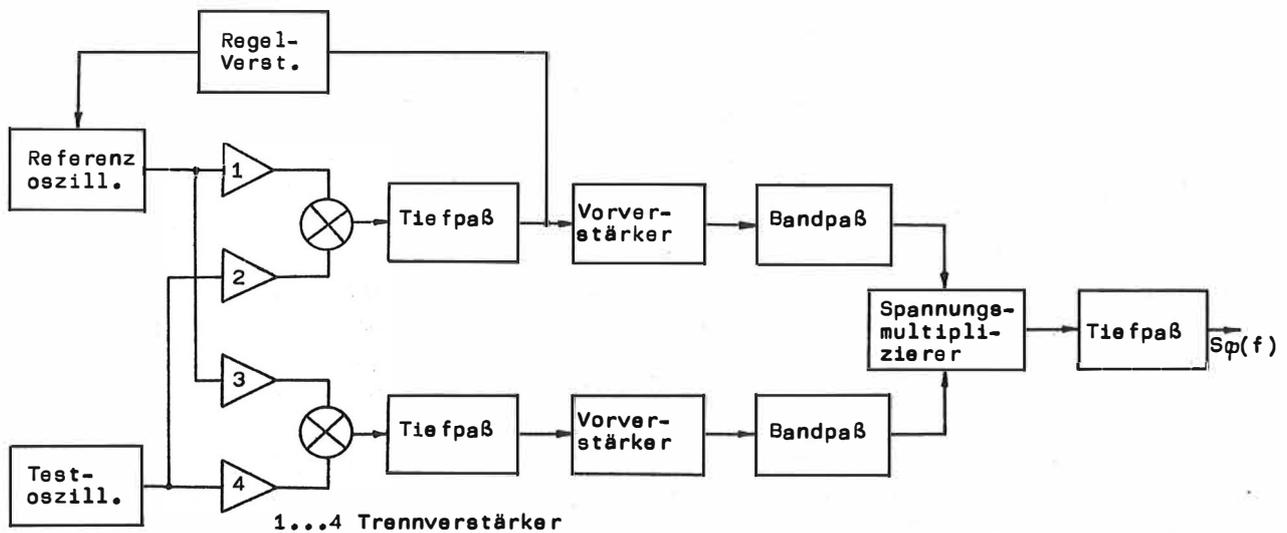


Abb. 19: Messung schneller Phasenwinkelschwankungen mit verbesserter Auflösung durch Korrelationstechnik

Die Phasenschwankungen werden mit zwei gleich aufgebauten Phasenmeßplätzen zweimal gemessen. Der Vorteil der Meßanordnung besteht darin, daß die Rauechbeiträge der Mischersch, Trennverstärker und Gleichspannungsverstärker, da sie untereinander und zu den gesuchten Phasenwinkelschwankungen unkorreliert sind, als Kreuzkorrelationsprodukte hinter dem Multiplizierer im Mittel den Wert Null haben.

### Zusammenfassung

Die Frequenzinstabilität als wesentlichste Eigenschaft von Oszillatoren in vielen Einsatzgebieten wird im Zeitbereich durch die Zwei-Proben-Varianz und im Frequenzbereich durch die spektrale Leistungsdichte charakterisiert. Die spektrale Leistungsdichte ist dabei die fundamentale Größe, weil sich aus ihr die Zwei-Proben-Varianz direkt berechnen läßt, während eine Umkehrung der entsprechenden Beziehung für den allgemeinen Fall in geschlossener Form nicht möglich ist. Trotzdem sind die Messungen im Zeitbereich am verbreitetsten infolge der außerordentlich einfachen Berechnung der Zwei-Proben-Varianz aus den mit Digitalzählern (Periodendauer- bzw. Zeitintervallmessungen) gewonnenen Meßdaten.

### 3.1.5. Fehlereinfluß bei der Approximation von Zeitekalen

Zur zeitlichen Einordnung von Ereignissen werden Zeitekalen benötigt. Man bildet sie durch Aneinanderreihung definierter Zeitintervalle, beginnend bei einem vereinbarten Zeitpunkt  $t_0$ . Ausgehend von einem Frequenznormal erhält man die erforderlichen Zeitintervalle durch Frequenzteilung. Durch Ergänzung mit einer Zähl- und Anzeigevorrichtung für die Zeitintervalle erhält man eine Uhr. Alle realen Uhren zeigen gegenüber einer postulierten Zeitekale infolge ihrer Unzulänglichkeiten Abweichungen, d. h., sie können Zeitekalen nur approximieren. Die Abweichungen gegenüber einer idealen Zeitekale kommen durch folgende Fehleranteile zustande:

1. Abweichung der Frequenz des "Zeitekalengenerators", d. h. des Frequenznormals, aus dem die Skaleneinheiten durch Frequenzteilung abgeleitet werden (Atomfrequenznormal, quarzstabilisierter Oszillator), bezeichnet als Frequenzoffset oder Frequenzgang.
2. Änderungen der Frequenz des Zeitekalengenerators mit der Zeit, bezeichnet als Frequenzdrift. Dieses Verhalten ist besonders ausgeprägt bei quarzstabilisierten Oszillatoren und wird hier als Alterung bezeichnet.
3. Synchronisationsfehler  
Sie entstehen beim Versuch, zwei Zeitekalen zu einem gegebenen Zeitpunkt in Übereinstimmung zu bringen. Alle bisher aufgeführten Fehleranteile sind systematischer Natur.
4. Durch den Einfluß verschiedener Rauechquellen unterliegt die Frequenz des Zeitekalengenerators außerdem zufälligen Schwankungen.

Um die Anzeige einer beliebigen Uhr auf eine vorgegebene Zeitekale zurückzuführen, müssen Korrekturen angebracht werden. Zu ihrer Ermittlung ist ein Uhrenmodell erforderlich. Unter Berücksichtigung der aufgeführten Fehleranteile erhält man die nachfolgend dargestellten Zusammenhänge:

Für den relativen Frequenzfehler  $\gamma(t)$  des Zeitekalengenerators, bezogen auf den Oszillator der Referenzzeitkale, kann man formulieren:

$$(115) \quad \gamma(t) = \gamma_0 + a(t - t_0) + \gamma_z \quad \text{mit}$$

$$\left. \begin{array}{l} \gamma_0 = \text{relativer Frequenzoffset} \\ a = \text{relative Frequenzdrift} \\ \gamma_z = \text{relative zufällige Frequenzschwankung} \end{array} \right\} \text{ bezogen auf } \nu_0$$

$t_0$  = Ursprung der Zeitekale bzw. Synchronisationszeitpunkt  
 $t$  = laufende Zeitkoordinate  
 $\nu_0$  = Frequenz des Oszillators der Referenzzeitkale

mit der schon eingeführten Beziehung

$$x(t) = \int \gamma(t) dt$$

erhält man daraus den Uhrenfehler gegenüber der Referenzzeitkale:

$$(116) \quad x(t) = \int_{t_0}^t \gamma(t) dt = \gamma_0(t - t_0) + \frac{a}{2}(t - t_0)^2 + \int_{t_0}^t \gamma_z(t) dt .$$

Unter zusätzlicher Berücksichtigung des Synchronisationsfehlers  $x(t_0)$  erhält man schließlich:

$$(117) \quad x(t) = x(t_0) + \gamma_0(t - t_0) + \frac{a}{2}(t - t_0)^2 + \int_{t_0}^t \gamma_z(t) dt .$$

Aus (117) ist ersichtlich, daß ein konstanter Frequenzoffset zu einem linear mit der Zeit ansteigenden und eine lineare Frequenzdrift zu einem mit der Zeit quadratisch ansteigenden Zeitfehler führen. Unter der Annahme, daß  $\gamma_0$  und  $a$  konstant sind und daß die zufälligen Schwankungen vernachlässigbar sind, läßt sich mit (117) der Uhrenfehler sehr gut extrapolieren. Andernfalls ist nach Abspaltung der systematischen Anteile (Offset, Drift) zur Abschätzung des Einflusses zufälliger Schwankungen eine Charakterisierung der Instabilität des Zeitekalengenerators durch die Zwei-Proben-Varianz oder die spektrale Leistungsdichte erforderlich. Basierend auf dem klassischen Rauschmodell

$$S_\gamma(f) = \sum_{-2}^{+2} h_\alpha \cdot f^\alpha$$

wurde mittels Rechnerimulation versucht, Aussagen bez. einer Zeitekalenvorhersage zu gewinnen [71].

### 3.2. Verfahren zur Verbreitung und zum Vergleich von Zeitskalen

Zeiteinheit und Zeitskalen müssen infolge ihrer dynamischen Natur ständig reproduziert werden. Infolge der Unzulänglichkeiten der dafür verwendeten Uhren sind wiederholte Zeitskalenvergleiche erforderlich, deren zeitlicher Abstand von den Anforderungen an den Synchronismus der zu vergleichenden Zeitskalen und von der Leistungsfähigkeit der verwendeten Zeitskalengeneratoren abhängt.

Für eine Vielzahl von Aufgaben, bei denen eine zeitliche Zuordnung von Ereignissen erforderlich ist, aber eine eigene Zeitskala nicht zur Verfügung steht, besteht die Notwendigkeit der Bereitstellung von Zeitinformationen. Dazu wird eine Zeitskala (z. B. UTC) von einer zentralen Einrichtung aus über Zeitsignale verbreitet und kann so von einer Vielzahl von Anwendern genutzt werden.

Zur Verbreitung und zum Vergleich von Zeitskalen werden terrestrische Sender im Längstwellen-, Langwellen- und Kurzwellenbereich einschließlich Navigationssysteme des Längst- und Langwellenbereichs, Fernsendeder sowie Sender in geostationären und in anderen Erdumkreisenden Satelliten verwendet. Bei allen genannten Verfahren muß die Entfernung zwischen Sender und Empfänger bekannt sein, um die Laufzeit der Signale berechnen zu können. Speziell dem Zeitskalenvergleich dient der Transport von Atomuhren. Dieses Verfahren wird häufig zur Eichung der anderen Verfahren benutzt.

Die einzelnen Verfahren unterscheiden sich z. T. sehr stark bez. erreichbarer Genauigkeit, Reichweite bzw. Überdeckungsgrad und Aufwand. Da auch die Anforderungen der Anwender sehr unterschiedlich sind, existiert gegenwärtig noch eine Vielfalt verwendeter Verfahren. Mit der weiteren Entwicklung der Satellitenverfahren wird sie sich zu Lasten der terrestrischen Verfahren wesentlich verringern.

Die drahtgebundene Verbreitung von Zeitinformationen z. B. in Form der telefonischen Zeitanzeige für geringe Anforderungen soll nur der Vollständigkeit halber erwähnt werden.

#### 3.2.1. Zeitzeichensendungen terrestrischer Sender in den verschiedenen Frequenzbereichen

Charakteristisch für die Frequenzbereiche zwischen Längst- und Kurzwellengebiet sind die Unterschiede im Ausbreitungsmechanismus der elektromagnetischen Wellen mit ihrem Einfluß auf Genauigkeit und Reichweite sowie die Unterschiede in der technisch möglichen Bandbreite für die Zeitsignalausendung. Dazu kommen Unterschiede in den erforderlichen Antennenabmessungen.

##### 3.2.1.1. Zeitzeichensendungen im Längstwellenbereich

Im Frequenzbereich von 10 bis 30 kHz werden unter Verwendung sehr großer Sendeantennen und hoher Sendeleistung (einige 100 kW bis 1 MW) bei relativ stabilen Ausbreitungsbedingungen Reichweiten bis  $\approx 10\ 000$  km erreicht. Infolge sehr geringer Bandbreiten haben die Zeitsignale Anstiegszeiten bis  $>10$  ms. Die Unsicherheit der Zeitübertragung beträgt deshalb etwa 1 bis 2 ms. Benutzt man den atomuhrenetabilisierten Träger eines Längstwellensenders zum Phasenvergleich mit einem entsprechenden Frequenznormal am Empfangsort, so kann damit ein mit einem anderen Verfahren (z. B. Atomuhrentransport) hergestellter Synchronismus mit einer Unsicherheit von 1 bis  $2\ \mu\text{s}$  gehalten werden, sofern keine Unterbrechung des Phasenvergleichs zustande kommt.

Bis zum Aufkommen der Satellitenverfahren war die Zeit- und Frequenzverbreitung über Längstwellen die einzige Möglichkeit für die Versorgung der Südhalbkugel mit ständiger Frequenz- und Zeitinformation.

### 3.2.1.2. Zeitzeichensendungen im Langwellenbereich

Im Frequenzbereich von 30 bis 300 kHz werden mit Sendeleistungen von 25 bis 100 kW Reichweiten bis etwa 2500 km erreicht, wobei eine stabile Bodenwellenverbindung bis wenigstens 500 km besteht.

#### 3.2.1.2.1. Sender mit kontinuierlicher Trägerwelle

Durch Austastung des Trägers im Sekundenrhythmus lassen sich Zeitinformationen übertragen. Beim Sender DCF 77 werden z. B. zusätzlich jede Minute in kodierter Form über eine Impulsdauermodulation alle Angaben bez. Uhrzeit und Datum bereitgestellt [72].

Aus der Entfernung zwischen Sender und Empfänger läßt sich über die Lichtgeschwindigkeit die Laufzeit der Signale näherungsweise berechnen. Neben den auftretenden Laufzeit-schwankungen ist zu beachten, daß auch durch Verzögerungen in den Empfangseinrichtungen Unsicherheiten zueinander kommen.

Für höhere Genauigkeit ist eine Kalibrierung z. B. über Atomuhrentransport erforderlich. Infolge der begrenzten Bandbreite beträgt die Unsicherheit des Zeitekalenvergleichs über die Zeitimpulse etwa  $100 \mu\text{s}$ . Ausbreitungsbedingte Phasenschwankungen von max.  $0,6 \mu\text{s}$  wurden z. B. in einem Abstand von 300 km vom Sender gemessen [73].

#### 3.2.1.2.2. Sender mit nichtkontinuierlichem Träger - LORAN C

Interferenzerechnungen zwischen Raum- und Bodenwelle begrenzen die erreichbare Genauigkeit bei der Verwendung von Langwellensendern zum Zeitskalenvergleich. Die Verwendung des im Impulsbetrieb arbeitenden Navigationsverfahrens LORAN C, dessen Senderketten fast die gesamte Nordhalbkugel mit ihren Sendungen überdecken, ermöglicht die Trennung von Boden- und Raumwelle. Alle LORAN-C-Stationen arbeiten auf 100 kHz mit einer Bandbreite von 20 kHz. Die Slavestationen senden Impulsgruppen, die aus 8 Impulsen im Abstand von 1 ms bestehen, die Masterstationen sind durch einen zusätzlichen neunten Impuls im Abstand von 2 ms gekennzeichnet. Es gibt zwei Arten von Impulsen, die sich in ihrer gegenseitigen Phasenlage unterscheiden. Sie folgen innerhalb der Gruppe nach einem bestimmten "Phasen-Kode" aufeinander, der für Master und Slave unterschiedlich ist. Die Wiederholungsperiode zwischen zwei Impulsgruppen ist für jede Kette charakteristisch und beträgt z. B. für die Norwegische-See-Kette 79 700  $\mu\text{s}$ . Bei dieser Wiederholungsperiode koinzidiert der Beginn des ersten Impulses einer Impulsgruppe der Masterstation jeweils nach 797 s mit einem Sekundenimpuls der Zeitskala UTC.

Die Laufzeitberechnung für die Bodenwelle, die stets vor der Raumwelle eintrifft und durch das Impulsverfahren von den Raumwellenteilen abgetrennt werden kann, erfolgt aus der geometrischen Entfernung über die Lichtgeschwindigkeit. Ein zusätzlicher Korrekturterm (Größenordnung einige  $\mu\text{s}$  in Abhängigkeit von der Entfernung) berücksichtigt die Leitfähigkeit der Erdoberfläche. Eine genauere Bestimmung der Laufzeit, die zur berechneten Differenzen bis zu einigen  $\mu\text{s}$  aufweisen kann, erfolgt über eine Kalibrierungsmessung mittels einer transportablen Atomuhr.

Die Reichweite eines Senders beträgt über Land etwa 1500 km und über See etwa 3000 km [74]. Die ausbreitungsbedingten Schwankungen liegen zwischen 0,1 und  $1 \mu\text{s}$ . Als zeitsig-

nifikanter Punkt wird allgemein der dritte Nulldurchgang des Impulses ausgewählt.

LORAN-C ist seit vielen Jahren das wichtigste Verfahren des internationalen Zeitekalenvergleichs. Die nationalen Observatorien und Zeitdienste messen dabei die Differenz zwischen ihrer eigenen Zeitskala und der Ankunftszeit der LORAN-C-Impulse. Diese Messungen werden über 10 Tage gemittelt und dem BIH zugestellt, wo sie zur Bildung der internationalen Zeitskalen verwendet werden. In Abständen von einigen Monaten bis Jahre werden zusätzliche Kontrollmessungen mit transportablen Atomuhren durchgeführt.

Messungen, die in Kanada zwischen September 1979 und März 1981 durchgeführt wurden, ergaben tägliche und jahreszeitlich bedingte Laufzeitschwankungen in Abhängigkeit von der Temperatur [75]. Diese Schwankungen führen zu Unsicherheiten des internationalen Zeitskalenvergleichs von  $\max. 1 \cdot 10^{-13}$ .

### 3.2.1.3. Zeitzeichensendungen im Kurzwellenbereich

Im Kurzwellenbereich stehen die Sendefrequenzen 2,5; 5; 10; 15; 20 und 25 MHz für Zeitsignal- und Normalfrequenzaussendungen zur Verfügung. Mit relativ kleinen Sendeleistungen und Sendeanlagen werden mit der Raumwelle, die an der Ionosphäre reflektiert wird, große Reichweiten erzielt. Gleichzeitig führt dieser Ausbreitungsmodus zu höheren Laufzeitschwankungen der Signale im Verhältnis zu den vorher dargestellten langwelligen Bereichen. Die Unsicherheit der Zeitübertragung liegt im Bereich der bis etwa 160 km reichenden Bodenwelle bei 0,2 ms und beträgt für größere Entfernungen bis zu einigen ms.

### 3.2.2. Zeitskalenvergleich durch Atomuhrentransport

Wie aus der vorhergehenden Darstellung hervorgeht, sind Atomuhrentransporte für den Zeitskalenvergleich mit hoher Genauigkeit ein sehr wichtiges Mittel. Sie vermeiden die Unsicherheiten, die in allen bisher genannten Verfahren durch die Berechnung der Laufzeit zwischen Sende- und Empfangsstation, durch Verzögerungen in den Sende- und Empfangseinrichtungen und durch ausbreitungsbedingte Laufzeitschwankungen zustandekommen.

In [76] wird darauf hingewiesen, daß bereits 1923 erste Transporte von Quarzuhren zum Vergleich der Uhren von 7 Laboratorien in Italien, Frankreich, Großbritannien und den USA durchgeführt wurden. Bei den heute üblichen Genauigkeitsanforderungen ist nur der Transport von Atomuhren diskutabel. Neben Uhrentransporten zu einem oder zu einigen Instituten wurden z. B. von der Firma Hewlett-Packard 1967 bei einem mit zwei Uhren durchgeführten Vergleich 53 Orte in 18 Staaten aufgesucht und eine Gesamtstrecke von mehr als 100 000 km in insgesamt 41 Tagen zurückgelegt. Der Zeitfehler betrug nach der Rückkehr weniger als  $3,5 \mu\text{s}$  entsprechend einer Frequenzdifferenz von  $<10^{-12}$  [76].

Die zu transportierende Uhr wird vor und nach der Reise mit der Zeitskala ihres Instituts verglichen. Unter Annahme einer konstanten Drift kann an dem Zeitpunkt der Vergleichsmessung im fremden Institut eine Korrektur angebracht werden. Bei kurzen Reisezeiten beträgt die Unsicherheit des Zeitskalenvergleichs 10 bis 40 ns, bei interkontinentalen Reisen 100 bis 200 ns.

Beim Uhrentransport ist auch der Einfluß relativistischer Effekte zu beachten entsprechend der bereits eingeführten Beziehung (9):

$$\Delta T = \int_P \left( \frac{\Delta U_T}{c^2} - \frac{v^2}{2c^2} \right) dt - \frac{\omega}{c^2} \int_P r^2 \sin^2 \theta \, d\varphi.$$

Der erste Term ergibt einen Zeitfehler von  $1,09 \cdot 10^{-13}/\text{km} \times \text{Flugdauer}$ . Für den zweiten (relativistische Zeitdehnung) und für den dritten Term (Berücksichtigung des rotierenden Koordinatensysteme) werden als Beispiel für die Größenordnung dieser Effekte für einen Linienflug USA - Europa  $-10 \text{ ns}$  bzw.  $+25 \text{ ns}$  angegeben [76].

### 3.2.3. Verwendung von Fernsehsendern und Richtfunkstrecken [77]

Fernsehsender überdecken in vielen Ländern das gesamte Gebiet bzw. die wesentlichsten Teile. Unter Verwendung von Mikrowellen bei der Übertragung zwischen den Relaisstationen der Richtfunkstrecken und von Ultrakurzwellen bei der Abstrahlung von den Fernsehsendern steht ein breitbandiges Übertragungssystem zur Verfügung mit hoher Laufzeitkonstanz infolge der quasioptischen Wellenausbreitung. Für eine sehr genaue Übertragung von Impulsen zum Präzisionszeitskalenvergleich zwischen entfernten Stationen ist es hervorragend geeignet.

1964 wurde der Nachweis für die hohe Laufzeitkonstanz der Mikrowellen im Richtfunknetz erbracht durch Versuchsmessungen, die zwischen dem Geodätischen Institut Potsdam und dem Institut für Radiotechnik und Elektronik in Prag durchgeführt wurden. Dazu wurde das zwischen den Studios in Berlin-Adlershof und Prag bestehende Richtfunknetz unter Verwendung mobiler Einrichtungen bis zu beiden Institutionen verlängert. Durch Übertragung von Sekundenimpulsen in beiden Richtungen wurden die Signallaufzeit und die Standarddifferenz der verwendeten Uhren zwischen beiden Institutionen gemessen. Bemerkenswertes Ergebnis war die Konstanz der Laufzeit über das Richtfunknetz zwischen Potsdam und Prag bei den Messungen Juni/Juli 1964 und September 1964 in den Grenzen der Auflösung der verwendeten Zeitintervallmesser ( $1143 \pm 1 \mu\text{s}$ ) [78, 79]. Außerdem wurde festgestellt, daß die gemessene Laufzeit bis auf einige  $\mu\text{s}$  mit der aus den geodätischen Koordinaten berechneten übereinstimmte.

Das Verfahren war aber in der vorliegenden Form noch nicht praktikabel, da es durch Verwendung mobiler Übertragungseinrichtungen des Fernsehfunks und durch Blockierung der Richtfunkstrecke für die Meßdauer mit einem entsprechenden Organisations- und Kostenaufwand verbunden war. Weitergehende Überlegungen führten zu einem Verfahren, das völlig frei ist von diesen Zwangsbedingungen, indem es die ständig mit ausgesendeten Bildsynchronimpulse des Fernsehsignals als Referenzsignal benutzt [77].

Bei der Entwicklung des Verfahrens wurde davon ausgegangen, daß der Vergleich zweier Uhren, wenn er nicht direkt möglich ist, auf indirektem Wege unter Zuhilfenahme einer dritten Uhr durchführbar ist. Wenn zusätzlich angenommen werden kann, daß die Vergleiche beider Uhren mit der dritten gleichzeitig erfolgen, d. h., wenn gegen ein und denselben Impuls gemessen wird, dann kann darauf verzichtet werden, daß die dritte Uhr korrekt eine Zeitskala repräsentiert oder wenigstens einen konstanten Gang aufweist. Es genügt ein Referenzimpuls, der in beiden Stationen, zwischen denen der Zeitvergleich stattfinden soll, zur Verfügung steht. Um Mehrdeutigkeiten zu vermeiden, sollten die zu vergleichenden Zeitskalen bis auf 50 % der Periodendauer der Referenzimpulse vorher übereinstimmen. Unter diesen Voraussetzungen können zwischen zwei Stationen, die den gleichen Fernsehsender empfangen, unter Verwendung der Bildsynchronimpulse (Periodendauer 20 ms) Zeitskalenvergleiche durchgeführt werden. Man vereinbart gleiche Meßzeiten, startet auf beiden Stationen mit den Sekundenimpulsen der zu vergleichenden Uhren Zeitintervallmesser und stoppt diese mit dem nächstfolgenden Bildimpuls, den man über eine Impulsformerechaltung aus einem Fernsehempfänger ableiten kann. Die vorher erforderliche Übereinstimmung auf  $\pm 10 \text{ ms}$  ist unter Verwendung konventioneller Verfahren mühelos er-

reichbar bzw. zwischen Zeitdienststationen von vornherein gegeben. Der Austausch der in beiden Stationen erzielten Meßergebnisse ermöglicht die Berechnung der Zeitskalendifferenz, sofern die Laufzeiten zwischen dem Fernsehsender und den einzelnen Stationen bekannt sind. Diese lassen sich aus den geodätischen Koordinaten berechnen bzw. durch Kalibrierung mit einem unabhängigen Verfahren (Atomuhrentransport) bestimmen. Abb. 20 veranschaulicht das Meßprinzip.

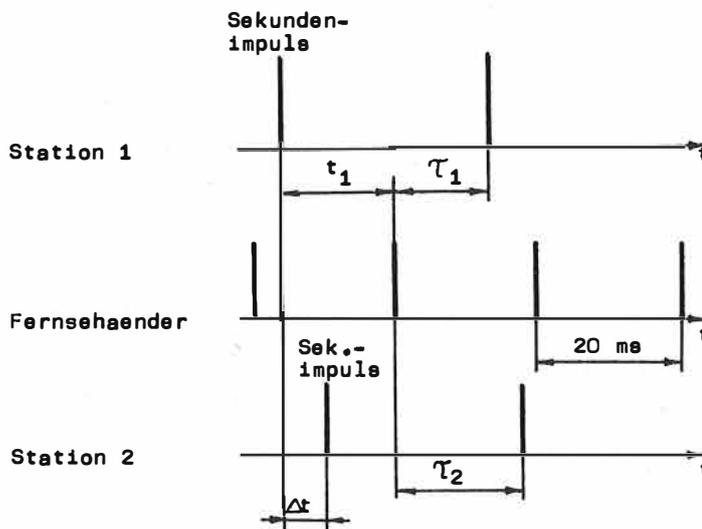


Abb. 20: Zeitskalenvergleich über einen gemeinsamen Fernsehsender

Unter der Annahme, daß der Referenzbildimpuls zum Zeitpunkt  $t_1$  der Zeitekale von Station 1 gesendet wird und  $T_1$ ,  $T_2$  die Laufzeiten vom Sender zu den Stationen darstellen, erhält man für die gemessenen Zeitintervalle  $T_{1,2}$ :

$$(120) \text{ Station 1: } T_1 = t_1 + \tau_1$$

$$(121) \text{ Station 2: } T_2 = t_1 - \Delta t + \tau_2 .$$

Die Differenzbildung ergibt:

$$(122) \Delta t = T_1 - T_2 - (\tau_1 - \tau_2) .$$

Damit kann die gesuchte Zeitskalendifferenz  $\Delta t$  aus den Meßwerten  $T_1$  und  $T_2$  bei bekannter Laufzeitdifferenz  $(\tau_1 - \tau_2)$  bestimmt werden.

Bei der 1965 durchgeführten Erprobung zwischen Potsdam und Prag wurde versucht, in beiden Stationen die Sender Dresden, Leipzig oder Usti als gemeinsamen Sender zu nutzen, wobei nur für den Sender Dresden der beiderseitige Empfang einigermaßen sichergestellt war. Zur Lösung dieses Problems wurde das Verfahren dahingehend modifiziert, daß der Zeitskalenvergleich auch über den Empfang verschiedener Sender durchgeführt wird, wenn diese nur das gleiche Programm ausstrahlen. In diesem Fall muß nur noch die Laufzeitdifferenz zwischen dem zentralen Fernsehstudio und den beiden über Richtfunktrecken angesteuerten Fernsehsendern mit berücksichtigt werden. Dabei kann es allerdings vorkommen, daß unterschiedliche Streckenführungen benutzt werden und damit andere Lauf-

zeiten auftreten. Diese Änderungen werden aber beim routinemäßigen Zeitekalenvergleich erkannt und können entsprechend berücksichtigt werden.

Zur Ermittlung der Leistungsfähigkeit des Verfahrens wurden 1966 vom Autor zusätzliche Schleifenmessungen über das Richtfunk- und Fernsehseendernetz der DDR durchgeführt. Dazu wurde in Potsdam ein Zeitintervallmesser mit einer Auflösung von 100 ns durch einen Bildimpuls des nahen Senders Berlin gestartet und vom gleichen Impuls gestoppt, nachdem das Signal über die Richtfunkstrecke von Adlershof zu den Fernsehseendern in Schwerin bzw. Leipzig gelangt war und diese Sender in Potsdam mit einem zweiten Fernsehempfänger empfangen worden waren. Die Schleifenlänge betrug 300 km bzw. 500 km. In [77] ist die statistische Verteilung der Meßwerte dargestellt. Sie zeigt, daß die Mehrzahl aller Meßwerte innerhalb der zählerbedingten Auflösengrenzen von  $\pm 100$  ns lag.

Das Verfahren zum Zeitekalenvergleich über Bildsynchronimpulse des Fernsehsignals hat eine starke internationale Resonanz gefunden. So wurde [77] zu einer der am meisten international zitierten Arbeiten auf dem Gebiet des Zeitekalenvergleichs. Das Verfahren wird weltweit angewandt. In [80] wird anhand von Literaturzitierten nachgewiesen, daß folgende 18 Länder dieses Verfahren angewandt haben: Argentinien, Australien, Belgien, Brasilien, BRD, CSSR, DDR, England, Frankreich, Italien, Japan, Kanada, VR Polen, VR Rumänien, Schweiz, Schweden, Sowjetunion, USA. Aus [81] geht hervor, daß mit sowjetischer Hilfe 1979 auch in Kuba ein solches Verfahren zur Verteilung von Zeitekalen über das Landesgebiet erprobt wurde.

Bei der Nutzung des Verfahrens in der ursprünglichen Form sind die Bildsynchronimpulse nur Referenzimpulse ohne Bezug auf eine Zeitskala. Damit sind nur Zeitekalenvergleiche möglich. Durch Synchronisation mit einer Zeitskala werden die Bildimpulse zu Trägern von Zeitinformationen und ermöglichen neben dem Vergleichen auch die Verbreitung von Zeitekalen.

Nach der CCIR- und OIRT-Norm beträgt infolge der früher erfolgten Ableitung der Bildsynchronfrequenz aus dem Wechselstromnetz der Abstand der Impulse 20 ms. In diesem Fall koinzidiert zu jeder vollen Sekunde ein Bildimpuls mit einer Sekundenmarke der verwendeten Zeitskala. Bei anderen Normen (USA, Japan, Kuba) erfolgt eine solche Koinzidenz erst nach jeweils 1001 s. Die Zeitekalenverteilung über Bildsynchronimpulse erfolgt in den USA seit Beginn der sechziger Jahre; es erfolgt ebenfalls in der SU. In der DDR werden die Bildimpulse ebenfalls aus einer Normalfrequenz abgeleitet. Das erfolgt zwangsläufig durch die Einführung des vom Autor entwickelten Verfahrens zur Übertragung von Normalfrequenzen [82].

Zu Vergleichszwecken werden vom ASMW monatlich in der Zeitschrift "radio fernsehen elektronik" für jeden Tag die Abweichungen des 1. Bildimpulses nach  $13^{\text{h}}15^{\text{min}}00^{\text{s}}$  von UTC, bezogen auf den Sendezeitpunkt vom Fernsehseender Berlin, mit einer Unsicherheit von  $\pm 100$  ns bekanntgegeben.

Auf die Nutzung des Verfahrens für die Übertragung von Zeitekalen wurde bereits 1967 in der grundlegenden Arbeit [77] hingewiesen.

Aus den Erfahrungen der langjährigen routinemäßigen Nutzung des Verfahrens in den verschiedenen Ländern kann folgende Einschätzung abgeleitet werden [83]:

Durch Verwendung von Fernsehempfängern mit AFC, bei denen AFC- und Kontrasteinrichtung nicht verändert werden, und durch Verwendung verbesserter Impulssparatoren liegen die Streuungen der Tagesmittel aus je 10 Meßwerten im Bereich  $< \pm 50$  ns für Entfernungen vom Sender bis zu 80 km. Bei Entfernungen bis über 200 km (Überreichweite) liegen die Streuungen  $\leq \pm 500$  ns. Auch bei indirekten Verfahren, d. h. Messungen verschiedener Sender gleicher Modulation werden gute Ergebnisse erreicht. Beim Vergleich zwischen ZIPE Potsdam und URE Prag (Institut für Radiotechnik und Elektronik) - in Potsdam wird der FS-Sender Berlin, in Prag der FS-Sender Dreden gemessen - liegen die Schwankungen der Tagesmittelwerte vorwiegend  $< \pm 300$  ns. Günstigere Bedingungen liegen für den Vergleich ZIPE Potsdam - ASMW Berlin über den FS-Sender Berlin vor. Die Streuungen der Tagesmittelwerte betragen in diesem Fall nur  $\pm 20$  ns.

Folgende Vergleiche werden routinemäßig täglich durchgeführt, wobei die Meßwertverarbeitung im ZIPE automatisch erfolgt:

ZIPW - ASMW

ZIPE - URE Prag

ZIPE - Borowec (VR Polen)

ASMW - PTB (Physikalisch-Technische Bundesanstalt Braunschweig).

Früher durchgeführte Messungen ZIPE - SU sind kaum noch möglich, da anstelle der Richtfunkstrecken Molnija-Satelliten zur Übertragung verwendet werden, deren Positionskordinaten zum Meßzeitpunkt nicht bekannt sind. Der Anschluß der SU erfolgt deshalb durch Empfang eines tschechischen FS-Senders in Uehgorod. Durch häufige Änderungen im tschechischen Richtfunknetz sind diese Messungen nur begrenzt ausagefähig. Änderungen in den Richtfunkstrecken bei Umschaltung auf andere Streckenführung bzw. Austausch von Geräten in den Relaisstationen führen zu Laufzeitänderungen, die zu systematischen Fehlern beim Vergleich über verschiedene FS-Sender führen, sofern sie nicht erkannt werden. Beim Vergleich über einen gemeinsamen FS-Sender verbleiben Möglichkeiten zur Entstehung systematischer Fehler durch die Empfangsanlagen. Durch jährliche Atomuhrentransporte erfolgt eine Kalibrierung.

In den USA werden seit 1971 in den Leerzeilen zwischen den Fernsehbildern Frequenz- und kodierte Zeitinformation übertragen (oft als aktives Fernsehverfahren bezeichnet). Unter Verwendung von Zusatzschaltungen kann die Uhrzeit in h, min, s auf dem Bildschirm bzw. mit einer zusätzlichen Digitaluhr angezeigt werden. Außerdem ist es möglich, den Stand einer Uhr im Labor gegen die kodierten Zeitsignale der Hauptuhr der Fernsehebene mit einer Auflösung von 1 ns zu messen und auf dem Bildschirm darzustellen. Die Laufzeit vom Studio bis zum Empfänger einschließlich dieser Verzögerung gehen allerdings als Fehler ein, sofern man sie nicht besondere berücksichtigt. Ein vom Autor bereite 1966 eingebrachter Vorschlag, die Leerzeilen für die Übertragung von Normalfrequenzen bzw. von Kennimpulsen zu nutzen, wurde vom RFZ der Deutschen Post als "aus Gründen der möglichen Störung des Synchronismus nicht zu vertreten" abgelehnt [84].

Das Verfahren des Zeitkalenvergleiche über die Bildimpulse der Fernsehebene hat infolge seiner hohen Leistungsfähigkeit und seiner einfachen Durchführbarkeit bei geringen Kosten eine außerordentlich breite internationale Anwendung für kontinentale Zeitkalenvergleiche gefunden. Auch beim Ersatz terrestrischer FS-Sender durch Sender in geostationären Satelliten behält das Verfahren seine Bedeutung, sofern dafür gesorgt wird, daß die Fernsehsatelliten mit Einrichtungen zur Entfernungsmessung ausgestattet werden, damit die Positionskordinaten des Satelliten zum Meßzeitpunkt zur Verfügung stehen.

### 3.2.4. Satellitenverfahren

Zum weltweiten Zeitekalenvergleich mit Unsicherheiten im Nanosekundenbereich sind gegenwärtig zwei Verfahren bekannt, die "Very long baseline interferometry" und der Zeitekalenvergleich über Satelliten. Infolge des hohen gerätetechnischen Aufwandes ist die VLBI-Technik trotz der geringeren Meßunsicherheit keine Alternativlösung zu dem Satellitenverfahren und bleibt damit auf wenige Anwender beschränkt.

Nach EASTON [85] können die Satelliten nach ihrer Bahnhöhe grob in 3 Gruppen eingeteilt werden:

1. niedrige Satelliten (Höhe 900 bis 2 700 km,  
Umlaufzeit 100 bis 150 min)
2. mittlere Satelliten (Höhe 13 000 bis 20 000 km,  
Umlaufzeit 7 bis 12 h)
3. hohe Satelliten (Höhe 22 000 bis 48 000 km,  
Umlaufzeit 13 bis 35 h).

Die niedrigen Satelliten überstreichen mit ihren Sendungen zu einem gegebenen Zeitpunkt nur kleinere Bereiche der Erdoberfläche, kommen aber mit geringeren Sendeleistungen aus. Außerdem erreicht ein niedriger Satellit auf einer Polbahn alle Punkte der Erdoberfläche in kürzerer Zeit als ein hoher Satellit. Wichtige Vertreter der 3. Gruppe sind die Synchronsatelliten mit einer Bahnhöhe von 35 000 km, die allerdings auch eine gewisse Drift zeigen, die von der Bodenstation kontrolliert und korrigiert werden muß.

Satelliten aller genannten Gruppen wurden bisher für Zeitvergleiche verwendet. Nach der Verfahrensweise unterscheidet man zwischen Einwegverfahren und Zweiwegverfahren, wobei bei den Einwegverfahren noch zu unterscheiden ist, ob die Satelliten mit Atomuhren ausgerüstet sind und dann selbst Zeitzeichen aussenden oder nicht.

#### 3.2.4.1. Einwegverfahren

Bei den Einwegverfahren besteht zwischen den Vergleichstationen über den Satelliten nur eine Verbindung in einer Richtung, z. B. beim Zeitekalenvergleich zwischen Station A und B über den Satelliten S nur eine Verbindung von A über S nach B, bzw. bei Aussendungen von Zeiteignalen durch den Satelliten besteht nur eine Verbindung von S nach A bzw. von S nach B, wie in Abb. 21 dargestellt ist.

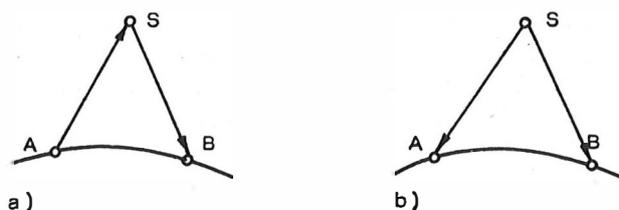


Abb. 21: Einweg-Satellitenverfahren

- a) Satellit ohne Uhr, überträgt Signale von A nach B
- b) Satellit mit Uhr, sendet Signale nach A und B

Abgesehen von den Synchronsatelliten ändert sich in Abhängigkeit von der Bahnhöhe des Satelliten mehr oder weniger schnell seine Position relativ zu den Vergleichstationen A

und B. Zur Berechnung der Standdifferenz der in den Vergleichstationen A und B befindlichen Zeitnormale müssen die im allgemeinen unterschiedlichen Signallaufzeiten zwischen dem Satelliten und den einzelnen Stationen genau berechnet werden. Dazu ist die Kenntnis der zum Meßzeitpunkt gegebenen Satellitenposition mit entsprechender Genauigkeit erforderlich. Bei einer Signallaufzeit mit Lichtgeschwindigkeit führt ein Fehler in der Berechnung der Differenz zwischen den beiden Verbindungsstrecken Vergleichsstation-Satellit von 10 m bereits zu einem Fehler im Standvergleich von  $\sim 33$  ns. Daraus ist ersichtlich, daß auch bei der Verwendung von Synchronsatelliten infolge der dort vorhandenen Drift für genaue Zeitekalenvergleiche eine genaue Kenntnis der Satellitenposition erforderlich ist.

#### 3.2.4.1.1. Verwendung von Satelliten ohne Zeitnormale

In diesem Fall dient der Satellit mit seinen Empfangs- und Sendeeinrichtungen entweder zur Herstellung einer Funkverbindung zwischen räumlich weit entfernten Vergleichsstationen in einer Richtung, oder er erhält von einer am Boden befindlichen Zeitdienststation die Modulationssignale, um über seinen Sender einen großen Teil der Erdoberfläche mit Zeitzeichensendungen zu versorgen. Bisher wurden für solche Zwecke Synchronsatelliten verwendet, die in erster Näherung ihre Position gegenüber den Stationen auf der Erde beibehalten. Ohne Berücksichtigung der tatsächlichen Position lassen sich allerdings nur geringe Genauigkeiten erreichen.

1971 - 1973 wurden über den nahezu synchronen Satelliten ATS-3 (applicatione technology satellite) probeweise WWV-Zeitsignale zum Satelliten übertragen und von diesem auf 135,6 MHz ausgeendet. Beim Anbringen von rohen Korrekturen für Laufzeit, Satellitenbewegung und Ort können Zeitinformationen mit einer Unsicherheit von 1 ms weiträumig übertragen werden. Bei Verwendung der ebenfalls ausgeendeten Informationen über die genaue Position des Satelliten und seine Bewegung läßt sich unter Einbeziehung der Koordinaten für Sende- und Empfangsstation die Laufzeit berechnen. Damit wurde eine Unsicherheit in der Übertragung von Zeitinformationen von einigen 10 ns erreicht /86/.

Genauere Bestimmung der Bahnelemente, Verbesserungen in den Empfangseinrichtungen und Berücksichtigung des Atmosphärenmodells lassen eine Verringerung des Fehlers bei der Übertragung von Zeitinformationen um 1 bis 2 Größenordnungen als möglich erscheinen. Bei Mitbenutzung synchroner Nachrichtensatelliten für die Übertragung von Zeitzeichen erhält man eine ökonomische Variante, die zur Einstellung vieler gegenwärtig noch existierender terrestrischer Sender führen wird. Allerdings ist bei bisherigen Nachrichtensatelliten die Position nur unzureichend bekannt. Ein Vorschlag der ESA beinhaltet deshalb die Ausrüstung künftiger europäischer Nachrichtensatelliten mit Laserreflektoren zur genauen Bahnbestimmung.

#### 3.2.4.1.2. Verwendung von Satelliten mit Zeitnormalen

Die Übertragung von Zeitinformationen ist auch möglich unter Verwendung von Navigationssatelliten, die mit Atomfrequenznormalen ausgerüstet sind. Dazu gehören Satelliten des Transit-Systems, die sich auf polaren Kreisbahnen in einer Höhe von 1075 km bewegen mit einer Umlaufzeit von 107 min, und die Satelliten des im Aufbau befindlichen GPS-Systems (Global Positioning System), die verteilt auf 3 Bahnebenen die Erde in einer Höhe von  $\sim 20\,000$  km mit einer Umlaufzeit von 12 h umkreisen. Die ständige Änderung der Relativposition des umlaufenden Satelliten gegenüber einer Bodenstation führt zu einem charakteristischen Verlauf der Differenz zwischen dem Satellitenzeitsignal und der Zeitekala der Bodenstation, der in Abb. 22 unter Verwendung von [87] dargestellt ist (sog. Pseudoanfernung).

Als Maßzeitpunkt wird zweckmäßigerweise der Zeitpunkt der größten Annäherung gewählt. Der Satellit hat dann den höchsten Erhebungswinkel über der Bodenstation und damit ist auch der Refraktionseinfluß auf die Signallaufzeit am geringsten. Außerdem liegen die gemessenen Daten symmetrisch um diesen Punkt, und der Beitrag des Satellitenpositionsfehlers entlang dem Geschwindigkeitsvektor ist minimal, weil im genannten Punkt die Entfernungsänderung Null ist [88].

Da von den Navigationssatelliten zwangsläufig auch genaue Bahndaten ausgesendet werden und die Atomfrequenznormale der GPS-Satelliten, die täglich kontrolliert werden, eine hohe Zeitübertragungsgenauigkeit gewährleisten, können mit entsprechendem Aufwand

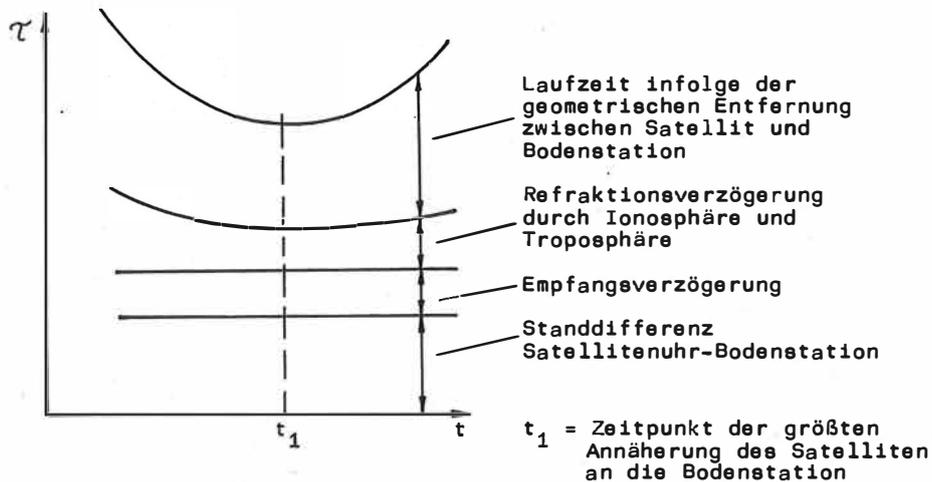


Abb. 22: Änderung Signallaufzeit Satellit - Bodenstation während eines Satellitendurchlaufs in Abhängigkeit von der Zeit

in der Bodenstation unter Verwendung der Satellitensignale relativ genaue Anschlüsse an internationale Zeitskalen erfolgen. Durch Empfang der Satellitenzeitzeichen und Datenaustausch ist auch der Zeitvergleich zwischen verschiedenen Bodenstationen möglich.

Erste Versuche mit dem Transitsystem wurden 1969 zur Synchronisation von 6 Stationen eines französischen Satellitenkontrollnetzes durchgeführt und ergaben eine Unsicherheit von  $20 \mu\text{s}$ . Inzwischen sind bedeutend bessere Ergebnisse erzielt worden. Bei globaler Uhrensynchronisation mittels Transit-Satelliten sind folgende Fehlerbeiträge zu erwarten [86]:

|                     |                      |
|---------------------|----------------------|
| Satellitenposition  | $\sim 75 \text{ ns}$ |
| Refraktion          | $\sim 30 \text{ ns}$ |
| Gravitationseinfluß | $10 \text{ ns}$      |

Durch Verwendung von Satelliten mit Atomfrequenznormalen wird sich der gegenwärtige Gang von  $200 \text{ ns}$  in 12 h wesentlich verringern. Eine Uhrensynchronisation mit einer Unsicherheit von  $100 \text{ ns}$  erscheint dann als möglich. Mit den GPS-Satelliten werden Unsicherheiten von bestenfalls  $10 \text{ ns}$  erreicht.

Alle Einwegmethoden beruhen darauf, daß man die Signallaufzeit zwischen zwei über Satelliten in einer Richtung verbundenen Bodenstation bzw. zwischen dem übertragenden Satelliten und der messenden Bodenstation berechnen kann. Leider ist diese Berechnung

mit einigen Unsicherheiten verbunden [89]:

1. Das Signal läuft nicht geradlinig durch die Ionosphäre, der Ausbreitungsweg ist eine Funktion der veränderlichen Elektronenverteilung.
2. Da auch die Ausbreitungsgeschwindigkeit in der Ionosphäre eine Funktion der Elektronenverteilung ist, kann sie sich entlang des Weges verändern.
3. Das Signal kann während der Ausbreitung seine Form ändern.
4. Die geographische Lage der Bodenstation muß genau bekannt sein.

Bei der Laufzeitberechnung wird von idealisierten Bedingungen (Homogenität und Isotropie des Mediums) ausgegangen. Die Frequenzabhängigkeit der Laufzeit in der Ionosphäre läßt sich durch Verwendung von zwei Meßfrequenzen recht gut berücksichtigen, da die Dispersion dem Quadrat der Frequenz umgekehrt proportional ist.

Infolge verbleibender Unsicherheiten in der Signallaufzeit, in der Kenntnis der Satellitenposition und bei uhrentragenden Satelliten infolge restlicher Uhrenfehler sind Einwegverfahren für höchste Genauigkeiten beim weltweiten Zeitvergleich nicht geeignet. Für eine weltweite Verbreitung von Zeitskalen mit Unsicherheiten zwischen einigen  $\mu\text{s}$  und bei entsprechendem Aufwand von bestenfalls 10 ns sind sie allerdings sehr gut einsetzbar.

#### 3.2.4.2. Zweiwegverfahren

Zeitvergleiche mittels Zweiwegverfahren über Satelliten setzen voraus, daß die Bodenstationen, zwischen denen der Vergleich erfolgt, sowohl über Sende- als auch über Empfangseinrichtungen verfügen.

Der Satellit S dient in diesem Fall mit seinen Sende- und Empfangseinrichtungen nur zur Herstellung der zweiseitigen Funkverbindung zwischen den Bodenstationen A und B (Abb. 23).

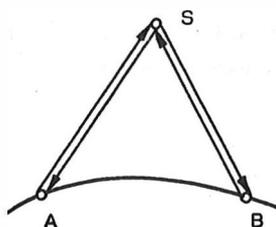


Abb. 23: Zweiweg-Satellitenverfahren

Infolge des wesentlich größeren technischen Aufwandes in den Bodenstationen werden Zweiwegverfahren auf eine begrenzte Anwenderzahl beschränkt bleiben. Außerdem können nach diesem Verfahren nicht beliebig viele Anwender gleichzeitig einen Zeitvergleich durchführen. Ihr Vorteil besteht darin, daß die bei dem Einwegverfahren aufgezeigten Probleme eliminiert werden. Bei praktisch gleichzeitiger Messung über einen Synchronsatelliten und isotropem Medium sind die Laufzeiten in beiden Richtungen gleich und heben sich im Meßergebnis auf, so daß auch die für die Laufzeitberechnung erforderlichen Koordinaten der Meßstation und die Position des Satelliten nicht benötigt werden.

Das Verfahren wird so durchgeführt, daß zum Zeitpunkt  $t_1$  von Station A ein Impuls ausgesendet wird, der über den Satelliten zur Station B übermittelt wird und dort nach einer

Laufzeit  $\tau_{AB}$  eintrifft. Zu einem benachbarten Zeitpunkt  $t_2$  wird ein Impuls von Station B ausgesendet und gelangt nach einer Laufzeit  $\tau_{BA}$  über den Satelliten zur Station A.  $t_1$  und  $t_2$  sollen Sekundenimpulse der zu vergleichenden Zeitskalen sein. In den Stationen werden Zeitintervallmesser mit den abgehenden Impulsen gestartet und mit den von der Gegenstation empfangenen gestoppt. Für die so gemessenen Zeitintervalle  $T_A$  und  $T_B$  erhält man entsprechend Abb. 24:

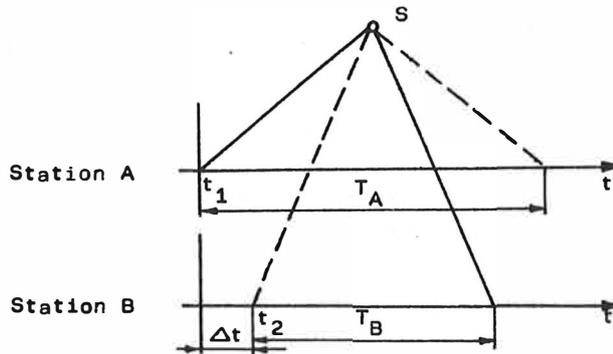


Abb. 24: Standdifferenzmessung mittels Zweiwegverfahren

$$(123) \quad T_A = \tau_{BA} + (t_2 - t_1) = \tau_{BA} + \Delta t$$

$$T_B = \tau_{AB} - (t_2 - t_1) = \tau_{AB} - \Delta t \quad \text{mit}$$

$$(124) \quad t_2 - t_1 = \Delta t .$$

Unter der Annahme  $\tau_{AB} = \tau_{BA}$  (näherungsweise erfüllt bei  $t_1 \approx t_2$ ) erhält man die gesuchte Standdifferenz  $\Delta t$  der zu vergleichenden Zeitskalen mit:

$$(125) \quad \Delta t = \frac{T_A - T_B}{2}$$

### 3.2.4.3. Zusammenstellung durchgeführter Satellitenexperimente

#### 3.2.4.3.1. Einwegverfahren

Tabelle 11 gibt einen Überblick über bisher durchgeführte Satellitenexperimente nach dem Einwegverfahren und dabei erzielte Ergebnisse.

Mit 3 geostationären Satelliten, die von einer Zeitdienestation auf der Erde gesteuert werden, könnte eine Zeitsignalverteilung im Einwegverfahren für mittlere Ansprüche für die gesamte Welt realisiert und eine Vielzahl terrestrischer Zeitdienste eingespart werden. Verfahren zur Zeitskalenverbreitung über Synchronsatelliten werden insbesondere von den USA verfolgt. Bis 1973 erfolgten Versuche über den Satelliten ATS-3, danach Zeitsignalsendungen über den Satelliten SMS-2, die in codierter Form auch Tag, Stunde, Minute, Sekunde sowie die Satellitenposition (Länge, Breite, Radius) enthalten.

Tab. 11: Zeitvergleiche über Einwegverfahren [88, 90, 91]

| Zeitraum             | Satellit        | Bahnhöhe (km)        | Ziel des Experimente, beteiligte Stationen                 | angegebene Unsicherheit   | Bemerkungen  |
|----------------------|-----------------|----------------------|--|---------------------------|--|
| Nov.-Dez. 1967       | ATS-1           | 36 000               | weltweites Zeitsynchronisationsexperiment                  | 10 bis 60 $\mu$ s         |  |
| Jan. 68 - April 1972 | GEOS-II         | A 1 480<br>P 1 100   | Zeitsynchron. von B weltweit verteilten Tracking-Stationen | 25 $\mu$ s                | Satellit mit Borduhr   |
| März-Okt. 1969       | TRANSIT         | 11 000               | Synchron. von 6 französ. Sat.-Kontrollstationen            | 20 $\mu$ s                | Satellit mit Borduhr   |
| 1970                 | Molnija         | stark exzentrl. Bahn | Zeitekalenvergleich SU - Frankreich                        | 10 $\mu$ s                |  |
| Febr.-Aug. 1971      | TACSAT<br>LES-6 | 36 000               | Uhrensynchronisation zw. a) Nord- u. Südamerika            | 150 $\mu$ s<br>25 $\mu$ s | Verwendung von<br>a) 2 Wochen alten<br>b) 12 h alten Bahnelementen |
| Ende 1971            | TIMATION II     | 926                  | Zeitsynchron.Experiment                                    | 1 $\mu$ s                 | Satellit mit Borduhr   |
| August 1971 bis 1973 | ATS-3           | 36 000               | exp. Zeit- u. Frequenzverbreitung                          | 50 $\mu$ s                |  |
| 1974                 | TRANSIT         | 1 000                | Synchron.-Experiment                                       | 75 ns                     | Satellit mit Borduhr   |
| April 1976           | NTS-1           | 13 000               | Zeitsynchron.-Exp. zw. einige USA, England, Australien     | 10 ns<br>einige 100 ns    | Satellit mit Borduhr nahe d. Zentraletat. weit entfernte Stationen |
| 1977/78              | SMS-2           | 36 000               | Zeiteignalausbreitung über Satelliten                      | 100 $\mu$ s               |  |

Ein Anschluß an die Zeitskala UTC (NBS) ist unter Verwendung von Spezialempfängern mit einer Unsicherheit von 100  $\mu$ s möglich. Durch bessere Gerätetechnik, bessere Bahninformationen und Verbesserung des Atmosphärenmodells wird eine Verringerung der Unsicherheit auf <100 ns für möglich gehalten [92].

Ein weiteres Projekt zur weltweiten Übertragung von Zeitinformationen, das vor allem auch erdnahe Satelliten mit den Zeitsignalen einer zentralen Bodenstation versorgen soll, verwendet zwei geostationäre TDRSS-Satelliten (tracking and data relay satellite system) [93]. In der Einwegvariante dieses Systems ist die Versorgung von Nutzern mit begrenzten Genauigkeitsforderungen (Unsicherheit 10 bis 1000  $\mu$ s) vorgesehen. Das TDRSS-System ist auch für das Zweiwegverfahren geeignet und erlaubt dann Unsicherheiten von <100 ns.

Ein relativ genauer Zeitvergleich nach der Einwegmethode ist zwischen Braunschweig und Wettzell unter der Verwendung der ranging-Signale des geostationären Satelliten METEOSAT geplant [95]. Diese Signale, die zur Positionsbestimmung des Satelliten durch Laufzeitmessung dienen, werden alle 3 h von der Bodenkontrollstation zum Satelliten gesendet (Trägerfrequenz 1,691 GHz, phasenmoduliert mit 160 kHz). Bei Voreynchronisation auf die halbe Periodendauer der Modulationsfrequenz ( $T/2 = 3,15 \mu\text{s}$ ) kann ein eindeutiges Ergebnis erzielt werden, wenn in beiden Vergleichestationen das Zeitintervall zwischen dem Sekundenimpuls der Stationsuhr und dem nächsten positiven Nulldurchgang des 160-kHz-Signals gemessen wird. Das entspricht dem bekannten TV-Verfahren, wobei der Satellit die Funktion des gemeinsamen Fernsehsenders übernimmt. Die Unsicherheit eines einzelnen Zeitvergleichs wird auf 30 bis 50 ns geschätzt.

Unter Verwendung uhrenbestückter Navigationssatelliten läßt sich eine weltweite Zeitsynchronisation mit einer Unsicherheit von  $\leq 100$  ns bei Verwendung des TRANSIT-Systems bzw.  $\geq 10$  ns bei Verwendung des NAVSTAR-Systems erreichen.

Im Oktober 1982 wurden von der SU die 3 Satelliten Kosmos 1413 - 1415 gestartet, die in ihren Bahndaten (Höhe 19 100 km, Bahnneigung  $64,8^\circ$ ) dem GPS-System entsprechen. Es ist zu prüfen, ob und in welchen Genauigkeitsgrenzen diese für Ortungszwecke gestarteten Satelliten zu Zwecken der Zeitekalenverteilung geeignet sind. Dazu ist es erforderlich, neben den Zeitsignalen die vom Satelliten ausgesendeten Bahndaten mit zu empfangen und auszuwerten.

In [94] wird dargestellt, daß eine Zeitsynchronisation zweier Stationen in 1000 km Entfernung mit einer Unsicherheit von 10 ns möglich ist, wenn nur die Zeitsignale eines gemeinsamen Durchganges eines hochfliegenden Satelliten (z. B. NAVSTAR-Satelliten) empfangen werden. Aus den geschätzten Bahnelementen zu Beginn des Durchganges und den empfangenen Zeitsignalen werden Bahnbogen des Satelliten und Zeitdifferenz zwischen den Stationen berechnet.

Bereits 1970 waren Einweg-Zeitskalenvergleiche mit MOLNIJA-Satelliten unter Verwendung der "Orbit"-Fernsehsignale zwischen der SU und Frankreich durchgeführt worden, wobei die Fernsehimpulse sowohl zur Zeitsynchronisation wie zur Bahnbestimmung des Satelliten aus den Messungen von 3 weit entfernten Stationen verwendet wurden. Die Meßunsicherheit beim Vergleich zweier 8000 km voneinander entfernter Stationen betrug  $10 \mu\text{s}$  [90]. Ähnliche Methoden der gleichzeitigen Bahnbestimmung über Trilaterationsverfahren wurden auch vom National Bureau of Standards untersucht.

Einwegverfahren zeichnen sich durch unbegrenzte Anwenderzahl, weltweite Versorgung der Anwender und geringeren technischen Aufwand beim Anwender aus. Sie erreichen nicht die hohe Meßgenauigkeit der Zweiwegverfahren.

### 3.2.4.3.2. Zweiwegverfahren

Tabelle 12 bestätigt die vorher getroffene Aussage, daß die geringste Meßunsicherheit mit Zweiwegsatellitenverfahren erreicht wird. Zur vollen Ausschöpfung der möglichen Meßgenauigkeit sind einige Randbedingungen zu beachten:

- Geräteverzögerungen (Sender, Empfänger) müssen genau bestimmt werden
- niedrigere Trägerfrequenzen (VHF) führen infolge geringerer Bandbreite und damit unzureichender Flankensteilheit bei Anwendung von Impulserverfahren zu Meßfehlern
- beim Bezug auf ein mit der Erde rotierendes Koordinatensystem sind relativistische Effekte zu beachten (SAGNAC-Effekt)
- geostationäre Satelliten führen eine nicht zu vernachlässigende Eigenbewegung aus (Laufzeitänderungen beim Zeitmultiplexbetrieb)
- Signalbeeinflussung durch Dispersion und Inhomogenität der Ionosphäre ist zu beachten. Dabei entstehende Signalverformungen können leicht zu Meßfehlern führen.

JESPERSEN [89] weist darauf hin, daß für die exakte Durchführung der Zweiwegmethode nur die Isotropie des Ausbreitungsmediums vorausgesetzt werden muß.

Bei dispersivem und inhomogenem Medium schlägt er vor, die auf beiden Stationen aufgenommenen Signale auf Magnetband zu speichern und aus beiden Aufzeichnungen durch Kreuzkorrelation die Standdifferenz zu bestimmen.

Nachfolgend soll auf einige neuere Experimente zum Zweiwegvergleich eingegangen werden.

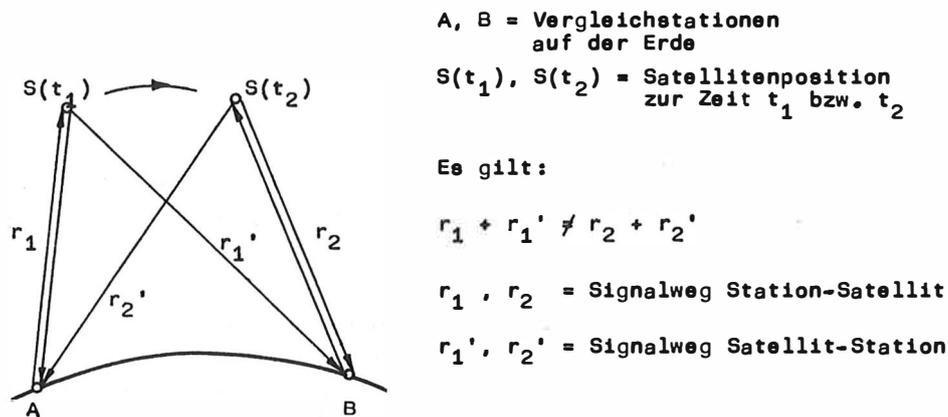
Seit Beginn der Experimente zur Zeitübertragung (Verteilung von Zeitinformationen an eine Vielzahl von Nutzern, Synchronisation weit entfernter Stationen) im Jahre 1962 ging die Initiative von den USA aus. Seit 1978 sind Aktivitäten in Japan zur Zeit- und Frequenzverteilung mit einem eigenen synchronen Nachrichtensatelliten [97] nach dem Einwegverfahren und seit 1976 in Europa zur Synchronisation nach Zweiwegmethoden mit höchster Genauigkeit festzustellen.

1976 fand ein Experiment mit dem Synchronesatelliten SYMPHONIE zwischen zwei Ce-Atomuhren in den Satellitenbodenstationen Raleting (BRD) und Pleumeur-Bodou (Frankreich) statt. Zur Beurteilung der Meßgenauigkeit erfolgten parallel dazu Zeitvergleiche über Atomuhrentransporte (Unsicherheit  $\approx 40$  ns) und LORAN-C (Unsicherheit  $\approx 150$  ns). Während die zufälligen Meßunsicherheiten des Satellitenzeitvergleiche nur wenige Nanosekunden betragen, trat infolge ungenau bestimmter Signallaufzeiten in den Bodenstationen ein systematischer Fehler von 80 bis 90 ns auf [98].

1979 wurden Experimente mit dem Synchronesatelliten SIRIO-1 durchgeführt mit dem Ziel, den Einfluß der Satellitenbewegung auf die Genauigkeit von Zweiweg-Synchronisationsverfahren im Zeitmultiplexbetrieb zu messen und zu analysieren [99]. Eine Station in der Nähe von Rom und eine zweite in Norditalien waren mit automatisch nachgeführten 17-m-Parabolspiegeln ausgerüstet. Wesentlicher Unterschied zu anderen Zweiwegzeitvergleichen war die zeitsequentielle Signalübertragung unter Verwendung von nur einem Nachrichtenkanal. Damit ist infolge der Eigenbewegung des Satelliten ein Unterschied im Signalweg von A nach B gegenüber B nach A zu berücksichtigen (Abb. 25).

Tab. 12: Zeitskalenvergleiche über Zweiwegverfahren

| Zeitraum          | Satellit  | Bahnhöhe<br>(km)   | Ziel des Experiments,<br>beteiligte Stationen                                    | angegebene<br>Unsicherheit | Bemerkungen  |
|-------------------|-----------|--------------------|--|----------------------------|--|
| Aug. 1962         | TELSTAR   | A 4 800<br>P 800   | Uhrenvergleich England-<br>USA (Washington)                                      | 1 $\mu$ s                  |  |
| Febr. 1965        | Relay II  | A 4 800<br>P 1 400 | Uhrenvergleich Japan-USA<br>(USNO)   | 0,1 $\mu$ s                |  |
| Juni-Juli<br>1967 | ATS-1     | 36 000             | Uhrenvergleich innerhalb<br>der USA  | 5 $\mu$ s                  |  |
| Febr. 1970        | DSCS      | 36 000             | USA-Exp. zum Ersatz milit.<br>Uhrentransporte                                    | 0,1 $\mu$ s                |  |
| Juni-Juli<br>1972 | ATS-3     | 36 000             | Zeitsynchronisationsexperiment<br>auf C-Band-Trägerfrequenz<br>innerhalb der USA | 50 ns                      |  |
| Aug. 1975         | ATS-1     | 36 000             | Zeitvergleich Japan-USA  | 10 ns<br>1 bis 2 ns        | geschätzte absolute Meß-<br>unsicherheit<br>relative Meßunsicherheit   |
| Dez. 1976         | SYMPHONIE | 36 000             | Zeitvergleich BRD-Frankreich   | 80 bis 90 ns<br>5 ns       | große system. Unsicherheiten<br>infolge ungenau best. Lauf-<br>zeiten in den Bodenstationen,<br>zufällige Meßunsicherheit nur<br>einige ns<br>relat. Unsicherheit einzelner<br>Messungen (ohne system.<br>Fehleranteile) |
| 1978/79           | HERMES    | 36 000             | Zeitvergleich USA/Kanada   | ns-Bereich                 | 1,5 bis 16 ns mit 1-s-Impulsen   |
| 1978/80           | SYMPHONIE | 36 000             | Zeitvergleich Kanada/Frankr.   |                            | 0,2 ns mit 1-MHz-Frequenz  |
| März-Juni         | SYMPHONIE | 36 000             | Zeitvergleich China/BRD<br>und China intern                                      | 29 ns<br>70 ns             |  |
| 1979              | SIRIO-1   | 36 000             | Untersuchung der Zeitübertra-<br>gung nach dem Zeit-Multiplex-<br>Verfahren      | 5 bis 10 ns                |  |



A, B = Vergleichstationen  
auf der Erde

$S(t_1), S(t_2)$  = Satellitenposition  
zur Zeit  $t_1$  bzw.  $t_2$

Es gilt:

$$r_1 + r_1' \neq r_2 + r_2'$$

$r_1, r_2$  = Signalweg Station-Satellit

$r_1', r_2'$  = Signalweg Satellit-Station

Abb. 25: Zweiwegverfahren im Zeit-Multiplex-Betrieb

Jede Station empfing neben dem Signal der Gegenstation auch das vom Satelliten zurückgesendete eigene Signal. Es wurden Sekundenimpulse verwendet.

Zur Bestimmung der Zeitkalendrierung zwischen beiden Stationen muß die einfache Beziehung

$$(125) \quad \Delta t = \frac{T_A - T_B}{2}$$

um einen Term erweitert werden, der die Satellitenbewegung zwischen den unterschiedlichen Meßzeiten berücksichtigt:

$$(126) \quad \Delta t = \frac{T_A - T_B}{2} + \frac{(r_2 + r_2') - (r_1 + r_1')}{2c} \quad \text{mit } c = \text{Lichtgeschwindigkeit.}$$

Unter der Voraussetzung, daß  $(t_2 - t_1)$  klein ist, gilt in guter Näherung

$$(127) \quad r_2' = r_1 + r_{A^0} (t_2 - t_1)$$

$$r_1' = r_2 + r_{B^0} (t_1 - t_2) \quad \text{mit } r_{A^0}, r_{B^0} = \text{Entfernungänderung des Satelliten bez. der Station A bzw. B}$$

Aus der Zeitregistrierung vom Sendezeitpunkt des Meßimpulses und der zusätzlichen Registrierung des Ankunftszeitpunktes nach Reflexion am Satelliten in jeder Station lassen sich Pseudoentfernungen  $\bar{r}_1(t_1)$  und  $\bar{r}_2(t_2)$  zum Satelliten sowie die Zeitpunkte  $t_1$  und  $t_2$  berechnen. Die Entfernungänderung kann man dann aus einer Folge von Synchronisationsmessungen in folgender Weise abschätzen:

$$(128) \quad r_{A^0} = \frac{\bar{r}_1(t_1)_{n+1} - \bar{r}_1(t_1)_n}{(t_1)_{n+1} - (t_1)_n}, \quad r_{B^0} = \frac{\bar{r}_2(t_2)_{n+1} - \bar{r}_2(t_2)_n}{(t_2)_{n+1} - (t_2)_n}$$

Daraus erhält man für die gesuchte Zeitekalendrierung

$$(129) \quad \Delta t = \frac{T_A - T_B}{2} + \frac{r_A^0 + r_B^0}{2c} (t_2 - t_1) .$$

Wie bei allen Präzisionszeitvergleichen über Synchronsatelliten muß der Einfluß relativistischer Effekte infolge der Erdrotation berücksichtigt werden (SAGNAC-Effekt). Diese Korrektur [99] hat den Betrag

$$(130) \quad \epsilon = \frac{2 \omega \cdot A}{c^2} \quad \text{mit} \quad \begin{array}{l} \omega = \text{Rotationsgeschwindigkeit} \\ c = \text{Lichtgeschwindigkeit} \\ A = \text{projizierte Fläche der Anordnung aus Satellit} \\ \quad \text{und Erdstationen auf die Äquatorebene.} \end{array}$$

Die Verhältnisse sind in Abb. 26 dargestellt.

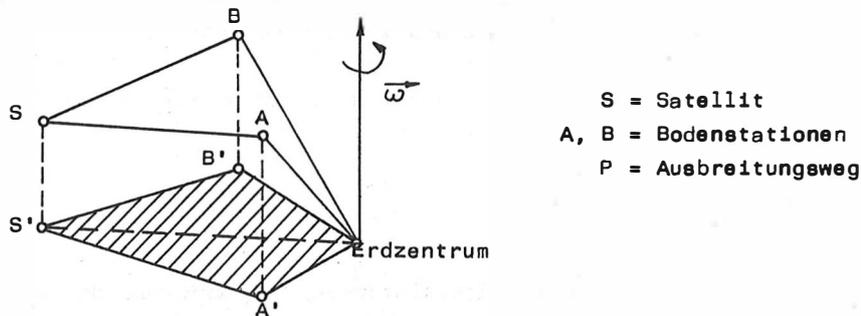


Abb. 26: Skizze zur Berechnung des Sagnac-Effektes

Das Vorzeichen dieser Korrektur erhält man aus der relativen geographischen Länge der Stationen. Es gilt:

$$(131) \quad t (\text{Uhr im Osten}) - t (\text{Uhr im Westen}) = t (\text{gemein}) - \frac{2 \omega A}{c^2}$$

Im SIRIO-1-Experiment betrug dieser Effekt 15 ns.

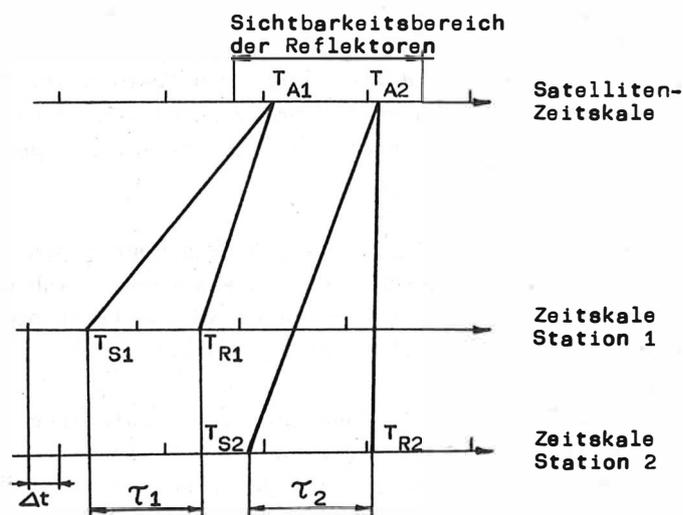
Die Unsicherheiten der Messungen ergaben nach ersten Berechnungen 5 bis 10 ns. Es wird eingeschätzt, daß die Genauigkeit im wesentlichen von den Verzögerungsmessungen in den Bodenapparaturen abhängt.

Bei Zweiwegvergleichen zwischen den USA, Kanada und Frankreich über die geostationären Satelliten HERMES und SYMPHONIE, die zwischen 1978 und 1980 durchgeführt wurden [100], waren z. B. folgende relativistische Korrekturen zu berücksichtigen:

|               |              |          |
|---------------|--------------|----------|
| USNO (USA)    | - NBS (USA)  | 75,5 ns  |
| NRC (Kan.)    | - NBS (USA)  | 67,6 ns  |
| PPS (Frankr.) | - NRC (Kan.) | 168,2 ns |

Bei letztgenannten Experimenten lagen die zufälligen Fehler zwischen  $\sigma = 1,5$  ns und  $\sigma = 16$  ns bei Verwendung von 1-s-Signalen ungenügender Flankensteilheit ( $t = 200$  ns) und bei  $\sigma = 0,2$  ns bei Verwendung ausreichend steiler 1-MHz-Signale.

Bei allen bisher dargestellten Satellitenverfahren wurden die Zeitsignale Trägerfrequenzen im Bereich zwischen einigen 100 MHz und einigen GHz aufmoduliert. Infolge des mit zunehmender Frequenz abnehmenden Ionosphäreinflusses werden in modernen Systemen Mikrowellen verwendet. Zur Erzielung geringster Meßunsicherheiten in der Größenordnung von 1 ns und weniger wurde ein Experiment geplant, das unter Verwendung des geostationären Satelliten SIRIO-2 zur Signalübertragung Laserimpulse verwendet. Die dafür gewählte Bezeichnung LASSO bedeutet "laser synchronization from stationary orbit". Die Bodenstationen, zwischen denen der Zeitskalenvergleich erfolgen soll, senden ihre Laserimpulse zum Satelliten. Im Satellit wird die Ankunftszeit der Impulse registriert. Dazu ist er mit einem Quarzoszillator und einer elektronischen Zeitmeßeinrichtung (Meßunsicherheit 1 ns oder besser) ausgerüstet. Gleichzeitig werden die Laserimpulse vom Satelliten reflektiert und von der aussendenden Bodenstation wieder empfangen. In den Bodenstationen wird die Laufzeit der Impulse zum Satelliten und zurück gemessen und daraus unter Einbeziehung der geographischen Stationekoordinaten, der Satellitenposition und der Erdrotation die Einweglaufzeit berechnet. Aus den Daten der Bodenstation und der Satellitenregistrierung läßt sich die Differenz der zu vergleichenden Zeitskalen berechnen. Abb. 27 veranschaulicht das Meßprinzip [101]:



**Abb. 27:** Meßprinzip des LASSO-Experimentes

- $T_{S1}, T_{S2}$  = Sendezzeiten der Laserimpulse in Station 1 bzw. 2
- $T_{A1}, T_{A2}$  = Ankunftszeiten der vom Satelliten reflektierten Laserimpulse in Station 1 bzw. 2
- $\tau_1, \tau_2$  = Laufzeiten der Laserimpulse von Station 1 bzw. 2 zum Satelliten und zurück
- $\Delta t$  = Zeitskalendifferenz zwischen Station 1 und 2

Für die gesuchte Zeitskalendifferenz  $\Delta t$  erhält man [101]:

$$(132) \quad \Delta t = \frac{T_{S2} - T_{S1}}{2} + \frac{T_{R2} - T_{R1}}{2} + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) - (T_{A2} - T_{A1})$$

mit  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  = Korrekturterme, abhängig von den Stations- und Satellitenpositionen.

Bei der Durchführung der Messungen ist zu beachten, daß der Satellit rotiert. Deshalb müssen die Bodenstationen ihre Laserimpulse synchron zur Satellitenbewegung innerhalb eines Zeitfensters von 70 ns aussenden. Die Unsicherheit des Zeitkalenvergleiche wird in Abhängigkeit von der Zahl der Messungen folgendermaßen eingeschätzt:

**Tab. 13:** Meßuneicherheit in Abhängigkeit von der Zahl der Messungen

| Zahl der Messungen | Meßuneicherheit |
|--------------------|-----------------|
| 1                  | $\sqrt{3,6}$ ns |
| 15                 | $\sqrt{1,3}$ ns |
| 30                 | $\sqrt{1}$ ns   |

Zur weiteren Erhöhung der Meßgenauigkeit soll für spätere Experimente die Gerätetechnik im Satelliten wesentlich verbessert werden durch Einsatz schnellerer Fotodioden, Erhöhung der Auflösung des Digitalchronometers auf 10 ps, Ersatz des Quarzoszillators durch ein Rb- oder Ce-Atomfrequenznormal.

Der Beginn des LASSO-Experiments wird sich durch den Absturz der Trägerrakete "Ariane" im September 1982 vermutlich um ein bis zwei Jahre verschieben. Eine Beteiligung des ZIPE in Zusammenarbeit mit dem ASMW am Experiment ist vorgesehen, entsprechende Vorbereitungen sind erfolgt.

In neueren Experimenten zur Zeit-, Frequenz- und Datenübertragung zwischen VLBI-Stationen über geostationäre Satelliten werden zum Zeitekalenvergleich dem Mikrowellenträger anstelle von Impulsen phasenkohärente Frequenzen aufmoduliert bzw. die Mikrowellenträgerfrequenzen selbst zu Phasenvergleichsmessungen benutzt [102].

Ein 1978 gestartetes Experiment zur Prüfung der Leistungsfähigkeit des Verfahrens unter Verwendung einer Zweiwegverbindung zwischen einer Bodenstation und dem Satelliten OTS-2 auf den Frequenzen 14 GHz/11,5 GHz zeigte, daß eine solche Verbindung über einen Zeitraum von 10 bis 1000 s in den Grenzen von  $<10$  ps stabil blieb. Damit sind Frequenzvergleiche mit einer Unsicherheit von  $10^{-14}$  in 1000 s und  $<10^{-15}$  in 24 h möglich [103]. Eine mögliche Stabilität der Satellitenverbindung unter Verwendung des Phasenvergleichsverfahrens von  $10^{-16}$  über 24 h übersteigt auch die Leistungsfähigkeit eines H-Messers nach etwa  $10^4$  s, die eines Rb-Normals bereite nach einigen 10 s. Als einschränkende Faktoren für die tatsächlich erreichbare Genauigkeit treten begrenztes Signal-Rausch-Verhältnis der Verbindung, instrumentelle Änderungen, Effekte des Ausbreitungsmediums und frequenzumsetzender Oszillatoren in den Satelliten auf. Unter Verwendung des CTS-Satelliten wurden 1979 weitere Experimente nach der schmalbandigen phasenkohärenten Vergleichsmethode begonnen, die eine Stabilität der Satellitenverbindung über 10 min von etwa 35 ps und über 24 h von  $\pm 5$  ns zeigten [102]. Zur Eliminierung des Einflusses der Satellitenbewegung wurden die phasenkohärenten Vergleichssignale zu gleichen Zeiten von Station A über Satellit nach B und umgekehrt gesendet. Die Leistungsgrenzen der Satellitenver-

bindung werden besonders im Langzeitbereich damit noch nicht erreicht. Als wesentliche Quelle werden Phasenänderungen in der Sende- und Empfangselektronik der Bodenstation angesehen. Die Versuche sollen unter Verwendung des Satelliten ANIK-B fortgesetzt werden. Zur Auflösung der Vieldeutigkeit der Zeitvergleiche nach Phasenvergleichsverfahren müssen zusätzliche Maßnahmen getroffen werden, wie z. B. die zusätzliche Übertragung einiger Einzelfrequenzen, die innerhalb der normalen Übertragungsbandbreite des Satelliten (100 MHz) geeignet verteilt werden.

Ein weiteres Experiment zum weltweiten Präzisionszeit- und -frequenzvergleich ist mit der Raumfähre "Space Shuttle" für etwa 1985 geplant [104]. Es sollen die Möglichkeiten des Frequenzvergleichs primärer Normale mit einer Unsicherheit von nur  $10^{-14}$  und der Übertragung von Zeitinformationen mit einer Unsicherheit von 1 ns und darunter nachgewiesen werden. Von besonderer Bedeutung ist, daß die Messungen mit einem Mikrowellensystem und mit einem Lasersystem erfolgen. Das sehr genaue Laserverfahren, das allerdings den Nachteil der Abhängigkeit von den Witterungsbedingungen hat, soll zur Eichung des Mikrowellensystems dienen. Die Laserimpulse werden von den Bodenstationen ausgesendet, vom Space-Shuttle reflektiert und auch zeitlich registriert. Die Borduhr der Raumfähre wird von einem H-Maser gesteuert. Das Mikrowellensystem verwendet 3 kontinuierliche phasenkohärente Trägerfrequenzen im S-Band für Einweg- und Zweiweg-DOPPLER-Messungen. Der DOPPLER-Effekt 1. Ordnung sowie Störungen durch die Signalausbreitung sollen durch eine geeignete Kombination der Signale ausgeschaltet werden. Eine Zeitkodemodulation der Trägerfrequenzen ermöglicht die Übertragung von Zeitinformationen.

#### 3.2.4.4. Zusammenfassung

Die terrestrischen Verfahren zur Verbreitung und zum Vergleich von Zeitskalen sind durch Unsicherheiten in der Signalausbreitung bzw. durch geringe Bandbreiten in ihrer Genauigkeit begrenzt.

Verfahren zur Zeitskalenverbreitung und zum genauen Vergleich von Zeitskalen mit Unsicherheiten  $\leq 1$  ns basieren auf der Anwendung künstlicher Erdsatelliten. So könnten mit insgesamt 3 geostationären Satelliten alle Anwender auf der Erde mit einer einheitlichen Zeitskala versorgt werden. Eine weitere Möglichkeit zur weltweiten Zeitübertragung wäre die Auswertung der von den Navigationsatelliten ausgesendeten Zeit- und Bahninformationen. Alle Einwegverfahren beinhalten die Notwendigkeit der genauen Laufzeitberechnung der Signale unter Berücksichtigung von Positionskoordinaten des Satelliten, Stationskoordinaten, Atmosphärenmodell, Geräteverzögerungen. Ihre Leistungsfähigkeit ist begrenzt auf verbleibende Unsicherheiten von  $\geq 10$  ns. Bei geringerem Aufwand liegen diese Werte bedeutend höher (Mikrosekunden bis Millisekunden).

Mit den gerätetechnisch bedeutend aufwendigeren Zweiwegverfahren, die zum Zeitskalenvergleich zwischen weit entfernten Stationen verwendet werden, sind Meßunsicherheiten von 1 ns erreichbar. Durchgeführte Experimente deuten darauf hin, daß die Stabilität von Satelliten-Zweiwegverfahren über Mikrowellen weitaus höher sein kann. Die besten Ergebnisse des Zeitskalenvergleichs werden vermutlich mit der Übertragung von Laserimpulsen erreicht, da hier die geringsten systematischen Fehleranteile auftreten.

### 3.3. Vergleich und Übertragung von Normalfrequenzen

Die Bereitstellung und der meßtechnische Vergleich von Frequenzen lassen sich innerhalb eines Labors mit höchster Genauigkeit durchführen [69]. Bei der Übertragung bzw. dem Vergleich von Frequenzen zwischen räumlich weit entfernten Laboren verursachen Laufzeitschwankungen auf der Übertragungsstrecke Genauigkeitsverluste, die meßtechnisch nur durch Erhöhung der Meßzeit ausgeglichen werden können.

#### 3.3.1. Normalfrequenzübertragung über Rundfunksender

Grundeätzlich bestehen zwei Möglichkeiten der Übertragung:

1. Die Normalfrequenz wird dem Träger aufmoduliert.
2. Die Normalfrequenz stabilisiert den Träger.

Während die erste Methode nach 1930 in verschiedenen Ländern verwendet wurde, arbeiten alle gegenwärtigen Normalfrequenzsender nach der zweiten Methode.

Vom Verbraucher kann die übertragene Normalfrequenz entweder zur automatischen Nachsteuerung lokaler Sekundärnormale oder zur Kontrolle von Frequenznormalen über eine Registrierung der Phasendifferenz verwendet werden. Entsprechend den unter 3.2.1. angedeuteten Besonderheiten der Wellenausbreitung in den verschiedenen Frequenzbereichen ist mit unterschiedlich großen Phasenschwankungen zu rechnen. Damit werden bei vorgegebener Meßzeit unterschiedliche Werte für die Meßunsicherheit beim Normalfrequenzvergleich erreicht. Unter der Annahme einer Meßzeit von 1 Tag ( $\approx 10^5$  s) ist in den verschiedenen Frequenzbereichen mit folgender Meßunsicherheit zu rechnen:

Kurzwellenbereich bis zu  $10^{-7}$  über große Entfernungen

Lang- und Längswellenbereich etwa  $1 \cdot 10^{-11}$ .

Weitere Ausführungen sind in [105] enthalten.

#### 3.3.2. Normalfrequenzübertragung über das Fernsehnetz

Die hohe Laufzeitkonstanz bei der Signalübertragung über Richtfunkstrecken und Fernsehsender war bei der Entwicklung des Verfahrens zum Zeitskalenvergleich mit Bildsynchronimpulsen (3.2.3.) durch Schleifenmessungen auf dem Gebiet der DDR nachgewiesen worden. Zur Nutzung dieser Möglichkeit zur Normalfrequenzübertragung mußte noch ein Weg gefunden werden, um Normalfrequenzen völlig kompatibel zum Fernsehsignal übertragen zu können. Vom Autor wurde die Verwendung der Zeilensynchronimpulse als Träger der Normalfrequenz vorgeschlagen [82]. Die bereits Ende 1966 durchgeführten Versuche über das Fernsehnetz der DDR stellten weltweit die erste Nutzung eines Fernsehnetzes zur Normalfrequenzübertragung dar. Erst einige Jahre später (Anfang der 70er Jahre) wurde auch in den USA das dortige Fernsehnetz für die Normalfrequenzübertragung verwendet.

##### 3.3.2.1. Verwendung der Zeilensynchronimpulse des Fernsehsignals [105]

Die Schleifenmessungen hatten ergeben, daß bei der Signalübertragung über Richtfunkstrecken und Fernsehsender im Gebiet der DDR nur Laufzeitschwankungen von höchstens 0,1 s auftreten. Außerdem wurde erkannt, daß die Frequenz der Zeilensynchronimpulse von 15625 Hz eine Subharmonische von 1 MHz ist. Mit Hilfe von 6 Frequenzverdopplerstufen läßt sich auf einfache Weise aus der Zeilenfrequenz eine Normalfrequenz von 1 MHz gewinnen ( $15625 \text{ Hz} \cdot 2^6 = 1 \text{ MHz}$ ). Wenn also der Taktgeber im zentralen Fernsehstudio mit einer Normalfrequenz synchronisiert wird, dann kann aus jedem handelsüblichen Fernsehempfänger

oder auch aus einer abgerüdeten Variante (HF-, ZF-Teil, Amplitudensieb) die Zeilenfrequenz als Normalfrequenz entnommen werden und mit einfachen Mitteln auf eine "gerade" Frequenz von z. B. 1 MHz gebracht werden. In einem ersten Versuch wurde der Taktgeber in Adlershof mit einem Präzisionsquarzgenerator synchronisiert [106].

In Potsdam wurden mit einem Fernsehempfänger die Sender Berlin, Schwerin, Leipzig und Dresden empfangen. Die vervielfachte Zeilenfrequenz wurde mit einem lokalen Quarzgenerator verglichen. Durch geeignete Verstimmung des Steuerquarzes in Adlershof betrug die Schwebungsfrequenz zwischen Laboroszillator und vervielfachter Zeilenfrequenz 10 s bei 100 kHz. Auf diese Weise konnte sehr bequem mit einem Digitalzähler und angeschlossenen Meßwertdrucker die Periodendauer der Schwebungsfrequenz gemessen werden. Durch Messung über 10 Schwebungsperioden wurde über Meßzeiten von 100 s integriert. Es wurden hervorragende Ergebnisse erzielt. Im Nahbereich (Sender Berlin) betrug die Meßunsicherheit über 100 s nur  $\pm 3 \cdot 10^{-10}$ . Damit wurden alle bis dahin bekannten Verfahren übertroffen. Außerdem ist dieses Verfahren sehr ökonomisch. Im Vergleich zur ursprünglich vorgesehenen Errichtung eines Längstwellensenders für die DDR betragen die Kosten für die Einführung des Fernsehverfahrens nur Bruchteile dieser Variante. Vom Mai bis Juli 1969 wurde zur Einführung des Verfahrens unter Leitung des Autors ein Großversuch zur Normalfrequenzübertragung durchgeführt, an dem die Hauptinteressenten beteiligt waren [107].

Unter Hinweis auf die in [107] enthaltene ausführliche Diskussion der Meßergebnisse soll hier nur zusammenfassend festgestellt werden, daß der Großversuch folgendes ergab:

1. Die Unsicherheit des Normalfrequenzvergleiches bei der Übertragung über das Fernnetz beträgt bei einer Meßzeit von 100 s höchstens einige  $10^{-10}$  bzw. bei einer Meßzeit von 1000 s höchstens einige  $10^{-11}$ .
2. Es gibt im Laufe eines Tages genügend Sendungen, die vom zentralen Taktgeber synchronisiert werden (siehe Abb. 3 in [107]).

Die zweite Feststellung ist Anlaß, auf eine Einschränkung des Verfahrens hinzuweisen. Bei Sportübertragungen oder bei Übernahme von Interviewsendungen kann keine Steuerung durch den zentralen Taktgeber und damit keine Normalfrequenzübertragung erfolgen.

Beim Abspielen von Fernsehaufzeichnungen sind die auftretenden Schwankungen so groß, daß die Bedingungen einer Normalfrequenzübertragung nicht erfüllt sind. Außerdem konnte festgestellt werden, daß bei wechselndem Bildinhalt etwa größere Phasenschwankungen auftreten. Deshalb ist es am günstigsten, für Normalfrequenzvergleiche die täglichen Testbildsendungen (konstanter Bildinhalt) auszuwählen. Die Angaben des ASMW über die tägliche Abweichung der ausgesendeten Normalfrequenz, die in der Fachzeitschrift "radio fernsehen elektronik" ständig veröffentlicht werden, beziehen sich ebenfalls auf eine Zeit während der Aussendung des Testbildes (13.05 bis 13.15 UTC) (Abb. 28). Das Verfahren wird, nachdem ein mehrjähriger Probetrieb erfolgte, seit 1976 vom ASMW für die Aussendung von Normalfrequenzen in der DDR genutzt.

In Ergänzung zum vorliegenden Verfahren wurde in [108] eine weitere Möglichkeit patentrechtlich abgesichert. Der dort formulierte Anspruch beinhaltet, daß bei Stereosendungen eine aus der zu übertragenden Normalfrequenz abgeleitete Sinusfrequenz von 19 kHz als Pilotfrequenz ständig mit der Tonmodulation über die UKW-Sender mit abgestrahlt und an den UKW-Empfängern mit bekannten Mitteln wieder getrennt wird. Die zunehmende Zahl von Stereosendungen würde eine weitaus größere zeitliche Oberdeckung mit Normalfrequenzsendungen ermöglichen. Gegenwärtig scheitert eine solche Variante an der begrenzten Bandbreite der Übertragungstrecken vom Studio zu den Sendern, die nur eine

## Normalzeit- und Normalfrequenzaussendungen vom 16. 2. bis 15. 3. 1982

Herausgegeben vom ASMW-Fachgebiet Zeit und Frequenz

Die Mitteilungen beziehen sich auf die gemäß TGL 31542/03 in Übereinstimmung mit der Verordnung über die Festlegung der Normalzeit in der DDR vom 30. September 1977 (GBl. I, Nr. 31, S. 346) vom staatlichen Etalon für Zeit- und Frequenz gesteuerten Aussendungen von Zeitmarken und Zeitinformationen sowie auf Normalfrequenzaussendungen.

### 1. Normalzeit der DDR über Zeitzeichenaussendungen des Senders „Stimme der DDR“, 182 kHz

Unsicherheit der Aussendung vom Sender:

$$|\text{Normalzeit der DDR} - \text{Zeitzeichen}| \leq 0,0001 \text{ s}$$

Bei den anderen DDR-Rundfunksendern beträgt diese Unsicherheit infolge der unterschiedlichen Laufzeiten zum Sender  $-0,0005$  bis  $+0,005$  s

### 2. UTC(DDR) über Zeitzeichenaussendungen des Senders V3S 4525 kHz

Unsicherheit der Aussendung vom Sender:

$$|\text{UTC(DDR)} - \text{Zeitzeichen V3S}| \leq 0,0001 \text{ s}$$

Information über UT i. – UTC = DUT 1 + dUT 1

| Zeitraum       | DUT 1            | dUT 1             |
|----------------|------------------|-------------------|
| 15. 2. – 2. 3. | $-0,1 \text{ s}$ | $0,00 \text{ s}$  |
| 3. 3. – 9. 3.  | $-0,1 \text{ s}$ | $-0,02 \text{ s}$ |
| ab 10. 3.      | $-0,1 \text{ s}$ | $-0,04 \text{ s}$ |

### 3. Aussendung von Synchronimpulsen des Fernsehens der DDR

| Datum  | Aussendungszeit des 1. Bildimpulses nach $13^{\text{h}} 15^{\text{min}} 00^{\text{s}}$ UTC vom Fernsehturm Berlin (Kanal 5) $13^{\text{h}} 15^{\text{min}} 00^{\text{s}}$ | mittl. Abweichung der Zeilenfrequenz zwischen $13^{\text{h}} 05^{\text{min}}$ und $13^{\text{h}} 15^{\text{min}}$ UTC<br>$\Delta f/f$ in $10^{-10}$ |
|--------|---|---|
| 16. 2. | +0,003 046 8  | +0,1  |
| 17. 2. | +0,003 046 7  | +0,1  |
| 18. 2. | +0,003 046 6  | +0,5  |
| 19. 2. | +0,002 912 3  | +0,1  |
| 20. 2. | +0,002 912 2  | 0,0   |
| 21. 2. | +0,002 912 1  | -0,1  |
| 22. 2. | +0,018 901 7  | -0,3  |
| 23. 2. | +0,002 901 2  | +0,1  |
| 24. 2. | +0,002 871 6  | -0,4  |
| 25. 2. | +0,002 868 4  | — <sup>1)</sup>   |
| 26. 2. | +0,002 664 0  | nicht stabilisiert  |
| 27. 2. | +0,002 664 3  | +0,2  |
| 28. 2. | +0,002 664 1  | 0,0   |
| 1. 3.  | +0,002 529 3  | 0,0   |
| 2. 3.  | +0,018 534 1  | +1,0  |
| 3. 3.  | +0,018 510 7  | -0,2  |
| 4. 3.  | +0,018 379 4  | 0,0   |
| 5. 3.  | +0,018 379 4  | -0,3  |
| 6. 3.  | +0,018 382 6  | -0,1  |
| 7. 3.  | +0,018 382 5  | -0,2  |
| 8. 3.  | +0,018 379 1  | +0,5  |
| 9. 3.  | +0,018 379 0  | +0,1  |
| 10. 3. | +0,018 379 0  | -0,1  |
| 11. 3. | +0,018 370 2  | -0,1  |
| 12. 3. | +0,018 370 2  | +0,1  |
| 13. 3. | +0,018 373 5  | — <sup>1)</sup>   |
| 14. 3. | +0,018 373 4  | +0,2  |
| 15. 3. | +0,017 719 8  | +0,2  |

<sup>1)</sup> Phasensprünge durch Programmumschaltung

radio fernsehen elektronik 31 (1982) H.5

Abb. 28: Monatliche Veröffentlichung von Korrekturwerten zur Normalfrequenzübertragung in radio fernsehen elektronik

Modulationsfrequenz von max. 15 kHz zulassen. Deshalb wird der Pilotton mit einfachen Oszillatoren im jeweiligen Sender erzeugt.

Im Zeitalter des Satellitenfernsehens wird das Verfahren aber wieder interessant. Es dürfte kein Problem sein, einem für die Versorgung der DDR installierten geostationären Satelliten eine Normalfrequenz von einer Bodenstation aus zu übermitteln, die dann für alle dort untergebrachten Fernseh- und UKW-Rundfunksender zur Normalfrequenzübertragung verwendet werden kann. Ein beim Nutzer befindlicher Normalfrequenzempfänger könnte selbsttätig alle UKW-Sender abfragen und jeweils einen Sender einfangen, der den Stereopilotton und damit eine Normalfrequenz aussendet.

### 3.3.2.2. Normalfrequenzübertragung mittels Farbtägersubfrequenz bzw. Übertragung von 1-MHz-Schwingungen in Austastlücken

In den USA wird die bei Farbsendungen mit ausgestrahlte Farbtägersubfrequenz von etwa 3,58 MHz aus einer Normalfrequenz abgeleitet ( $5 \text{ MHz} \cdot 63/88 = 3,57954 \text{ MHz}$ ). Am Empfangsort wird durch Frequenzsynthese aus einem lokalen Frequenznormal ebenfalls eine solche Frequenz gewonnen und ein Phasenvergleich mit der aus dem Fernsehsignal gewonnenen Frequenz durchgeführt. Der zeitliche Verlauf der Phasendifferenz wird aufgezeichnet [109]. Die bereits bei den Messungen in der DDR festgestellte Meßunsicherheit von  $10^{-11}$  in 1000 s wurde bestätigt. Das in der DDR verwendete Verfahren ist einfacher, allerdings ist infolge der in den USA verwendeten Norm der Zusammenhang zwischen der Zeilenfrequenz und einer "geraden" Frequenz (z. B. 1 MHz) komplizierter, so daß hier die Verwendung der Zeilensynchronisation keinen Vorteil bringen würde.

In einem weiteren Verfahren wird die Vertikalaustastlücke im Fernsehsignal verwendet, um Zeit- und Frequenzinformationen zu übertragen. So werden einige Schwingungen einer 1-MHz-Frequenz jeweils zwischen dem 1. und 2. Ausgleichsimpuls vor dem Bildsynchronimpuls untergebracht, während zwischen 2. und 3. Ausgleichsimpuls die Zeit in kodierter Form übertragen wird [110]. Mit der übertragenen 1-MHz-Frequenz kann ein lokaler Oszillator nachgesteuert werden. Es werden etwa die gleichen Ergebnisse erzielt wie in der ersten Variante.

Die unter 3.3.2.1. angeführten Einschränkungen gelten in gleicher Weise für die hier dargestellten Verfahren.

### 3.3.3. Normalfrequenzübertragung über Satelliten

Unter 3.2.4. wurden bereits die Möglichkeiten zur Verbreitung und zum Vergleich von Zeitskalen unter Verwendung von Satelliten ausführlich dargestellt. Infolge der guten Ergebnisse ist es naheliegend, auch die Möglichkeiten der Normalfrequenzübertragung über Satelliten zu prüfen. Während die Signalübertragung im Mikrowellenbereich zwischen Satelliten und Erde nur sehr geringe Laufzeitabweichungen aufweist, muß infolge der Relativbewegung zwischen Sender und Empfänger der DOPPLER-Effekt unbedingt berücksichtigt werden. Es ist daher naheliegend, zur Normalfrequenzübertragung Synchronsatelliten vorzusehen. Leider ist auch hier die verbleibende Eigenbewegung noch so groß, daß der DOPPLER-Effekt nicht vernachlässigt werden kann.

In Japan wurde bereits ein Experiment zur Normalfrequenzübertragung über einen Synchronnachrichtensatelliten durchgeführt, wozu ebenfalls die Farbtägersubfrequenz im Fernsehsignal benutzt wurde [111]. Die durch den DOPPLER-Effekt hervorgerufenen Fre-

quenzänderungen betragen bis zu  $10^{-8}$ . Zur Eliminierung des DOPPLER-Effektes wurde die von der Bodenstation in Kashima zum Satelliten gesendete Normalfrequenz so nachgesteuert, daß die vom Satelliten wieder empfangene Normalfrequenz den exakten Wert von 3,57954 MHz ergibt. Diese Eliminierung des DOPPLER-Effektes ist aber nur für die nahe Umgebung dieser Bodenstation wirksam. In weit entfernten Orten bleibt ein restlicher DOPPLER-Effekt erhalten. So wurden in der Station Sapporo, die 800 km von Kashima entfernt ist, restliche Frequenzabweichungen von einigen  $10^{-10}$  gemessen. Es wird erwartet, daß unter Verwendung der vorhergesagten Bahndaten des geostationären Satelliten der verbleibende DOPPLER-Effekt an den einzelnen Empfangsorten so weit korrigiert werden kann, daß im ganzen Land die Normalfrequenz mit einer Unsicherheit in der Größenordnung von  $10^{-12}$  zur Verfügung steht.

#### 3.3.4. Normalfrequenzvergleiche über Zeitimpulse

Neben der Verwendung von Normalfrequenzen, die nach einem der unter 3.3.1. bis 3.3.3. dargestellten Verfahren übertragen werden, besteht auch die Möglichkeit, ein lokales Frequenznormal über Zeitzeichensendungen zu kontrollieren. Mit einem elektronischen Zähler wird dazu der zeitliche Abstand (Standdifferenz) zwischen dem empfangenen und den aus dem örtlichen Frequenznormal abgeleiteten Impulsen (gewöhnlich Sekundenimpulse) gemessen. Bei völliger Übereinstimmung der Frequenz des örtlichen Normals mit der des Steueroszillators, aus dem die Zeitzeichen abgeleitet werden, bleibt die gemessene Standdifferenz erhalten, bei Abweichungen ändert sie sich in Abhängigkeit von der Zeit.

Mißt man zur Zeit  $t_1$  eine Standdifferenz  $S_1$  und zur Zeit  $t_2$  eine Standdifferenz  $S_2$ , so erhält man daraus die relative Frequenzabweichung  $\delta f / f$  zwischen beiden Frequenznormalen:

$$(133) \quad \frac{\delta f}{f} = \frac{S_2 - S_1}{t_2 - t_1} = \frac{S_2 - S_1}{T_M} \quad T_M = \text{Meßzeit.}$$

Da man die Meßzeit im Labor praktisch fehlerfrei realisieren kann, wird die Unsicherheit des Verfahrens von der Unsicherheit bestimmt, mit der die Zeitsignale empfangen werden können. Unter der Annahme von Zeitzeichen, die von Rundfunksendern im Langwellenbereich übertragen werden (Unsicherheit 0,1 ns) kann man bei einer Meßzeit von 1 Tag ( $\approx 10^5$  s) nach

$$(134) \quad \left(\frac{\Delta f}{f}\right) = \pm \frac{\Delta S_1 + \Delta S_2}{T_M} = \pm \frac{2 \Delta S}{T_M} \quad \text{mit} \quad \Delta S_1 = \Delta S_2 = \Delta S$$

den Frequenzvergleich mit einer Unsicherheit von  $\pm 2 \cdot 10^{-9}$  durchführen. Mit LORAN-C würde man z. B. in der gleichen Meßzeit im günstigsten Fall (Unsicherheit 0,1  $\mu$ s)  $\pm 2 \cdot 10^{-12}$  erreichen.

Unter Verwendung von Zweiwegesatellitenverfahren (Unsicherheit  $\sim 1$  ns) ist eine weitere Verringerung der Meßunsicherheit möglich bzw. die Verringerung der Meßzeit bei gegebenen Anforderungen (z. B.  $\pm 2 \cdot 10^{-12}$  in 1000 s) erreichbar.

### 3.4. Verfahren zur Zeitintervallmessung

Bei der Zeitintervallmessung soll der zeitliche Abstand zwischen einem Start- und einem Stopp-Impuls erfaßt werden. Große Bedeutung haben dabei Messungen im Kurzzeitbereich, d. h. im Zeitbereich von einigen  $\mu\text{s}$  bis  $\text{ms}$  (z. B. Kernphysik, Laserradar), wobei Auflösungen bis in den Subnanosekundenbereich gefordert werden. Wenn man davon ausgeht, daß man mit Analogverfahren Meßunsicherheiten in der Größenordnung von  $10^{-4}$  mit vertretbarem Aufwand erreichen kann, so ist z. B. bei einer geforderten Auflösung von 100 ps nur ein Zeitbereich von 1  $\mu\text{s}$  erfaßbar.

Da bei Lasermessungen eine solche Auflösung bis zu Zeitintervallen von einigen 10 ns gefordert wird, müssen digitale Meßverfahren eingesetzt werden. Digitale Meßverfahren mit einer Auflösung von 100 ps würden allerdings einen Betrieb der elektronischen Digitalzähler mit einer Frequenz von 10 GHz erfordern. Da solche Zählraten mit konventionellen Bauelementen bisher nicht realisierbar sind, werden hochauflösende Zeitintervallmesser gegenwärtig so ausgeführt, daß bei Zählfrequenzen zwischen 10 MHz und 200 MHz der verbleibende Digitalisierungsfehler durch Interpolationsverfahren eliminiert wird. Die bisher bei industriell gefertigten Digitalzählern verwendete max. Zählfrequenz von 500 MHz (Auflösung 2 ns) wird sich mit der Weiterentwicklung der Bauelemente nach oben verschieben. In diesem Zusammenhang soll darauf verwiesen werden, daß vom National Bureau of Standards (USA) auf der Basis der Supraleitfähigkeit unter Ausnutzung des JOSEPHSON-Effektes Binärzähler mit Squids aufgebaut wurden, die mit einer Zählfrequenz bis 100 GHz arbeiten (Auflösung 10 ps) [12].

Die Zeitintervallmessung erfordert die Lösung von zwei Teilaufgaben:

1. Erfassung eines zeitsignifikanten Punktes von Start- und Stopp-Signal innerhalb der zulässigen Meßunsicherheit
2. Quantisierung des so festgelegten Zeitintervalle mit einer der geforderten Auflösung entsprechenden Stufenzahl.

#### 3.4.1. Erfassung zeitsignifikanter Punkte

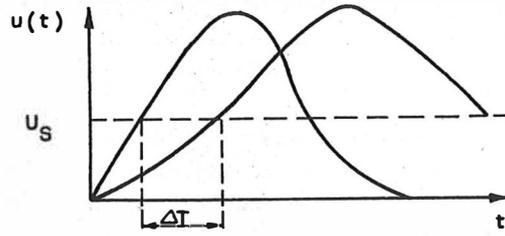
Im Idealfall haben Start- und Stopp-Signal eine unendlich große Flankensteilheit, bzw. die gesamte Anstiegsflanke liegt in der Größenordnung der geforderten Auflösung. Sind diese Bedingungen nicht erfüllt, so wird ein Diskriminator benötigt, der aus dem Erreichen eines bestimmten Wertes oder aus der Signalform einen zeitsignifikanten Punkt ableitet. Die beiden existierenden Grundtypen sind der Flankendiskriminator und der Nulldurchgangsdiskriminator. Es gibt darüber hinaus weitere Diskriminatoren, die aus diesen Grundtypen hervorgegangen sind.

In den elektronischen Zählern werden Flankendiskriminatoren in Form von SCHMITT-Triggern verwendet. Sie lassen sich so einstellen, daß bei einem vorgegebenen Schwellwert ein Ausgangssignal abgeleitet wird. Bei Spitzengeräten wird der eingestellte Triggerpegel einvollerweise digital angezeigt. Man muß sich darüber im klaren sein, daß bei einem einfachen Schwellwertdiskriminator durch verschiedene Effekte eine gewisse Unschärfe in die Zeitintervallmessung eingebracht wird. Bei diesen Effekten handelt es sich um:

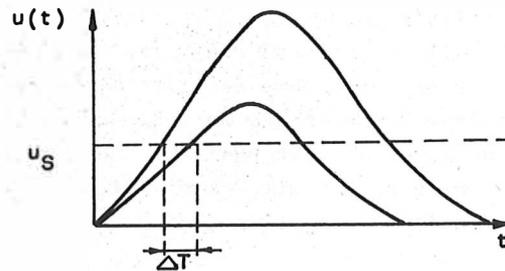
1. unterschiedliche Anstiegszeit (bzw. unterschiedliche Impulsform)
2. unterschiedliche Amplituden
3. Rauschen.

**Abb. 29:** Zeitverzögerung  $\Delta T$  durch

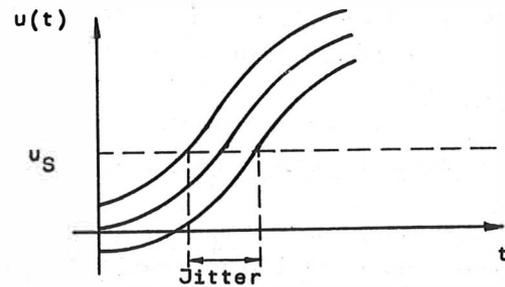
a) unterschiedliche Anstiegszeit



b) unterschiedliche Amplitude



c) Rauschen



$u_S =$  Schwellspannung

In Abb. 29 nach [113] ist der Einfluß dieser Effekte bildlich dargestellt.

Die rauschbedingte Unschärfe wird als Jitter bezeichnet. Um diesen Einfluß gering zu halten, sind eine hohe Flankensteilheit des Meßsignals [ne/V] und eine geringe interne Rauschspitzenspannung des Gerätes in der Größenordnung  $< 1 \text{ mV}$  [114] erforderlich.

### 3.4.2. Ausmessung eines definierten Zeitintervalle

Nachdem das Zeitintervall durch zwei zeitaagnifikante Punkte definiert wurde, muß es mit der geforderten Auflösung ausgemessen werden. In [115] wurde vom Autor bereite ein Überblick über die gebräuchlichsten Meßverfahren gegeben. Ausgehend von der Forderung, daß ein Zeitintervall von max. 1 s mit einer Auflösung von  $\leq 1$  ns gemessen werden soll, wird als Grundelement ein digitaler elektronischer Zähler verwendet, dessen Digitalisierungsfehler durch Interpolationsverfahren eliminiert wird. Bekanntlich werden bei einem digitalen Zeitintervallmesser während der Toröffnungszeit, die vom Start- und Stopp-Impuls festgelegt wird, Impulse auf elektronische Zähldekaden geleitet, und der Zählerstand wird angezeigt. Diese Impulse werden aus einem internen Quarzoszillator abgeleitet (Frequenz  $f_N$  bzw. Zeitabstand  $T_N$ ). Das unbekannte Zeitintervall  $t_x$  erhält man dann mit der Zahl  $N$  der im Zähler registrierten Impulse mit:

$$(135) \quad t_x = N \cdot T_N = N \cdot \frac{1}{f_N}$$

Daraus erhält man den relativen Meßfehler:

$$(136) \quad \left| \frac{\Delta t_x}{t_x} \right| = \left| \frac{\Delta N}{N} \right| + \left| \frac{\Delta f_N}{f_N} \right|$$

Mit dem Digitalisierungsfehler  $\Delta N = \pm 1$  Zähleinheit erhält man einen absoluten Meßfehler:

$$(137) \quad \left| \Delta t_x \right| = T_N + \left| \frac{\Delta f_N}{f_N} t_x \right| .$$

Bei der Verwendung eines entsprechend guten Quarzes (es gibt bereite Präzisionsquarze mit einer Kurzzeitstabilität von  $5 \cdot 10^{-13}$  über 1 s) kann der zweite Term auf der rechten Seite von Gleichung (137) vernachlässigt werden. Damit besteht der Fehler der Zeitintervallmessung vorwiegend aus dem Digitalisierungsfehler:

$$(138) \quad \Delta t_x \approx T_N .$$

Da der gegenwärtige Stand der Technik nur Zählfrequenzen  $< 1$  GHz mit handelsüblichen Bauelementen zuläßt, werden für eine Zeitauflösung  $\leq 1$  ns die Digitalisierungsfehler durch zusätzliche Interpolationsverfahren beseitigt. Weitere Einzelheiten zum Aufbau von elektronischen Digitalzählern sind z. B. bei SAHNER [116] zu finden, nachfolgende Betrachtungen beschränken sich auf die Darstellung von Interpolationsverfahren.

### 3.4.3. Interpolationsverfahren zur Erhöhung der Auflösung

Abb. 30 veranschaulicht die Zusammensetzung eines digital gemessenen Zeitintervalle aus den äquidistanten Zählimpulsen und den Restbeträgen zwischen Start- bzw. Stopp-Impuls und dem nächstfolgenden Zählimpuls.

Da die Phasenlage des Startimpulses gegenüber dem ersten Zählimpuls völlig willkürlich ist, entsteht ein Fehlbetrag  $T_1$  bei der Zeitintervallmessung in der Größenordnung  $0 \leq T_1 < T_N$ . Danach wird über das geöffnete Haupttor bis zum Eintreffen des Stopp-Impulses das Zeitintervall  $T_2 = N \cdot T_N$  ausgemessen. Da der letzte noch erfaßte Zählimpuls ein Zeitintervall von  $T_N$  repräsentiert, der Stopp-Impuls demgegenüber aber früher eintrifft, sofern er nicht zufällig mit dem nächstfolgenden Zählimpuls zusammenfällt, wird am Ende des Zeitintervalle ein Betrag  $T_3$  zuviel gemessen mit  $0 \leq T_3 < T_N$ . Das gesuchte Zeitintervall  $T_x$  setzt sich damit in folgender Weise zusammen:

$$(139) \quad T_x = T_1 + N \cdot T_N - T_3 \quad .$$

Das Ziel aller Interpolationsverfahren ist es, die Fehleranteile  $T_1$  und  $T_3$  zu erfassen und weitgehend zu eliminieren. Wir unterscheiden zwischen digitaler und analoger Interpolation. Die Grundkonzeptionen sind seit mehr als zwanzig Jahren bekannt, danach aber mehrfach modifiziert worden.

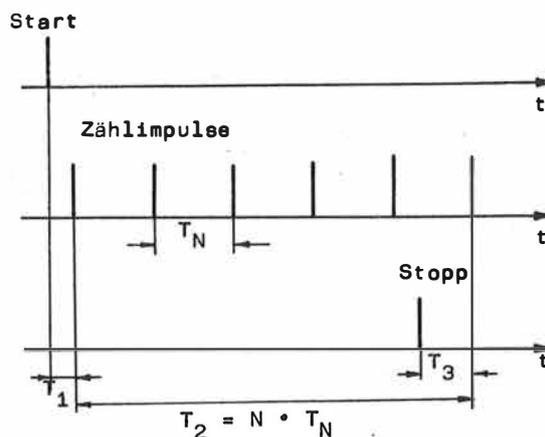


Abb. 30: Zusammensetzung eines digital gemessenen Zeitintervalle

#### 3.4.3.1. Digitale Interpolation

Bei dem digitalen Interpolationsverfahren nach Abb. 31 wird der Oszillator, aus dem die Zählimpulse abgeleitet werden, vom Startimpuls ausgelöst. Durch diese phasenstarre Verknüpfung von Start- und erstem Zählimpuls wird der am Anfang des Zeitintervalle sonst entstehende Fehler  $T_1$  vermieden. Zur Eliminierung des Fehlers  $T_3$  am Ende des zu messenden Zeitintervalle gibt es die Möglichkeit, innerhalb einer Verzögerungsleitung mit festen Abgriffen die Koinzidenz zwischen Stopp- und in der Verzögerungsleitung befindlichem letzten Zählimpuls festzustellen oder mit dem Stopp-Impuls einen weiteren Oszillator phasenstarr auszulösen und die Koinzidenz zwischen Start- und Stopp-Oszillator zu erfassen.

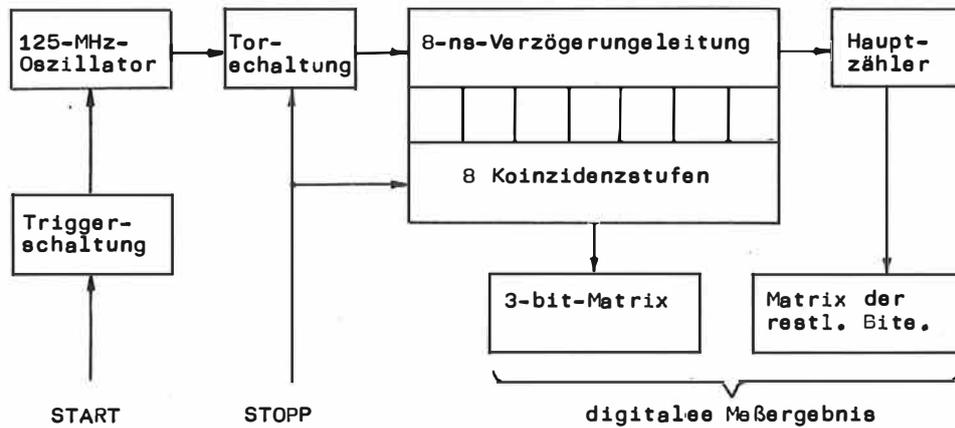


Abb. 31: Verfahren mit Verzögerungsleitung

Der Startimpuls löst über eine Triggerechaltung die Schwingungen eines Oszillators aus, die über eine Verzögerungsleitung in den Hauptzähler gelangen. Der Stoppimpuls schließt die Torschaltung. Im hier verwendeten Beispiel soll von einem 125-MHz-Oszillator ausgegangen werden, dessen Zählimpulse also einen Abtand von 8 ns besitzen. Die Verzögerungsleitung ist ebenfalls auf eine Laufzeit von 8 ns ausgelegt, so daß sich immer nur ein Zählimpuls in ihr befindet. Jeweils nach einer Strecke, die einer Laufzeit von 1 ns entspricht, besitzt die Verzögerungsleitung Abgriffe, die mit schnellen Koinzidenzschaltungen verbunden sind. Da der Stoppimpuls dem jeweils zweiten Eingang aller Koinzidenzstufen gleichzeitig zugeführt wird, läßt sich die Koinzidenz mit dem in der Verzögerungsleitung befindlichen letzten Zählimpuls feststellen. Im vorliegenden Beispiel läßt sich mit diesem Interpolationsverfahren der Digitalisierungsfehler von 8 ns auf 1 ns reduzieren.

Die zweite Variante ist unter der Bezeichnung "VERNIER-Chronotron" bekannt geworden. In einer modernen Modifikation bildet sie die Grundlage eines internationalen Spitzengerätes von Hewlett-Packard (Modell 5730 A), das bei einer Zählfrequenz von 200 MHz eine Auflösung von 20 ps erreicht. Das Grundprinzip ist in Abb. 32 dargestellt [118].

Es werden 2 Generatoren verwendet, die sich in ihrer Frequenz nur wenig unterscheiden (z. B. 10 MHz und 10,1 MHz). Der Startimpuls löst phasenstarr den 10-MHz-Generator aus. Über die Torschaltung 1 gelangen die daraus abgeleiteten Zählimpulse auf die Zähldekade 3 bis 9 und werden dort gezählt. Sobald der Stoppimpuls eintrifft, wird die Torschaltung 1 geschlossen, und der mit einer Auflösung von 100 ns durchgeführte Zählvorgang wird beendet. Gleichzeitig wird phasenstarr der 10,1-MHz-Generator ausgelöst. Aus den 10-MHz- und den 10,1-MHz-Schwingungen werden mit einem Präzisionsimpulseformer Nadelimpulse abgeleitet und einer Picosekunden-Koinzidenzschaltung zugeführt. Das Koinzidenzsignal sperrt Torschaltung 2, über die bis zu diesem Zeitpunkt Zählimpulse vom 10,1-MHz-Oszillator auf die Zähldekaden 1 und 2 des Interpolationzählers gelangt sind. Das gemessene Zeitintervall  $t_x$  setzt sich aus dem Stand des Zählers und dem des Interpolationzählers in folgender Weise zusammen:

$$\begin{aligned}
 (140) \quad t_x &= N_1 \cdot T_{N1} + N_2 (T_{N1} - T_{N2}) \\
 &= N_1 \cdot T_{N1} + N_2 \cdot \Delta T,
 \end{aligned}$$

wobei  $T_{N1}$  = Zeitabstand der Impulse des Startgenerators  
 $T_{N2}$  = Zeitabstand der Impulse des Stoppgenerators  
 $N_1$  = Stand des Hauptzählers  
 $N_2$  = Stand des Interpolationezählers

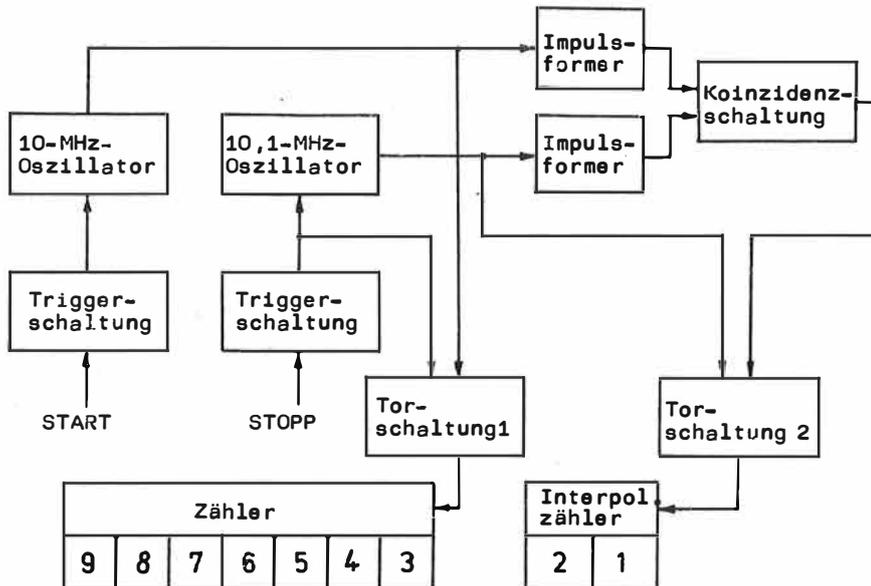


Abb. 32: VERNIER-Chronotron-Verfahren

Im vorliegenden Beispiel beträgt  $\Delta T = 100 \text{ ns} - 99 \text{ ns} = 1 \text{ ns}$ . Während ein einfacher Digitalzähler mit einer internen Frequenz von 10 MHz einen Fehler in der Zeitintervallmessung von 100 ns ergeben würde, erfolgt durch das Interpolationsverfahren eine Verringerung des Fehlers auf 1 ns.

Der bereits erwähnte Zeitintervallmesser Typ 5370 A, der über einen internen Mikrorechner und eine digitale Anzeige des Triggerniveaus verfügt, arbeitet nach einem Zweifach-VERNIER-Interpolationsverfahren. Die Wirkungsweise ist in Abb. 33 dargestellt [119].

Das Hauptintervall  $T_2$  wird mit den Zählimpulsen ausgemessen, die aus einem 200-MHz-Oszillator abgeleitet werden. Für die Bestimmung der Fehleranteile  $T_1$  und  $T_3$  am Anfang und am Ende des Zeitintervalls wird jeweils ein Interpolationoszillator verwendet, der über PLL-Technik (phase-locked loop) in einem Verhältnis von 256 : 257 aus der quarzstabilisierten 200-MHz-Frequenz abgeleitet wird. Die so entstehenden Frequenzen von 199,22179 MHz entsprechen einer Periodendauer von  $\approx 5,02 \text{ ns}$ . Aus der Differenz der Periodendauer des Hauptoszillators (5 ns) und der Periodendauer der Interpolationoszillatoren (5,02 ns) erhält man eine Auflösung der Zeitintervallmessung von 20 ps.

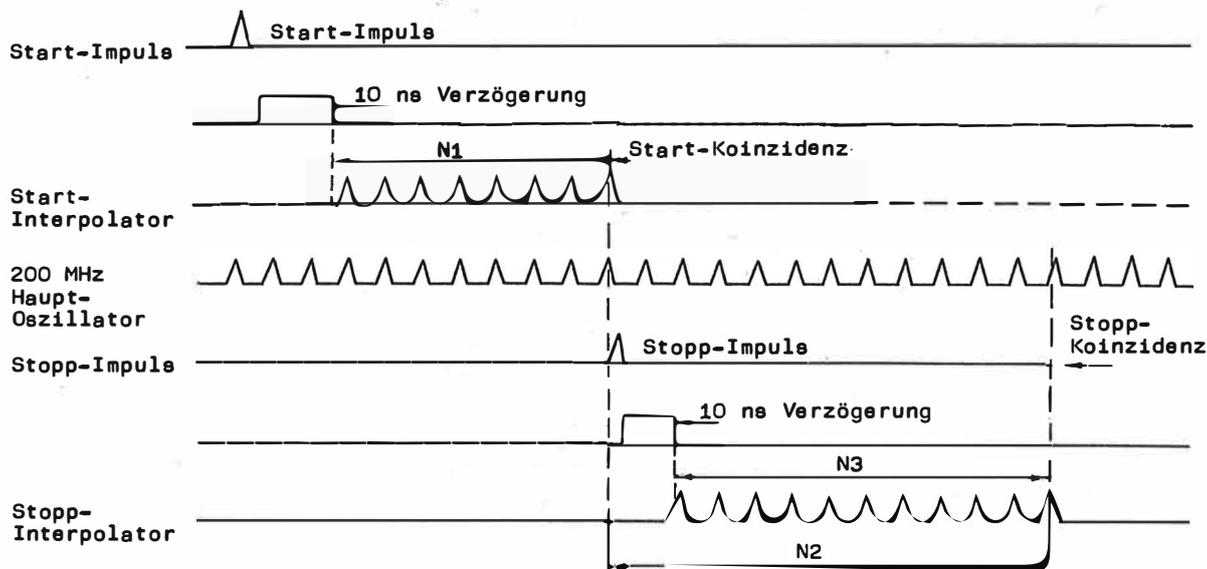


Abb. 33: Wirkungsweise des Zweifach-Vernier-Interpolationsverfahrens

Beim Eintreffen des Startimpulses wird der Startinterpolationsozillator für eine definierte Zeit gestoppt und in Phase mit der Abfallflanke des Verzögerungssignale erneut gestartet. Dadurch wird zwischen Startimpuls und Interpolationsozillator eine definierte Phasenbeziehung geschaffen. Es wird nun die Zahl der Impulse  $N_1$  des Start-Interpolationsozillators gemessen, solange bis die positiven Flanken dieser Impulse mit denen des 200-MHz-Hauptoszillators koinzidiert. In diesem Moment wird die Zählung der Impulse des Start-Interpolationsozillators beendet und die Zählung der Impulse  $N_2$  des Hauptoszillators begonnen. Ähnliches geschieht beim Eintreffen des Stopp-Impulses. Der Stopp-Interpolationsozillator wird unterbrochen und startet neu in Phase mit der Verzögerungsabfallflanke. Die Impulse  $N_3$  dieses Oszillators werden gezählt und weiterhin die des Hauptoszillators. Beide Zählvorgänge werden beendet, wenn die positive Flanke des Stopp-Interpolationsozillators mit einer solchen des Hauptoszillators koinzidiert. Das gesuchte Zeitintervall erhält man dann als:

$$(141) \quad T_x = 5 \sqrt{\frac{257}{256} (N_1 - N_3) + N_2} \text{ ns}$$

Diese Rechenoperation wird vom Mikrorechner übernommen, der auch die Berechnung von Mittelwerten und Standardabweichungen ermöglicht.

### 3.4.3.2. Analoge Interpolation

Bei der analogen Interpolation ist es nicht erforderlich, phasenstarre Beziehungen zwischen Start- bzw. Stopp-Impulse und den Zählimpulsen herzustellen. Die Fehleranteile am Anfang und am Ende des Zeitintervalle  $T_1$  und  $T_3$  nach Abb. 30 werden mit Hilfe von Analogschaltungen so in ihrer Zeitdauer gedehnt, daß ihre Erfassung mit einem relativ langsamen Zähler möglich wird. Die Zeitdehnung erfolgt dadurch, daß ein Kondensator während der kurzen Zeitintervalle  $T_1$  und  $T_3$  über eine Konstantstromquelle mit relativ hohem Strom (Größenordnung 10 mA) aufgeladen und danach mit einem sehr geringen Strom (z. B. 1000mal geringer als der Ladestrom) entladen wird. Eine Komparatorschaltung formt aus der Entladeespannung ein 1000fach gedehntes Zeitintervall  $T_1$  bzw.  $T_3$ , das mit der gleichen Zählfrequenz (z. B. 10 MHz) wie das Hauptintervall  $T_2$  ausgemessen wird. Der bei einer Zählfrequenz von 10 MHz auftretende Digitalisierungsfehler von  $\pm 100$  ns wird auf diese Weise auf  $\pm 0,1$  ns reduziert. Abb. 34 zeigt in vereinfachter Form das Prinzip eines solchen Zeitintervallmessers.

In der Schaltung zur Zeitintervallzerlegung werden über bistabile Multivibratoren aus dem Start- bzw. Stopp-Impulse und dem nächstfolgenden 10-MHz-Zählimpulse die Zeitintervalle  $T_1$  und  $T_3$ , gleichzeitig aber auch das Hauptintervall  $T_2$  gebildet. Durch besondere Maßnahmen muß sichergestellt werden, daß  $T_1$  und  $T_3$  einen Minimalwert nicht unterschreiten (z. B. 50 ns), da die Stromschalter eine begrenzte Schaltgeschwindigkeit haben und die Linearität der Zeitdehnerschaltung sonst nicht gewährleistet wäre. Die nachfolgenden Zeitdehnerschaltungen können zur Verhinderung des Einflusses der Umgebungstemperatur thermostatisiert werden. Das Ergebnis der drei Zähler für  $T_1$ ,  $T_2$  und  $T_3$  muß am Ende zusammengefaßt und dargestellt werden. Ein vom Autor nach diesem Prinzip entwickelter Zeitintervallmesser hat bei einer Auflösung von 100 ps eine Meßunsicherheit von  $\sim 1$  ns.

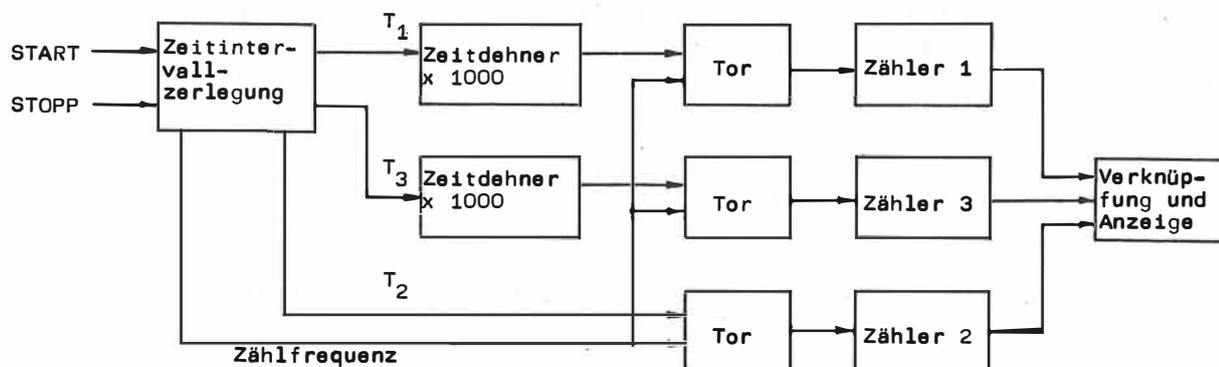


Abb. 34: Zeitintervallmesser mit Analoginterpolation

#### 4. Zusammenfassende Darstellung von Stand und Entwicklungstendenzen der elektronischen Zeit- und Frequenzmeßtechnik

Mit der Entwicklung quarzgesteuerter Frequenznormale um 1920 wurde die Grundlage für eine elektronische Zeit- und Frequenzmeßtechnik geschaffen. Sehr bald fanden diese Geräte Eingang in die Zeitdienststationen, wo sie die Aufgabe der Zeitbewahrung zwischen den astronomischen Beobachtungen zur Zeitbestimmung übernahmen. 1932 kam auch der erste internationale Frequenzvergleich zwischen mehreren europäischen Staaten über Rundfunktender zustande, der eine frequenzmäßige Übereinstimmung der beteiligten Institute auf  $1 \cdot 10^{-7}$  erbrachte [120].

Die markantesten Fortschritte auf dem Gebiet der Zeit- und Frequenzmeßtechnik wurden jedoch innerhalb der letzten 35 Jahre erzielt, insbesondere mit der Schaffung quantenphysikalischer Frequenznormale (Atomuhren) und der damit verbundenen Ablösung der astronomischen Definition der Zeiteinheit, der Entwicklung der digitalen Meßtechnik (elektronische Zeitintervallmesser) und der Entwicklung leistungsfähiger Verfahren zum weltweiten Zeitskalen- und Frequenzvergleich (insbesondere Satellitenverfahren).

Insgesamt konnten die Gangkonstanz der Uhren, eine wichtige Eigenschaft für die Zeitbewahrung, in diesem Jahrhundert bisher um etwa 8 Größenordnungen, die Genauigkeit der Zeitintervalleinheit um 5, die Unsicherheit beim globalen Zeitskalenvergleich um 8, die Unsicherheit beim internationalen Frequenzvergleich um 6 und die Kurzzeitstabilität von Quarznormalen um 8 Größenordnungen verbessert werden.

Der inzwischen erreichte hohe technische Stand der Atomfrequenznormale und der Satellitenvergleichsverfahren erfordert bereits die Berücksichtigung relativistischer Effekte beim internationalen Frequenz- und Zeitskalenvergleich.

Der bisher erreichte Stand hat inzwischen vielfache Nutzenanwendung gefunden. Ausführlich wurde das am Beispiel der modernen geodätischen Meßverfahren sowie am Navigationsverfahren GPS dargestellt, das in erster Linie eine hohe militärische Bedeutung hat. Es wurde auch auf die metrologische Bedeutung der Atomfrequenznormale hingewiesen. Nachfolgend soll noch die Bedeutung für die Raumfahrt und für die Nachrichtentechnik angedeutet werden.

Bei der Bahnverfolgung von Raumsonden im interplanetaren Raum werden hohe Forderungen gestellt [121]:

|  |                       |
|--|-----------------------|
| Unsicherheit der DOPPLER-Messungen       | 30 $\mu\text{m/s}$    |
| Unsicherheit der Entfernungsbestimmungen | 2 m                   |
| Winkelbestimmungsunsicherheit            | einige $10^{-9}$ rad. |

Das erfordert Frequenznormale, deren Instabilität  $10^{-12}$  über 1 s und  $10^{-14}$  über einige h nicht überschreiten darf. Zwischen 3 weltweit verteilten Bodenstationen ist eine zeitliche Übereinstimmung auf 100 ns und frequenzmäßig auf  $3 \cdot 10^{-13}$  erforderlich. Für geplante Experimente zur Untersuchung der Relativitätstheorie und zum Nachweis von Gravitationswellen wird eine Verringerung der Instabilität der Frequenznormale auf  $1 \cdot 10^{-17}$  (100 s bis  $25 \cdot 10^3$  s) angestrebt.

In der Nachrichtentechnik sind es die Zeit- und Frequenzmultiplexverfahren, die digitale Datenübertragung und die Spread-Spektrum-Modulation, die hohe Anforderungen an die erforderlichen Frequenznormale stellen. So sollen nach einer entsprechenden Empfehlung im internationalen Nachrichtenverkehr Fernsprech- und Datenvermittlungen für Digital-

eignale freilaufend mit einer Frequenztoleranz der Takte  $<10^{-11}$  betrieben werden [122]. Um bei der Spread-Spektrum-Modulation sicherzustellen, daß die Abweichung zwischen Sendee- und Empfangskode über einen Tag kleiner als 1 bit, dürfen bei einer Koderate von  $10 \text{ Mbit} \cdot \text{s}^{-1}$  die Frequenznormale von Sender und Empfänger nur eine gegenseitige Abweichung von  $10^{-12}$  haben.

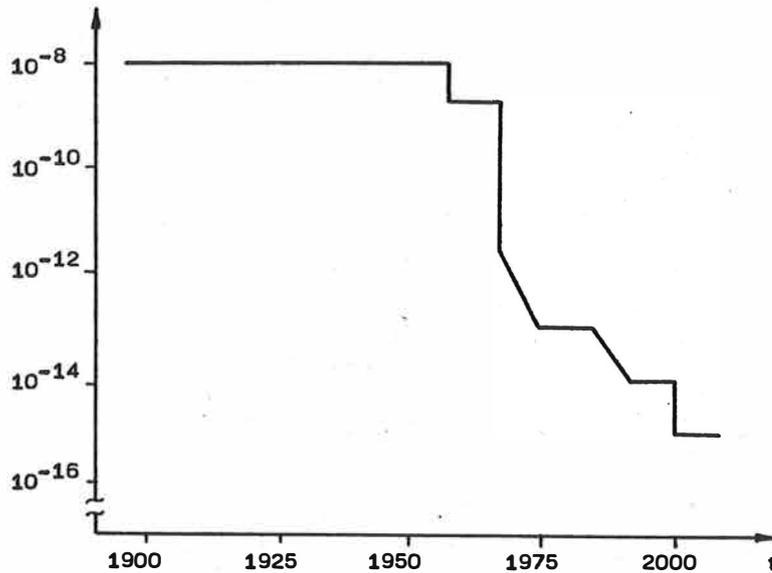
Nachfolgend sollen nun der Stand und erkennbare Entwicklungstendenzen in den wichtigsten Teildisziplinen der elektronischen Zeit- und Frequenzmeßtechnik betrachtet werden.

#### 4.1. Frequenznormale

Für absolute Messungen im Zeit- und Frequenzbereich ist ausschlaggebend, mit welcher Genauigkeit die Sekunde dargestellt werden kann. Nach der 1967 eingeführten Neudefinition ist dafür der Entwicklungsstand der Ce-Atomfrequenznormale maßgebend. Seit etwa 10 Jahren gibt es einige Labornormale, die den Absolutwert mit einer Unsicherheit von  $\pm 1 \cdot 10^{-13}$  garantieren. Wesentliche Probleme bei der Einschränkung der Genauigkeit sind in den Mikrowellen-Atomfrequenznormalen vor allem die DOPPLER-Effekte 1. und 2. Ordnung bzw. die bei der Vermeidung des DOPPLER-Effektes 1. Ordnung auftretenden Störeinflüsse (siehe 3.1.2.3.). Die unter 3.1.2.4. dargestellten Tendenzen der Weiterentwicklung zeigen, daß umfangreiche Versuche gemacht werden, um die Leistungsfähigkeit der konventionellen Mikrowellen-Atomfrequenznormale wesentlich zu steigern, daß in diesem Frequenzgebiet auch neue Verfahren untersucht werden (z. B. Ionenspeicherung und Laserkühlung) und daß auch der optische Bereich für die Realisierung von Atomfrequenznormalen in Betracht gezogen wird. Es wird erwartet, daß beim Ce-Normal durch Ersatz der magnetischen Zustandtrennung durch optische Pumpen mit einer Laserdiode und Nachweis der Teilchen, die einen Übergang vollzogen haben, durch Fluoreszenz eine Größenordnung in der Genauigkeit gewonnen wird [123]. Eine weitere Größenordnung ( $10^{-16}$ ) erhofft man von der Ionenspeicherung, evtl. gekoppelt mit einer Laserkühlung. Die Realisierung von Frequenznormalen im optischen Bereich wurde besonders durch die hohen realisierbaren Liniengüten angeregt. Auf die hierbei auftretenden Probleme wurde unter 3.1.2.4.2. bereits eingegangen.

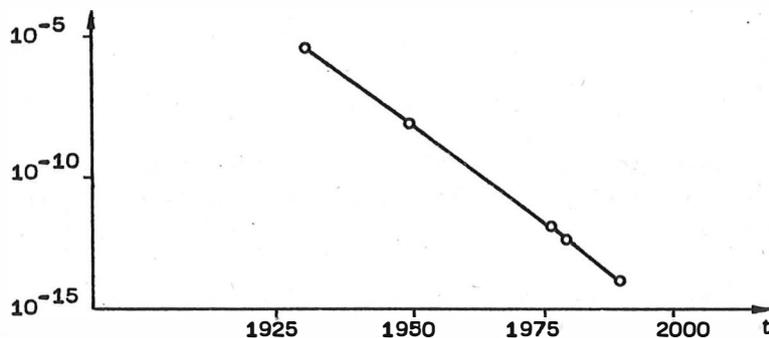
Unter Zugrundelegung des bekannt gewordenen Standes und der zu lösenden Probleme ist nicht zu erwarten, daß die Absolutgenauigkeit der Atomfrequenznormale und damit die Genauigkeit der Zeiteinheit in den nächsten 20 Jahren einen Wert von  $10^{-15}$  wesentlich überschreiten wird. Die bisherige und künftige Entwicklung in der Genauigkeit der Zeiteinheit ist in Abb. 35 dargestellt.

Bezüglich der Frequenzinstabilität über längere Zeitintervalle ( $10^3 \text{ s}$  bis  $10^5 \text{ s}$ ) werden die besten Ergebnisse mit dem H-Maser erzielt. Durch den Einsatz einer automatischen Resonatorabstimmung sind Frequenzinstabilitäten von  $10^{-16}$  bis  $10^{-17}$  vorstellbar. Für einen kleinen passiven H-Maser, der im (National Bureau of Standards) entwickelt wurde, konnte eine Frequenzinstabilität von  $5 \cdot 10^{-15}$  über eine Mittelungszeit von 7 Tagen und eine Frequenzdrift gegenüber einer Gruppe von 9 Ce-Uhren von  $1,2 \pm 0,6 \cdot 10^{-16}/\text{Tag}$  über eine Dauer von 72 Tagen gemessen werden [124]. Damit können solche Normale nicht nur in der VLBI-Technik, sondern auch sehr gut für Zwecke der Zeitbewahrung eingesetzt werden, wenn man sie im Dauerbetrieb arbeiten läßt.



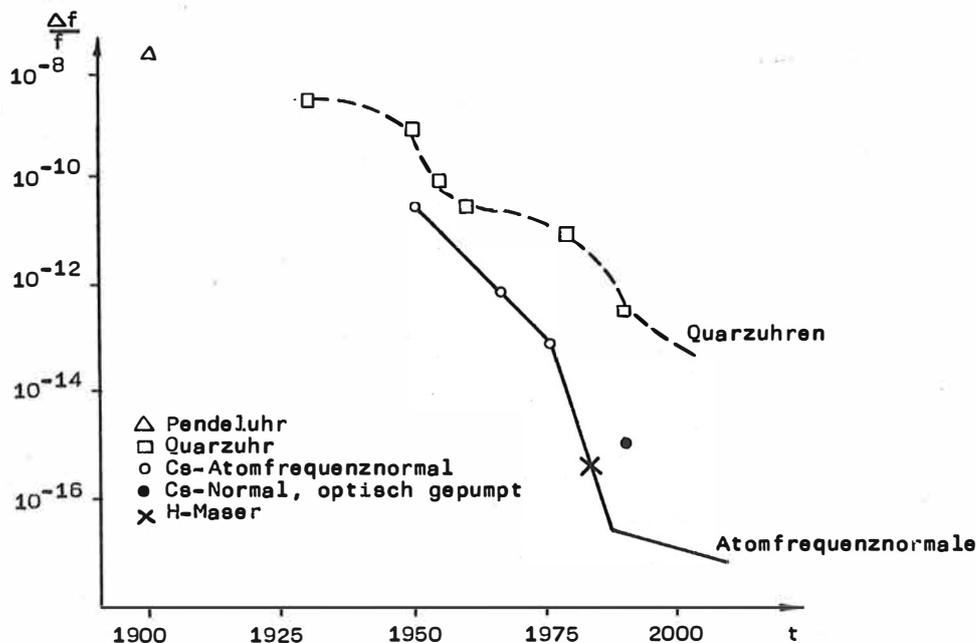
**Abb. 35:** Entwicklung der Unsicherheit der Zeiteinheit

Bemerkenswert sind auch die Erfolge, die auf dem Gebiet der quarzestabilisierten Frequenznormale erzielt wurden. Abb. 36 zeigt die Entwicklung der Kurzzeitinstabilität (1 s).



**Abb. 36:** Entwicklung der Kurzzeitinstabilität (1 s) von Quarzoszillatoren

Danach werden bereits serienmäßig Werte von  $6 \cdot 10^{-13}$  erreicht [125]. Auch bezüglich der alterungsbedingten Drift liegen gute Ergebnisse vor. Die Entwicklung der Leistungsfähigkeit von Quarz- und Atomuhren bez. der Drift ist in Abb. 37 dargestellt. Dabei ist zu beachten, daß die Angaben zur Alterung der Quarzfrequenznormale in den ersten Jahrzehnten recht unterschiedlich sind. Das ist erklärlich, wenn man bedenkt, daß die Alterung eines solchen Frequenznormals mit steigender Betriebsdauer abnimmt. Für die gegenwärtig hergestellten BVA-Resonatoren gilt dagegen, daß sie ihre endgültige Drift bereits nach Stunden erreichen und dann konstant halten.



**Abb. 37:** Entwicklung der Drift-Eigenschaften bzw. der Inetabilität der Frequenznormale, bezogen auf 1 Tag

Die in Abb. 37 mit eingetragene Kurve für die Atomfrequenznormale kennzeichnen die Unsicherheit in der Zeitbewahrung über 1 Tag infolge ihrer Inetabilität. Bezüglich einer Drift, allerdings über einen Zeitraum von 1 Jahr gesehen, muß bei Atomfrequenznormalen mit folgenden Größenordnungen gerechnet werden:

|           |                     |
|-----------|---------------------|
| Ce-Normal | < 10 <sup>-13</sup> |
| H-Maser   | < 10 <sup>-13</sup> |
| Rb-Zelle  | 10 <sup>-10</sup>   |

Den großen Abstand in der Zeitbewahrung über größere Zeitintervalle (z. B. 1 Jahr) erkennt man, wenn man die für Quarzfrequenznormale angegebene tägliche Drift mit der Zahl der Tage eines Jahres multipliziert.

Zu den Frequenznormalen sei abschließend noch bemerkt, daß eich mit eupraleitenden Resonatoren Sekundärnormale mit hervorragenden Stabilitätseigenschaften für kurze ( $2 \cdot 10^{-16}$  in 10 e) und auch für mittlere Zeitintervalle ( $2 \cdot 10^{-13}$  über 1 Tag) realisieren lassen.

#### 4.2. Internationale Zeitskalenvergleiche

Tabelle 14 zeigt die Leistungsfähigkeit der verschiedenen Verfahren zum internationalen Zeitskalenvergleich.

**Tab. 14:** Leistungsfähigkeit der Verfahren zum Vergleich und zur Verbreitung von Zeitskalen

| Verfahren           | Trägerfrequenz     | Uneicherheit                                    |
|---------------------|--------------------|---|
| Längswellen         | 10 bis 30 kHz      | 2 ms (1 bis 2 $\mu$ s über Phasenregistrierung) |
| Langwellen          | 30 bis 300 kHz     | 0,1 ms  |
| Kurzwellen          | 3 bis 30 MHz       | 0,2 bis 5 ms                                    |
| LORAN-C             | 100 kHz            | 0,1 bis 1 $\mu$ s                               |
| Fernsehverfahren    |                    | 20 ns bis 1 $\mu$ s                             |
| Atomuhrentransport  |                    | 10 bis 100 ns                                   |
| Satellitenverfahren | 160 MHz bis 15 GHz |   |
| - Einwegverfahren   |                    | 10 ns bis 100 $\mu$ s                           |
| - Zweiwegverfahren  |                    | $\approx$ 1 bis 5 ns                            |
| - VLBI              |                    | $\approx$ 1 ns                                  |

Da das Fernsehverfahren territorial begrenzt und der Uhrentransport zu aufwendig ist, hat der Zeitskalenvergleich über LORAN-C mit einer mittleren Uneicherheit von 0,3  $\mu$ s international verbreitete Anwendung gefunden. LORAN-C hat aber folgende Nachteile:

- keine weltweite Oberdeckung
- Auftreten jahreszeitlicher Laufzeitabweichungen
- Leistungsfähigkeit unzureichend im Vergleich zur Leistungsfähigkeit moderner Frequenznormale.

Weltweite Oberdeckung, verbunden mit hoher Leistungsfähigkeit, bieten die Satellitenverfahren. Das GPS-Verfahren wäre in der Lage, weltweit eine Verbreitung und einen Vergleich von Zeitskalen mit einer Unsicherheit von 10 ns als Einwegverfahren zu realisieren. Da es aber vorrangig für militärische Zwecke entwickelt wurde, ist die Bekanntgabe des Precision-Kodes an zivile Nutzer nicht zu erwarten.

Ebenfalls aus militärischen Gründen wird erwogen, den C/A-Kode, der eine Unsicherheit von 40 ns noch ermöglichen würde, so zu verschlechtern, daß mit einer Unsicherheit von 0,6  $\mu$ s gerechnet werden muß [126].

Speziell für Zwecke des internationalen Zeitskalen- und Frequenzvergleichs soll nach dem Scheitern des LASSO-Experimentes 1985/86 unter Verwendung des Space-Shuttle das Experiment STIFT (Satellite Time and Frequency Transfer) durchgeführt werden [126]. Die Vergleiche zwischen Bord-Maßer und Bodenuhr werden sowohl über kurze Laserimpulse (damit werden gegenwärtig die geringsten systematischen Fehler erreicht) als auch über eine Zweiweg-Mikrowellenverbindung erfolgen. Für die Zeitskalenvergleiche zwischen internationalen Labors der Zeit- und Frequenzmeßtechnik wird eine Unsicherheit  $\leq$  1 ns erwartet. Sollte es gelingen, zwischen zwei Durchgängen des Raumfahrzeuges (1,5 h) eine Teilschwingung des Mikrowellensignals zu identifizieren, würde eine Unsicherheit von  $\approx$  20 ps erreicht. Dieser Wert ist wohl etwas optimistisch, da die Erfassung aller systematischen Fehleranteile mit so geringer Unsicherheit - insbesondere der relativistischen Effekte - problematisch ist. In Abb. 38 ist die Entwicklung im globalen Zeitskalenvergleich dargestellt worden.

### 4.3. Internationale Frequenzvergleiche

Unter Zugrundelegung einer max. Meßzeit von 1 Tag erreicht man mit Lang- und Längwelleneendern die Größenordnung von  $10^{-11}$  und speziell mit LORAN-C  $10^{-12}$ . Gegenüber der Leitungsfähigkeit der gegenwärtigen Frequenznormale ist das nicht ausreichend. Auch hier werden Satellitenverfahren die gegenwärtigen Unsicherheiten des Vergleichs verringern. Das bereits angeführte STIFT-Experiment soll einen Frequenzvergleich über eine Zweiweg-Mikrowellenverbindung mit einer Unsicherheit von  $10^{-14}$  bei einer Meßzeit von 100 s ermöglichen. Sollte es gelingen, die Stabilität des Mikrowellensystems in der Größenordnung von 10 ps über einen Tag zu halten, könnten über diesen Zeitraum Frequenzvergleiche mit einer Unsicherheit von  $10^{-16}$  durchgeführt werden [126]. Nur H-Maer würden gegenwärtig geeignet sein, um eine so geringe Meßunsicherheit beim Frequenzvergleich annähernd zu nutzen.

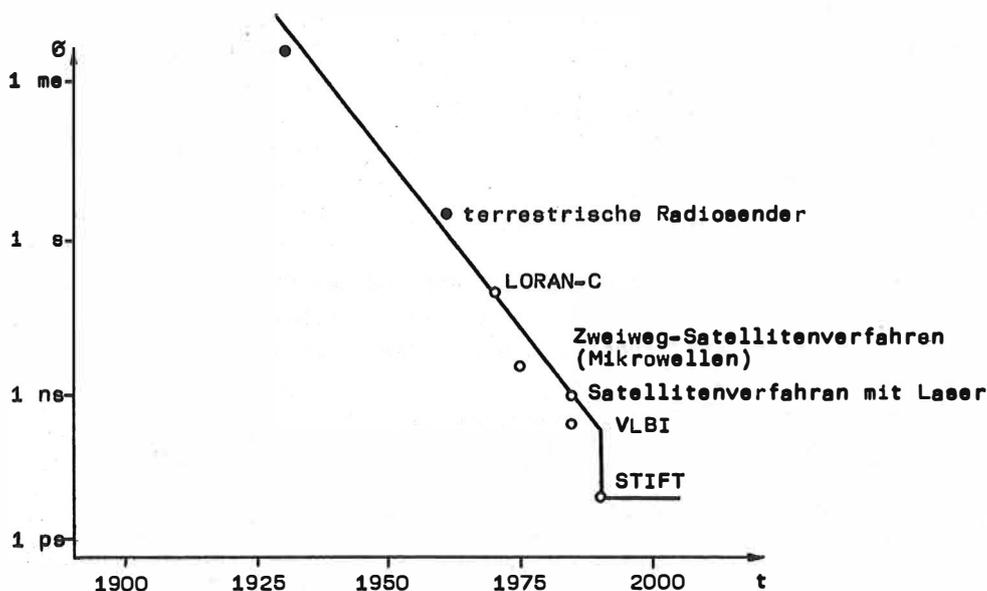


Abb. 38: Entwicklung der Unsicherheit im globalen Zeitekalenvergleich

### 4.4. Territoriale Normalfrequenzbereitstellung

Von verschiedenen Ländern werden Normalfrequenzeender im Lang- und Längwellenbereich unterhalten, deren Trägerfrequenz stabilisiert ist. Im Bereich der Bodenwellen betragen die Phasenschwankungen nur einige  $0,1 \mu\text{s}$ .

Für die DDR wurde das Problem der Normalfrequenzübertragung sehr ökonomisch durch ein zur Fernsehübertragung kompatibles Verfahren gelöst, das das vorhandene Fernseh- und Richtfunknetz mit benutzt. Bei Meßzeiten von 100 s führen die übertragungsbedingten Phasenschwankungen zu einem Fehler von nur einigen  $10^{-10}$ . Ähnliche Verfahren wurden danach auch in den USA und in Japan eingeführt, wobei dort die mit übertragene Farbträgerfrequenz von  $\approx 3,58$  MHz genutzt wird. Die 1981 in Japan durchgeführten Versuche zur Normalfrequenzübertragung über einen Synchronnachrichtensatelliten lassen erwarten, daß die Nutzung des Fernsehens zur Normalfrequenzübertragung bei der Verwendung von Satelliteneendern gleiche bzw. bessere Ergebnisse liefert als bei der Verwendung terrestrischer Fernsehender.

#### 4.5. Messung kurzer Zeitintervalle

Sollen Zeitintervalle mit einer relativen Meßunsicherheit  $\leq 10^{-5}$  gemessen werden, ist der Einsatz von digitalen Meßverfahren erforderlich. Die begrenzte Schaltgeschwindigkeit elektronischer Bauelemente erfordert gegenwärtig noch bei Auflösungen  $< 1$  ns die Kombination mit Interpolationsverfahren. Damit lassen sich Auflösungen bis zu wenigen ps realisieren. Schwieriger ist es, die dabei auftretenden systematischen Fehleranteile zu beherrschen, so daß die Meßunsicherheit durchaus größer sein kann als die erreichte Auflösung.

Weitere Fortschritte in der Technologie der Halbleiterbauelemente und in der Anwendung des JOSEPHSON-Effektes ermöglichen die Anwendung direkter Zählverfahren bis zu höheren Frequenzen als bisher. So sind z. B. neue Si-Schaltkreise in NMOS-Technik, die eine Gatterverzögerungszeit von nur 75 ps haben, in der Lage, Zählfrequenzen bis zu 2,5 GHz zu verarbeiten [127]. Das entspricht einer Auflösung bei Zeitintervallmessungen von 400 ps. Unter Anwendung des JOSEPHSON-Effektes wurden im NBS Binärzähler aufgebaut, die noch bis 100 GHz arbeiten, entsprechend einer Auflösung von 10 ps. Die Realisierung einer dementsprechenden Meßgenauigkeit erfordert neben dem Einsatz geeigneter Frequenznormale die Möglichkeit, zeiteignifikante Punkte auf den das Zeitintervall begrenzenden Signalen ebenfalls mit einer Unsicherheit von wenigen ps zu erfassen.

Insgesamt kann festgestellt werden, daß die elektronischen Zeit- und Frequenzmeßtechnik in den letzten Jahrzehnten außerordentliche Fortschritte gemacht hat. Diese Entwicklung ist noch nicht abgeschlossen. Weitere Verbesserungen der Atomfrequenznormale erfordern eine verbesserte Beherrschung der DOPPLER-Effekte 1. und 2. Ordnung.

Eine eventuelle Nutzung von Frequenznormalen des optischen Bereichs in der Zeitmeßtechnik setzt die Lösung der phasenstarreren Frequenzteilung bzw. -vervielfachung zwischen optischem und Mikrowellenbereich voraus. Weltweite Zeitalen- und Frequenzvergleiche erfordern die exakte Erfassung relativistischer Effekte. Weitere Fortschritte in der Nutzung von Supraleitfähigkeitseffekten können zur Realisierung von Sekundärnormalen geringer Instabilität und zu einer wesentlichen Steigerung der Schaltgeschwindigkeit digitaler Zählaltungen führen.

#### 5. Einschätzung des Einflusses der Zeit- und Frequenzmeßtechnik auf die Leistungsfähigkeit moderner geodätischer Meßverfahren

Die Ableitung quantitativer Aussagen über die Anforderungen moderner geodätischer Verfahren an die elektronische Zeit- und Frequenzmeßtechnik im Abschnitt 2 führte zu den in Tabelle 8 zusammengefaßten Werten. Die Ergebnisse einer eingehenden Untersuchung des Entwicklungsstandes der elektronischen Zeit- und Frequenzmeßtechnik sowie der erkennbaren Tendenzen im Abschnitt 3 sind in Abschnitt 4 kurz zusammengefaßt worden. Ein Vergleich mit den Forderungen nach Tabelle 8 ergibt eindeutig, daß bereits beim gegenwärtigen Stand der elektronischen Zeit- und Frequenzmeßtechnik eine Einschränkung der Leistungsfähigkeit moderner geodätischer Meßverfahren prinzipieller Art nicht erkennbar ist.

Es soll aber nicht unerwähnt bleiben, daß oft erheblicher Aufwand erforderlich ist, um Rückwirkungen auf die Leistungsfähigkeit der geodätischen Meßverfahren auszuschließen.

Literaturverzeichnis

- [1] BECKER, G.: Die Sekunde. PTB-Mitteilungen 85 (1975) 1, S. 14 - 28
- [2] HEMMLEB, G.: Das Zeitnormal und die astronomische Zeitbestimmung. Feinmechanik-Optik (1962) H. 12, S. 369 - 373
- [3] MARKOWITZ, H.; HALL, R.G.; ESSEN, L.; PARRY, J.V.L.: Phys. Rev. Lett. 1 (1968), S. 106
- [4] HEMMLEB, G.: Änderungen im internationalen Zeiteystem UTC und bei Zeiteignalsendungen. Vermessungstechnik 20 (1972), H. 3, S. 103 - 104
- [5] BECKER, G.: Zeitskalenprobleme; jahreszeitliche Gangschwankungen von Atomuhren. PTB-Mitteilungen 92 (1982) 2, S. 105 - 113
- [6] DITTMANN, H.; KALAU, M.: Das Staatliche Etalon für Zeit und Frequenz der DDR. radio fernsehen elektronik 27 (1978), H. 6, S. 381 - 382
- [7] BECKER, G.: Neues über Zeit, Frequenz und Länge. Sonderdruck aus Kleinheubacher Berichte, Bd. 19 (1976)
- [8] KARTASCHOFF, P.: Frequency and time. Monographs in physical measurement. Academic Press 1978, S. 9
- [9] REINHARDT, V.: Relativistic effects of the rotation of the earth on remote clock synchronization. Proc. 6. PTTI-Meeting, Dez. 1974, NASA Doc. No X-814-76-117, S. 395 - 424
- [10] HAFELE, J.C.; KEATING, R.E.: Around the world atomic clocks: predicted relativistic time gains. Science 177 (1972), 7. Juli, S. 166 - 177
- [11] VANICEK, P.; KRAKOWSKY, E.: Geodesy: The concepts. North-Holland Publ. Comp., Amsterdam, New York, Oxford 1982
- [12] KAUTZLEBEN, H.: Über klassische und moderne Beiträge der Geodäsie zur Geodynamik. Wiss. Zeitschrift. d. TU Dresden 29 (1980), H. 5, S. 1107 - 1110
- [13] NOTTARP, K.: Die Rolle der Zeitbestimmung in der Satellitengeodäsie. PTB-Bericht vom 12. und 17. Seminar Zeit und Frequenz 1979, Bd. 3, S. 381 - 386
- [14] KAUTZLEBEN, H.; MONTAG, H.; BUSCHMANN, E.: Studies on planetary dynamics of the earth by means of satellite geodesy. 24 Rassegna Internazionale Elettronica Nucleare ad Aeroospaciale, Rom 23. 3. - 3. 4. 1977
- [15] KAUTZLEBEN, H.: Aufgaben der Geodäsie bei geodynamischen Untersuchungen. Vermessungstechnik 29 (1981), H. 8, S. 256 - 258
- [16] CAMPBELL, J.: Zielsetzungen geodätisch genutzter VLBI. ZfV 107 (1982), H. 9, S. 386 - 396
- [17] DEUMLICH, F.: Instrumentenkunde der Vermessungstechnik. VEB Verlag für Bauwesen Berlin 1974
- [18] QUERZOLA, B.: High accuracy distance measurement by a two wavelength pulsed laser. International Symposium on Terrestrial Electromagnetic Distance Measurements and Atmospheric Effects on Angular Measurements. Stockholm 19. - 24. 9. 1974
- [19] FISCHER, H.; NEUBERT, R.; SELKE, CH.; STECHER, R.: Erweiterung der Satellitenkennlinie SBG zur Laserentfernungsmessung. Veröff. Zentralinst. Physik d. Erde Nr. 29 S. 126 - 136
- [20] FISCHER, H.; NEUBERT, R.; SELKE, CH.; STECHER, R.: Satellitenentfernungsmessungen in Potsdam. Vermessungstechnik 23 (1975), H. 2, S. 63 - 66
- [21] FISCHER, H.; NEUBERT, R.; STECHER, R.: Projektstudie Lasergerät der 2. Generation. ZIPE 1975, nicht veröffentlicht.
- [22] GRUNWALD, NEUBERT; FISCHER; STECHER: First laser ranging results using a dual-pulse ruby laser. ZIPE, interner Bericht 1982
- [23] MAREK, G.: Überblick über Dopplerbeobachtungen von Satelliten für geodätische Anwendungen. Literaturbericht, Zentralinst. Physik d. Erde 1976, nicht veröffentlicht

- [24] SIGL, R.: Aktuelle Aufgaben der Satellitengeodäsie. ZfV 102 (1977), H. 1, S. 20-40
- [25] BOMFORD, G.: Geodesy. Clarendon Press, Oxford 1971, S. 405 - 407
- [26] MUELLER, I.I.: Introduction to satellite geodesy. F. Ungar-Verlag, New York 1964, S. 276 - 281
- [27] NEWTON, R.R.: Measurement of the doppler shift in satellite transmissions and their use in geometrical geodesy. Johns Hopkins University, Appl. Phys. Lab., Silver Spring
- [28] WILSON, P.: Zum Prinzip von Dopplermessungen im Navy Navigation Satellite System erläutert am CMA-722 B der Canadian Marconi Company. Veröff. Bayer. Komm. f. d. Internat. Erdmessung Astron.-geodät. Arbeiten H. 33, München 1975, S. 90 - 101
- [29] HOTHEM, L.D.: Evaluation of precision and error sources associated with doppler positioning. IUGG, XVI. Generalversammlung, Grenoble August 1975
- [30] WILSON, P.: Zur Positionbestimmung von vier ESA-Tracking-Stationen mit Hilfe von Dopplermessungen. Veröff. Bayer. Komm. f. d. Internat. Erdmessung Astron.-geodät. Arbeiten H. 35, München 1977, S. 99 - 107
- [31] HALMOS, F.: Die geodätische Anwendung von radiointerferometrischen Messungen mit langer Basis. Geodäsie und Kartografie 26 (1974), H. 5, S. 338 - 346
- [32] MORAN, J.M.: Geodetic and astrometric results of very-long-baseline interferometric measurements of natural radio sources. Center for Astrophysics, Cambridge, Massachusetts, Preprint-Serie No. 138
- [33] MATHUR, N.C., et al.: Atmospheric effects in very long baseline interferometry. Radio Science 5 (1970), H. 10, S. 1253 - 1261
- [34] PARKINSON, B.W.: The global positioning system. Bull. Geod. 53 (1979), S. 89 - 108
- [35] FELL, P.J.: Geodetic positioning using a global positioning system of satellites. Reports of the Department of Geodetic Science, Report No. 299, Ohio State University Juni 1980
- [36] MAC DORAN, P.F.: Satellite emission radio interferometric earth surveying SERIES-GPS geodetic system. Bull. Geod. 53 (1979), S. 117 - 138
- [37] COUNSELMAN, C.C.; SHAPIRO, I.I.: Miniature interferometer terminals for earth surveying. Bull. Geod. 53 (1979), S. 139 - 163
- [37a] COUNSELMAN, C.C.; STEINBRECHER, H.D.: The macrometer: a compact radio interferometry terminal for geodesy with GPS. Firmenschrift Macrometric Inc., Woburn, Massachusetts
- [38] BOSSLER, J.D.; BENDER, P.L.: Using the global positioning system (GPS) für geodetic positioning.
- [39] FELL, P.J.: A comparative analysis of GPS range, doppler and interferometric observations for geodetic positioning. Bull. Geod. 54 (1980), S. 564 - 574
- [40] ELSTNER, CH.; HARNISCH, G.: Zur Entwicklung und Bedeutung des internationalen Bezugssystems der Schwere, Vermessungstechnik 24 (1976), H. 1, S. 10 - 12
- [41] HARNISCH; SCHÜLER; NEUBERT; FISCHER; STECHER; BORCHERT: Projektstudie Absolutgravimeter. ZIPE 1974, nicht veröffentlicht
- [42] BALLATO, A.; VIG, J.R.: Advances in the stability of high precision crystal resonators. Proc. 11. Annual PTI Planning and Applic. Meeting, Washington 1979, S. 403 - 438
- [43] BESSON, R.J.; EMMONS, D.A.: Initial results on 5 MHz quartz oscillators. Proc. 11. Annual PTI Planning and Applic. Meeting, Washington 1979, S. 457 - 468
- [44] MEISTER, G.: Stand und Tendenz der Präzisionsmeßtechnik im Vorfeld physikalischer Grenzen der Meßbarkeit. Feingerätetechnik 30 (1981), H. 5, S. 195 - 202, H. 6, S. 245 - 249
- [45] STECHER, R.: Atomare Frequenznormale und ihre Verwirklichung. Nachrichtentechnik '14 (1964), H. 9, S. 344 - 349

- [46] STECHER, R.: Atom- und Molekülluhren - Frequenz- und Zeitnormale höchster Präzision. Nachrichtentechnik 13 (1963), H. 5, S. 169 - 172
- [47] KARTASCHOFF, P.: Frequency and time. Academic Press London 1978
- [48] STECHER, R.: Atomares Frequenznormal auf Cäsium-Basis. Nachrichtentechnik 14 (1964), H. 6, S. 214 - 219
- [49] STECHER, R.: Studienentwurf Atomuhr. 1963, intern
- [50] BECKER, G.; FISCHER, B.; KRAMER, G.; MÖLLER, E.K.: Neuentwicklung einer Cäsiumstrahlapparaturs als primäres Zeit- und Frequenznormal an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt. PTB-Mitteilungen (1969) 2, S. 77 - 80
- [51] HELLWIG, H.: Atomic frequency standards: a survey. Proc. IEEE 63 (1976), S. 212-229
- [52] WINELAND, D.J.: Limitations on long-term stability and accuracy in atomic clocks. Proc. 11. Annual PTTI Planning and Applic. Meeting, Washington 1979, S. 81 - 110
- [53] AUDOIN, C.; VANIER, J.: Atomic frequency standards and clocks. Scientific Instruments 9 (1976) 9, S. 697 - 720
- [54] WALLS, F.L.: Prospects for advances in microwave atomic frequency standards. Proc. 11. Annual PTTI Planning and Applic. Meeting, Washington 1979, S. 619 - 640
- [55] WINELAND, D.J.: Prospects for stored ion frequency standards. Kurzfassung Vortrag auf 13. Annual PTTI Planning and Applic. Meeting, Washington 1. - 3. 12. 81
- [56] CÉREZ, P.: Lasers as stable frequency sources. Imaging processes and coherence in physics. Springer-Verlag, Berlin 1980, S. 17 - 27
- [57] HALL, J.L.: Stabilized lasers and precision measurements. Science 202 (1978), S. 147 - 156
- [58] SCHMIDT, K.; HANDTKE, D.; TSCHIRNICH, J.: Zur Redefinition des Meters und der Festlegung eines Wertes der Lichtgeschwindigkeit. Feingerätetechnik 30 (1981), H. 10, S. 441 - 442
- [59] GUPTA, A.K.: AC Josephson effect voltage standard. Indian J. Cryog. 5 (1980), 2, S. 59 - 68
- [60] GALLOP, J.C.: The impact of superconducting devices on precision metrology and fundamental constants. Metrologia 18 (1982), H. 2, S. 67 - 92
- [61] STEIN, S.R.; TURNEAURE, J.P.: Superconducting-cavity stabilized oscillators with improved frequency stability. Proc. IEEE 63 (1976), S. 1249 - 1250
- [62] RUTMAN, J.: Characterization of phase and frequency instabilities in precision frequency sources: fifteen years of progress. Proc. IEEE 66 (1978), H. 9, S. 1048 - 1075
- [63] ALLAN, D.W.: The measurement of frequency and frequency stability of precision oscillators. Proc. 6. PTTI Planning and Applic. Meeting 3. - 5. 12. 1974 Washington, S. 109 - 141
- [64] ALLAN, D.W.: Statistics of atomic frequency standards. Proc. IEEE 54 (1966), S. 221 - 230
- [65] LESAGE, P.; AUDOIN, C.: Characterization of frequency stability: uncertainty due to the finite number of measurements. IEEE Trans. Instr. and Meas., Vol. IM-22, Juni 1973, S. 157 - 161
- [66] SCHRÖDER, R.: Messung der Instabilität von Zeitsignalen und Normalfrequenzen. PTB-Bericht über das 12. u. 17. PTB-Seminar Zeit- und Frequenz, März 1979, Band 1, S. 122 - 156
- [67] BARNES et al.: Characterization of frequency stability. IEEE Trans. Instr. and Meas. Vol. IM-20, Mai 1971, S. 105 - 120
- [68] CUTLER, L.S.; SEARLE, C.L.: Some aspects of the theory and measurement of frequency fluctuations in frequency standards. Proc. IEEE 64 (1966), S. 136 - 154
- [69] STECHER, R.: Betrachtungen zum Präzisionsfrequenzvergleich. Nachrichtentechnik 19 (1969), H. 7, S. 272 - 276

- [70] FISCHER, M.: Systeme zum Messen des Stabilitätsgrades innerhalb eines Frequenzbereiches. *nachrichten elektronik* 36 (1981), H. 10, S. 381 - 389
- [71] KARTASCHOFF, P.: Computer simulation of the conventional clock model. *IEEE Trans. Instr. and Meas.* 28 (1979), H. 3, S. 193 - 197
- [72] HETZEL, P.; HÖBNER, U.: Der Zeitsignal- und Normalfrequenzsender DCF 77. *Jahrbuch Deutsche Ges. Chronometrie* 26 (1974), A 2.1, S. 1 - 7
- [73] BECKER, G.: Aussendung und Empfang des Zeitmarken- und Normalfrequenzsenders DCF 77. *PTB-Mitteilungen* 82 (1972), S. 224 - 229
- [74] BECKER, G.; FISCHER, B.; HETZEL, P.: Methoden zum Vergleich und zur Verbreitung von Zeitkalen. *Kleinhaubacher Berichte* 16 (1973), S. 5
- [75] MUNGALL, A.G.; COSTAIN, C.C.; EKHOLM, W.A.: Influence of temperature-correlated Loran C signal propagation delays on international time scale comparisons. *Metrologia* 17 (1981), H. 3, S. 91 - 96
- [76] ARNOLDT, M.: Weltweite Angleichung der Zeitkalen durch Atomuhrtransporte. *nachrichten elektronik* 36 (1982), H. 8, S. 366 - 362
- [77] TOLMAN, J.; PTACEK, V.; SOUCEK, A.; STECHER, R.: Microsecond clock comparison by means of TV synchronizing pulses. *IEEE Trans. Instr. and Meas.* 16 (1967), S. 247 - 264
- [78] TOLMAN, J.: Über ein kontinentales System der Zeitgleichheit. *Wissenschaftl. Zeitschrift d. TU Dresden* 14 (1965), H. 3, S. 655 - 657
- [79] STECHER, R.: Präzisions-Standvergleich räumlich weit entfernter Zeitnormalen. *Nachrichtentechnik* 17 (1967), H. 10, S. 404 - 408
- [80] ENSLIN, H.: Comparison of clocks by means of TV field synchronizing pulses. *Proc. Second Cagliari International Meeting on Time Determination and Synchronization*, 1974, S. 127 - 160
- [81] FEDOREW, JU.A.; GONZALEZ, CH.: Poredaca razmerov adinicu vremeni i ceatoty po kanalam nacionalnogo televidenija Kuby. *Izmer. Tekn.* 247 (1981), H. 7, S. 39-41
- [82] STECHER, R.: Verfahren zur Übertragung und zum Empfang von Normalfrequenzen. *DWP Nr. 56836 vom 6. 7. 67 (eingereicht am 16. 1. 66)*
- [83] BUCKBESCH, F.: private Mitteilungen
- [84] Brief des RFZ vom 13. 7. 66 (GIP, Brief-Nr. 573/66)
- [85] EASTON, R.L.: The role of time/frequency in Navy navigation satellites. *Proc. IEEE* 60 (1972), S. 667
- [86] EASTON, R.L., et al.: Dissemination of time and frequency by satellite. *Proc IEEE* (1976), 10, S. 1482 - 1493
- [87] MC CASKILL, T., et al.: A sequential range navigation algorithm for a medium altitude navigation satellite. *Navigation*, 23 (1976), H. 2, S. 164 - 177
- [88] BUISSON, J., et al.: Precise worldwide station synchronization via the NAVSTAR GPS navigation technology satellite NTS 1. *Proc. 8. Annual PTTI Applic. and Planning Meeting 1976, Washington, USNRL 1977*, S. 56 - 84
- [89] JESPERSEN, J.G.: Some implications of reciprocity for two-way clock synchronization. *Proc. 11. Annual PTTI Appl. and Planning Meeting 1979, Washington, NASA Conference Publication 2129*, S. 171 - 182
- [90] BLAIR, B.E.: Time and frequency: theory and fundamentals. *NBS-Monograph* 140, 1974
- [91] HÖBNER, U.: Zeitverteilung mit Satelliten. *Jb. Deutsche Ges. Chronom.* 27 (1976), S. 68 - 68
- [92] RUTMAN, J.: Application of space technique to time and frequency dissemination and synchronization, *Proc. European Workshop on Space Oceanography, Navigation and Geodynamics*. Jan. 1978, *ESA SP- 137*, S. 311 - 316
- [93] CHI, A.R.: Satellite time transfer via TDRSS and applications. *Proc. 11. Annual PTTI-Meeting 1979, Washington, NASA Conf. Publ. 2129*, S. 45 - 62

- [94] CAPTAINÉ, N.; GAMBIS, D.: A possibility of clock synchronization between two stations by the way of an artificial satellite. *Ann. Geophys.* 37 (1981), H. 1, S. 139 - 142
- [95] HÖBNER, U.; NOTTARP, K.; SCHLÖTER, W.: Verfahren für Einweg-Zeitvergleiche hoher Genauigkeit über Meteorat. Veröff. Bayer. Komm. f. d. Internationale Erdmessung, Astron.-geodät. Arbeiten, 1979, H. 39, S. 29 - 37
- [96] PUTKOVICH, K.: Time dissemination - an update. Proc. 11. Annual PTTI-Meeting 1979, Washington, NASA-Conf. Publ. 2129, S. 213 - 230
- [97] SABURY, Y.; et al.: T & F comparisons via broadcasting satellite and navigation technology satellite. Proc. 11. Annual PTTI-Meeting 1979, Washington, NASA-Conf. Publ. 2129, S. 313 - 328
- [98] HÖBNER, U.; HETZEL, P.: Zweiweg-Zeitvergleich mit dem Satelliten SYMPHONIE. *Kleinhebacher Berichte* 21 (1978), S. 459 - 468
- [99] DETOMA, E.; LESCHIUTTA, S.: The SIRIO-1 timing experiment. Proc. 11. Annual PTTI-Meeting 1979, Washington, NASA-Conf. Publ. 2129, S. 521 - 566
- [100] COSTAIN, C.C.; et al.: Two way time transfer via geostationary satellites NRC/NBS, NRS/USNO and NBS/USNO via HERMES and NRC/LPTF via SYMPHONIE. Proc. 11. Annual PTTI-Meeting 1979, Washington, NASA-Conf. Publ. 2129, S. 499 - 515
- [101] SERENE, B.; ALBETINOLI, P.: The LASSO-experiment on the SIRIO-2 spacecraft. *ESA-Journal* 1980, Vol. 4, S. 59 - 72
- [102] KNOWLES, S.H.; et al.: Time transfer via satellite-link radio interferometry. Proc. 11. Annual PTTI-Meeting 1979, Washington, NASA-Conf. Publ. 2129, S. 471 - 479
- [103] VAN ARDENNE, A.O.; O'SULLIVAN, J.D.; DE DIANOUS, D.: A high precision phase comparison experiment using a geostationary satellite. *Vorabdruck eines Manuskriptes für IEEE Trans. on Instr. and Meas.*, Juli 1981
- [104] DECHER, R.: Shuttle time and frequency transfer experiment. *CSTC Bull. No. 2 Technology and mission developments*, Nov. 1980, S. 56 - 58
- [105] STECHER, R.: Verwendung von Fernsehsendern und Richtfunkstrecken zur kompatiblen Übertragung von Normalfrequenz. *Arbeiten aus dem Geodätischen Institut Potsdam Nr. 21*
- [106] STECHER, R.: Verfahren zur Übertragung von Normalfrequenzen. *Nachrichtentechnik* 19 (1969), H. 7, S. 268 - 272
- [107] STECHER, R.: Großversuch zur Normalfrequenzübertragung mit Fernsehsendern. *Nachrichtentechnik* 21 (1971), H. 3, S. 91 - 94
- [108] STECHER, R.: Österreichisches Patent Nr. 281925 vom 10. 6. 70
- [109] DAVIS, D.D.: Frequency standard hidden in every color set. *Electronics* 44 (1971), H. 10, S. 96 - 98
- [110] HOWE, D.A.: Nationwide precise time and frequency distribution utilizing an active code within network television broadcasts. *IEEE Trans. Instr. and Meas.* IM-21 (1972), H. 3, S. 263 - 276
- [111] OGAWA, Y.; KATOH, Y.; ITOH, K.: Doppler shift in a standard frequency via a broadcasting satellite - experiment at Sapporo using a medium-scale broadcasting satellite for experimental purposes. *Trans. IEEE Japan, E 65* (1982), H. 3, S. 154 - 158
- [112] - : Squide im 100 GHz-Zähler. *Elektronik* (1982), H. 22, S. 7
- [113] KLEIN, J.W.: Elektronische Zeitmessung im Nanosekunden- und Subnanosekunden-Gebiet. *Dissertationsschrift, TH Aachen* 1971
- [114] KÜBISCH, W.: Fehler bei Zeitmessungen, wie sie entstehen und wie man sie vermeidet. *Elektronik* (1980), H. 24, S. 82 - 84
- [115] STECHER, R.: Elektronische Zeitintervallmessung mit Nanosekunden-Auflösung. *Nachrichtentechnik* 23 (1973), H. 11, S. 413 - 416
- [116] SAHNER, G.: *Digitale Meßverfahren*. VEB Verlag Technik 1979

- [117] MEYER, H.: Proc. Internat. Symp. Nucl. Electronics, Paris 1963
- [118] YOUNG, P.: 1 nanosecond time interval counter. Instr. & Control Systems 38 (1965), S. 105
- [119] Betriebsanleitung des Zeitintervallmessere Typ 5370 A der Firma Hewlett-Packard
- [120] HERRMANN, A.: Die Entwicklung der internationalen Vergleiche von Frequenznormalen. Radio und Fernsehen (1957), H. 8, S. 244 - 246
- [121] KUHNLE, P.F.; SYDNOR, R.L.: Present and future frequency and timing capabilities of the deep space network. Journal de Physique 42 (1981), Dez., S. C 8/373 -382
- [122] STEINER, E.: Synchronisation von Übertragungs- und Vermittlungseinrichtungen in Nachrichtennetzen und Darstellung der technischen Möglichkeiten. Bericht vom 12. und 17. PTB-Seminar, März 1979
- [123] LEWIS, L.L.; FELDMAN, M.; BERGQUIST, J.C.: Impact of lasers on primary frequency standards and precision spectroscopy. Journal de Physique 42 (1981), Dez., S. C 8/272 - 281
- [124] WALLS, F.L.; HOWE, D.A.: Timekeeping potentials using passive hydrogen masers. Journal de Physique 42 (1981), Dez., S. C 8/151 - 156
- [125] - : 5-MHz-Quarz Typ 8600. Nachrichtentechnik (1982), H. 5, S. 227
- [126] ALLAN, D.W.; et al.: Ultra-accurate international time and frequency comparison via an orbiting hydrogen maser clock. Journal de Physique 42 (1981). Dez., S. C 8/396 - 413
- [127] - : Information aus radio fernsehen elektronik (1982), H. 6, S. 340

