

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

Veröffentlichungen des Zentralinstituts für Physik der Erde
Nr. 56

Untersuchungen zur photoelektrischen Registrierung
von Sterndurchgangszeiten

von

Nguyen Tri Long

Als Manuskript gedruckt
Potsdam 1979

Vom Forschungsbereich Geo- und Kosmoswissenschaften
der Akademie der Wissenschaften der DDR

zur

Erlangung des akademischen Grades

Doktor eines Wissenschaftszweiges

(Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Physiker Nguyen Tri Long

geb. am 24. 12. 1939 in Nam Ha (Vietnam)

Tag der Einreichung: 28. 6. 1978

Gutachter: Prof. Dr. habil. H. Kautzleben

Doz. Dr. habil. K.-G. Steinert

Dr. K. Möbius

Tag der öffentlichen Verteidigung: 21. 11. 1978

Vorsitzender der Prüfungskommission: Prof. Dr. habil. H. Stiller

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Vorwort	5
Zusammenfassungen	6
1. Einleitung	8
2. Überblick über verschiedene photoelektrische Verfahren	11
3. Beschreibung des gewählten Meßverfahrens	17
3.1. Blockschaltbild	17
3.2. Funktionsprinzip	18
3.3. Gründe für die Wahl des Meßprinzips	19
4. Entwicklung der Versuchsapparatur	21
4.1. Mechanisch-optischer Teil	21
4.1.1. Fernrohr	21
4.1.2. Größe der Sternabbildung	21
4.1.3. Gitter	23
4.2. Elektronischer Teil	24
4.2.1. Lichtempfänger und Verstärker	26
4.2.2. Zeitgebersystem	27
4.2.3. Registriersystem	28
4.2.4. Fernbedienung	31
5. Auswerteverfahren zur Ermittlung der Sterndurchgangszeit	32
5.1. Ermittlung der Sterndurchgangszeit für jeden Spalt	33
5.1.1. Variante 1	33
5.1.2. Variante 2	35
5.2. Ermittlung der Sterndurchgangszeit für das ganze Gitter	39
6. Reichweitenabschätzung	43
6.1. Größe des photoelektrischen Stroms	43
6.2. Anzahl der zu zählenden Photoelektronen	43
6.3. Begrenzung der Helligkeit des Himmelshintergrundes	44
7. Fehlerabschätzung	46
7.1. Ableitung der Formeln aus dem Auswerteverfahren	46
7.2. Richtungsszintillation	49
7.3. Helligkeitsszintillation	49
7.4. Rauschen	50
7.5. Gittergenauigkeit	50
7.6. Diskrete Registrierung	51
7.7. Zusammenfassung	52
8. Erprobung und Untersuchung der Versuchsapparatur	54
8.1. Messung des Dunkelstroms des SEV	54
8.2. Festlegung der Diskriminatorschwelle	55
8.3. Durchführung der Sterndurchgangsbeobachtungen	55
8.4. Untersuchungen und Analysen des Beobachtungsmaterials	58

	Seite
8.4.1. Differenzkurve	58
8.4.2. Auswertung mit der EDVA Robotron 300	60
8.4.3. Reichweite	61
8.4.4. Meßfehler	62
8.4.5. Fehlereinfluß der diskreten Registrierung	65
9. Zum Einsatz am photoelektrischen Zenitrohr	67
9.1. Mechanisch-optischer Teil	67
9.2. Elektronischer Teil	68
10. Zusammenfassung und Schlußfolgerungen	70
Literatur:	72
Anhang	75

Vorwort

Diese Arbeit wurde in der Zeit von Oktober 1975 bis April 1978 in der Abteilung Geodätische Astronomie des Zentralinstituts für Physik der Erde (ZIPE) der Akademie der Wissenschaften der DDR in Potsdam durchgeführt.

Herrn Prof. Dr. rer. nat. habil. H. STILLER und Herrn Prof. Dr. rer. nat. habil. H. KAUTZLEBEN bin ich für die Gewährung der Möglichkeit, am Zentralinstitut für Physik der Erde der Akademie der Wissenschaften der DDR diese Arbeit durchführen zu können, zu Dank verpflichtet.

Ebenfalls danke ich Herrn Dr.-Ing. E. BUSCHMANN und Herrn Dr.-Ing. G. HEMMLEB, die den Fortgang der Arbeiten mit Interesse verfolgt und Anregungen gegeben haben.

Mein besonderer Dank gebührt Herrn Dr.-Ing. M. MEINIG und Herrn Dr. rer. nat. H. FISCHER für ihre sehr herzliche Hilfe bei der Durchführung der Untersuchungen und die ständige Bereitschaft zu zahlreichen wertvollen Diskussionen.

Mein Dank gilt auch den Mitarbeitern des ZIPE, besonders denen der Abteilung Geodätische Astronomie, die ich hier nicht alle nennen kann, für ihre vielseitige Unterstützung.

Nguyen Tri Long

Potsdam, im April 1978

Zusammenfassung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der photoelektrischen Registrierung von Sterndurchgangszeiten, um einen Beitrag zur Entwicklung des photoelektrischen Zenitrohrs (PEZR) zu leisten.

Nach Hinweisen zur Zielstellung werden zunächst in einem Überblick verschiedene bisher angewendete photoelektrische Meßverfahren vorgestellt und dann das ausgewählte Meßverfahren sowie die Entwicklung der Versuchsapparatur beschrieben. Daneben wird das Auswerteverfahren der registrierten Meßwerte mit einer EDVA zur Ermittlung der Sterndurchgangszeit vorgelegt. Anschließend werden die Reichweite und die Genauigkeit der entwickelten Versuchsapparatur abgeschätzt. Weiter werden die Ergebnisse sowie die Erfahrungen aus der Erprobung in 5 Beobachtungsserien mit 5 verschiedenen Gittern und 870 Sterndurchgangsbeobachtungen dargestellt. (Bei einem Objektiv mit der effektiven Öffnung von 16,7 cm und der Brennweite von 100 cm waren die Sterne bis zur Größenklasse 10 zu beobachten, und es wurden durchschnittliche Meßfehler in 2 Koordinaten von 0,082" erreicht.) Zum Schluß erfolgen die Einschätzung und die Diskussion von Verbesserungsmöglichkeiten für den endgültigen Einsatz am PEZR.

Summary

The object of this paper is to investigate the photoelectric recording of star transit times in order to give a contribution to the development of the photoelectric zenith telescope (PEZT).

To this end, first the paper presents several hitherto employed photoelectric methods of measurement, followed by a description of the selected measuring technique as well as of the development of the experimental apparatus. Additionally, the method of evaluating the recorded data by means of a data processing equipment for determining the star transit time is presented. Then the reach and the accuracy of the developed experimental apparatus are estimated. Moreover, the paper describes the results and the experience gained from testing the apparatus with 5 series of observations, 5 different gratings, and 870 star transit observations. (For an objective with an effective aperture of 16.7 cm and a focal length of 100 cm, it was possible to observe stars up to the 10th class of magnitude and to reach average measuring errors in 2 coordinates of 0.082".) Finally, possibilities of improvements of the measuring technique, aiming at its final application in the PEZT, are assessed and discussed.

Résumé

Le but du présent travail est d'examiner l'enregistrement photoélectrique des durées de passage des étoiles afin d'apporter une contribution à l'étude d'une lunette zénithale photoélectrique (Tozp).

La présentation récapitulative des différents procédés de mesure photoélectriques utilisés jusqu'ici succédera tout d'abord à la définition de l'objectif assigné; on se penchera ensuite sur la description du procédé de mesure soutenu ici et sur celle de l'appareillage d'essai. Il sera en outre présenté le mode de dépouillement des valeurs enregistrées, sollicitant l'aide d'une calculatrice électronique pour la détermination des temps de passage des étoiles. Il sera également procédé à une appréciation sur la portée opérationnelle et sur la précision de l'appareillage d'essai conçu. Les résultats et les expériences obtenus à l'essai seront présentés ensuite sous forme de 5 séries d'observations avec 5 réseaux différents et 870 observations de passages (avec un objectif d'une ouverture effective de 16,7 cm et une focale de 100 cm, on a pu observer des étoiles d'une grandeur minimale de 10 et atteindre une erreur de mesure moyenne, dans deux coordonnées, de 0,082"). Il s'en suivent une conclusion et une polémique sur les possibilités de perfectionnement, pour la mise en oeuvre définitive du procédé de mesure sur le Tozp.

Резюме

Целью данной работы является исследование фотоэлектрической регистрации моментов звёздных прохождений, чтобы вносить свой вклад в развитие фотоэлектрических зенитных трубок (ФЭЗТ).

После постановки цели в работе даётся обзор различных применяемых до сих пор фотоэлектрических методов измерения. Затем описываются выбранный метод измерения и развитие экспериментальной аппаратуры. Наряду с этим излагается метод вычисления зарегистрированных величин с помощью ЭВМ с целью определения моментов звёздных прохождений. В дальнейшем расцениваются досягаемость и опыт испытаний пяти серий наблюдений с 5 различными решётками и также 870 наблюдений звёздных прохождений (на одном объективе с эффективной открытостью 16,7 см и фокусным расстоянием 100 см можно наблюдать звёзды до класса величины 10 и достигать средней ошибки измерения в 2 координаты 0,082"). В конце даются оценка и обсуждение возможностей для окончательного применения ФЭЗТ.

1. Einleitung

Obwohl die Zeiteinheit gegenwärtig auf atomarer Basis definiert wird, dienen astronomische Zeit- und Breitenbestimmungen als Grundlage für zahlreiche geodätische und geophysikalische Untersuchungen, die mit vielen Tätigkeiten der Menschen auf der Erde verbunden sind.

Für die Datengewinnung zur Untersuchung des Rotationsverhaltens der Erde werden verschiedene Instrumententypen eingesetzt. Dazu gehören das Astrolab, das Zirkumzenital und das photographische Zenitteleskop (PZT), die eine simultane Zeit- und Breitenbestimmung ermöglichen. Auf festen Stationen ist das PZT als leistungsfähigstes Instrument bekannt. Der Beobachtungsvorgang ist automatisiert, und die gesuchten Größen, Zeit und Breite, werden gleichzeitig mit hoher Genauigkeit bestimmt. Durch die spezielle Konstruktion des PZT werden instrumentelle Fehler weitgehend eliminiert [16].

Aber dem Vorteil steht als Nachteil die aufwendige Bearbeitung und Auswertung der als Zwischenspeicher dienenden photographischen Platten gegenüber. Die Ausmessung der Photoplatten erfordert viel Zeit, und die Qualität der Ergebnisse hängt wesentlich von der Güte der Ausmessung ab. Deshalb werden an diese Tätigkeit außerdem hohe Anforderungen gestellt [17, 18]. Bei der photoelektrischen Beobachtung, die in das Beobachtungsprinzip des PZT übertragen werden würde, entfällt die Zwischenspeicherung auf Photoplatten und somit deren nachträgliche zeitraubende Ausmessung. Durch den Wegfall der Plattenausmessung werden außerdem eventuelle restliche persönliche Fehler völlig vermieden.

Der Nutzen der photoelektrischen Beobachtung liegt vor allem in einer Rationalisierung der Datengewinnung unter Beibehaltung der genannten Vorteile des PZT. Das umfangreichere Datenmaterial, das durch eine bessere Ausnutzung der gesamten Nachtstunden für die Beobachtung erhalten werden könnte, würde nicht nur zuverlässigere Ergebnisse liefern, sondern gleichzeitig den Informationsgehalt der anfallenden Meßdaten vergrößern. Speziell in den Winternächten könnte mit zwölfstündigen Beobachtungsserien ein Beitrag zur interessanten Frage der kurzzeitigen Längen- und Breitenänderungen bzw. Schwankungen des Erdrotationsvektors geleistet werden. [19].

Die photoelektrische Beobachtungstechnik wurde bisher bei verschiedenen astronomischen Instrumenten erfolgreich angewendet, insbesondere bei Passageinstrumenten (PAVLOV [21, 23, 24]; BRANDT [3]; STEINS [33]; POTTHOFF [26] usw.) und Meridiankreisen (HØG [10]; REQUIÈME [28]). Jedoch wurde sie bisher noch nicht bei einem Instrument wie dem photographischen Zenitteleskop eingeführt. Hierbei gibt es eine Reihe von Problemen:

1. Das PZT hat eine spezielle Konstruktion, die zum Photographieren vorgesehen ist. Aus fehlertheoretischen Gründen befindet sich die Photoplatte in der hinteren Hauptebene, dicht unter dem Objektiv. Wenn wir zur photoelektrischen Beobachtungstechnik übergehen, muß das PZT umgebaut werden, ohne die Genauigkeit zu verschlechtern.
2. Am PZT können nur zenitnahe Sterne beobachtet werden, die sehr schwach sind. Das verlangt eine sehr hohe Empfindlichkeit der photoelektrischen Apparatur.

3. Die Genauigkeit der Zeit- und Breitenbestimmungen beim PZT ist sehr hoch. Bei dem neu zu schaffenden Instrument muß auch eine solche oder noch höhere Genauigkeit erreicht werden.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß bei der Anwendung der photoelektrischen Beobachtungstechnik mit dem PZT einige besondere Anforderungen zu beachten und zu untersuchen sind.

Bei der Konzeption für ein photoelektrisches Zenitrohr (Abkürzung PEZR) von M. MEINIG und H. JOCHMANN [17] wird davon ausgegangen, daß der Aufbau des Gerätes im wesentlichen mit dem des PZT übereinstimmt, d.h. fest montiertes senkrechtes Rohr, horizontal gelagertes Objektiv und Anschluß an die Lotrichtung mittels Quecksilberhorizont. Aus konstruktiven Gründen ist eine seitliche Ablenkung des vom Quecksilberhorizont reflektierten Strahlenganges erforderlich. Durch die Ablenkung wird erreicht, daß die Brennebene des Objektivs seitlich außerhalb des drehbaren Instrumentenkopfes zu liegen kommt, so daß genügend Platz für die Montage der zur photoelektrischen Beobachtung notwendigen Bauelemente zur Verfügung steht. Die photoelektrische Erfassung der Sterndurchgangszeiten erfolgt mit Hilfe eines Sekundärelektronenvervielfachers (SEV) und eines speziellen Gitters in der Brennebene des Objektivs. Durch eine besondere Gittergestaltung und einen entsprechenden Wechsel der Lagen des um 180° drehbar gelagerten Instrumentenkopfes sollte erreicht werden, daß aus den Durchgangszeiten durch die Gitterspalte gleichzeitig die Meridiandurchgangszeit und die Zenitdistanz des jeweils beobachteten Sterns abgeleitet werden können.

Als Beitrag zur Entwicklung des PEZR wurden die Untersuchungen zur photoelektrischen Registrierung von Sterndurchgangszeiten durchgeführt. Diese Untersuchungen sollten die theoretische Überlegung und Analyse zur Auswahl eines geeigneten Meßverfahrens sowie die experimentelle Erprobung zum Nachweis der Brauchbarkeit der vorgeschlagenen Lösung umfassen. Für diesen Zweck müssen folgende Anforderungen erfüllt werden:

1. Das ausgewählte Meßverfahren sowie die entwickelte Apparatur müssen eine hohe Empfindlichkeit haben, um die schwachen Sterne der Größenklasse 7,0 bis 9,5 [15] beobachten zu können, und die gleichzeitige Bestimmung von zwei Koordinaten - Zeit und Breite - mit hoher Genauigkeit ermöglichen, wie sie beim PZT erreicht werden kann.
2. Die Datenerfassung bei der Beobachtung und die Auswertung zur Ermittlung der Sterndurchgangszeiten sollten so erfolgen, daß die Meßwerte direkt - ohne Zwischenschritte - an die elektronische Datenverarbeitungsanlage übergeben werden können.
3. Die Bedienung muß einfach sein, damit die Fernsteuerung und die Automatisierung mit einem Programmgeber oder einem kleinen Prozeßrechner möglich sind.
4. Für die mechanisch-optische Anordnung müssen Erfahrungen gesammelt werden.

In der vorliegenden Arbeit werden zunächst in einem Überblick verschiedene bisher angewendete photoelektrische Meßverfahren vorgestellt und dann das ausgewählte Meßverfahren sowie die Entwicklung der Versuchsapparatur beschrieben. Daneben wird das Verfahren zur Auswertung der registrierten Meßwerte mit einer elektronischen Datenverarbeitungsanlage zur Ermittlung der Sterndurchgangszeit vorgelegt. Anschließend werden die Reichweite und die Genauigkeit der entwickelten Versuchsapparatur abgeschätzt.

Weiter werden die Ergebnisse sowie die Erfahrungen aus der Erprobung in 5 Beobachtungsserien dargestellt. Zum Schluß erfolgen eine Einschätzung und die Diskussion von Verbesserungsmöglichkeiten für den endgültigen Einsatz am photoelektrischen Zenitrohr (PEZR).

2. Überblick über verschiedene photoelektrische Verfahren

Es gibt bisher viele verschiedene photoelektrische Verfahren, die in [25, 26] ausführlich analysiert und systematisch nach den angewendeten Registrierprinzipien geordnet wurden. Bei fast allen diesen Verfahren werden ein unbewegliches Gitter und dahinter ein oder mehrere Lichtempfänger benutzt, die gemeinsam das sogenannte photoelektrische Mikrometer bilden. Das Auftreffen des Sternlichtes in jeden Spalt des Gitters kann wie ein "Kontakt" beim mechanischen Mikrometer betrachtet werden. Als Lichtempfänger wird gegenwärtig überwiegend der SEV verwendet.

Die verschiedenen Verfahren unterscheiden sich vor allem durch die Anordnung des Gitters und die Registrierverfahren. Die angewendeten photoelektrischen Registrierverfahren können in zwei Arten eingeteilt werden.

(1) Registrierung der Zeitpunkte, zu denen der photoelektrische Strom ein bestimmtes vorgegebenes Niveau überschreitet

Das Amplitudendiskriminationsverfahren ist ein typischer Vertreter dieser Art (Abb. 1). Das Diskriminationsniveau (oder die Ansprechschwelle), bei dem die Zeitregistrierung erfolgt, ist von vielen Faktoren abhängig: von der Helligkeit des beobachteten Sterns und der des Himmelshintergrundes, von der Größe des Dunkelstromes des Lichtempfängers und seiner Empfindlichkeit [22]. Das wirkt sich im Beobachtungsprozeß unangenehm aus, denn für jeden beobachteten Stern muß das Diskriminationsniveau neu eingestellt werden, wobei sich das genaue vorherige Abschätzen als schwierig erweist.

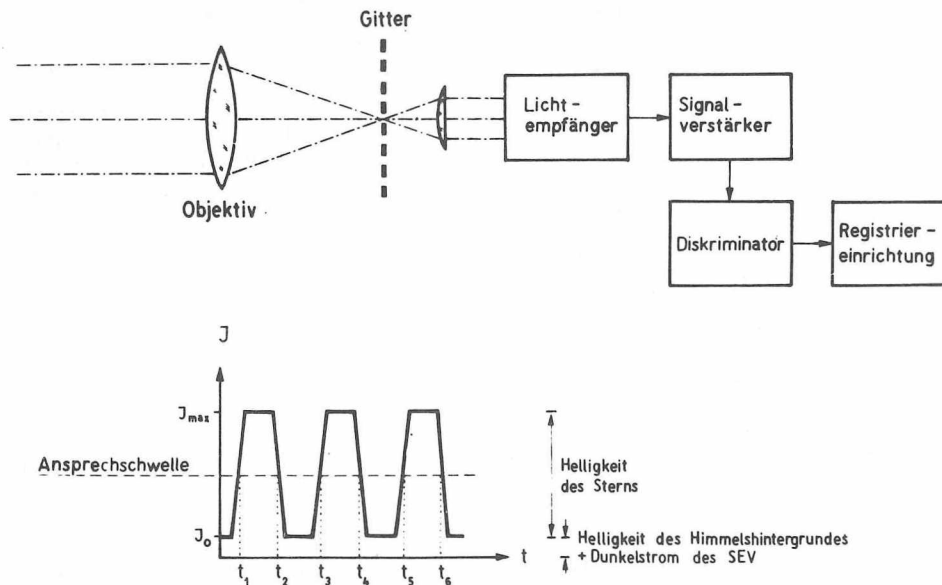


Abb. 1. Prinzip des Amplitudendiskriminationsverfahrens und idealisierter Verlauf des Signalstroms

Das Verfahren von OGRINS [20] und STEINS [33] ist schon wesentlich verbessert, aber die Hauptschwierigkeit der Einstellung des Diskriminationsniveaus wurde noch nicht überwunden.

Beim Differenzverfahren (PAVLOV [24]) (Abb. 2) wird ein Spiegelgitter verwendet. Infolge einer Neigung des Spiegelgitters um 45° gegen die optische Achse des Instruments wird das Sternlicht beim Auftreffen auf die verspiegelten Streifen auf einen zweiten SEV gelenkt. Die Differenzbildung der Signalströme geschieht in der ersten Stufe des Signalverstärkers. Die zu ermittelnden Zeitpunkte der Bisektion des Sternbildes treten dann ein, wenn beide Teilströme gleiche Größe besitzen und somit ihre Differenz gleich Null ist. Die Kurve in Abb. 2 zeigt die idealisierte Form des Differenzsignals. Bei diesem Verfahren werden die Einflüsse der Sternhelligkeit und der des Himmelshintergrundes beseitigt. Aber es erfordert zwei SEV mit gleichen Parametern (Dunkelstrom, Anodenempfindlichkeit, ...), damit eine exakte Differenzbildung erfolgen kann. Diese Forderung ist meist nur angenähert und sehr schwierig zu erfüllen.

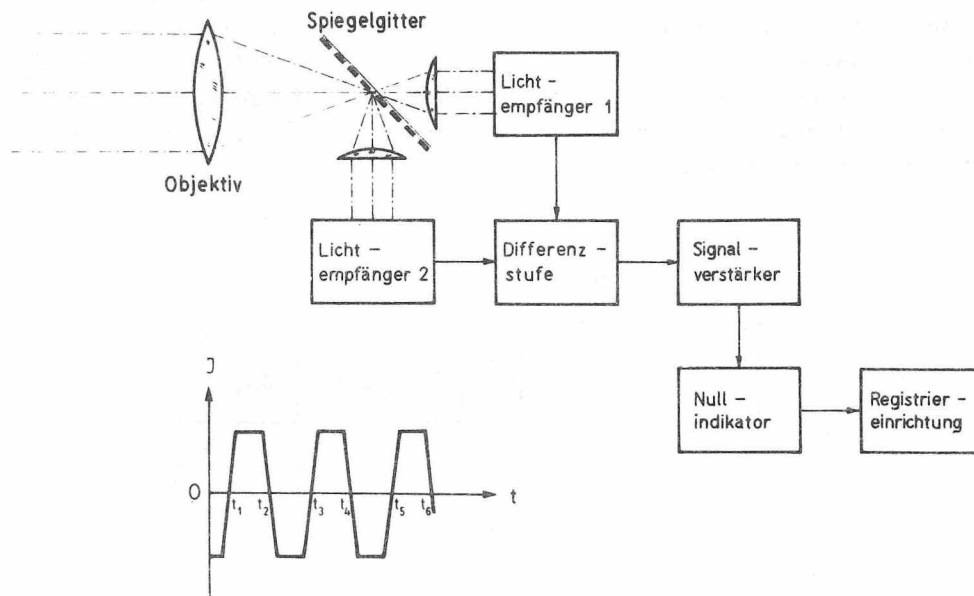


Abb. 2. Prinzip des Differenzverfahrens und idealisierter Verlauf des Signalstroms

Das Phasendiskriminationsverfahren (BRANDT [4]; POTTHOFF [26]) (Abb. 3) ist eine Weiterentwicklung des Differenzverfahrens, um die Schwierigkeit der Verwendung zweier SEV zu umgehen. Mit dem Modulator und dem Phasendiskriminator (phasenempfindlichen Gleichrichter) wird in diesem Verfahren nur ein SEV für zwei Lichtsignalströme benötigt.

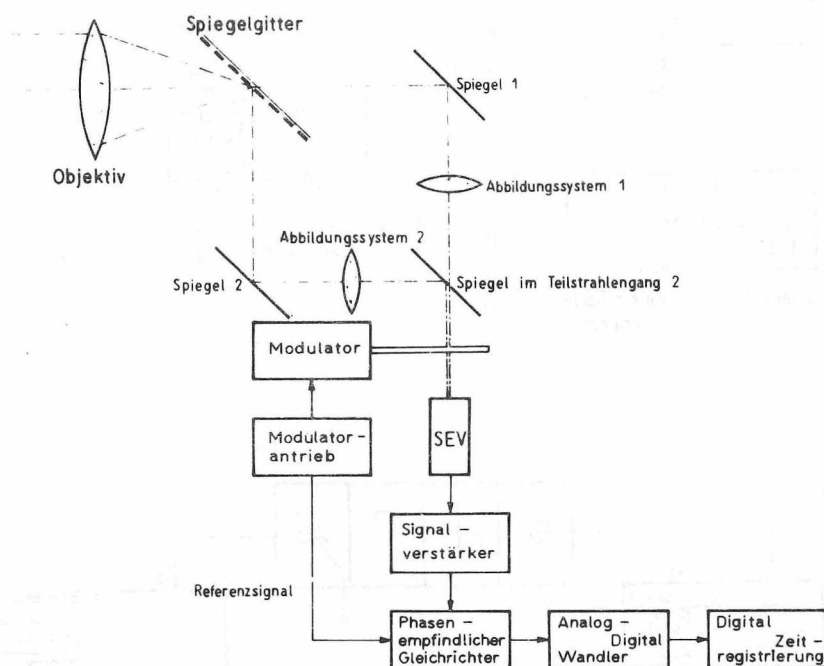


Abb. 3. Prinzip des Phasendiskriminationsverfahrens (nach [26])

(2) Registrierung des photoelektrischen Stroms in bestimmten Zeitpunkten und damit Festlegung der Durchgangszeit durch die Kurvenform des photoelektrischen Stroms als eine Funktion der Zeit

Man kann hier das Verfahren von KAKKURI und KALLIOMÄKI [12] (Abb. 4) erwähnen. Es ist eigentlich für die Satellitenbeobachtung vorgesehen, kann jedoch auch für die Sterndurchgangsbeobachtung genutzt werden. Auf einem Magnetband werden zwei Kanäle gleichzeitig registriert: einer für das Lichtsignal und einer für das Zeitsignal. Danach werden bei der Auswertung diese Signale vom Magnetband abgelesen und mit einer niedrigeren Geschwindigkeit auf Papier gezeichnet. Somit kann die Sterndurchgangszeit ermittelt werden.

Das Verfahren von HÖG für einen Meridiankreis [7, 10] (Abb. 5) gehört auch zu dieser Art. Dabei wird nicht der photoelektrische Strom, sondern die Impulszahl, die den einfallenden Photonen proportional ist, und nicht die momentane Lichtstärke, sondern ihr Integral nach der Zeit registriert. Außerdem erfolgt die Registrierung nicht kontinuierlich, sondern nur zu bestimmten Zeitpunkten. Das bedeutet, daß die ankommenden Photonen des Lichtstroms zuerst in elektrische Impulse umgewandelt werden, die dann von einem Zähler kontinuierlich integriert werden. Die Impulszahl wird zu bestimmten Zeitpunkten, die von einer Quarzuhr gesteuert werden, durch einen Locher registriert. Dadurch bekommt man den Zusammenhang zwischen dem durch das Gitter fallenden Lichtstrom und der Zeit. Die Durchgangszeit wird damit vom Lochstreifen ermittelt. Dieses Verfahren wird auch als *I n t e g r a t i o n s v e r f a h r e n* bezeichnet.

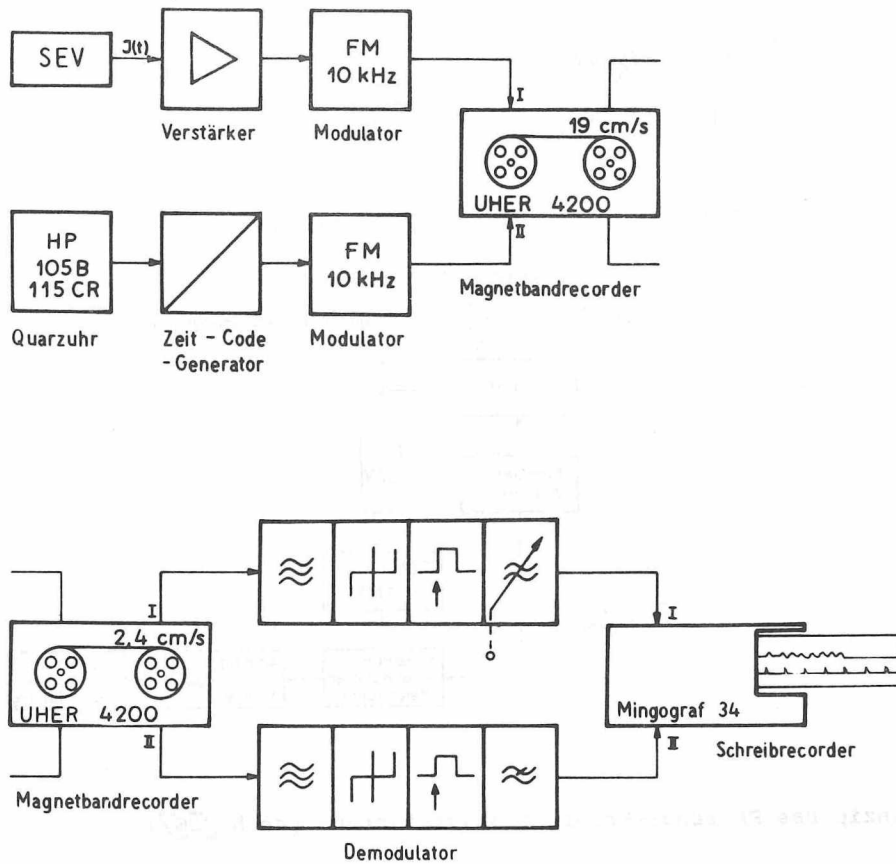


Abb. 4. Prinzip des Registrierverfahrens von KAKKURI und KALLIOMAKI [12]; Speichern der Beobachtungsdaten auf dem Magnetband (oben), Ablesen der Beobachtungsdaten aus dem Magnetband (unten)

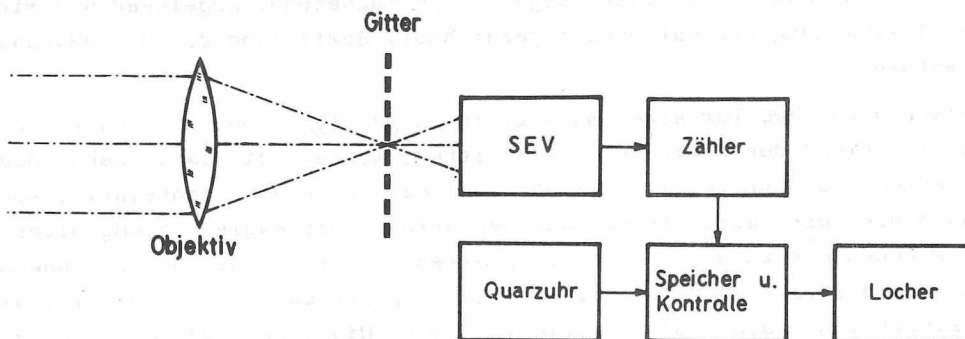


Abb. 5. Prinzip des Verfahrens von HOG [7] am Meridiankreis

Das Verfahren von ABELE [1, 2] (Abb. 6) wurde in Riga am Reflexionszenitteleskop angewendet. (Das Reflexionszenitteleskop ist eine spezielle Konstruktion für photoelektrische Registrierung. Das Beobachtungsprinzip ist dem des Astrolabs ähnlich, d.h. Beobachtung der Sterne mit gleicher Höhe vor und nach dem Meridian.) Bei diesem Verfahren wird auch im Impulsbetrieb gearbeitet. Aber ABELE hat jede Periode des Lichtsignals (entsprechend einem photoelektrischen Kontakt) in 8 Teile zerlegt. Mit Hilfe eines elektronischen Kommutators werden die zu jedem Teil gehörenden Impulse in jeweils einen Zähler geleitet. Die Zähler integrieren die Impulse, die in bestimmten Intervallen der 64 Perioden des Lichtsignals ankommen. Die Impulszahlen auf 8 Zählern zeigen die mittleren Werte der Lichtsignalkurve im Zusammenhang mit der Zeit, und damit wird die Sterndurchgangszeit ermittelt.

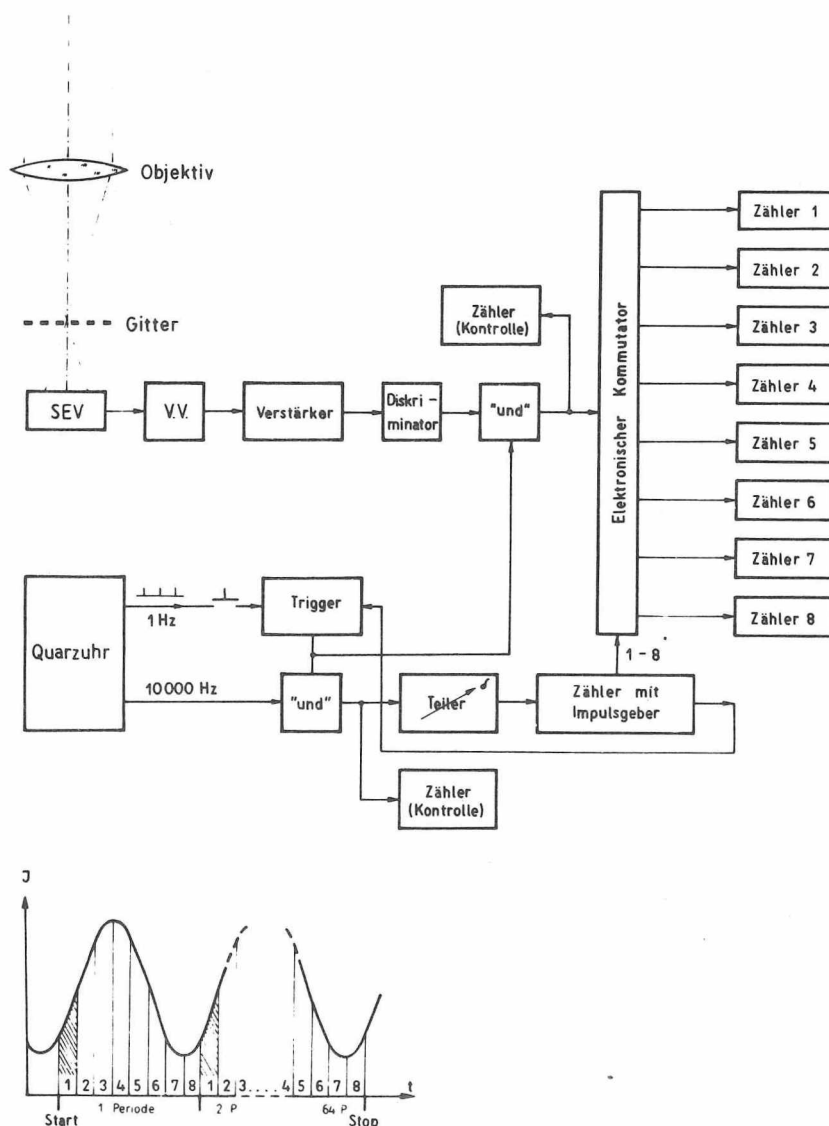


Abb. 6. Prinzip des Verfahrens von ABELE [1] am Reflexionszenitteleskop

Von diesen Verfahren ist das von HØG für diesen Zweck vorteilhaft und geeignet. Die Gründe der Auswahl dieses Meßprinzips werden im nächsten Abschnitt erklärt.

3. Beschreibung des gewählten Meßverfahrens

3.1. Blockschaltbild

Bisher wurden die Anforderungen für die Untersuchungen festgelegt und die verschiedenen Meßverfahren vorgestellt. Für die praktischen Versuche wurde eine Apparatur nach dem Prinzip des Verfahrens von H \ddot{O} G [7] aufgebaut, deren Blockschaltbild in Abb. 7 dargestellt ist.

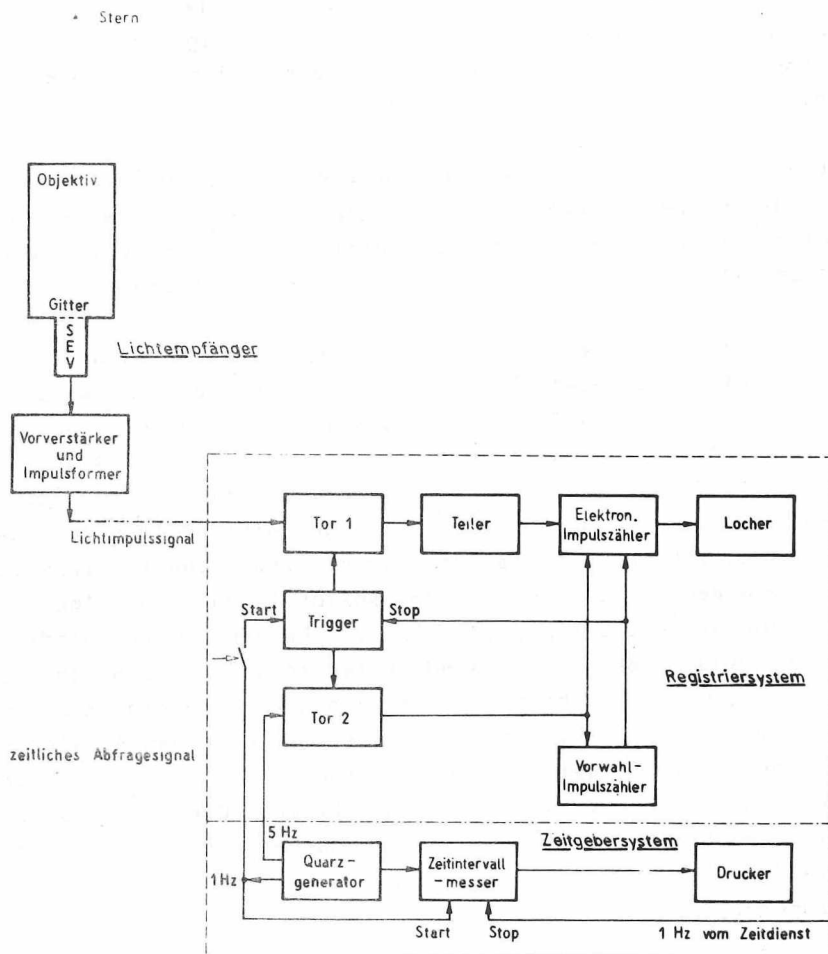


Abb. 7. Prinzipblockschaltbild der Versuchsapparatur

Die photoelektrische Registrierapparatur besteht aus drei Teilen: Lichtempfänger nebst Verstärker, Zeitgebersystem und Registriertsystem. Der Lichtempfänger und der Verstärker werden am Fernrohr fest angebracht. Das Zeitgebersystem und das Registriertsystem stehen in einem anderen Haus, um die Einflüsse durch die Erwärmung der elektronischen Geräte auf das Beobachtungsinstrument und die damit verbundene Luft-

unruhe im Beobachtungshaus sowie die Einflüsse durch Schwankungen der klimatischen Bedingungen auf die elektronischen Bauelemente auszuschalten.

3.2. Funktionsprinzip

Das Lichtsignal vom Stern, das durch das Objektiv des Fernrohrs und das Gitter gelangt, wird durch den SEV in elektrische Impulse umgewandelt. Die Impulszahl pro Zeiteinheit ist ein Maß für die Stärke des ankommenden Lichtstroms. Das Gitter liegt in der Mitte der Brennebene des Fernrohrs und spielt die Rolle eines Modulators für das Lichtsignal. Die elektrischen Impulse werden durch den Verstärker und den Impulsformer verstärkt und diskriminiert und gelangen über ein Koaxialkabel an den Eingang des elektronischen Impulszählers im Registriersystem. Der Verstärker und der Impulsformer müssen unter verschiedenen klimatischen Bedingungen fehlerfrei arbeiten.

Das Zeitgebersystem hat hier die Aufgaben, die zeitlichen Steuerungssignale für das Registriersystem zu erzeugen und den Startimpuls mit dem Sekundenimpuls vom Zeitdienst zu vergleichen. Die zeitlichen Steuerungssignale können im Prinzip auch aus dem elektronischen Zeitdienst übernommen werden.

Im Registriersystem gibt es zwei Kanäle, einen für das Lichtimpulssignal aus dem Lichtempfänger (Tor 1) und einen anderen für das zeitliche Abfragesignal (in Abb. 1 5 Hz) aus dem Zeitgebersystem (Tor 2). Zuerst sind beide Tore geschlossen. Nachdem die Start-Taste gedrückt worden ist, kommt der Steuerungsimpuls, abgeleitet vom 1-Hz-Signal aus dem Zeitgebersystem, als Startimpuls. Jetzt wird der Zustand des Triggers umgekippt, und beide Tore werden gleichzeitig geöffnet. Während die Tore geöffnet sind, zählen beide Zähler, der elektronische Impulszähler die vom Lichtempfänger ankommenden Impulse und der Vorwahlimpulszähler die Impulse des Abfragesignals vom Zeitgebersystem. Die Impulszahlen bei beiden Zählern werden immer integriert, bis die Tore wieder geschlossen sind. Entsprechend der Beobachtungszeit, die von der Deklination δ des beobachteten Sterns abhängt, kann eine Zahl an dem Vorwahlimpulszähler vorgewählt werden. Dadurch wird sofort nach dem Erreichen der vorgewählten Zahl ein Stoppimpuls ausgelöst. Damit werden automatisch die beiden Tore geschlossen und die beiden Zähler in Nullstellung gebracht. Die ganze Apparatur ist wieder in Bereitschaft, so daß eine neue Beobachtung durchgeführt werden kann. - Der Teiler ist für die Beobachtung der hellen Sterne vorgesehen, um die zu zählende Impulszahl zu verringern.

Da der elektronische Impulszähler die Impulse vom Lichtempfänger kontinuierlich zählt, werden die augenblicklichen Meßwerte des elektronischen Impulszählers in den bestimmten Zeitpunkten, die vom Abfragesignal des Zeitgebersystems gesteuert werden, auf dem Lochstreifen registriert und ausgegeben.

Die Abfrageimpulse und der Startimpuls kommen aus dem gleichen Quarzgenerator, dadurch sind sie immer miteinander synchronisiert. Deswegen kann jeder Zeitpunkt, zu dem der Meßwert des Zählers registriert wird, ebenso wie der Startimpuls genau festgelegt werden. Dabei muß die Verzögerungszeit der Registrierung kleiner als die geforderte Registriergenauigkeit sein oder genau gemessen werden.

Die erhaltenen Meßwerte entsprechen einer Funktion der Zeit, $F(t)$. Wenn die am SEV empfangene Lichtstärke durch die Kurve $f(t)$ in Abb. 8 (oben) dargestellt wird, dann ist $F(t)$ die mit den Punkten in Abb. 8 (unten) dargestellte Integralfunktion von $f(t)$.

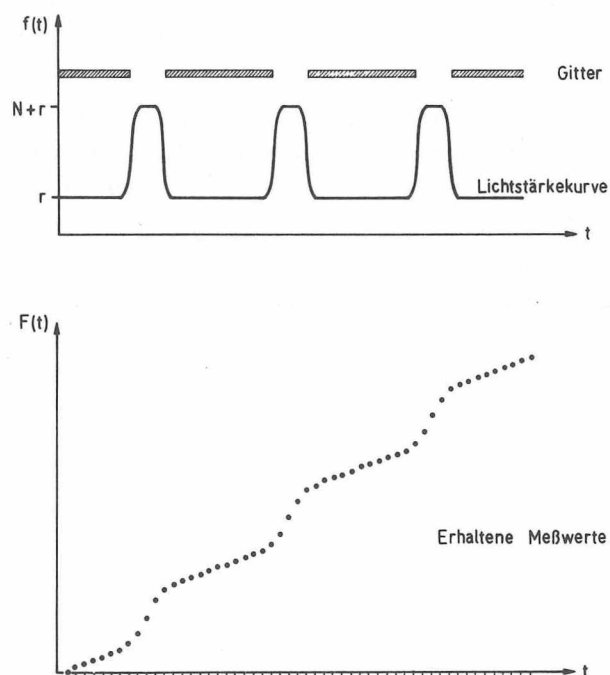


Abb. 8. Zeitlicher Verlauf des photoelektrischen Signals am SEV (oben) und der registrierten Meßwerte am elektronischen Impulszähler (unten)

Die registrierten Meßwerte der Funktion $F(t)$ sind unterbrochen. Die Wahl einer geeigneten und optimalen Abfragefrequenz für das Registriersystem wird später untersucht (s. Abschnitte 7.5. und 8.4.5.). Von diesen Meßwerten auf dem Lochstreifen werden nach einem geeigneten Auswerteverfahren mit einer elektronischen Datenverarbeitungsanlage die Sterndurchgangszeit ermittelt und die weiteren Ergebnisse abgeleitet (s. Kap. 5).

3.3. Gründe für die Wahl des Meßprinzips

Zur Auswahl dieses Meßverfahrens führten folgende Gründe:

1. Die Umwandlung der Photonen in einzelne elektrische Impulse und das Zählen der Impulse lassen eine hohe Empfindlichkeit der Apparatur erwarten. Die Hochfrequenz- und die Impulstechnik wurden in den letzten Jahren sehr weit entwickelt. Die Im-

pulszähltechnik hat einen sehr breiten Meßbereich, eine hohe Genauigkeit, und gleichzeitig hat sie eine feste Verbindung mit der Digitaltechnik, der technischen Grundlage der Mikroprozessoren und elektronischen Datenverarbeitungsanlagen.

2. Das Registrierprinzip ist einfach, und man erhält dadurch viele Originalmeßdaten, deren spätere Auswertung direkt auf die elektronische Datenverarbeitungsanlage übertragen werden kann.
3. Von den Originalmeßdaten können viele Informationen abgeleitet werden, z.B.: die einzelne Durchgangszeit für jeden Spalt bzw. der gesamte Durchgang eines Sterns durch das Gitter, die relative^{x)} Helligkeit des Sterns, die Helligkeit des Himmelshintergrundes sowie die Absorption der Atmosphäre in der Beobachtungszeit, das Vorhandensein von einem oder mehreren Sternen im Gesichtsfeld des Lichtempfängers, ... (s. Kap. 5 und 8).
4. Es besteht die Möglichkeit, handelsübliche Geräte auszunutzen und damit die Arbeitssicherheit und -zuverlässigkeit der Apparatur zu erhöhen. Außerdem ist es noch möglich, daß neu entwickelte und moderne Geräte bzw. Bauelemente leicht eingesetzt werden können (s. Kap. 9).
5. Darüber hinaus ist der Lichtstrahlengang auch einfach. Damit ist der Lichtverlust des optischen Systems minimal, und der Aufwand des mechanischen Umbaus beim Versuch ist gering.

^{x)} Es wird hier der Begriff der relativen Helligkeit des Sterns verwendet, weil die effektive Helligkeit noch von dem Zustand der Atmosphäre bei der Beobachtung und dem Lichtspektrum des beobachteten Sterns abhängt.

4. Entwicklung der Versuchsanordnung

4.1. Mechanisch-optischer Teil

4.1.1. Fernrohr

Um den Bedingungen des späteren photoelektrischen Zenitrohres (PEZR) möglichst nahe zu kommen, wurde für die Versuche ein vorhandenes Spiegellinsenfernrohr verwendet, das ein Objektiv mit der Öffnung von 19 cm (beim PZT 25 cm) hat. Da aber der Spiegel in der Mitte steht, ist die effektive Objektivöffnung nur 16,7 cm. Die Brennweite des Fernrohrs ist 100 cm. Weil das Gitter in der Brennebene des Fernrohrs liegt und der Lichtempfänger mit den dazu gehörenden Teilen (Hochspannungsteiler, Verstärker, ...) direkt dahinter angebracht wird, kann die visuelle Orientierung bei der Beobachtung entweder mit dem Leitrohr oder durch seitliche Ablenkung durchgeführt werden.

Zur Erleichterung der mechanischen Umbauarbeit bei diesem Fernrohr wird ein Passageinstrument als Leitrohr benutzt. Es ist deshalb unbedingt erforderlich, daß die beiden Fernrohre auf die notwendige Parallelität und Stabilität gebracht werden. - Abb. 9 (oben) gibt eine Ansicht der Fernrohre der Versuchsanordnung.

4.1.2. Größe der Sternabbildung

Wegen der Beugung am Objektivrand ist die Sternabbildung in der Brennebene des Objektivs nicht ein Lichtpunkt, sondern eine Beugungsfigur aus einem Scheibchen und einigen weniger hellen Ringen. Die geometrischen Abmessungen sowie die Intensitätsverteilung in der Beugungsfigur hängen von der Konstruktion des Objektivs ab.

Als Sternabbildung wird üblicherweise das helle Scheibchen im Zentrum der Beugungsfigur betrachtet, weil im allgemeinen bei einem normalen Objektiv rund 85 % der Lichtmenge darin konzentriert sind. Die Größe der Sternabbildung kann man nach folgender Formel berechnen [29, 26]:

$$d = \frac{7,66}{\pi} \lambda \frac{f}{D},$$

wobei d den Durchmesser der Sternabbildung, f die Brennweite des Objektivs, D die Objektivöffnung und λ die Wellenlänge des Lichts bezeichnen. Bei den Versuchsbedingungen

$$f = 1000 \text{ mm}, \quad D = 190 \text{ mm}, \quad \lambda = 400 \text{ nm}$$

(nach der Angabe des verwendeten SEV, s. Abschnitt 4.2.1.) ist der Durchmesser der Sternabbildung

$$d = 0,005 \text{ mm} \text{ oder in Bogensekunden: } \alpha = 1''.$$

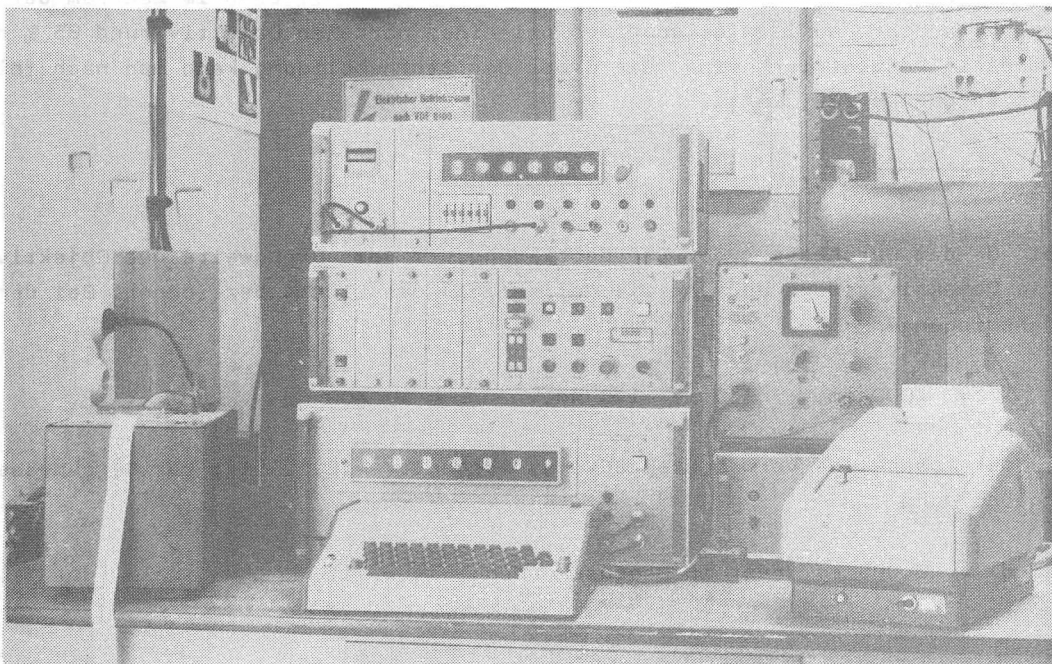
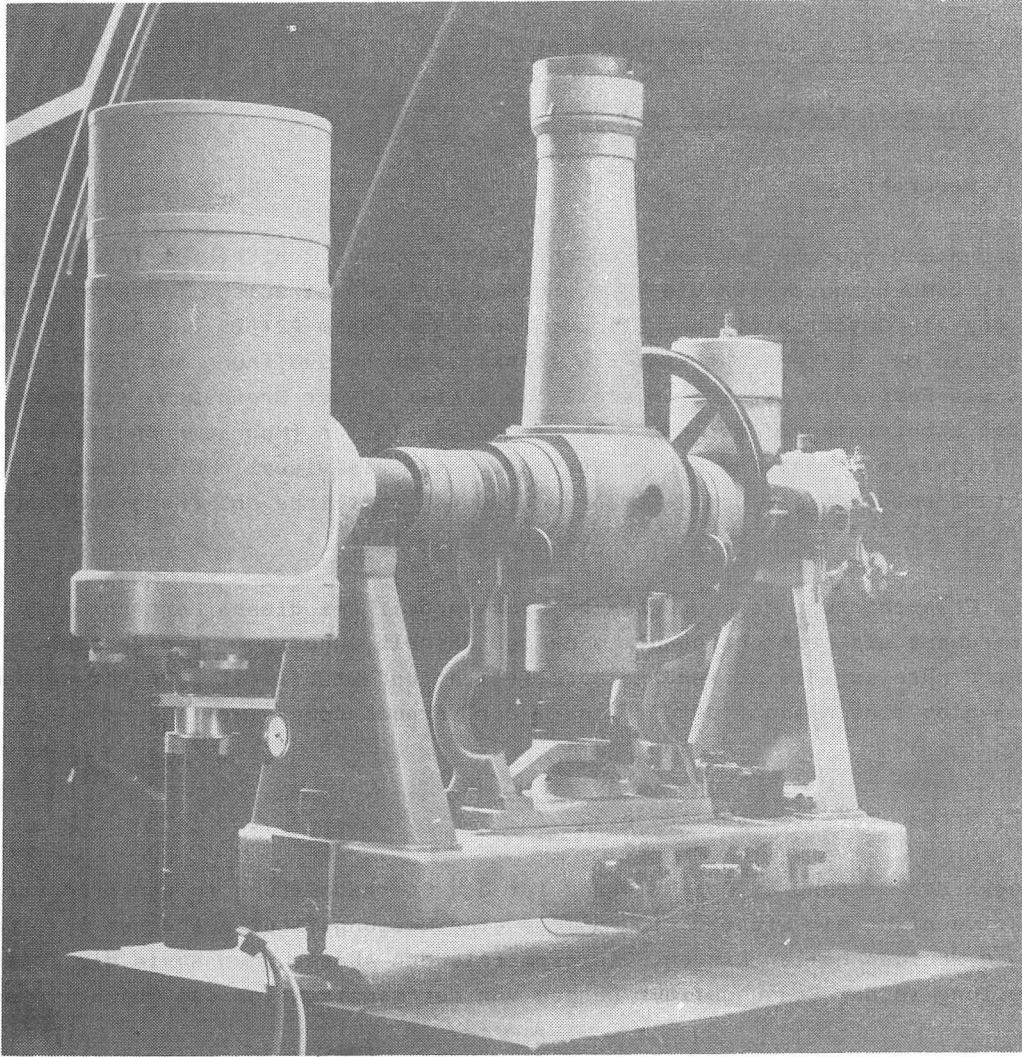


Abb. 9. Ansicht der Versuchsanordnung; Fernrohr (oben) und elektronische Geräte (unten)

Praktisch ist die Größe der Sternabbildung noch von der Qualität und der Konstruktion des verwendeten Objektivs stark abhängig (s. Abschnitt 8.4.1.: α ca. 5" bis 7").

4.1.3. Gitter

Das Gitter hat bei den photoelektrischen Verfahren ganz besondere Bedeutung. In dem hier vorgestellten Verfahren liegt das Gitter in der Mitte der Brennebene und moduliert das ankommende Sternlicht. Die Genauigkeit und Reichweite der Apparatur sind auch von der Gestaltung des Gitters abhängig. Dabei sollten folgende Anforderungen beachtet werden:

1. Die Spaltweite muß einerseits so groß sein, daß die Sternabbildung vollkommen erfaßt wird, aber andererseits hinreichend klein, um möglichst viele Spalte in einem Gitter zu haben und dadurch viele Informationen in einer bestimmten Beobachtungszeit zu erhalten. Daneben ist der Fehler der Ermittlung der Sterndurchgangszeit bei einem engen auch kleiner als bei einem breiten Spalt (s. Abschnitt 7.1.). Mit anderen Worten: Je kleiner die Spaltweite gemacht wird, um so besser ist die Meßgenauigkeit. Aber die Reichweite wird abnehmen, wenn die Spaltweite kleiner als das Beugungsscheibchen des Sternbildes wird.
2. Die lichtundurchlässigen Streifen des Gitters müssen so breit sein, daß ein heller Stern völlig abgedeckt werden kann.
3. Die Anzahl der Spalte muß genügend groß sein, um den mittleren Fehler der Sterndurchgangszeit möglichst verkleinern zu können, ohne die Beobachtungszeit (die Zeit des Durchlaufens eines Sterns vom Anfang bis zum Ende des Gitters) zu sehr zu verlängern.
4. Mit dem Gitter sollen aus einer Sterndurchgangszeit die gleichzeitige Zeit- und Breitenbestimmung mit gleich hoher Genauigkeit möglich sein.

Aus diesen Gründen wurden für die Untersuchung vier verschieden gestaltete Gitter entworfen und hergestellt (Gitter Nr. 2 - 5). Vor ihrer Fertigstellung wurde ein vorhandenes älteres Gitter (Nr. 1; Abb. 10 a), das früher für das Passageinstrument vorgesehen war, benutzt. Die Spaltweite dieses Gitters und die Breite des Streifens betragen je 0,1 mm.

Die Gitter Nr. 2 und 3 (Abb. 10 b, c) haben 20 senkrechte Spalte. Auf dem Gitter Nr. 2 befinden sich in der Mitte noch zwei schräge Spalte, um Erfahrungen für die spätere Gestaltung der Gitter Nr. 4 und 5 zu sammeln. Die Spalte dieser Gitter (Abb. 10 d, e) sind schräg mit einer Neigung von $\pm 45^\circ$, aber unterschiedlich angeordnet. Die 20 schrägen Spalte wurden so gestaltet, daß sie zu Paaren zusammengefaßt werden können, damit die spätere Auswertung der Meßwerte günstiger wird. Die Spaltweite aller vier Gitter ist 0,05 mm (ca. 10") entlang der Sternspur. Die lichtundurchlässigen Streifen sind unterschiedlich, aber im allgemeinen dreimal so groß wie die Spaltweite, d.h. 0,15 mm.

Außerdem wurde bei der Beobachtung eine Schlitzblende vor den Gittern Nr. 1 - 3 angebracht, um die einfallende Helligkeit des Himmelshintergrundes zu begrenzen

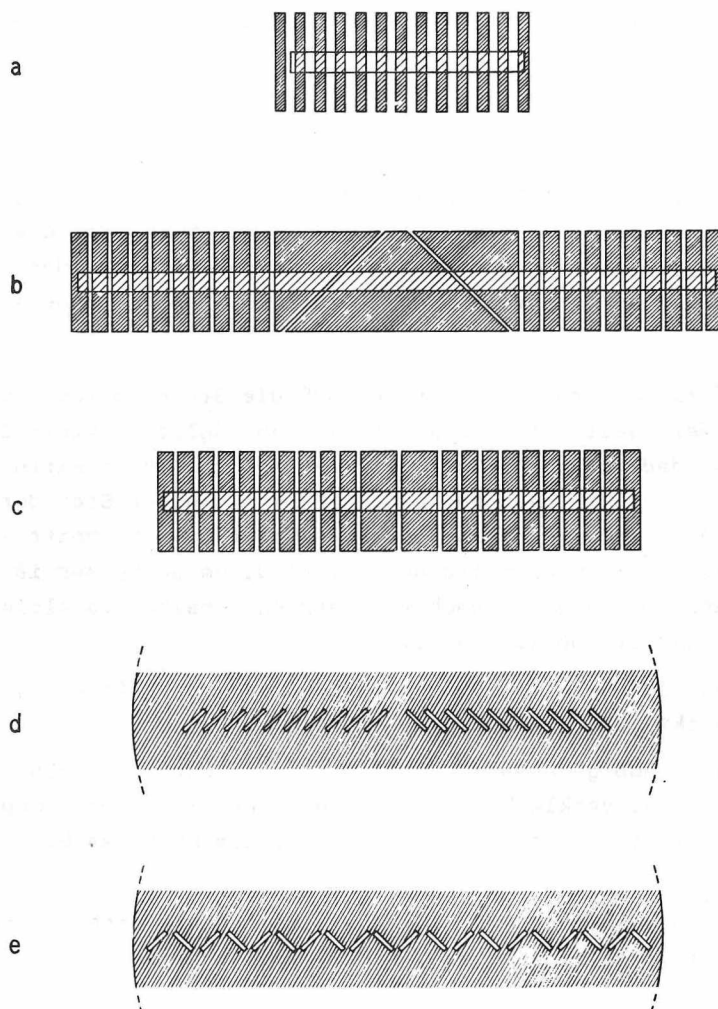


Abb. 10. Anordnung der Spalte der Gitter; a - e: Gitter Nr. 1 - 5

(s. Abschnitt 6.3.). Diese Blende wurde bei der Herstellung der Gitter Nr. 4 und 5 in der gleichen Ebene wie die lichtundurchlässigen Streifen angebracht, um den durch das große Öffnungsverhältnis (1 : 5) des Versuchsobjektivs entstehenden Nachteil zu vermeiden (s. Abschnitt 8.4.4.).

4.2. Elektronischer Teil

Für die Untersuchungen sollte eine leistungsfähige Apparatur geschaffen werden. Um sie möglichst schnell und rationell zu verwirklichen, wurden bei ihrem Aufbau die im Institut vorhandenen Geräte ausgenutzt. Abb. 9 (unten) zeigt eine Ansicht der Registrierapparatur. Das detaillierte Blockschaltbild ist in Abb. 11 dargestellt.

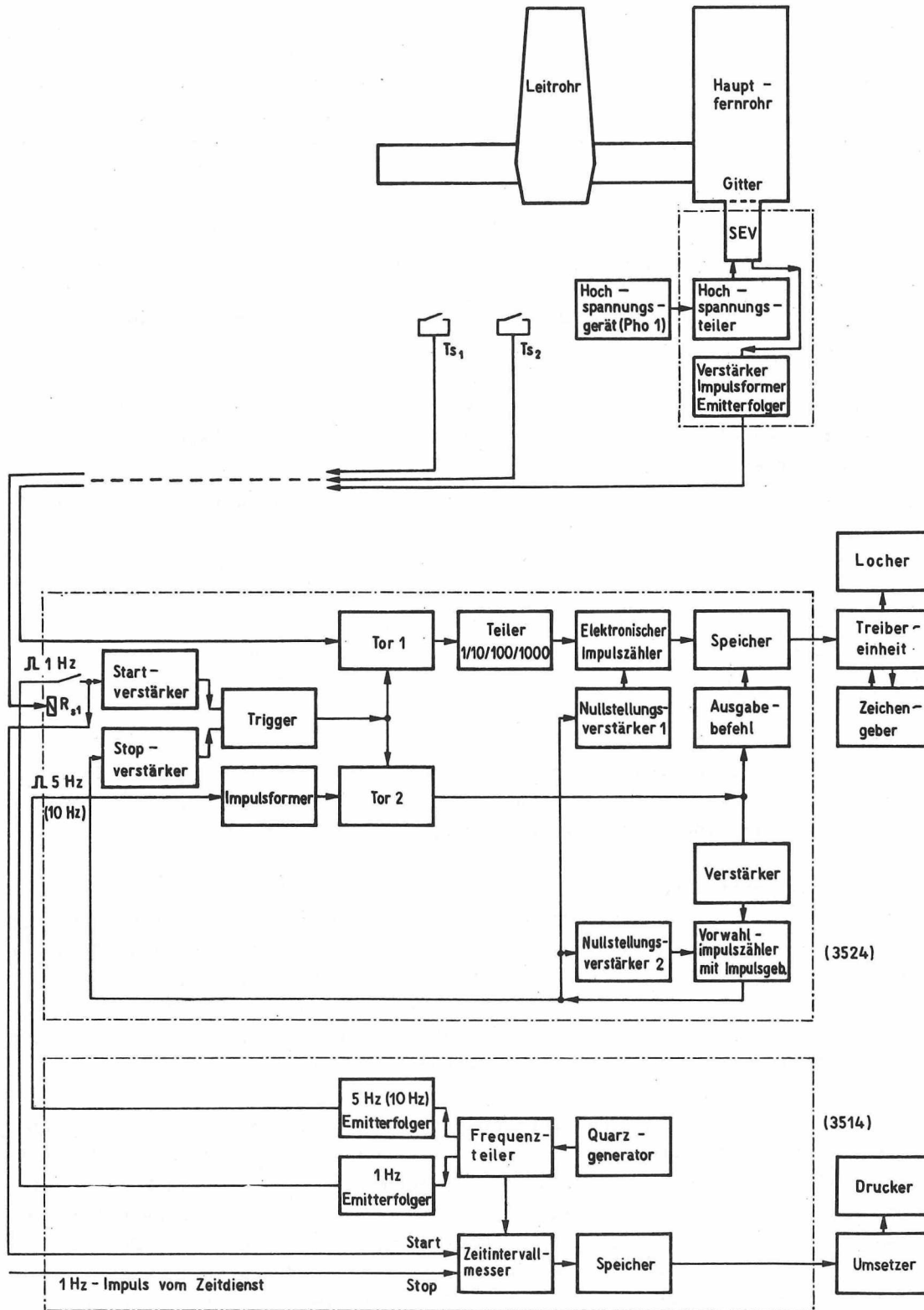


Abb. 11. Detailliertes Blockschaltbild der Versuchsanordnung

4.2.1. Lichtempfänger und Verstärker

Der Lichtempfänger und der Verstärker sind der Eingangsteil der photoelektrischen Registrierapparatur. Sie haben die Aufgabe, die Photonen des empfangenen Sternlichts in einzelne elektrische Impulse umzuwandeln und dann zu verstärken, so daß sie mit einem dahinter angeschlossenen elektronischen Impulszähler gezählt werden können.

Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) sind elektronische Vakuumbaulemente, die dazu dienen, Lichtsignale bei gleichzeitiger Verstärkung in elektrische Signale umzuwandeln, wobei die zu realisierenden Empfindlichkeitswerte gegenwärtig von keinem anderen opto- oder photoelektrischen Bauelement in Festkörper- oder Vakuumtechnik erreicht werden [14].

Als Lichtempfänger wurde bei dem Versuch der SEV Typ 6094 S von Firma EMI [36] verwendet, der eine hohe Empfindlichkeit und einen niedrigen Dunkelstrom besitzt. Seine Hauptparameter sind:

Katodenempfindlichkeit	84 $\mu\text{A}/\text{lm}$
Dynodenanzahl	11
Anodenempfindlichkeit	200 A/lm
Anodendunkelstrom	0,1 nA
Anodenhellstrom (nicht zu überschreitender Grenzwert)	1 mA
Impulsanstiegszeit	8 ns
Quantenwirkungsgrad (max.)	21 %
Empfindlichste Lichtwellenlänge	400 nm

Zur Stromversorgung dient das Hochspannungsgerät Pho 1 [39] vom VEB Carl Zeiss Jena, das eine konstante, elektronisch stabilisierte Gleichspannung (von 600 V bis 2000 V) für den SEV bei einem maximalen Laststrom von 1 mA erzeugt.

Die einzelnen Dynodenspannungen des SEV werden über einen Hochspannungsteiler (Abb. 12) bereitgestellt, der entsprechend den Empfehlungen des Herstellers dimensioniert wurde. Die optimale Betriebsspannung und damit Gesamtverstärkung des SEV wurde nach theoretischer Abschätzung im Zusammenhang mit der festgelegten Diskriminator-schwelle experimentell ermittelt. Nach einer weiteren Verstärkung um ca. 40 dB gelangen die SEV-Impulse über den Diskriminator (SCHMITT-Trigger) und eine Anpassungsstufe (Emitterfolger) auf den Eingang des elektronischen Impulszählers.

Das elektrische Schaltbild dieser Baugruppe ist in Abb. 13 dargestellt. Die Verstärkerstufe T_1 , der SCHMITT-Trigger T_2 und T_3 und der Emitterfolger T_4 wurden so ausgelegt, daß Impulsflanken von 10 bis 15 ns noch übertragen werden können und damit für alle beobachtbaren Sterne das Licht in Anodenstromimpulse aufgelöst werden kann, die an der Katode des SEV ausgelösten Photoelektronen entsprechen. Da diese Baugruppe mit dem SEV direkt am Fernrohr fest angebracht wird und somit unter verschiedenen klimatischen Bedingungen arbeiten muß, wurde sie mit Silizium-Transistoren auf einer gedruckten Grundplatte bestückt.

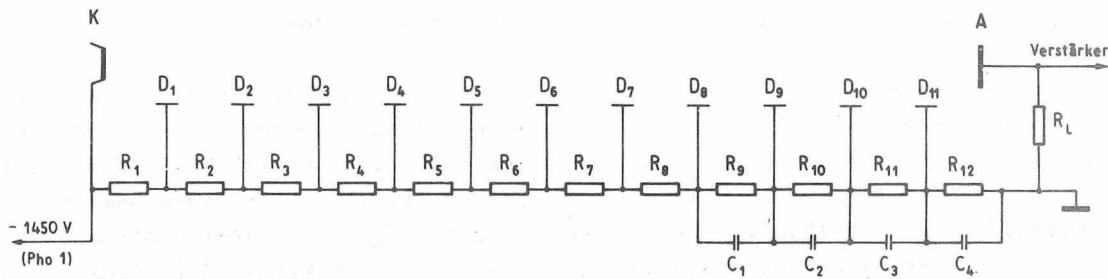


Abb. 12. Elektrisches Schaltbild des SEV und des Hochspannungsteilers

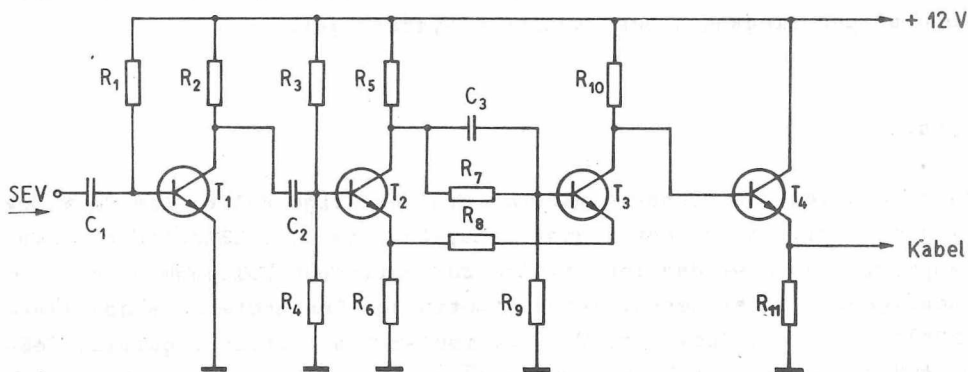


Abb. 13. Elektrisches Schaltbild des Verstärkers

4.2.2. Zeitgebersystem

Um die Universalität, die Unabhängigkeit und die Sicherheit bei den Versuchsbeobachtungen zu gewährleisten, wurde das Zeitgebersystem extra aufgebaut und benutzt. Es hat, wie oben beschrieben, die Aufgaben, die zeitlichen Steuerungssignale für das Registrierensystem zu erzeugen und den Startimpuls mit dem Sekundenimpuls vom Zeitdienst zu vergleichen.

Als Zeitgebersystem im Blockschaltbild (Abb. 11) wird der Universalzähler Typ 3514 vom VEB Funkwerk Erfurt [40] benutzt. Er besteht u.a. aus einem Quarzgenerator 1 MHz (Bst 1), 6 dekadischen Teilern (Kt 6, ..., Kt 11) und einem elektronischen Zähler. Der Quarzgenerator mit den dekadischen Teilern spielt die Rolle der Zeitbasis für die

ganze Apparatur. Die zeitlichen Steuerungssignale sind vom Quarzgenerator synchronisiert und aus den dekadischen Teilern entnommen:

Startimpulse 1 Hz aus Kt 11/3,
Abfrageimpulse 5 Hz aus Kt 11/19 (oder 10 Hz aus Kt 10/5).

Die Ausgänge werden über Emitterfolger als Trennverstärker belastet.

Der Universalzähler wird in der Betriebsart t/A-B (Zeitintervallmessung) benutzt. Der Startimpuls, der über das Relais Rs 1 kommt, wird an den Eingang A und der Sekundenimpuls aus dem Zeitdienst an den Eingang B eingeführt. Mit dem Schalter für Zeitimpulse, S_9 , kann die Differenzzeit in 10^{-n} s ($n = 0, 1, \dots, 6$) gemessen werden. Der Zählbetragdrucker Typ 3510 vom VEB Funkwerk Erfurt [41] ist am Informationsausgang I Bu 6 des Universalzählers angeschlossen, damit die gemessenen Differenzzeiten ausgedruckt werden können. Beim Versuch kann der Universalzähler auch in der Betriebsart A/t (Frequenzmessung) benutzt werden, um die augenblickliche Helligkeit des Himmelshintergrundes direkt zu messen. In diesem Fall wird das Koaxialkabel vom SEV mit Eingang A verbunden.

Zur Kontrolle der Funktion der Apparatur (z.B. des elektronischen Impulszählers im Registriersystem, der Ausgabe des Lochers, der Zeitverzögerung, der Synchronisation der Steuerungssignale usw.) wird außerdem ein internes 100-kHz-Signal des Universalzählers genommen und an den Eingang 1 des Registriersystems geführt.

4.2.3. Registriersystem

Das Registriersystem spielt in dieser Apparatur eine wichtige Rolle. Wie im Blockschaltbild (Abb. 11) gezeigt, sollte das Registriersystem die augenblickliche Summe der aus dem Lichtempfänger ankommenden Impulsfolge zu bestimmten Zeitpunkten mit der notwendigen Geschwindigkeit registrieren. Seine wichtigsten Bestandteile sind: elektronischer Impulszähler, Teiler, Speicher, Vorwahlimpulszähler, Steuerungsteil, Meßwertelochersystem. Außer dem Meßwertelochersystem [43] liegen alle anderen Baugruppen in der Zeitgebereinheit 3524.010 vom VEB Funkwerk Erfurt [42]. Sie wurden entweder nachträglich umgerüstet oder zusätzlich eingebaut, um den neuen Anforderungen gerecht zu werden.

Der elektronische Impulszähler (1. Kanal) zählt kontinuierlich die verstärkten Impulse vom Lichtempfänger, die die Schwelle des Diskriminators überschreiten. Die Registrierung erfolgt jedoch diskret (unterbrochen). Wegen der begrenzten Geschwindigkeit des Lochers muß eine Kompromißlösung zwischen der Anzahl der registrierten Stellen und der Abfragefrequenz gefunden werden (s. in den Abschnitten 7.6. und 8.4.5. über die Wahl der Abfragefrequenz). So kann z.B. bei einem Schnell Locher mit der theoretischen Geschwindigkeit von 50 Zeichen pro Sekunde das folgende Verhältnis praktisch gewählt werden: 3 BCD-Informationstellen und 1 Operationszeichen für die Abfragefrequenz 10 Hz oder 4 BCD-Informationstellen und 1 Operationszeichen für die Abfragefrequenz 5 Hz. Das bedeutet, daß bei der Meßwertausgabe nur die 3 oder 4 letzten Stellen auf dem Lochstreifen registriert werden können. Bei der Beobachtung der hellen Sterne läßt sich die Änderung von Wert zu Wert nur aus den

3 oder 4 letzten Stellen nicht eindeutig erkennen. Daher ist in diesem Fall der Vor-teiler erforderlich. Je nach der Impulsfolgefrequenz, die der Größe des beobachteten Sterns entspricht, werden die zu zählenden Impulse entweder direkt oder über den Teiler (1, 2 oder 3 Stufen dekadische Teilung) an den elektronischen Impulszähler geschaltet.

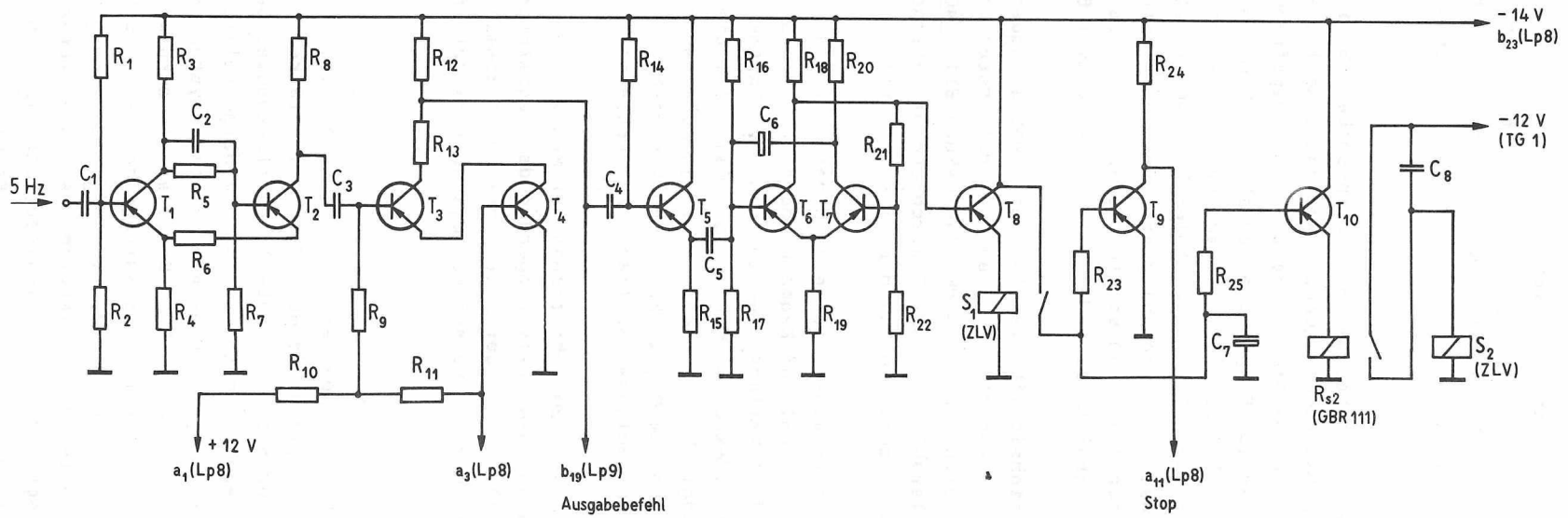
Die zu zählende Impulszahl darf bei der Meßwerteausgabe z.B. in 4 BCD-Informationstellen innerhalb 0,2 s (Abfragefrequenz 5 Hz) und ohne Teiler nicht größer als 9999 sein, oder mit anderen Worten: Die maximale Impulsfolgefrequenz am elektronischen Impulszähler muß kleiner als 50 000 Impulse/s sein. Man muß noch berücksichtigen, daß die Impulse in unregelmäßigen zeitlichen Abständen auftreten, die nach POISSON verteilt sind. Bei zu schneller Impulsfolge könnten einzelne Impulse daher nicht mehr gezählt werden, was hier auch weitgehend vermieden werden sollte [6, 32]. Zur Ausnutzung der Anzeige der 4 Stellen sollte deshalb die obere Grenzfrequenz des elektronischen Impulszählers größer als 1 MHz sein (s. Abschnitt 6.2.).

Der Zähler der Zeitgebereinheit 3524 ist für die Arbeitsfrequenz von 10 kHz vorgesehen. Bei der Entwicklung der Apparatur wurden die drei ersten Zähldekaden (in L_p^2 , L_p^3 , L_p^4 [42]) nach der Schaltung der 1,5-MHz-Zähldekade 8110 [40] umgebaut. Damit kann der elektronische Impulszähler bei der Beobachtung der Sterne der Größen 7 bis 10 (nach der Abschätzung in Abschnitt 6.2.) direkt eingeschaltet werden.

Der Teiler erfordert eigentlich eine höhere obere Grenzfrequenz. Aber die Verminderung der Impulszahl hat bei der Beobachtung der hellen Sterne untergeordnete Bedeutung. Deswegen wurden drei Teilerstufen in L_p^8 der Zeitgebereinheit ebenso nach der Schaltung der 1,5-MHz-Zähldekade 8110 umgebaut. Damit ist die Beobachtung der Sterne der Größen 2 bis 7 möglich (s. Abschnitt 6.2.). Außerdem besteht für die Beobachtung der hellen Sterne noch die Möglichkeit, den Verstärkungsfaktor des SEV zu verringern und dadurch die zu zählende Impulszahl zu verkleinern.

Die Speicher dienen zum Übertragen der Meßwerte vom elektronischen Impulszähler in das Lochersystem. Die Zeitverzögerung der Registrierung hängt von der Breite des Abfrageimpulses ab, die in der Zeitgebereinheit ziemlich groß (18 ms) ist. Bei dem Umbau wurde die Zeitverzögerung auf ca. 0,1 ms verkürzt, damit sie vernachlässigt werden kann.

Als Vorwahlimpulszähler (2. Kanal) und Steuerungsteil dienen teils (Start-, Stoppverstärker und Trigger) vorhandene Baugruppen der Zeitgebereinheit und teils (Impulsformer, Tor 2, Verstärker, Nullstellungsverstärker 2, Vorwahlimpulszähler mit Impulsgeber) neu eingebaute. Das elektrische Schaltbild der eingebauten Baugruppen ist in Abb. 14 dargestellt. Mit diesen Baugruppen wird die Funktion des Registriersystems vom Zeitgebersystem zeitlich gesteuert und automatisch gestoppt bzw. automatisch in Bereitschaft zurückgebracht. In Abb. 14 bilden T_1 und T_2 den Impulsformer für die Abfrageimpulse von 5 Hz (oder 10 Hz) aus dem Zeitgebersystem, T_3 und T_4 das Tor 2, $T_5 - T_8$ dienen als Verstärker und Impulsformer für den Vorwahlimpulszähler (elektromechanischer Vorwahlimpulszähler ZLV), T_9 für die automatische Ausgabe des Stoppimpulses und T_{10} für die Nullstellung des Vorwahlimpulszählers. Sie sind mit den anderen Baugruppen L_p^8 und L_p^9 in der Zeitgebereinheit (wie in Abb. 14 gezeigt) angeschlossen.



Das Meßwertelochersystem 3518 437 wird in der Versuchsanordnung als Ausgabegerät verwendet. Es enthält die Treibereinheit 3518.010 mit dem Codierer 3518.030 und den Locher 3518.020. Um zusätzliche Angaben (z.B. Sternnummer, Deklination usw.) bei der Beobachtung sofort ablocken zu können, wird außerdem der Zeichengeber 2 3518.090 mit angeschlossen. Man kann von 4 bis 9 BCD-Informationsetellen einstellbar ablocken lassen. Mit einem kleinen Umbau im Ringzähler L_p der Treibereinheit war die Ausgabe in drei BCD-Informationsetellen zum Versuch bei der Abfragefrequenz 10 Hz möglich. Die Geschwindigkeit des Meßwertelochersystems 3518 ist nach der Angabe des Herstellers 50 Zeichen/s. Praktisch ergab sich jedoch, daß man nur etwa 2/3 dieser Geschwindigkeit (ca. 35 bis 40 Zeichen/s) fehlerfrei ausnutzen kann.

4.2.4. Fernbedienung

Da die elektronischen Geräte (Registriersystem und Zeitgebersystem) getrennt vom Beobachtungsinstrument in einem anderen Gebäude aufgestellt sind, ist eine Fernbedienung erforderlich. Der Beobachter kann mit einigen Tasten den Ablauf der Registrierung steuern und die normale Arbeit der elektronischen Geräte kontrollieren.

Im Blockschaltbild (Abb. 11) dienen die Taste Ts_1 für den Lochervorlauf und die Taste Ts_2 als Start-Taste. Wenn die Taste Ts_2 gedrückt ist, zieht das Relais R_{s1} an, und die 1-Hz-Impulse aus dem Zeitgebersystem werden in den Startverstärker eingeführt. Erst wenn die Vorderflanke des 1-Hz-Impulses kommt, wird der Trigger umgekippt, und die Tore (Tor 1 und Tor 2) werden gleichzeitig geöffnet. Dieser Startimpuls wird auch an den Eingang A des Zeitintervallmessers (im 3514) angeschlossen und mit dem Sekundenimpuls des Zeitdienstes verglichen, wie bereits oben beschrieben. Die Bedienung ist so einfach, daß beim späteren PEZR mit dem Einsatz eines Programmgebers oder eines kleinen Prozeßrechners die Automatisierung der routinemäßigen Beobachtung wie beim PZT erreicht werden kann.

Mit Hilfe einer Mikrophananlage kann im Beobachtungshaus der Stanzvorgang akustisch überwacht werden. Außerdem ist es noch möglich, bei der Beobachtung der hellen Sterne auch akustisch zu kontrollieren, ob der Stern durch den SEV der Registrierapparatur erfaßt wird und ob die Fokussierung des Fernrohres noch in Ordnung ist, weil beim Versuchsfernrohr der Einfluß der Temperaturänderung auf die Fokussierung sehr groß ist.

5. Auswerteverfahren zur Ermittlung der Sterndurchgangszeit

Die Ermittlung der Sterndurchgangszeit ist ein wichtiger Bestandteil des Meßverfahrens. Dazu wurden in dieser Arbeit verschiedene Varianten entwickelt und untersucht. Nur mit einem effektiven Auswerteverfahren kommen die Vorteile des Meßverfahrens voll zur Geltung.

Es wird angenommen, daß der durch das Gitter beim SEV empfangene Lichtstrom vom durchgehenden Stern eine idealisierte Kurvenform (ohne Rauschen) wie $f(t)$ in Abb. 15 a hat, wobei r_j die Helligkeit des Himmelshintergrundes (der Dunkelstrom des SEV) ist so gering, daß er vernachlässigt werden kann) und N_j die Lichtstärke vom Stern im j -ten Spalt sind. Die von dem Lochstreifen erhaltenen Meßwerte sind unterbrochen (diskret), sie werden mit Punkten in Abb. 15 b dargestellt. Das entspricht einem Ausschnitt der Kurve in Abb. 8, der hier genauer betrachtet wird.

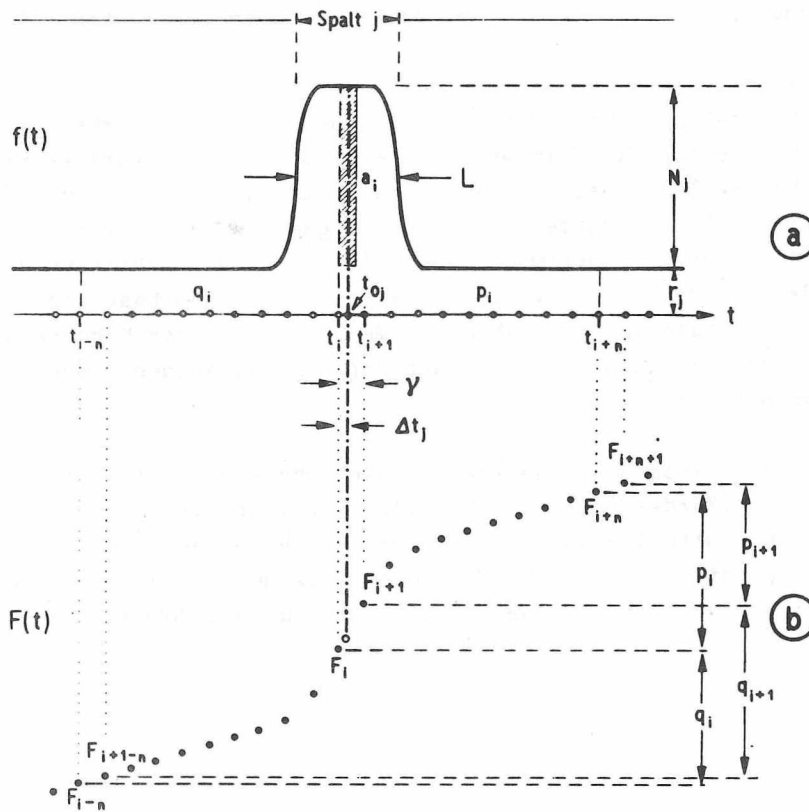


Abb. 15. Betrachtung des zeitlichen Verlaufs in einer Periode des Lichtsignals nach Variante 1

Das Auswerteverfahren besteht aus zwei Schritten: Zunächst wird die Sterndurchgangszeit für jeden Spalt und dann für das ganze Gitter ermittelt.

5.1. Ermittlung der Sterndurchgangszeit für jeden Spalt

5.1.1. Variante 1

Die Sterndurchgangszeit für jeden Spalt ist der Zeitpunkt t_{0j} , zu dem sich die Sternabbildung in der Mitte des Spalts befindet. Zum Beispiel liegt t_{0j} zwischen t_i und t_{i+1} (Abb. 15a). t_i ($i = 1, 2, 3, \dots$) sind die Zeitpunkte, zu denen die Meßwerte $F_i = F(t_i)$ am elektrischen Impulzzähler registriert werden (Abb. 15 b).

$$(1) \quad t_{i+1} - t_i = \gamma = \frac{1}{f},$$

wobei f die Abfragefrequenz und γ der Abstand von zwei aufeinanderfolgenden Zeitpunkten sind. In einer Periode T des Lichtsignals werden $2n = T/\gamma$ Meßwerte registriert.

In Abb. 15 bezeichnen wir mit q_i und p_i die Flächen zwischen der Kurve $f(t)$ und der t -Achse in den Intervallen von t_{i-n} bis t_i bzw. von t_i bis t_{i+n} . Das bedeutet:

$$(2) \quad q_i = \int_{t_{i-n}}^{t_i} f(t) dt,$$

$$(3) \quad p_i = \int_{t_i}^{t_{i+n}} f(t) dt.$$

Andererseits wissen wir auch, daß $F(t)$ die Integralfunktion von $f(t)$ ist. Das heißt:

$$(4) \quad \int_{t_{i-n}}^{t_i} f(t) dt = F_i - F_{i-n},$$

$$(5) \quad \int_{t_i}^{t_{i+n}} f(t) dt = F_{i+n} - F_i.$$

Daraus ergibt sich folgende Differenz:

$$(6) \quad a_i = p_i - q_i = F_{i+n} + F_{i-n} - 2F_i$$

und analog

$$(7) \quad a_{i+1} = p_{i+1} - q_{i+1} = F_{i+1+n} + F_{i+1-n} - 2F_{i+1}.$$

Aus Abb. 15 b können wir erkennen, daß t_{0j} als Koordinate des Wendepunktes der Integralkurve $F(t)$ betrachtet werden kann; und aus Abb. 15 a folgt: Wenn t_{0j} zwi-

schen t_i und t_{i+1} liegt, dann sind $a_i \geq 0$ und $a_{i+1} \leq 0$. Oder umgekehrt, wenn $a_i \leq 0$ und $a_{i+1} \geq 0$ sind, dann liegt t_{0j} zwischen t_i und t_{i+1} . Nach diesem Prinzip wird mit einer elektronischen Datenverarbeitungsanlage leicht gefunden, in welchem Intervall der Zeitpunkt t_{0j} liegt:

$$(8) \quad t_{0j} = t_i + \Delta t_j \quad (\Delta t_j \leq \gamma).$$

Aus Abb. 15 a ersehen wir noch folgenden Zusammenhang:

$$(9) \quad a_i = p_i - q_i = 2N_j \Delta t_j$$

und weiter

$$(10) \quad a_{i+1} = p_{i+1} - q_{i+1} = 2N_j (\Delta t_j - \gamma).$$

Daraus folgt

$$(11) \quad a_i - a_{i+1} = 2N_j \gamma.$$

Aus den Gleichungen (6), (7), (9) und (11) sowie Abb. 15 ergeben sich damit die folgenden Beziehungen:

$$(12) \quad N_j = \frac{a_i - a_{i+1}}{2\gamma},$$

$$(13) \quad r_j = \frac{F_{i+1} - F_i}{\gamma} - N_j,$$

$$(14) \quad \Delta t_j = \frac{a_i}{2N_j} = \frac{a_i}{a_i - a_{i+1}} \gamma$$

oder

$$(15) \quad \Delta t_j = \frac{F_{i+n} + F_{i-n} - 2F_i}{F_{i+n} + F_{i-n} - 2F_i - F_{i+1+n} - F_{i+1-n} + 2F_{i+1}} \gamma,$$

$$(16) \quad t_{0j} = t_s + \gamma(i-1) + \Delta t_j,$$

wobei t_s der Zeitpunkt ist, zu dem die Registrierung gestartet wird.

Für die Berechnung brauchen wir keine vorgegebenen Daten (Größenklasse des beobachteten Sterns, Zustand des Himmels, Empfindlichkeit des SEV usw.). Umgekehrt ermitteln wir außer der Sterndurchgangszeit des einzelnen Spalts, t_{0j} , nach (16) noch die (relative) Helligkeit des beobachteten Sterns, N_j , gemäß (12) sowie die Helligkeit des Himmelshintergrundes, r_j , aus (13). Für 20 Spalte des Gitters erhalten wir jeweils 20 Werte für t_{0j} , N_j , r_j ($j = 1, 2, 3, \dots, 20$). Damit können wir den Sterndurchgang beurteilen (ob die Helligkeit des Himmelshintergrundes innerhalb der Beobachtungszeit veränderlich ist oder ob beispielsweise die Beobachtung durch Wolken gestört ist usw.) und die eigenen Ergebnisse (Impulszahl pro Sekunde, Himmelshelligkeit) mit den Angaben anderer Autoren vergleichen, um Unterschiede in den örtlichen Beobachtungsbedingungen zu erkennen (s. Kap. 8).

Die Ermittlung der Sterndurchgangszeit für jeden Spalt gilt nicht nur für senkrechte, sondern auch für schräge Spalte. Der Unterschied besteht nur darin, daß bei schrägem Spalt die Berührungszeit der Sternabbildung mit der Kante des Spalts $\sqrt{2}$ mal so lang ist wie bei senkrechtem Spalt. Die Form der Kurve $f(t)$ hängt von der Verteilung der Lichtintensität in der Sternabbildung ab, d.h. von der Konstruktion des Objektivs sowie dem Zustand der Fokussierung, die in dieser Variante nicht berücksichtigt werden muß. Das ist auch ein Vorteil, weil es schwierig ist, die genaue Form der Lichtstärkekurve sowie die genaue Fokussierung (besonders bei den Versuchsbedingungen) zu erreichen.

Die wichtigste Fehlerursache ist die Schwankung des photoelektrischen Stroms infolge der Beobachtungsbedingungen. Diese Schwankung (hier: Impulszahl pro Sekunde) führt dazu, daß die Lichtstärkekurve $f(t)$ unsymmetrisch und nicht so glatt wie in Abb. 15 a verläuft. Dadurch enthält die ermittelte Durchgangszeit einen bestimmten Fehler, der später (in Kap. 7) analysiert werden wird.

Abb. 16 stellt den vereinfachten Ablaufplan der Ermittlung der Sterndurchgangszeit für jeden Spalt mit einer elektronischen Datenverarbeitungsanlage dar. Dabei haben wir im Rechnungsablauf noch die Bedingung $N \geq r/5$ gestellt. Diese Randbedingung ergab sich aus der praktischen Erfahrung, daß die Sterndurchgangszeit durch den Gitterspalt noch ermittelt werden kann, wenn die Helligkeit des beobachteten Sterns nur ein Fünftel derjenigen des Himmelshintergrundes (z.B. bei Vollmond) beträgt.

5.1.2. Variante 2

Der zeitliche Verlauf des Lichtsignals kann noch genauer betrachtet werden (Abb. 17): $-t_2$ und $-t_1$ sind die Zeitpunkte, zu denen die Sternabbildung an der linken Kante des Spaltes erscheint bzw. sich völlig im Spalt befindet. Für $t_0 = 0$ ist die Sternabbildung in der Mitte des Spaltes. t_1 und t_2 sind die Zeitpunkte, zu denen die Sternabbildung auf die rechte Kante des Spaltes trifft bzw. völlig bedeckt wird. T ist die Periode des Lichtsignals. $\tau_0 = t_2 - t_1 = \alpha/15 \cos \delta$ ist die Zeit, die erforderlich ist, die Sternabbildung an der Kante des Spaltes voll erscheinen oder verschwinden zu lassen, wobei α der Durchmesser der Sternabbildung in Bogensekunden und $15 \cos \delta = v$ die Winkelgeschwindigkeit des durchlaufenden Sterns in der Deklination δ sind. $L = t_1 + t_2$ entspricht der Spaltweite in Zeitsekunden. Es ist anzunehmen, daß die Lichtstärke zwischen $-t_2$ und $-t_1$ sowie zwischen t_1 und t_2 einen cosinusförmigen Verlauf hat.

Damit wird die Lichtstärkekurve (Abb. 17) mit folgendem mathematischem Modell dargestellt:

$$(17) \quad f(t) = \begin{cases} r & (-\frac{T}{2}, -t_2) , \\ -\frac{N}{2} \cos \frac{\pi}{\tau_0} (t + t_2) + (\frac{N}{2} + r) & (-t_2, -t_1) , \\ N + r & (-t_1, t_1) , \\ \frac{N}{2} \cos \frac{\pi}{\tau_0} (t - t_1) + (\frac{N}{2} + r) & (t_1, t_2) , \\ r & (t_2, \frac{T}{2}) . \end{cases}$$

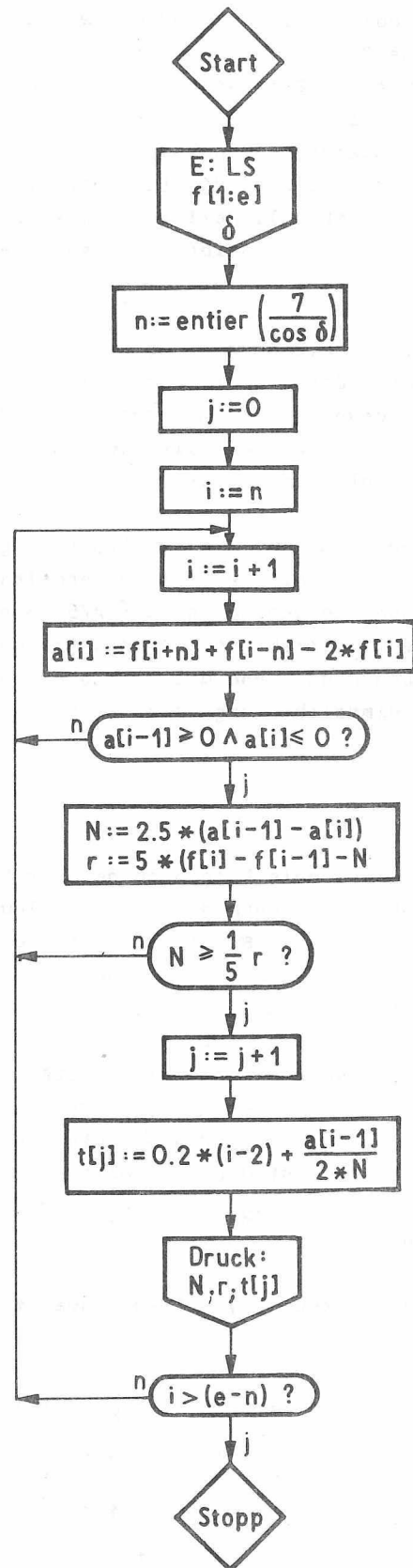


Abb. 16. Ablaufplan der Ermittlung der Sterndurchgangszeit für jeden Spalt nach
DOI: <https://doi.org/10.2312/ZIPE.1979.056>

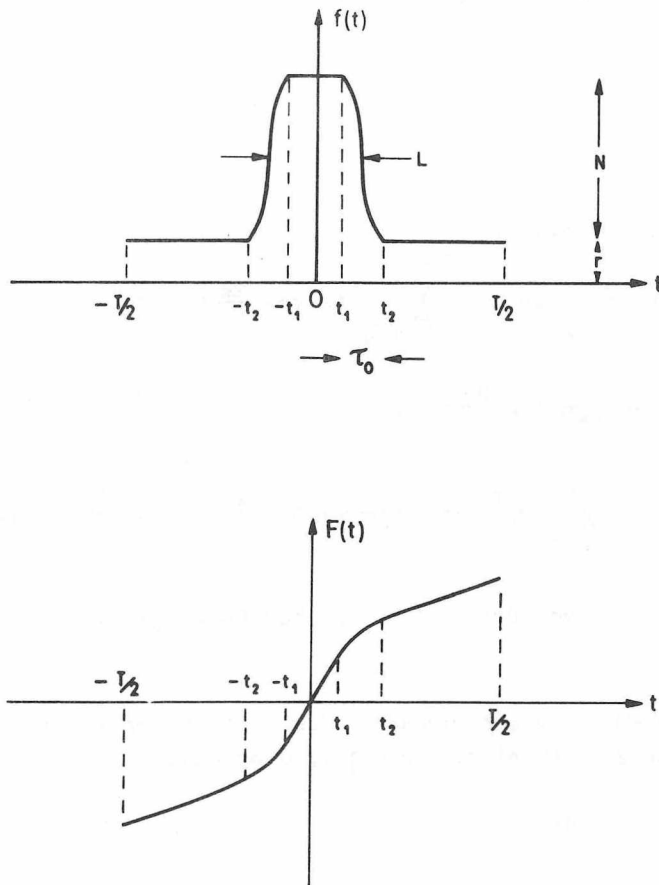


Abb. 17. Betrachtung des zeitlichen Verlaufs in einer Periode des Lichtsignals nach Variante 2

Andererseits kann $f(t)$ mit einer FOURIER-Reihe dargestellt werden:

$$(18) \quad f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^n \left(a_k \cos \frac{2k\pi}{T} t + b_k \sin \frac{2k\pi}{T} t \right).$$

Da $f(t)$ eine symmetrische Funktion ($f(t) = f(-t)$) ist, können wir folgende Berechnung vornehmen:

$$(19) \quad a_0 = \frac{4}{T} \int_0^{T/2} f(t) dt = 2 \left(r + N \frac{L}{T} \right),$$

$$(20) \quad a_k = \frac{4}{T} \int_0^{T/2} f(t) \cos \frac{2k\pi}{T} t dt = \frac{2N}{k\pi} \left(\frac{1}{1 - k^2 q^2} \right) \cos \frac{k\pi}{T} \tau_0 \sin \frac{k\pi}{T} L,$$

wenn $k = 1, 2, \dots, n$ und $k \neq \frac{1}{q} = \frac{T}{2\tau_0}$,

oder

$$(21) \quad a_k = \frac{2\tau_0}{T} \cos \frac{\pi}{2\tau_0} (L - \tau_0), \text{ wenn } k = 1/q,$$

und

$$b_k = 0.$$

Die Integralfunktion von $f(t)$ ist

$$(22) \quad F(t) = \int_0^t f(t) dt = \int_0^t \frac{a_0}{2} dt + \sum_{k=1}^n \int_0^t a_k \cos \frac{2k\pi}{T} t dt = \\ = \frac{a_0}{2} t + \sum_{k=1}^n a_k \frac{T}{2k\pi} \sin \frac{2k\pi}{T} t,$$

$$(23) \quad F(t) = \left(r + N \frac{L}{T}\right) t + \sum_{k=1}^n \frac{NT}{k^2 \pi^2} \left(\frac{1}{1 - k^2 q^2}\right) \cos \frac{k\pi}{T} \tau_0 \sin \frac{k\pi}{T} L \sin \frac{2k\pi}{T} t;$$

n ist eine gewählte Zahl und von der erforderlichen Genauigkeit der Funktion $F(t)$ abhängig.

Wenn in Abb. 17 der gewählte Ursprungspunkt des Koordinatensystems nicht genau in der Mitte ist, sondern um Δt abweicht ($\Delta t < \gamma$), dann gilt

$$(24) \quad F(t + \Delta t) = \int_{\Delta t}^{t+\Delta t} f(t) dt,$$

$$(25) \quad F(t + \Delta t) = \left(r + N \frac{L}{T}\right) t + \sum_{k=1}^n \frac{NT}{k^2 \pi^2} \left(\frac{1}{1 - k^2 q^2}\right) \times \\ \times \cos \frac{k\pi}{T} \tau_0 \sin \frac{k\pi}{T} L \sin \frac{2k\pi}{T} (t + \Delta t) + \\ + \sum_{k=1}^n \frac{NT}{k^2 \pi^2} \left(\frac{2k\pi}{T} dt\right) \left(\frac{1}{1 - k^2 q^2}\right) \cos \frac{k\pi}{T} \tau_0 \sin \frac{k\pi}{T} L.$$

Wir können davon ausgehen, daß $F(t)$ eine Funktion der drei Variablen N , r und t ist, weil T , L und τ_0 vorher genau bekannt sind. Daher wird die Verbesserungsgleichung gebildet:

$$(26) \quad F_{LS}(t) + v = F(t) + \frac{\partial F}{\partial N} \Delta N + \frac{\partial F}{\partial r} \Delta r + \frac{\partial F}{\partial t} \Delta t,$$

wobei $F(t)$ die berechneten Werte nach der theoretischen Kurve, $F_{LS}(t)$ die Meßwerte auf dem Lochstreifen, v die Verbesserung und $\partial F/\partial N$, $\partial F/\partial r$, $\partial F/\partial t$ partielle Differentiale sind.

$$(27) \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial F}{\partial N} = \frac{L}{T} t + \sum_{k=1}^n \frac{T}{k^2 \pi^2} \left(\frac{1}{1 - k^2 q^2} \right) \cos \frac{k\pi}{T} \tau_0 \sin \frac{k\pi}{T} L \sin \frac{2k\pi}{T} t, \\ \frac{\partial F}{\partial r} = t, \\ \frac{\partial F}{\partial t} = \sum_{k=1}^n \frac{2N}{k\pi} \left(\frac{1}{1 - k^2 q^2} \right) \cos \frac{k\pi}{T} \tau_0 \sin \frac{k\pi}{T} L (\cos \frac{2k\pi}{T} t - 1). \end{array} \right.$$

Der Zeitabstand der auf dem Lochstreifen registrierten Meßwerte ist γ (im Versuch $\gamma = 0,2$ s). Deswegen gibt es in einer Periode des Lichtsignals $2n + 1$ Werte von $F_{LS}(t)$ und $2n + 1$ Verbesserungsgleichungen ($n \approx T/2\gamma$, für einen Zenitstern $2n + 1 = 23$).

$$(28) v_j = F(t_j) - F_{LS}(t_j) + \left(\frac{\partial F}{\partial N}\right)_{t_j} \Delta N + \left(\frac{\partial F}{\partial r}\right)_{t_j} \Delta r + \left(\frac{\partial F}{\partial t}\right)_{t_j} \Delta t;$$

$$j = 0; \pm 1; \pm 2; \dots; \pm n.$$

Der gewählte Ursprungspunkt t_0 des Koordinatensystems ist der Zeitpunkt t_i oder t_{i+1} , der in der Nähe der Koordinate des Wendepunktes der Funktion $F(t)$ liegt. - Wie in der 1. Variante ist hier nur Δt wichtig, ΔN und Δr sind nur Nebenergebnisse.

Das mathematische Modell kann auf der empirischen Basis des verwendeten Objektivs gebildet werden. Mit den unterschiedlichen Lichtstärkekurven verändern sich die Integralfunktion $F(t)$ und ihre partiellen Differentiale $\partial F/\partial N$, $\partial F/\partial r$ und $\partial F/\partial t$.

Bei dieser Variante werden alle Meßwerte zur Berechnung verwendet. Aber sie ist komplizierter, und die Kurvenform des Lichtsignals muß bekannt sein. Da die praktische Berechnung gezeigt hat, daß die Abweichung der Ergebnisse der zwei Varianten im Bereich des mittleren Fehlers liegt, wurde die Variante 1 für alle Beobachtungsdaten verwendet.

5.2. Ermittlung der Sterndurchgangszeit für das ganze Gitter

Die Ermittlung der Sterndurchgangszeit für das ganze Gitter hängt von der Anordnung der Spalte des Gitters ab.

Bei dem Gitter mit senkrechten Spalten (z.B. Gitter Nr. 2 und 3 - Abb. 10 b, c) können wir so vorgehen, daß aus symmetrischen Spaltdurchgängen ein Paarmittel gebildet wird:

$$(29) t_{m_i} = \frac{1}{2} (t_{0(10+i)} + t_{0(11-i)}) \quad (i = 1, 2, 3, \dots, 10).$$

Aus den Paarmitteln t_{m_i} ergibt sich wiederum das Gesamtmittel der Sterndurchgangszeit:

$$(30) \quad t_{m_0} = \frac{1}{10} \sum_{i=1}^{10} t_{m_i} .$$

Der mittlere Fehler wird so berechnet:

$$(31) \quad m_t = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{10} (t_{m_i} - t_{m_0})^2}{9 \cdot 10}} \quad (\text{in Zeitsekunden})$$

oder

$$(32) \quad m_\alpha = m_t \cdot 15 \cos \delta \quad (\text{in Bogensekunden}).$$

Bei dem Gitter mit schrägen Spalten (z.B. Gitter Nr. 4 und 5 - Abb. 10 d, e) werden zwei Koordinaten, Zeit und Zenitdistanz, gleichzeitig ermittelt. Während die Fehler wegen der Krümmung der Sternspur und der Richtungsabweichung der Lage des Gitters bei senkrechten Spalten vernachlässigt werden können, müssen wir sie bei schrägen Spalten berücksichtigen.

Die Krümmungskorrektur Δk_j (Abb. 18 a) ergibt sich für kleinere Stundenwinkel aus der Abweichung der gekrümmten Sternspur von der Tangente im Meridianschnittpunkt mit ausreichender Näherung zu 17

$$(33) \quad \Delta k_j = \pm \frac{15}{2q} \sin \delta (t_{o_j} - t_o)^2 ,$$

wobei δ die Deklination des beobachteten Sterns, t_{o_j} die Sterndurchgangszeit für Spalt j , t_o die Sterndurchgangszeit in der Mitte o_j des Gitters sind und

$q = 206\,264,806$ ist. Das Vorzeichen ist von dem Schnittwinkel zwischen der Sternspur und dem Gitterspalt abhängig, Wir nehmen an, daß die Richtung der Gitterspalte immer mit der konvexen Seite der Sternspur gleiche Richtung hat (s. Abb. 18 a). Wenn der Winkel zwischen der Sternspur und dem Gitterspalt kleiner oder größer als der rechte Winkel ist, dann erhält die Korrektur Δk_j das Vorzeichen + bzw. -.

Es ist sehr schwierig, das Gitter so zu justieren, daß die horizontale Gitterachse völlig fehlerfrei mit der Tangente an die Sternspur im Meridian übereinstimmt. Die nach der Justierung verbleibende kleine Richtungsabweichung ω verursacht einen Fehler, der mit folgender Näherungsformel korrigiert werden kann:

$$(34) \quad \Delta a_j = \pm \sin \omega (t_{o_j} - t_o) .$$

Für die Festlegung des Vorzeichens gilt, daß der Winkel ω entgegen dem Uhrzeigersinn - von der horizontalen Gitterachse aus - gezählt wird (Abb. 18 b) und das Vorzeichen - bzw. + ist, wenn der Winkel zwischen der Sternspur und dem Gitterspalt kleiner bzw. größer als der rechte Winkel ist. Den Wert von $\sin \omega$ können wir aus den erhaltenen t_{o_j} berechnen (z.B. in Anhang 1, 2). In den Formeln (33) und (34) wird für t_o ein angenäherter Wert genommen.

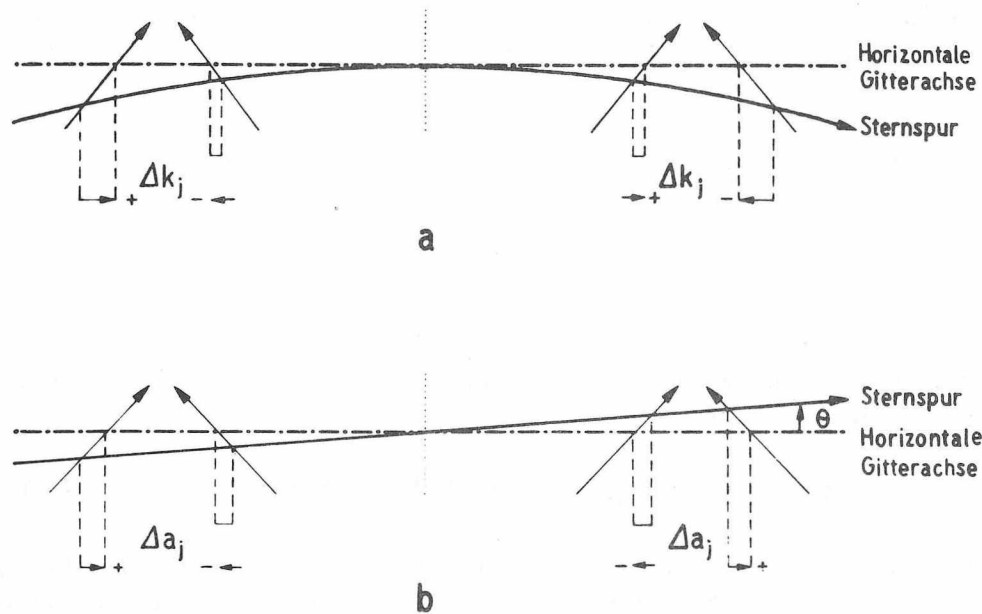


Abb. 18. Korrektur der Krümmung der Sternspur (a) und der Richtungsabweichung der Lage des Gitters (b)

Nach der Korrektur ist die Sterndurchgangszeit t_{k_j} für jeden Spalt

$$(35) \quad t_{k_j} = t_{o_j} + \Delta k_j + \Delta a_j.$$

Die Bildung der Sterndurchgangszeit für das ganze Gitter wird jetzt entsprechend der Anordnung der Spalte des Gitters durchgeführt. Für Gitter Nr. 4 (Abb. 10 d) wird sie folgendermaßen ermittelt:

$$(36) \quad t_{m_i} = \frac{1}{2} (t_{k(10+i)} + t_{k(11-i)}) \quad (i = 1, 2, 3, \dots, 10),$$

$$(37) \quad t_{m_0} = \frac{1}{10} \sum_{i=1}^{10} t_{m_i}.$$

$$(38) \quad m_t = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{10} (t_{m_i} - t_{m_0})^2}{9 \cdot 10}} \quad [s].$$

$$(39) \quad m_\alpha = m_t \cdot 15 \cos \delta \quad [^\pi]$$

und die Zenitdistanz

$$(40) \quad z_{m_i} = z_0 + \frac{1}{2} (t_{k(10+i)} - t_{k(11-i)}) 15 \cos \delta - (i - 1) 1 \quad [^\pi].$$

wobei z_0 die eingestellte Zenitdistanz des Beobachtungsinstruments (Bezugspunkt ist der Schnittpunkt von zwei mittleren Spalten) und l den Abstand von Spalt zu Spalt auf der horizontalen Gitterachse (entweder nach den Beobachtungsergebnissen oder nach den Parametern des verwendeten Objektivs und den Abmessungen des Gitters berechnet) bezeichnen.

$$(41) \quad z_{m_0} = \frac{1}{10} \sum_{i=1}^{10} z_{m_i} ,$$

$$(42) \quad m_z = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{10} (z_{m_i} - z_{m_0})^2}{9 \cdot 10}} .$$

Bei Gitter Nr. 5 (Abb. 10 e) kann die Zeit wie in (36) - (39) berechnet werden. Sonst wird nur (40) verändert:

$$(43) \quad z_{m_i} = z_0 + \frac{1}{2} (t_{k(2i)} - t_{k(2i-1)}) 15 \cos \delta \quad (i = 1, 2, 3, \dots, 10);$$

z_0 bezieht sich auf den Schnittpunkt von zwei benachbarten Linien mit gleichen i , und die Konstante l wird hier nicht mehr gebraucht. Da die zwei gesuchten Größen, Zeit t_{m_0} nach (37) und Zenitdistanz z_{m_0} nach (40), (43), gleichzeitig aus den Durchgangszeiten der Spalte t_{0j} berechnet werden, sind ihre mittleren Fehler m_α und m_z - s. (39) und (42) - im Prinzip von gleicher Größenordnung.

6. Reichweitenabschätzung

6.1. Größe des photoelektrischen Stroms

Die Größe des photoelektrischen Stroms bzw. die Anzahl der je Zeiteinheit zu zählenden Photoelektronen sind von der Objektivöffnung, der Helligkeit des Sterns, der Empfindlichkeit des verwendeten SEV, der Konstruktion und der Qualität des optischen Systems sowie dem Zustand der Atmosphäre während der Beobachtung abhängig.

Der Lichtstrom kann durch folgende Beziehung dargestellt werden [17]:

$$(44) \quad \Phi(m) = k\pi \frac{D^2}{4} E(0) \cdot 10^{-0,4m},$$

wo D der Objektivdurchmesser und m die Größenklasse des beobachteten Sterns sind, k den Lichtverlust charakterisiert, der im Instrument auftritt und von der Konstruktion und der Qualität des Instruments abhängt, und $E(0)$ die Beleuchtungsstärke pro m^2 bezeichnet, die ein Stern der Größenklasse 0 auf der Erdoberfläche erzeugt. - Für den photoelektrischen Strom am Ausgang des SEV gilt

$$(45) \quad I(m) = E_a \Phi(m)$$

mit E_a als Anodenempfindlichkeit des verwendeten SEV.

Zur Berechnung des photoelektrischen Stroms werden für die vorliegenden Versuchsbedingungen folgende Zahlenwerte eingeführt: $k = 0,5$, $E(0) = 2,1 \cdot 10^{-6} \text{ lm/m}^2$, $D = 0,167 \text{ m}$, $E_a = 200 \text{ A/lm}$ (SEV-Typ 6094S, EMI) (s. Abschnitt 4.2.1.). Damit wird

$$I(m) = 0,46 \cdot 10^{-5} \cdot 10^{-0,4m} \text{ A.}$$

Für einen Stern der Größe 0 wird $I(0) = 4,6 \cdot 10^{-6} \text{ A}$ und somit sehr viel kleiner als der maximal zulässige Anodenstrom des SEV (1 mA). Für einen Stern der Größe 10 wird $I(10) = 0,46 \text{ nA}$; das ist ein deutlich größerer Wert als der Dunkelstrom des SEV (0,1 nA). Daraus geht hervor, daß die Verstärkung des angegebenen SEV-Typs ausreichend ist, um eine dem PZT entsprechende Reichweite zu erzielen.

6.2. Anzahl der zu zählenden Photoelektronen

In diesem Meßverfahren wird der photoelektrische Strom in kurze elektrische Impulse umgewandelt, die einzelnen aus der Katode ausgelösten Photoelektronen entsprechen. Die Anzahl der elektrischen Impulse pro Zeiteinheit stellt den photoelektrischen Strom dar. Deshalb entsteht eine ähnliche Formel für die Anzahl der pro Zeiteinheit in das Dynodensystem eintretenden Photoelektronen:

$$(46) \quad N(m) = kq\pi \frac{D^2}{4} C(0) \cdot 10^{-0,4m},$$

wobei D , m , k die gleiche Bedeutung haben wie in Formel (44), q der Quantenwirkungsgrad der SEV-Katode ist und $C(0)$ die Photonenzahl pro $s \cdot m^2$ bezeichnet, die von

einem Stern der Größenklasse 0 auf der Erdoberfläche ankommen. Nach [34] ist $C(0) = 4 \cdot 10^9$ Photonen/s·m².

Für unsere Versuchsbedingungen ($q = 21\%$) ist die nach (46) berechnete angenäherte Anzahl der pro Sekunde zu zählenden Impulse entsprechend der Sterngrößenklasse in Tab. 1 gegeben. Die Sterne, die mit dem PZT beobachtet werden, sind meistens schwache Sterne der Größenklassen 7 bis 9,5 [15], d.h., $N = 1000$ bis 15 000 Imp./s.

Tab. 1. Anzahl der zu zählenden Impulse pro Sekunde

m	N(m)	m	N(m)
1	3 660 000 Imp./s	6	36 600 Imp./s
2	1 460 000 "	7	14 600 "
3	580 000 "	8	5 800 "
4	230 000 "	9	2 300 "
5	92 000 "	10	920 "

Um die Anforderung an die Apparatur bezüglich der oberen Grenzfrequenz f_0 abschätzen zu können, wird noch berücksichtigt, daß die Impulse in unregelmäßigen zeitlichen Abständen auftreten. Nach der POISSON-Verteilung wird die Zählfehlerwahrscheinlichkeit so gerechnet [32]:

$$(47) \quad p = 1 - e^{-N\tau},$$

wobei $\tau = 1/f_0$ die Zeit darstellt, die zwischen zwei Impulsen vergehen muß, damit sie von der verwendeten Zählleinrichtung noch getrennt werden können.

Tab. 2. Zählfehlerwahrscheinlichkeit

Für einen Stern der Größenklasse m	p (mit $f_0 = 1500$ kHz)
10	0,0006
9	0,0015
8	0,004
7	0,01

Tab. 2 zeigt, daß für die Beobachtung der Sterne der Größenklassen 7 bis 9,5 die obere Grenzfrequenz des elektronischen Impulszählers $f_0 = 1,5$ MHz noch sehr gut geeignet ist, weil der Zählfehler in dem Fall noch vernachlässigt werden kann.

6.3. Begrenzung der Helligkeit des Himmelshintergrundes

Für die Begrenzung der Reichweite spielt die Helligkeit des Himmelshintergrundes eine große Rolle. Verschiedene Autoren haben dafür unterschiedliche Werte angegeben:

HØG [7]:	$1,3 \cdot 10^6$ Sterne der Größenklasse 10 pro Steradian
	(oder 400 " " " " 10 " □ °);
CARROLL [5]:	$3,3 \cdot 10^6$ " " " " 10 " Steradian
	(oder 1000 " " " " 10 " □ °);

WHITFORD [35]: $1,1 \cdot 10^6$ Sterne der Größenklasse 10 pro Steradian
 (oder 1 " " " 21,5 pro \square°);

STEINERT und
 POTTHOFF [32]: $5,7 \cdot 10^6$ " " " 10 pro Steradian
 (oder 1 " " " 1,9 " \square°).

Für die Umrechnung zwischen Steradian (sr) und Quadratgrad (\square°) gilt folgende Beziehung: 1 Quadratgrad = $3,046 \cdot 10^{-4}$ sr.

Es wurde allerdings nicht angegeben, unter welchen konkreten Bedingungen der Atmosphäre diese Feststellungen getroffen wurden.

Zur Verringerung der auf die Katode des SEV fallenden Himmelshelligkeit wurde bei dem Versuch dicht vor dem Gitter eine Gesichtsfeldblende in den Strahlengang gebracht (s. Abb. 10). Die Länge der Blende muß sich über alle Spalte des Gitters erstrecken; ihre Höhe (oder Breite) sollte nicht zu groß sein, damit die empfangene Helligkeit des Himmelshintergrundes nicht zu groß wird, aber auch nicht zu klein, um noch eine sichere Einstellung des Sterns mit dem Leitrohr in den Bereich der Blende zu gewährleisten. Später wurde die Blende gleichzeitig mit dem lichtundurchlässigen Streifen auf dem Gitter gefertigt.

Mit 20 Spalten (die Spaltweite ca. $10,5''$) und der Blendenhöhe von 0,2 mm (ca. $42''$) entspricht die für das Himmelslicht durchlässige Fläche einem Raumwinkel von etwa $1/1500 \square^\circ$ oder $2 \cdot 10^{-7}$ Steradian. Mit der mittleren Angabe von CARROLL [5] ist die am SEV einfallende Himmelshelligkeit ungefähr gleich der Helligkeit eines Sterns der Größenklasse 10. Unter extrem ungünstigen Verhältnissen (Vollmond, $10,4 \cdot 10^5$ Sterne der Größenklasse 10 pro Steradian) ist die vom Himmelshintergrund auf den SEV fallende Helligkeit äquivalent einem Stern der Größe 8,7.

Der konstante Anteil der Himmelshintergrundhelligkeit wird nach diesem Auswertungsverfahren die Reichweite nicht beeinflussen (s. Kap. 5 und 7), sondern nur die Schwankungen, die im Durchschnitt in der Größenordnung von 3 % liegen. Wenn man annimmt, daß sie im ungünstigsten Fall 10 % nicht überschreiten, würde das einer Sterngröße von 11,2 entsprechen. - Auf Grund dieser Betrachtungen ist durch die Einschaltung der Schlitzblende auch bei ungünstigen Verhältnissen eine sichere Registrierung von Sternen bis zur Größe 9,5 zu erwarten.

7. Fehlerabschätzung

Eine theoretische Fehlerabschätzung erfolgt, indem die Wirkung der einzelnen Einflußfaktoren auf der Basis der Versuchsbedingungen sowie des Auswerteverfahrens analysiert wird. Im Rahmen der Versuchsbeobachtungen sind folgende Fehlerquellen zu beachten:

- Richtungszintillation (Bildbewegung),
- Helligkeitszintillation,
- Gittergenauigkeit,
- Rauschen,
- diskrete Registrierung.

7.1. Ableitung der Formeln aus dem Auswerteverfahren

Bei dem Auswerteverfahren wurde angenommen, daß das empfangene Lichtsignal idealisiert ist und somit keine Schwankungen aufweist. Praktisch ist die Lichtsignalkurve jedoch nicht so glatt, und die Schwankungen verursachen u.a. bei der Ermittlung der Sterndurchgangszeit einige Fehler.

Die Ermittlung der Sterndurchgangszeit beruht im wesentlichen auf der Formel (14) (und anderen dazugehörigen Formeln). Daraus können wir einige Zusammenhänge der Einflußfaktoren für die Fehlerabschätzung ableiten.

Folgende Formeln können wir aus Abb. 15 a noch herleiten:

$$(48) \quad q_i = r \cdot n\gamma + N \left(\frac{L}{2} - \Delta t \right),$$

$$(49) \quad p_i = r \cdot n\gamma + N \left(\frac{L}{2} + \Delta t \right),$$

wobei r die Helligkeit des Himmelshintergrundes, N die Helligkeit des beobachteten Sterns, L die Spaltweite in Zeitsekunden bedeuten und $n\gamma = T/2$ ist. Wegen der Helligkeitszintillation des Sternlichts und der Schwankungen der Himmelshintergrund-Helligkeit werden in (48) und (49) r durch $r \pm dr$ und N durch $N \pm dN$ ersetzt. Dann ergibt sich

$$q_i = (r \pm dr) n\gamma + (N \pm dN) \left(\frac{L}{2} - \Delta t \right),$$

$$p_i = (r \pm dr) n\gamma + (N \pm dN) \left(\frac{L}{2} + \Delta t \right),$$

wobei dr die Amplitude der Schwankungen der Himmelshintergrund-Helligkeit und dN die Amplitude der Helligkeitszintillation des Sternlichts sind. Somit wird

$$a_i = p_i - q_i = 2\Delta t (N \pm dN)$$

und analog

$$a_{i+1} = p_{i+1} - q_{i+1} = 2(\Delta t - \gamma) (N \pm dN).$$

Daraus folgt

$$a_i - a_{i+1} = 2 \gamma (N \pm dN).$$

Ist dt der Fehler der Ermittlung von Δt , dann wird

$$(50) \quad \begin{cases} \Delta t \pm dt = \frac{a_i}{a_i - a_{i+1}} \gamma = \frac{2\Delta t (N \pm dN)}{2 \gamma (N \pm dN)} \gamma, \\ \Delta t \pm dt = \Delta t (1 \pm 2 \frac{dN}{N}). \end{cases}$$

Daraus ergibt sich

$$(51) \quad \frac{dt}{\Delta t} = 2 \frac{dN}{N}.$$

Die Formel (8) zeigt, daß Δt im Bereich von 0 bis γ liegen kann. Somit beträgt der mittlere Fehler

$$(52) \quad m_D = \frac{2}{3} \frac{dN}{N} \gamma.$$

Das bedeutet, daß in diesem Fall der Fehler der Ermittlung der Sterndurchgangszeit von der relativen Amplitude der Helligkeitsszintillation und dem Zeitabstand der diskreten Registrierung abhängig ist. Wenn dN/N als Konstante betrachtet wird, ist m_D der Fehlereinfluß der diskreten Registrierung und dem Zeitabstand γ proportional.

Falls die Schwankung der Helligkeit N des beobachteten Sterns in beiden Spalthälften unsymmetrisch ist, z.B.:

in der ersten Spalthälfte $N \rightarrow N + dN$,

in der zweiten Spalthälfte $N \rightarrow N - dN$,

dann ergibt sich folgende Berechnung:

$$q_i = (r \pm dr) n \gamma + (N + dN) (\frac{L}{2} - \Delta t),$$

$$p_i = (r \pm dr) n \gamma + (N - dN) (\frac{L}{2} + \Delta t),$$

$$a_i = p_i - q_i = (N - dN) (\frac{L}{2} + \Delta t) - (N + dN) (\frac{L}{2} - \Delta t) = 2N (\Delta t - \frac{dN}{N} \frac{L}{2}).$$

ähnlich

$$a_{i+1} = 2N (\Delta t - \gamma - \frac{dN}{N} \frac{L}{2}), \quad a_i - a_{i+1} = 2N \gamma;$$

daraus

$$(53) \quad \Delta t \pm dt = \frac{a_i}{a_i - a_{i+1}} \gamma = \Delta t \pm \frac{dN}{N} \frac{L}{2}, \quad m_H = \frac{dN}{N} \frac{L}{2}.$$

In diesem Fall hängt der Fehler der Ermittlung der Sterndurchgangszeit nicht nur von der relativen Amplitude der Helligkeitsszintillation, sondern auch von der Spaltweite des Gitters ab. Mit einer vorhergewählten Spaltweite des Gitters wird m_H als Fehlereinfluß der Szintillation des Sternlichts betrachtet.

Wenn die Helligkeit des Himmelshintergrundes in den zwei Hälften der Signalperiode T unsymmetrisch ist, z.B.:

in der ersten Hälfte $r \rightarrow r + dr$,

in der zweiten Hälfte $r \rightarrow r - dr$,

dann ergibt sich folgende Berechnung:

$$(54) \quad \left\{ \begin{array}{l} q_i = (r + dr) n \gamma + (N \pm dN) \left(\frac{L}{2} - \Delta t \right) , \\ p_i = (r - dr) n \gamma + (N \pm dN) \left(\frac{L}{2} + \Delta t \right) , \\ a_i = 2\Delta t (N \pm dN) - 2n \gamma dr , \\ a_{i+1} = 2(\Delta t - \gamma) (N \pm dN) - 2n \gamma dr , \\ a_i - a_{i+1} = 2\gamma (N + dN) , \\ \Delta t \pm dt = \frac{a_i}{a_i - a_{i+1}} \gamma = \frac{2\Delta t (N \pm dN) - 2n \gamma dr}{2\gamma (N \pm dN)} \gamma , \\ \Delta t \pm dt = \Delta t \left(1 \pm 2 \frac{dN}{N} \right) \pm n \gamma \frac{dr}{N \pm dN} . \end{array} \right.$$

Der erste Teil in (54) entspricht der Formel (50). Interessant ist hier nur der übrige Teil, wobei dN im Nenner vernachlässigt werden kann, weil $dN = 0,03 N$ ist und $n \gamma = T/2$ gesetzt wird; somit

$$(55) \quad m_R = \frac{T}{2} \frac{dr}{N} = \frac{T}{2} \frac{dr}{r} \frac{r}{N} .$$

Die Formel (55) zeigt, daß der Fehler der Ermittlung der Sterndurchgangszeit von der Stabilität der Helligkeit des Himmelshintergrundes und vom Verhältnis der Helligkeit des Himmelshintergrundes zu der des beobachteten Sterns abhängt. m_R ist der Fehlereinfluß des Rauschens und eine Funktion der Helligkeit des beobachteten Sterns.

Aus den Formeln (52), (53) und (55) können wir zusammenfassend ableiten, daß die Faktoren, die u.a. in diesem Verfahren den Fehler beeinflussen, die Helligkeitsszintillation dN/N , die Stabilität der Himmelshintergrund-Helligkeit, dr/r , das Verhältnis der Helligkeit des Himmelshintergrundes zu der des beobachteten Sterns, r/N , der Zeitabstand γ der diskreten Registrierung und auch die Abmessungen des Gitters, L , T , sind.

Die Helligkeitsszintillation, die Stabilität der Himmelshintergrund-Helligkeit sowie die Richtungszintillation sind meteorologisch bedingte Erscheinungen und unvermeidbar. Das Verhältnis der Helligkeit des Himmelshintergrundes zu der des beobach-

teten Sterns, r/N , kann jedoch durch eine Blende begrenzt werden. Der Zeitabstand γ der diskreten Registrierung und die Wahl der Abmessungen des Gitters sowie die Genauigkeit seiner Herstellung sind technische Faktoren, die hier untersucht werden, um bei der Entwicklung der Apparatur optimale Verhältnisse zu erreichen. Im folgenden werden die Einflüsse der einzelnen Fehlerquellen bei den Versuchsbedingungen konkreter abgeschätzt.

7.2. Richtungsszintillation

Die Richtungsszintillation (auch als Bildbewegung, Bildunruhe bezeichnet) ist für die astronomische Positionsbestimmung eine sehr wichtige Fehlerquelle, die von vielen Autoren untersucht wurde. Die Schwankung der Lage der Sternabbildung in der Brennebene des Objektivs ist erkennbar und ein stochastischer Vorgang. Die Amplitude und die Frequenz dieser Schwankung hängen von den örtlichen meteorologischen Bedingungen und von den Beobachtungsbedingungen (Zenitdistanz, Objektivöffnung, Beobachtungszeit usw.) ab [8, 13].

Man hat versucht, die Approximation experimentell ermittelter Leistungsdichtespektren mittels verschiedener Funktionstypen darzustellen und somit den Fehlereinfluß der Richtungsszintillation zu berechnen. Für Beobachtungen bei durchschnittlichen Bedingungen mit kleiner Objektivöffnung ($D = 30$ cm) und nahe am Zenit wird dieser Fehlereinfluß nach folgender Formel (von HØG [9]) berechnet:

$$(56) \quad m_B = \frac{0,33}{(T_B + 0,65)^{1/4}},$$

wobei für die Beobachtungszeit T_B gilt: $0,2 \text{ s} \leq T_B \leq 1400 \text{ s}$. Bei der Ermittlung der Sterndurchgangszeit für jeden Spalt entspricht T_B einer Periode T des Lichtsignals. Für einen Zenitstern ist T ungefähr 4,6 s und

$$(57) \quad m_B = 0,22''.$$

Dieser Fehleranteil ist von der Helligkeit des beobachteten Sterns unabhängig.

7.3. Helligkeitsszintillation

Die Szintillation des Sternlichts ist eine Erscheinung, die auch von den meteorologischen Bedingungen verursacht wird. Die Messung von MIKESSELL (1955) (in [7] gegeben) hat gezeigt, daß die Helligkeitsszintillation nahe am Zenit und bei der Objektivöffnung ca. 18 cm äquivalent einer Sinusmodulation von 0,03 für die Frequenz 1,5 Hz ist und außerdem die äquivalente Sinusmodulation pro Bandbreite-Einheit fast konstant im Frequenzbereich von 0,1 bis 10 Hz ist. Bei der Spaltweite des Gitters von ca. 10" wie in unserer Versuchsapparatur (entsprechend einer Durchgangszeit durch den Gitterspalt von ca. 1 s) liegt der stärkste Einfluß der Helligkeitsszintillation im Frequenzbereich von 0,5 bis 2 Hz.

Der Fehlereinfluß der Helligkeitsszintillation des beobachteten Sterns wird nach der Formel (53) berechnet:

$$(58) \quad m_H = \frac{dN}{N} \frac{L}{2} = 0,03 \cdot \frac{10''}{2}, \quad m_H = 0,15''.$$

Das ist der Fehleranteil der Helligkeitsszintillation für einen Spalt des Gitters; er hängt nicht von der Helligkeit des beobachteten Sterns ab.

7.4. Rauschen

Die Schwankungen der Himmelshintergrund-Helligkeit, des Dunkelstroms und der statistischen Emission des SEV sind unvermeidbare Erscheinungen im Meßprozeß. Im Abschnitt 8.1. wird gezeigt, daß der Dunkelstrom des verwendeten SEV im Vergleich mit der an der SEV-Katode empfangenen Helligkeit des Himmelshintergrundes im allgemeinen so klein ist, daß er vernachlässigt werden kann. Man berücksichtigt daher nur die Schwankung der Helligkeit des Himmelshintergrundes, die hier als Rauschen bezeichnet wird.

Die Formel (55) zeigt, daß der Fehlereinfluß des Rauschens bei der Beobachtung der schwachen Sterne eine große Rolle spielt. Wenn wir annehmen, daß die Schwankung der Himmelshintergrund-Helligkeit so groß wie die Szintillation des Sternlichts ist, d.h. $dr/r = dN/N = 0,03$, dann folgt für den Fehleranteil des Rauschens nach der Formel (55)

$$(59) \quad m_R = \frac{T}{2} \frac{r}{N} \frac{dr}{r} = 0,63'' \frac{r}{N}$$

(in der Versuchsanordnung $T = 42''$). Das bedeutet, daß der Fehleranteil vom Rauschen sehr stark vom Verhältnis der Helligkeit des Himmelshintergrundes zu der des beobachteten Sterns abhängt.

Zur Verringerung der auf die Katode des SEV fallenden Himmelshelligkeit wurde bei der Versuchsanordnung vor dem Gitter eine Schlitzeblende in den Strahlengang angebracht (s. Abschnitt 6.3.). Wenn die empfangene Helligkeit des Himmelshintergrundes so groß wie die eines Sterns der Größenklasse 10 ist, d.h. $r = N(10)$, dann wird

$$m_R = 0,63'' \frac{N(10)}{N(m)} = 0,63 \cdot 10^{0,4(m-10)}.$$

Der Fehleranteil des Rauschens ist für einen Spalt des Gitters bei einem Stern der Größenklasse 5 mit $0,006''$ sehr klein, bei einem Stern der Größenklasse 10 mit ca. $0,63''$ dagegen ziemlich groß.

7.5. Gittergenauigkeit

Die Abweichungen in der geometrischen Anordnung der Gitterspalte, die bei der Herstellung des Gitters entstehen können, führen bei der Ermittlung der Sterndurchgangszeit auch zu einem bestimmten Fehler. Nach Angaben des Herstellers sind folgende Toleranzen eingehalten worden:

zulässige Abweichungen der Abmessungen	$\pm 0,002 \text{ mm,}$
Abweichungen von der Geradlinigkeit an den Spaltkanten	$< 0,001 \text{ mm,}$
Abweichungen der Neigung der Spalte	$\pm 10''.$
(für die Gitter mit schrägen Spalten)	

Die drei Abweichungsformen können in die Abweichungen der Abmessungen auf der horizontalen Gitterachse (Richtung der Sternbahn) umgerechnet werden.

Bei einer Schlitzblende wie im Versuch spielen die Abweichungen der Neigung der Spalte keine Rolle. Die Abweichungen von der Geradlinigkeit an den Spaltkanten sind kleiner als die der Abmessungen. Da die Brennweite des Versuchsobjektivs ca. 1000 mm ist, verursacht die Abweichung von 0,002 mm einen Fehler von 0,42". Der mittlere Fehlereinfluß der Gittergenauigkeit bei der Ermittlung der Sterndurchgangszeit für einen Spalt ist somit

$$(60) \quad m_G = 0,14''.$$

Der Fehleranteil vom Gitter ist selbstverständlich nicht von der Helligkeit des beobachteten Sterns abhängig.

7.6. Diskrete Registrierung

Die Formel (52) zeigt, daß der Fehlereinfluß der diskreten Registrierung bei der Ermittlung der Sterndurchgangszeit für jeden Spalt dem Zeitabstand γ proportional ist. Mit $dN/N = 0,03$ wird

$$(61) \quad m_D = 0,02 \gamma.$$

Daher kann man erwarten, daß sich der Fehler bei höherer Abfragefrequenz verringert. Aber man muß noch berücksichtigen, daß einerseits die Geschwindigkeit des Registriergerätes (z.B. Locher, Magnetbandgerät usw.) begrenzt und andererseits der Fehlereinfluß der diskreten Registrierung ein Anteil ist, der vernachlässigt werden kann, wenn sein Beitrag klein genug ist (kleiner als ein Drittel eines der anderen Anteile).

Beim Versuch wurden die Beobachtungen mit dem Abfrageabstand $\gamma = 200 \text{ ms}$ ($f = 5 \text{ Hz}$) und zum Teil $\gamma = 100 \text{ ms}$ ($f = 10 \text{ Hz}$) registriert. Nach Tab. 3 ist dadurch $m_D = 0,04''$ viel kleiner als m_B oder m_H . Das bedeutet, daß der Fehleranteil der diskreten Registrierung bei den Versuchsbedingungen eine untergeordnete Rolle spielt. Im Abschnitt 8.5.5. wird die Abhängigkeit des gesamten Meßfehlers von den Abfrageabständen experimentell untersucht.

Tab. 3. Die Abhängigkeit des Fehleranteils der diskreten Registrierung für einen Gitterspalt von den Abfrageabständen

Abfrageabstand γ	m_D	
	$\overline{[ms]}$	$\overline{[^\circ]}$ (für einen Zenitstern)
100 ms	2	0,02
200 ms	4	0,04
400 ms	8	0,08
500 ms	10	0,10

7.7. Zusammenfassung

Die abgeschätzten Fehleranteile für einen Zenitstern bei den Versuchsbedingungen sind in Tab. 4 zusammengestellt und in Abb. 19 und 20 graphisch dargestellt worden, wobei angenommen wurde, daß die empfangene Helligkeit des Himmelshintergrundes der eines Sterns der Größenklasse 10 entspricht: $r = N(10)$.

Tab. 4. Fehlerquelle und Fehlergröße

Fehlerquelle	Fehlergröße für verschiedene Sterngrößenklassen $\overline{[^\circ]}$					
	5	7	8	9	9,5	10
Richtungszintillation (m_B)	0,22					
Helligkeitszintillation (m_H)	0,15					
Rauschen (m_R)	0,00	0,04	0,10	0,25	0,40	0,63
Gittergenauigkeit (m_G)	0,14					
Diskrete Registrierung (m_D)	0,04					
für 1 Spalt	0,30	0,31	0,32	0,39	0,50	0,70
Insgesamt für 20 Spalte	0,067	0,069	0,072	0,087	0,111	0,156

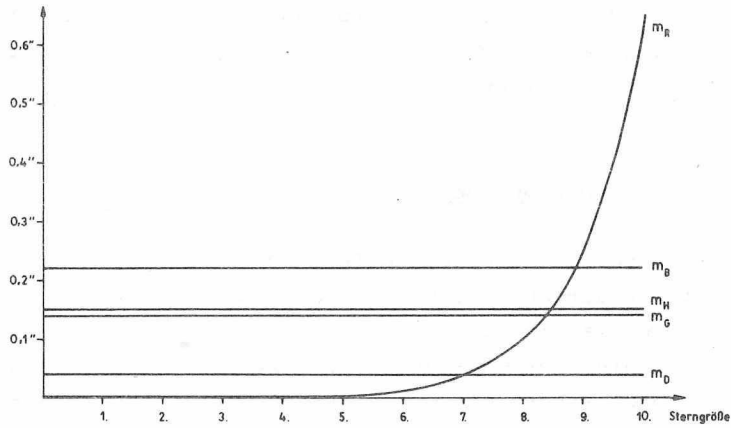


Abb. 19. Abgeschätzte Fehleranteile bei der Ermittlung der Sterndurchgangszeit für jeden Spalt

- m_B Fehleranteil der Richtungsszintillation (Bildbewegung)
- m_H Fehleranteil der Helligkeitsszintillation
- m_R Fehleranteil des Rauschens
- m_G Fehleranteil der Genauigkeit des Gitters
- m_D Fehleranteil der diskreten Registrierung

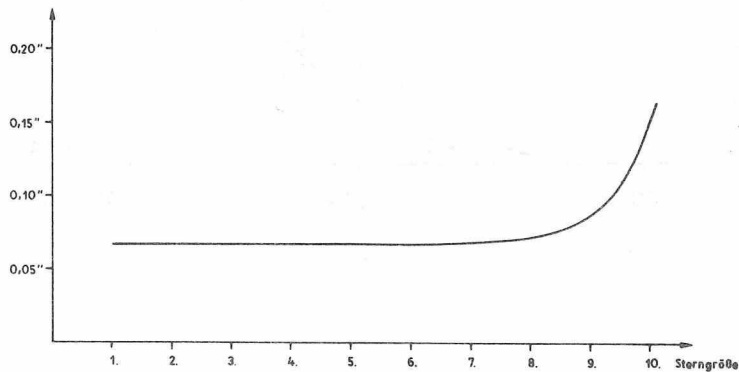


Abb. 20. Abgeschätzter innerer Fehler für eine Beobachtung bei den Versuchsbedingungen

8. Erprobung und Untersuchung der Versuchsapparatur

Nach der Entwicklung der Versuchsapparatur wurden zunächst im Labor die Meßparameter festgelegt und die gesamte Funktionsfähigkeit erprobt, bevor sie bei den nächtlichen Beobachtungen eingesetzt wurde.

8.1. Messung des Dunkelstroms des SEV

Der Dunkelstrom des SEV ist ein beim Aufbau der Apparatur zu berücksichtigender Parameter und hier in Impulszahl pro Sekunde zu messen und als Dunkelimpulsrate darzustellen. Abb. 21 zeigt den Zusammenhang der Dunkelimpulsrate des SEV mit der Hochspannung und der Temperatur der Umgebung. Die gewählte Arbeitshochspannung des SEV und die Arbeitstemperatur werden die Größe des Dunkelstroms (Imp./s) bestimmen.

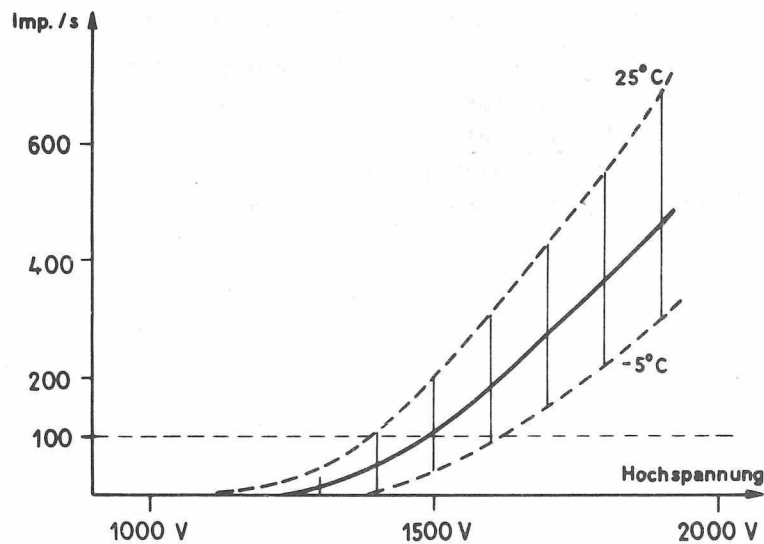


Abb. 21. Dunkelimpulsrate des SEV

Aus Abb. 21 ersieht man, daß die Dunkelimpulsrate bei der Hochspannung von 1400 V und einer Temperatur unter +20 °C mit der gewählten Diskriminatorschwelle immer kleiner als 100 Imp./s ist. Bei den praktischen Nachtbeobachtungen betrug sie nur 3 bis 40 Imp./s.

8.2. Festlegung der Diskriminatorschwelle

SEV, Verstärker und elektronischer Impulszähler bilden ein einheitliches System. Der elektronische Impulszähler zählt nur die Impulse, deren Amplitude von einer bestimmten Größe (Diskriminatorschwelle) ist. Die Erhöhung der Arbeitshochspannung des SEV entspricht der Erhöhung des Verstärkungsfaktors, und dadurch wird die zu zählende Impulszahl auch gesteigert. Das Maximum der Impulszunahme wird bei schwacher Beleuchtung dann erreicht, wenn die Verstärkung des SEV so groß ist, daß bei der gewählten Diskriminatorschwelle bereits die einzelnen Photoelektronen entsprechenden Impulse an der Anode des SEV auf den Impulszähler gelangen können. Der Grund liegt darin, daß bei schwacher Beleuchtung der SEV-Katode und ausreichend kleiner Zeitkonstante des Empfangskanals nach der POISSON-Verteilung die Wahrscheinlichkeit der Überlagerung der einzelnen Photoelektronen entsprechenden Ladungsgruppen im Dynodensystem oder Anodenkreis sehr klein ist. Die Impulsverteilung wird daher vorwiegend nur durch die Statistik der Verstärkungsänderung bestimmt.

Dafür wurde folgende Messung durchgeführt: Ein Spalt wurde vor der Katode des SEV wenig geöffnet. Mit der regelmäßigen Erhöhung der Hochspannung am SEV um je 100 V steigt die zu zählende Impulszahl pro Sekunde an. Die Differenz der Anzahl der Impulse, die durch die Erhöhung der Hochspannung auftritt, ist in Abb. 22 dargestellt. Von dieser Kurve kann abgelesen werden, daß die Diskriminatorschwelle des Systems - Lichtempfänger und Impulszähler - bei einer Hochspannung von ca. 1400 V im Bereich der Ein-elektronenimpulse liegt. Als Arbeitshochspannung des SEV wurden deshalb auch 1400 V festgelegt, um insbesondere bei der Beobachtung schwacher Sterne ein maximales Signal-Rausch-Verhältnis zu erhalten.

8.3. Durchführung der Sterndurchgangsbeobachtungen

Die Apparatur wurde im Juni 1976 auf dem südlichen Pfeiler des Meridianhauses aufgestellt. Ungünstige Witterungsverhältnisse verzögerten jedoch den Einsatz bei der nächtlichen Beobachtung immer wieder. Nach der Justierung der Fernrohre wurden die Sterndurchgangsbeobachtungen in 5 Serien mit 5 verschiedenen Gittern in einem Zeitraum von 18 Monaten (von September 1976 bis Februar 1978) unter unterschiedlichen Wetterbedingungen durchgeführt.

Für die insgesamt 870 Beobachtungen wurden vorwiegend Sterne aus dem Katalog AGK3 bis zur Größenklasse 10,0 (photographische Helligkeit) in der Zenitnähe der Station Potsdam ausgewählt; sie sind in Tab. 5 zusammengefaßt. Tab. 6 enthält im einzelnen die Angaben und Ergebnisse über die 5 Versuchsbeobachtungsserien.

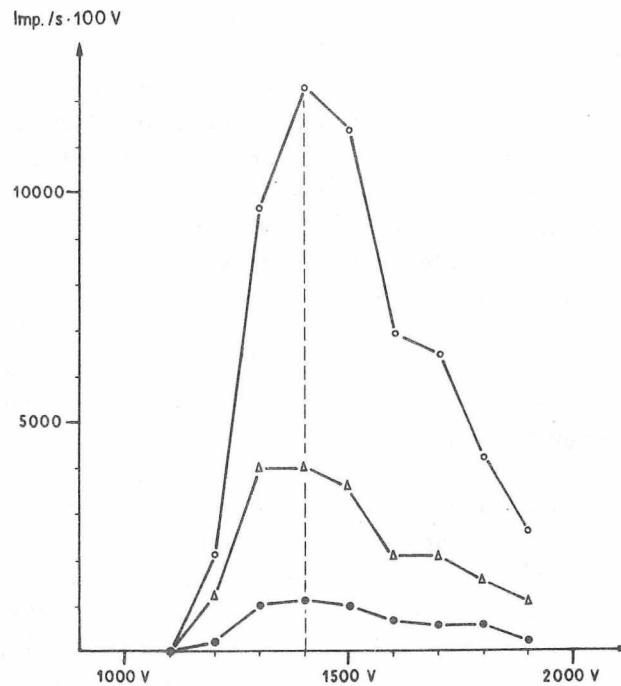


Abb. 22. Festlegung der Diskriminatorschwelle (3 unterschiedlich schwache Beleuchtungen zur Katode des SEV)

Tab. 5. Zusammenfassung der Versuchsbeobachtungen

Serie Nr.	Gitter Nr.	Anzahl der Beobachtungs-		Sterngröße
		nächte	sterne	
1 (Ende 1976)	1 (Abb. 10 a)	6	120	1,3 - 9,8
2 (Anfang 1977)	2 (Abb. 10 b)	5	133	3,1 - 9,9
3 (Mitte 1977)	3 (Abb. 10 c)	7	249	2,4 - 10,0
4 (Ende 1977)	4 (Abb. 10 d)	6	166	2,4 - 9,8
5 (Anfang 1978)	5 (Abb. 10 e)	6	202	3,1 - 10,0

Tab. 6. Übersicht über die 5 Beobachtungsserien

Serie	Datum	T [°C]	Himmelshintergrund	Sternzahl		Sterngröße	Mittlere Fehler ["]	
				B ¹⁾	R ²⁾		m _α	m _z
1	17. 9.76	12 ⁰	klar, ohne Mond	10	7	3,8- 5,1	0,203	
	22. 9.76	10 ⁰	klar, ohne Mond	40	38	1,3- 9,8	0,177	
	11.10.76	15 ⁰	neblig bis wolkig	13	5	5,9- 8,1	0,424	
	1.11.76	4 ⁰	klar, Halbmond	12	3	7,5- 7,8	0,117	
	12.11.76	6 ⁰	neblig bis wolkig	22	10	3,6- 6,9	0,172	
	4.12.76	0 ⁰	klar, Vollmond	23	21	4,6- 9,0	0,142	
				120	84	1,3- 9,8	0,182 ³⁾	
2	2. 2.77	-8 ⁰	neblig, Vollmond	15	10	3,1- 6,0	0,074	
	23. 2.77	6 ⁰	wolkig, ohne Mond	17	16	5,0- 9,8	0,068	
	7. 3.77	4 ⁰	neblig bis wolkig	21	19	3,1- 8,2	0,057	
	9. 3.77	7 ⁰	neblig, ohne Mond	40	37	3,2- 9,7	0,088	
	15. 3.77	3 ⁰	klar, ohne Mond	40	37	4,2- 9,9	0,097	
				133	119	3,1- 9,9	0,082	
3	24. 3.77	8 ⁰	neblig, ohne Mond	8	7	3,1- 8,3	0,059	
	29. 3.77	-5 ⁰	klar, Vollmond	39	39	4,3- 9,8	0,073	
	31. 3.77	-4 ⁰	neblig, Vollmond	33	32	4,2- 9,0	0,084	
	4. 7.77	15 ⁰	neblig, Vollmond	37	36	2,4- 9,5	0,087	
	11. 7.77	18 ⁰	klar, ohne Mond	47	45	2,4- 9,8	0,082	
	16. 8.77	12 ⁰	klar, Halbmond	40	33	3,3- 9,8	0,082	
	4. 9.77	13 ⁰	klar, Halbmond	45	41	3,2-10,0	0,085	
			249	233	2,4-10,0	0,082		
4	27.11.77	-3 ⁰	wolkig, Vollmond	3	2	3,1- 5,6	0,051	0,058
	1.12.77	-1 ⁰	wolkig	5	2	4,5- 7,3	0,108	0,078
	4.12.77	-4 ⁰	klar, ohne Mond	59	55	3,1- 9,8	0,089	0,091
	5.12.77	-5 ⁰	klar, ohne Mond	41	41	2,4- 9,3	0,081	0,083
	11.12.77	0 ⁰	neblig,bis wolkig	20	17	2,4- 9,3	0,077	0,086
	18.12.77	2 ⁰	neblig, Halbmond	38	35	4,3- 9,1	0,101	0,089
				166	152	2,4- 9,8	0,088	0,087 ⁴⁾
5	10. 1.78	0 ⁰	wolkig, ohne Mond	16	15	3,1- 8,6	0,117	0,121
	15. 1.78	-3 ⁰	klar, Halbmond	56	54	4,2- 9,8	0,110	0,120
	31. 1.78	-5 ⁰	klar, ohne Mond	40	40	4,9-10,0	0,111	0,114
	9. 2.78	-1 ⁰	wolkig	4	3	4,2- 7,3	0,122	0,138
	17. 2.78	-10 ⁰	wolkig, Vollmond	51	50	3,9- 9,1	0,116	0,116
	19. 2.78	-9 ⁰	klar, Vollmond	35	35	6,2- 9,8	0,112	0,110
				202	197	3,1-10,0	0,113	0,116

m_α und m_z: nach den Formeln (39) und (42) berechnet

- 1) B: Anzahl der beobachteten Sterne
- 2) R: Anzahl der ausgewerteten Sterne
- 3) für 10 Gitterspalte ausgewertet
- 4) für 18 Gitterspalte ausgewertet

8.4. Untersuchungen und Analysen des Beobachtungsmaterials

8.4.1. Differenzkurve

Die auf dem Lochstreifen registrierten Meßwerte gehören zu der Integralfunktion $F(t)$, die für eine schnelle Beurteilung der Qualität der Messung wenig geeignet ist. Durch die Bildung der Differenzkurve können viele Erscheinungen, die im Meßprozeß nicht zu erkennen sind, geklärt werden. Sie wird aus den Differenzen der registrierten Meßwerte gebildet. Gegenüber der Integralkurve hat die Differenzkurve die angenäherte Form der am SEV empfangenen Lichtstärkekurve $f(t)$. Die Zeichnung der Differenzkurven kann von der elektronischen Datenverarbeitungsanlage (z.B. Robotron 300 mit Cartimat) übernommen werden. Es ist nützlich, für jede Beobachtungsserie einige Differenzkurven zeichnen zu lassen, um die Ergebnisse der Beobachtung genauer beurteilen zu können.

Abb. 23 zeigt einige Beispiele von Differenzkurven. Der Vergleich der Kurven in Abb. 23 a und 23 b läßt erkennen, daß die Lichtstärkekurve eines hellen Sterns erwartungsgemäß glatter ist als die eines schwachen Sterns, daß die Überlagerung des Rauschens im empfangenen Lichtsignal eines schwachen Sterns sehr deutlich ist und daß das Verhältnis zwischen dem Lichtsignal des beobachteten Sterns und der Helligkeit des Himmelshintergrundes für verschiedene Sterne sehr unterschiedlich ist.

Mit Hilfe dieser Kurven kann man noch berechnen, wie groß die Sternabbildung bei dem Versuchsobjektiv praktisch ist. In Abschnitt 5.1.2. wurde gezeigt, daß die Zeit, die erforderlich ist, die Sternabbildung an der Kante des Gitterspaltes voll erscheinen oder verschwinden zu lassen,

$$\tau_0 = t_2 - t_1 = \frac{\alpha}{15 \cos \delta}$$

ist, wobei α der Durchmesser der Sternabbildung in Bogensekunden und δ die Deklination des beobachteten Sterns sind. In Abb. 23 a und 23 b ist τ_0 ungefähr 0,6 bis 0,8 s, damit ergibt sich der Durchmesser α der Sternabbildung hier zu ca. 5 bis 7". Bei schlechter Fokussierung wie in Abb. 23 f erscheint die Sternabbildung größer (durch τ_0 größer). Damit kann die Fokussierung des Fernrohres überprüft werden.

Bei dem Gitter Nr. 4 mit schrägen Spalten (Abb. 23 c) ist die Signalkurve breiter geworden. Das bedeutet jedoch nicht, daß die Sternabbildung größer ist, sondern die Berührungszeit der Sternabbildung mit der Kante des schrägen Spalts ist länger als die bei senkrechtem Spalt.

In Abb. 23 d ist die Differenzkurve bei Gitter Nr. 5 (auch mit schrägen Spalten) dargestellt. Hier ist die Signalkurve unsymmetrisch, wobei die Unsymmetrie von Spalt zu Spalt wechselt. Das wird so erklärt: Bekanntlich ist das Sternlicht nicht nur im Zentrum der Beugungsfigur konzentriert, sondern ein Teil wird auf die hellen umgebenden Beugungsringe verteilt. Beim verwendeten Objektiv ist dieser Anteil wahrscheinlich relativ groß. Wenn die zentrale Beugungsfigur der Sternabbildung in einen Spalt eintritt, erscheint gleichzeitig ein Teil der hellen umgebenden Ringe in anderen Spalten.

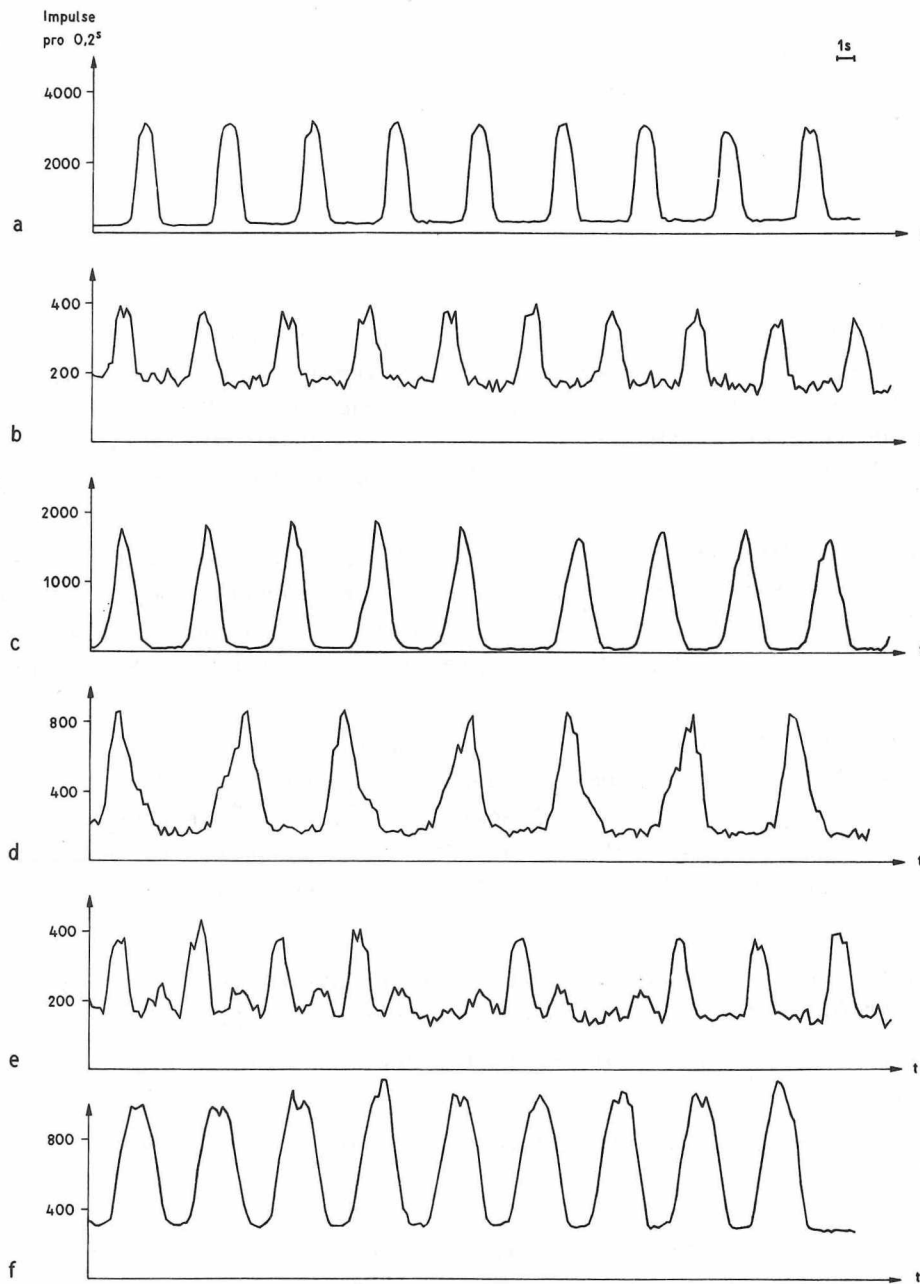


Abb. 23. Differenzkurven

- a: $m = 6,0$; $\delta = 52,48$; Gitter Nr. 2 (senkrechte Spalte)
 b: $m = 9,8$; $\delta = 52,16$; Gitter Nr. 2 (senkrechte Spalte)
 c: $m = 5,7$; $\delta = 52,55$; Gitter Nr. 4 (schräge Spalte)
 d: $m = 8,1$; $\delta = 51,53$; Gitter Nr. 5 (schräge Spalte)
 e: Doppelstern
 f: schlechte Fokussierung

Bei den Gittern Nr. 2, 3 oder 4 sind die Abstände von Spalt zu Spalt gleichmäßig, der Lichtteil der hellen umgebenden Ringe verursacht nur eine Steigerung der empfangenen Helligkeit des Himmelshintergrundes, r . Aber da sich die Abstände bei Gitter Nr. 5 von Spalt zu Spalt alternierend ändern (wenn die Sternspur nicht genau in der Mitte der Schlitzblende verläuft), erscheint die Signalkurve in diesem Fall unsymmetrisch, wie in Abb. 23 d gezeigt wird. - Die Kurve in Abb. 23 e zeigt uns die Erscheinung eines Doppelsterns (zwei Sterne im Gesichtsfeld des Fernrohrs), die aus der Differenzkurve erkannt werden kann.

8.4.2. Auswertung mit der EDVA Robotron 300

Für jede Sterndurchgangsbeobachtung werden 600 bis 800 Meßwerte registriert. Die Auswertung des Beobachtungsmaterials ist nur mit elektronischen Datenverarbeitungsanlagen sinnvoll möglich. In Anhang 1 ist z.B. das Rechenprogramm für die Beobachtungsserie 5 gegeben, das alle Hauptschritte des in Kap. 5 vorgestellten Auswerteverfahrens umfaßt. Im folgenden werden einige kurze Erläuterungen zu diesem Programm gegeben.

Zeile 11 - 23: Einlesen des Lochstreifens. Die auf dem Lochstreifen registrierten Meßwerte haben nur 4 Stellen. Beim Einlesen werden die Meßwerte (Impulszahl) immer um 10 000 erhöht, wenn ein Meßwert kleiner als der davorstehende ist, damit sie einer kontinuierlichen Integralfunktion entsprechen. Mit der Hilfszahl m wird der Zyklusvergleich wesentlich verkürzt.

Zeile 24 - 55: Ermittlung der Sterndurchgangszeit für jeden Spalt (entsprechend dem Ablaufplan in Abb. 16). Für jeden Spalt werden N_j , r_j und t_{0j} gedruckt und daneben t_{0j} noch abgelocht, damit die nachträgliche Berechnung (mit verschiedenen Korrekturen und Kombinationen zur Bildung der Sterndurchgangszeit für das ganze Gitter und zur Berechnung der Zenitdistanz) möglichst einfach ist.

Zeile 57 und 58: Berechnung von $\sin \vartheta$.

Zeile 59 - 66: Korrektur der Krümmung der Sternspur und Korrektur der Richtungsabweichung der Lage des Gitters (entsprechend dem Abschnitt 5.2.2.).

Zeile 67 - 78: Bildung der Sterndurchgangszeit für das ganze Gitter und Berechnung des mittleren Fehlers.

Zeile 79 - 90: Bildung der Zenitdistanz und ihres mittleren Fehlers (entsprechend dem Abschnitt 5.2.2.).

In Anhang 2 werden die Ergebnisse der Auswertung nach diesem Programm dargestellt, wobei N die relative Helligkeit des beobachteten Sterns in den einzelnen Spalten (N_j), R die empfangene Helligkeit des Himmelshintergrundes (r_j), T die Sterndurchgangszeit für jeden Spalt (t_{0j}), TM entsprechend t_{m_i} in Formel (36) (mit $t_s = 0$), H entsprechend z_{m_i} in Formel (43) (mit $z_o = 0$) und V Verbesserungen ($(t_{m_i} - t_{m_o})$ bzw. $(z_{m_i} - z_{m_o})$) sind. Außerdem bedeuten die Zahlen 0,0030: $\sin \vartheta$ (s. Abb. 18 b), 68,372055: t_{m_o} nach (37), 0,0084: m_t nach (38), 0,0767: m_α nach (39), 31,116613: z_{m_o} nach (41), 0,0654: m_z nach (42).

8.4.3. Reichweite

Durch die praktischen Beobachtungen in 5 Serien, die in Tab. 5 und 6 zusammengestellt sind, wurde eindeutig bewiesen, daß die Versuchsanordnung die Anforderungen hinsichtlich der Reichweite erfüllt. Bei der Beobachtung mit der Versuchsanordnung wird die Einstellung des Beobachtungsfernrohrs durch das Leitrohr (Objektiv des Passageinstruments - Abb. 9) visuell ausgeführt. Die Einstellung erfordert nur, daß der beobachtete Stern in den markierten Laufbahnbereich im Gesichtsfeld des Leitrohres gebracht werden muß. Nach dem Start läuft die Registrierung automatisch bis zum Ende. Obwohl die Einstellung bei der Beobachtung der schwachen Sterne (Größenklasse 9 bis 10) visuell schwierig ist, kann die photoelektrische Registrierung noch erfolgreich durchgeführt werden.

Die Reichweite der Apparatur ist mit der Helligkeit des beobachteten Sterns und der des Himmelshintergrundes sowie ihrem Verhältnis zueinander verbunden. Aus dem Beobachtungsmaterial ergaben sich folgende Erkenntnisse:

Der bei der Auswertung erhaltene Wert N ist die "relative Helligkeit" des beobachteten Sterns. Sie wird als relativ bezeichnet, weil sie von dem Zustand der Atmosphäre in der Beobachtungszeit und vom Spektrum des Sternlichts sehr stark abhängt. Da der Wert N noch eine Funktion der Sterngröße m ist, kann man nach Formel (46) den Wert $C(0)$ (Photonenzahl pro $s \cdot m^2$, die ein Stern der Größenklasse 0 auf der Erdoberfläche erzeugt) berechnen, um die Sternhelligkeit von Stern zu Stern und von Nacht zu Nacht günstig zu vergleichen. Die Berechnung zeigt, daß der Wert $C(0)$ von $0,5 \cdot 10^9$ bis $10 \cdot 10^9$ sehr stark schwankt.

Wird der mittlere Wert $C(0) = 2,7 \cdot 10^9$ angenommen, kann die Anzahl der zu zählenden Impulse pro Sekunde von verschiedenen Sterngrößenklassen wie in Tab. 7 dargestellt werden.

Tab. 7. Mittlere Anzahl der zu zählenden Impulse pro Sekunde

m	$N(m)$	m	$N(m)$
3	390 000 Imp./s	7	10 000 Imp./s
4	155 000 "	8	3 900 "
5	62 000 "	9	1 550 "
6	25 000 "	10	620 "

(Hier können wir mit den Angaben der anderen Autoren vergleichen:

HØG $\left[\frac{9}{7} \right]$ bei Objektivöffnung 19 cm: $N(10) = 400$ Imp./s,

ABELE $\left[\frac{1}{7} \right]$ bei Objektivöffnung 17 cm: $N(6,5) = 1500$ Imp./s,

SAUZÉAT $\left[\frac{30}{7} \right]$ bei Objektivöffnung 19 cm: $N(9) = 300$ Imp./s.)

Die auf die Katode des SEV fallende Helligkeit des Himmelshintergrundes (in Impulszahl pro Sekunde) wurde aus den Auswertungsergebnissen erhalten oder beim Beobachtungsprozeß mit dem Zähler direkt gemessen. Die gemessene Helligkeit (r) des Himmelshintergrundes in Zenitnähe ist in Abhängigkeit vom Zustand der Atmosphäre und von der Mondphase sehr unterschiedlich und in Tab. 8 dargestellt.

Tab. 8. Abhängigkeit der Helligkeit des Himmelshintergrundes vom Himmelszustand

Himmelszustand	Gemessene Helligkeit des Himmelshintergrundes
Ohne Mond, klar	400 - 600 Imp./s
Ohne Mond, neblig	1 000 - 2 000 "
Halbmond	1 000 - 2 000 "
Vollmond	2 000 - 3 500 "
Vollmond, neblig	5 000 - 10 000 "

Bei den Versuchsbedingungen entspricht die für das Himmelslicht durchsichtige Fläche (s. Abschnitt 6.3.) einem Raumwinkel von etwa $2 \cdot 10^{-7}$ sr, d.h., die Helligkeit des Himmelshintergrundes pro Steradian wird $5 \cdot 10^6$ mal so groß sein; z.B. beträgt sie bei klarem Himmel ohne Mond

$$(400 \text{ bis } 600) \text{ Imp./s} : 2 \cdot 10^{-7} \text{ sr} = 2 - 3 \cdot 10^9 \text{ Imp./s} \cdot \text{sr}.$$

Im Vergleich mit den Zahlen der Tab. 7 kann man erkennen, daß die Helligkeit des Himmelshintergrundes je Quadratgrad bei dem besten Himmelszustand (ohne Mond, klar) in Zenitnähe der Station Potsdam etwa der Helligkeit von 1000 Sternen der Größenklasse 10 entspricht.

8.4.4. Meßfehler

Der Tab. 6 können wir den durchschnittlichen Meßfehler für eine Beobachtung an jedem Beobachtungsabend und in jeder Beobachtungsserie entnehmen. Die Abhängigkeit des Meßfehlers von der Sterngröße in 5 Beobachtungsserien ist in Abb. 24 dargestellt, wobei die aus den Beobachtungen erhaltenen Einzelwerte jeweils im Intervall einer Größenklasse gemittelt werden. Die Analyse des Meßfehlers soll getrennt für die einzelnen Beobachtungsserien (unterschiedliche Gitter und Blende sowie praktische Voraussetzungen) durchgeführt werden.

In der ersten Beobachtungsserie wurde das Gitter Nr. 1 (Abb. 10 a), ein älteres vorhandenes Gitter, mit **s e n k r e c h t e n S p a l t e n** (Spaltweite 0,1 mm, entspricht hier 21") verwendet. Die Blende bestand aus zwei Teilen: einem runden Loch in der Gitterfassung unter dem Gitter zur Begrenzung der Länge der Blende und einem Schlitz über dem Gitter zur Begrenzung der Breite (0,2 mm) der Blende. Unabsichtlich sind die 10 Spalte unsymmetrisch im Gesichtsfeld und dazu noch ein halber Spalt geblieben. Außerdem war der Blendenteil unter dem Gitter zu dick, dadurch wurde das auftretende Lichtsignal am Anfang und Ende des Gitters deutlich verringert, was aus den Differenzkurven zu erkennen war.

Der durchschnittliche Meßfehler von 0,182" in der ersten Serie (s. Tab. 6) wurde für einen Sterndurchgang durch 10 Gitterspalte berechnet. Die Umrechnung auf 20 Spalte ($0,182" : \sqrt{2} = 0,129"$) erlaubt den Vergleich mit den anderen Beobachtungsserien. (Kurve 1 in Abb. 24 ist auch mit dem für 20 Spalte umgerechneten Meßfehler gezeichnet.)

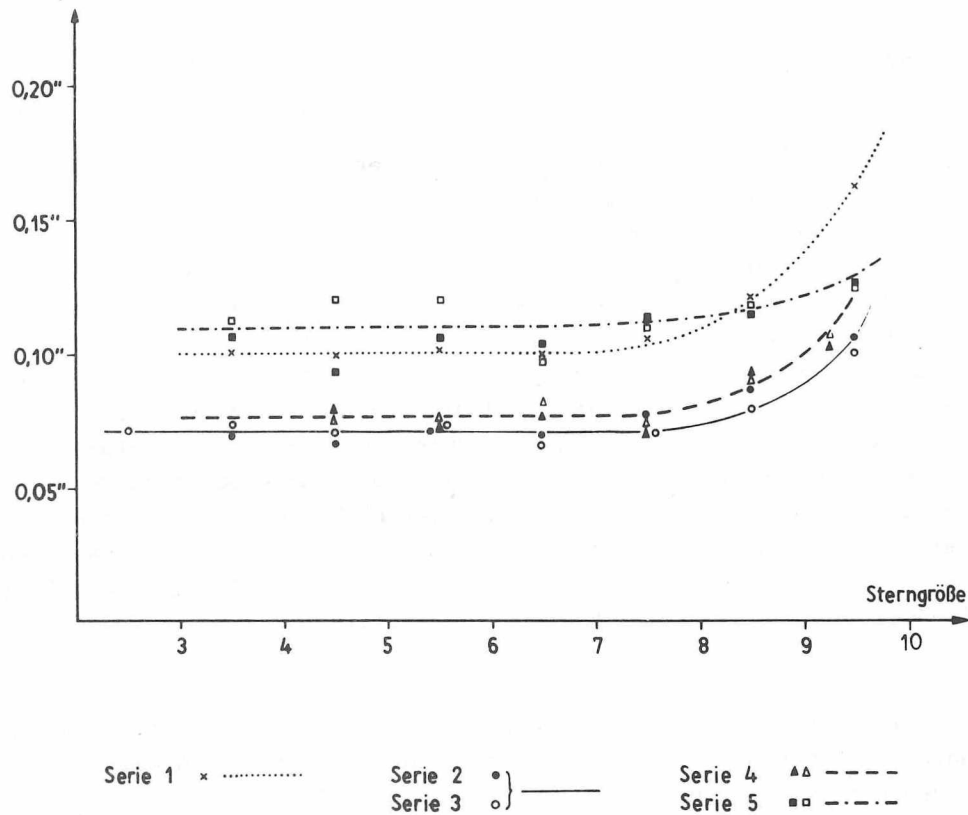


Abb. 24. Mittlerer Fehler für eine Beobachtung in 5 Beobachtungsserien

Die Serien 2 und 3 wurden mit den neu gestalteten Gittern (nach den Anforderungen in Abschnitt 4.1.3.) Nr. 2 und 3 (Abb. 10 b, c) beobachtet. Die beiden Gitter wurden in der Mitte von zwei 1 mm dicken Glasschichten angefertigt. Die Blende mit einer Breite von 0,2 mm mußte extra angebracht werden. Sie wurde als sehr dünne lichtundurchlässige Schicht auf die Ebene der oberen Glasschicht des Gitters gelegt. Die Erscheinung, die in der ersten Serie auftrat (die Verringerung des Lichtsignals am Anfang und Ende des Gitters), existierte nicht mehr, aber die Amplitude des Lichtsignals veränderte sich allmählich nach einer Richtung. Dies kann so erklärt werden: Das Öffnungsverhältnis 1 : 5 des verwendeten Objektivs ist ebenso groß wie das Verhältnis der Blendenbreite 0,2 mm zum Abstand zwischen der Blenden- und der Gitterebene von 1 mm (Dicke der Deckglasebhicht). Wenn die Sternspur nicht genau in der Mitte der Blende verläuft, dann wird ein Teil des Lichtsignals ausgeblendet. Da die Schlitzblende mit der Sternspur nicht ganz parallel liegt, ist die Abnahme des Lichtsignals am Anfang und am Ende des Gitters unterschiedlich. Trotzdem wurde dadurch die Meßgenauigkeit nicht beeinflußt. Das bedeutet nur, daß die Blende bei diesem Objektiv und den Gittern Nr. 2 und 3 nicht enger als 0,2 mm (42") gemacht werden dürfte.

Der durchschnittliche Meßfehler in der zweiten und dritten Beobachtungsserie beträgt gleichermaßen $0,082''$ (s. Tab. 6). Die Fehlerverteilung nach der Sterngröße ist in beiden Beobachtungsserien auch fast gleich und mit einer Meßfehlerkurve dargestellt (s. Abb. 24). - Der Unterschied des Meßfehlers zwischen der Serie 1 und den Serien 2 und 3 dürfte in erster Linie auf die mangelhafte Qualität des in der ersten Serie verwendeten Gitters (zu alt, schmutzig und schadhaft) zurückzuführen sein.

Das Gitter Nr. 4 (Abb. 10 d) in der Beobachtungsserie 4 hat *schräge Spalte*, und die Blende wurde nach der Erfahrung bei den Gittern Nr. 2 und 3 gleichzeitig in der Ebene des Gitters angefertigt. Die Beobachtung begann mit der Justierung der Lage des Gitters, deren Richtungsabweichung bei dem Gitter mit schrägen Spalten eine wichtige Rolle spielt. Die visuelle Justierung ist immer schwierig und erreicht nicht die erforderliche hohe Genauigkeit. Die Korrekturformel gilt nur für kleine Werte von ϑ . Der Winkel ϑ (oder $\sin \vartheta$, s. Abschnitt 5.2.2.) wurde aus den photoelektrischen Meßergebnissen bestimmt und dann weiter verbessert, bis die zulässige Toleranz unterschritten wurde. Nach dieser Justierung wurde festgestellt, daß die mechanische Stabilität des Versuchsfernrohres nicht besonders gut ist. Der Winkel ϑ schwankte von einer Beobachtung zur anderen im Bereich $\pm(5 \text{ bis } 8)''$. - Da aus den Meßergebnissen eine Abstandsabweichung des letzten Spalts im Gitter Nr. 4 deutlich zu erkennen war, die sich danach durch Ausmessung des Gitters am Ascorecord bestätigte, wurden nur 18 Spalte zur Bildung der Sterndurchgangszeit für das ganze Gitter verwendet.

Die durchschnittlichen Meßfehler $m_\alpha = 0,088''$ und $m_z = 0,087''$ (aus Tab. 6) in zwei Koordinaten sind von gleicher Größenordnung. Wenn sie für 20 Spalte umgerechnet werden, betragen sie $m_\alpha = 0,083''$ und $m_z = 0,082''$ und sind damit fast genauso groß wie die Fehler in den Serien 2 und 3.

In der 5. Beobachtungsserie bei dem Gitter Nr. 5 (Abb. 10 e) traten andere Probleme auf. Wegen der wechselnden Neigung von $\pm 45^\circ$ der Gitterspalte ist die Herstellung des Gitters komplizierter. Aus den Ergebnissen der Auswertung ergab sich, daß die durchschnittlichen Meßfehler in der 5. Serie systematisch schlechter wurden: $m_\alpha = 0,113''$ und $m_z = 0,116''$. Es soll versucht werden, dafür eine Erklärung zu geben.

Die Unsymmetrie der Lichtsignalkurve, die schon im Abschnitt 8.4.1. behandelt wurde, verursacht mit der Bildung der Paarmittel (s. Abschnitt 5.2.) in diesem Auswerteverfahren nur einen systematischen Fehler für z_{m_0} . Die Berechnungsergebnisse zeigten, daß systematische Abweichungen der einzelnen Werte t_{m_1} und z_{m_1} (s. Abschnitt 5.2.2.) existieren. Die Kontrollmessung des Gitters im Ascorecord hat auch die Abstandsabweichungen von Spalt zu Spalt bestätigt. Aus den Restabweichungen der t_{m_1} und z_{m_1} wurden für eine Beobachtungsnacht (31. 1. 1978) Mittelwerte gebildet. Diese Werte wurden als Korrektur an die 40 Sterne der genannten Beobachtungsnacht angebracht. Aus den so korrigierten Daten wurden die folgenden Meßfehler berechnet:

$$m_\alpha = 0,082'' \quad \text{und} \quad m_z = 0,083''.$$

Das beweist, daß der Meßfehler in zwei Koordinaten bei dem Gitter mit schrägen Spalten nur ebenso groß wie bei dem Gitter mit senkrechten Spalten ist.

Darüber hinaus sollte in der 5. Beobachtungsserie noch etwas anderes untersucht werden. Das Gitter Nr. 5 wurde absichtlich ohne Deckglasschicht angefertigt. Somit konnte für Versuchszwecke eine engere Blende von $0,12$ mm direkt vor dem Gitter angebracht werden, ohne daß ein Teil des Sternlichts abgedeckt wird. Das heißt, daß die auf der Katode des SEV einfallende Helligkeit des Himmelshintergrundes um etwa 40 % kleiner als in anderen Serien war. Bei der experimentellen Meßfehlerkurve der 5. Serie in Abb. 24 ist daher der Bereich, in dem der Meßfehler unabhängig von der Sterngröße ist, nach den schwächeren Sternen hin erweitert, was mit der theoretischen Fehlerabschätzung übereinstimmt.

8.4.5. Fehlereinfluß der diskreten Registrierung

Um einen optimalen Abfrageabstand γ (oder Abfragefrequenz f) für das Registersystem zu wählen, wurde der Fehlereinfluß der diskreten Registrierung untersucht. Die theoretische Fehlerabschätzung (s. Abschnitt 7.6.) hat gezeigt, daß er eine untergeordnete Rolle spielen würde, wenn seine Größe viel kleiner als die der übrigen Anteile ist; z.B.: Bei dem Abfrageabstand $\gamma = 200$ ms (oder $f = 5$ Hz) ist $m_D = 0,04''$ viel kleiner als $m_B = 0,22''$. Jedoch soll diese theoretische Überlegung noch durch das Experiment bewiesen werden. Wenn man aus den registrierten Meßwerten bei $\gamma = 200$ ms von je zwei Meßwerten einen wegläßt, dann erhält man $\gamma = 400$ ms. Wenn 2 von je 3 oder 3 von je 4 Meßwerten usw. weggelassen werden, so entstehen Reihen der registrierten Meßwerte mit $\gamma = 600$ ms oder $\gamma = 800$ ms usw. Diese Arbeit kann von einer elektronischen Datenverarbeitungsanlage übernommen werden.

Die Meßwerte auf demselben Lochstreifen wurden mit den entsprechenden Rechenprogrammen für die verschiedenen Abfrageabstände $\gamma = 0,2$ s, $0,4$ s, $0,6$ s, $0,8$ s, $1,0$ s und $1,2$ s ausgewertet. Aus den Berechnungsergebnissen für 30 Sterne in einer Beobachtungsnacht ergab sich der in Abb. 25 dargestellte durchschnittliche Meßfehler in Abhängigkeit vom Abfrageabstand. Der Meßfehler bleibt fast konstant bis $\gamma = 0,8$ s und steigt dann stark an. Das bedeutet, daß eine höhere Abfragefrequenz für das Registersystem (oder ein kleinerer Abfrageabstand) keinen Gewinn bringt und daß die Abfragefrequenz f von 2 bis 5 Hz für das untersuchte Meßverfahren geeignet ist.

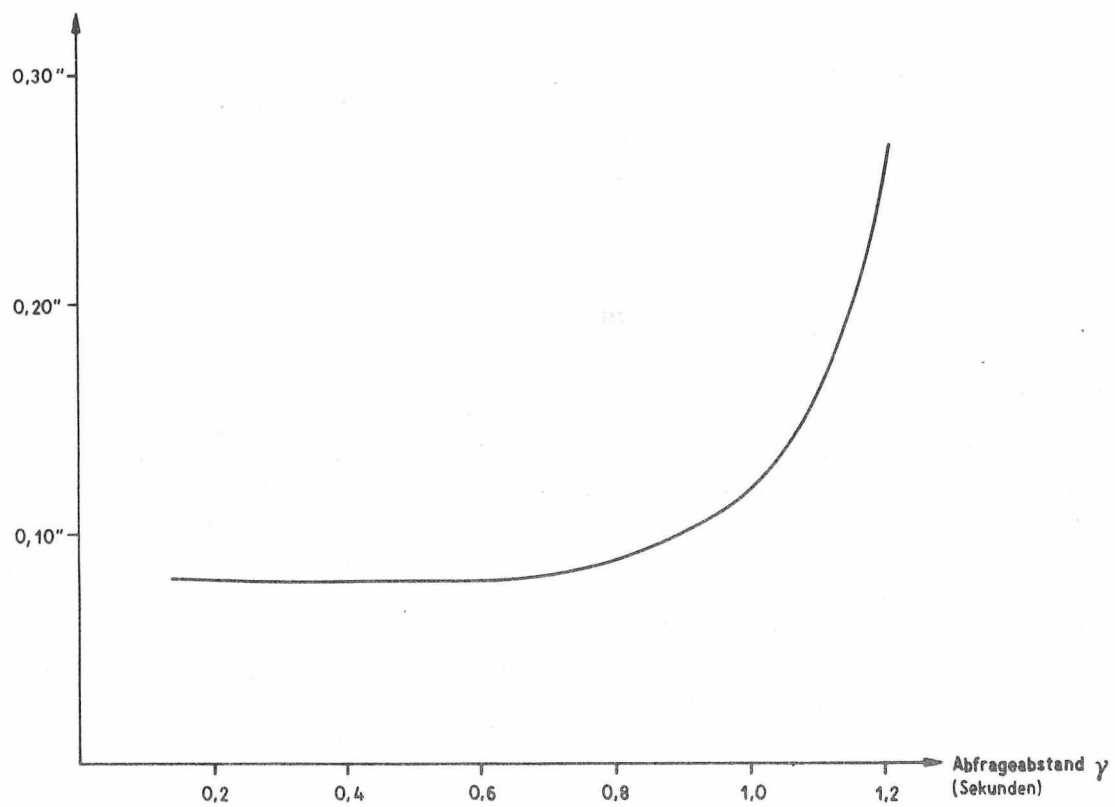


Abb. 25. Abhängigkeit des Meßfehlers vom Abfrageabstand

9. Zum Einsatz am photoelektrischen Zenitrohr

Aus den Versuchsergebnissen und -erfahrungen lassen sich zum Einsatz am PEZR folgende Hinweise ableiten.

9.1. Mechanisch-optischer Teil

(1) Objektiv

Das Objektiv des PEZR wird eine Öffnung von 25 cm und eine Brennweite von 375 cm haben, wie beim PZT [18]. Der Ablenkungsspiegel deckt in der Mitte des Objektivs eine Fläche ab, die nicht größer als ein Kreis mit einem Durchmesser von 10 cm sein wird. Die effektive Öffnung wird damit etwa 23 cm sein, d.h., die effektive Fläche wird ungefähr doppelt so groß sein wie die beim Versuchsfernrohr und die zu zählende Impulszahl pro Sekunde ebenfalls zweimal so groß wie im Versuch. Das kleinere Öffnungsverhältnis (1 : 15) des Objektivs ist für die Gestaltung der Blende und die Fokussierung auch günstiger.

(2) Gitter

Mit der größeren Objektivöffnung ist das Beugungsbild des Sterns beim PEZR kleiner als bei dem Versuchsfernrohr. Dadurch kann die Spaltweite des Gitters enger als 10" sein. Das Gittersystem Nr. 4 (in [17], Bild 2), das aus zwei Gruppen von schrägen Spalten mit Neigungen von $+45^\circ$ und -45° besteht (dem Gitter Nr. 4 in Abb. 10 d ähnl.), kann verwendet werden. Die Parameter sind

Spaltweite	7"	} in Richtung der horizontalen Gitterachse;
Abstand von Spalt zu Spalt	30"	
gesamte Spaltanzahl	10	
einmalige Umlegung des Instrumentenkopfes bei einem Sterndurchgang.		

Mit der größeren Brennweite entspricht 1 mm in der Brennebene des PEZR nur 55" (beim Versuchsfernrohr 210"). Das bedeutet, daß mit der gleichen Herstellungsgenauigkeit des Gitters der Fehlereinfluß vom Gitter beim PEZR ca. nur ein Viertel dessen beim Versuchsinstrument beträgt.

(3) Blende

Zur Begrenzung der einfallenden Helligkeit des Himmelshintergrundes gibt es zwei Varianten:

a) Nach den Erfahrungen der Versuchsbeobachtungen kann eine *S c h l i t z b l e n d e* mit der Breite von 20" dicht vor dem Gitter angebracht werden, die bei der Beobachtung nur nach der Zenitdistanz des beobachteten Sterns eingestellt werden muß. Die für das Himmelslicht durchlässige Fläche beträgt somit

$$10 \times 7'' \times 20'' = 1400 \square'' = 3,3 \cdot 10^{-8} \text{ sr},$$

d.h. den 6,6. Teil gegenüber dem Versuch. Dadurch ist die empfangene Helligkeit des Himmelshintergrundes entsprechend kleiner als bisher.

b) Es könnte auch als *n a c h g e f ü h r t e B l e n d e* eine Rechteckblende von 30" (Länge) x 20" (Breite) verwendet werden. Dabei ist es erforderlich, in zwei Koordinaten nachzuführen: einmal nach der Zenitdistanz des beobachteten Sterns und zum anderen entsprechend der Sternbewegung. Die mechanische Konstruktion ist in diesem Fall komplizierter und der Aufwand größer, aber die für das Himmelslicht durchlässige Fläche beträgt nur

$$7'' \times 20'' = 140 \square'' = 3,3 \cdot 10^{-9} \text{ sr},$$

d.h. den 66. Teil im Vergleich zum Versuch.

Unter den obengenannten Voraussetzungen kann man beim PEZR eine bessere Reichweite und Genauigkeit erreichen. Mit dem doppelt so großen Nutzsignal (Imp./s) und dem 6,6. Teil des empfangenen Lichtes des Himmelshintergrundes (bei der Schlitzblende) wird das Verhältnis r/N auf den 13. Teil im Vergleich zu den Versuchsbeobachtungen verringert. Damit wird der konstante Teil der Meßfehlerkurve in Abb. 20 um 2,8 Größenklassen erweitert. Das bedeutet, daß die Beobachtung der Sterne bis zur Größenklasse 12 beim PEZR noch ohne deutlichen Genauigkeitsverlust möglich ist. Da bei der nachgeführten Blende die empfangene Helligkeit des Himmelshintergrundes die gleiche Größe wie der Dunkelstrom (10 bis 40 Imp./s) hat, ist das Verhältnis r/N nur etwa der 60. Teil gegenüber dem Versuch. Damit könnten Sterne bis zur Größenklasse 14 beobachtet werden, ohne die Genauigkeit zu verschlechtern.

Andererseits wird die Genauigkeit noch besser sein (der konstante Teil der Meßfehlerkurve niedriger), weil der Fehlereinfluß der Gittergenauigkeit kleiner (etwa ein Viertel), die Spaltweite des Gitters enger, die Festlegung der Korrektur mit dem Winkel φ genauer und die Stabilität des Beobachtungsinstrumentes (im Vergleich mit dem Versuchsfernrohr) besser sind.

9.2. Elektronischer Teil

Die elektronischen Geräte, die für die Versuchsapparatur entwickelt wurden, können im Prinzip weiterverwendet werden.

Um sich an das neueste wissenschaftlich-technische Niveau auf dem Gebiet der Mikroelektronik und der elektronischen Datenverarbeitung anzupassen, kann man verschiedene Wege beschreiten.

(1) Anwendung der integrierten Schaltkreise

Die kommerziell hergestellten integrierten Schaltkreise (IS) [37] sind als verschiedene genormte Baugruppen entwickelt. Sie ermöglichen es, die einzelnen elektronischen Baugruppen, z.B. Verstärker, Zähler, Teiler, Speicher, Trigger usw., im Blockschaltbild (Abb. 11) zu ersetzen. Somit ist der Aufbau eines Gerätes als eine Kombination einfacher und mit einer bedeutenden Erhöhung der Leistungsfähigkeit und Zuverlässigkeit bei zugleich verringerten Abmessungen möglich.

(2) Anwendung des Mikroprozessors

Es wäre noch besser, wenn bei dieser Apparatur ein Mikroprozessor eingesetzt wird. Ein Mikroprozessor ist ein hoch integrierter Schaltkreis, ein Kernstück der Mikrorechner [31]. Die Entwicklung der Mikroelektronik ermöglicht die Serienherstellung solcher Mikroprozessoren mit niedrigem Preis, wobei auf einem Si-Chip von etwa 3 mm^2 bis zu 10 000 Transistoren vereinigt werden.

Als Mikroprozessor bezeichnet man nach [27] einen 1-Chip-Schaltkreis, der in der Lage ist, alle logischen und arithmetischen Datenmanipulationen entsprechend dem vom Programmspeicher her vorgegebenen Befehlsablauf durchzuführen, so wie dies von der Zentraleinheit eines konventionellen Rechners ausgeführt wird.

Mit einem Mikroprozessor und den angepaßten Ein- und Ausgabegruppen sowie weiteren erforderlichen Schaltkreisen (Programmspeicher, Datenspeicher, Zusatzlogik [11, 31]) kann man einen kleinen Prozeßrechner aufbauen. Die Meßwerte am Impulszähler (s. Kap. 3) brauchen damit nicht mehr auf dem Lochstreifen registriert zu werden, sondern werden direkt in den Rechner übertragen. Der kleine Prozeßrechner kann je nach der Größe des Speichers und seiner Geschwindigkeit einen Teil oder das ganze Rechenprogramm für die Auswertung und die Nachführung der Blende sowie die zeitliche Steuerung des Beobachtungsprozesses (Start, Umlegung des Instrumentenkopfes, Abfrage usw.) übernehmen.

Wenn wenigstens der erste Schritt des Auswerteverfahrens (entsprechend Abschnitt 5.1.1. und Abb. 16) durch den Mikrorechner ausgelöst wird, d.h. statt ca. 23 Meßwerte nur drei Werte t_{0j} , N_j und r_j auf dem Lochstreifen registriert werden, sind die Meßwerte "verdichtet" und der benötigte Datenlochstreifen sowie die Zeit für die spätere Eingabe bei der weiteren Berechnung (mit einer großen EDVA) viel kürzer. Die Anwendung des Mikroprozessors hat daher sowohl wissenschaftlich-technische als auch ökonomische Bedeutung.

(3) Anwendung der Magnetbandkassette

Bisher wird bei der beschriebenen Registriermethode der Lochstreifen als Datenträger verwendet. Bei der routinemäßigen Beobachtung werden sehr viele Lochstreifen gebraucht: für eine Beobachtung 7 bis 10 m (600 bis 800 Meßwerte), für eine Beobachtungsnacht ungefähr 300 m. Wenn die Meßwerte ausgewertet sind und die Ergebnisse vorliegen, werden diese Lochstreifen nicht mehr benötigt.

Das Magnetband ist als kurzfristiger Speicher ökonomisch deutlich besser, weil die Registrierung hier nach dem gleichen Prinzip wie auf dem Lochstreifen erfolgt, das Magnetband aber nach der Auswertung wieder benutzt werden kann. Für diesen Zweck ist die Anwendung der Magnetbandkassette gleichzeitig mit dem Einsatz der integrierten Schaltkreise sehr geeignet. Obwohl die Zuverlässigkeit der Magnetbandkassette noch nicht völlig befriedigend ist und die im Zusammenhang damit benötigten Geräte noch nicht verbreitet sind, wird ihre Anwendung in der Perspektive sicherlich vorteilhaft sein.

10. Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der photoelektrischen Registrierung von Sterndurchgangszeiten, um einen Beitrag zur Entwicklung des photoelektrischen Zenitrohres zu leisten. Mit dieser Zielstellung wurde der Umfang der Arbeit festgelegt. Sie enthält die theoretische Überlegung und Analyse zur Auswahl eines geeigneten Meßverfahrens und die experimentelle Erprobung und Untersuchung zum Nachweis der Brauchbarkeit der vorgeschlagenen Lösung.

Die Auswahl eines geeigneten Meßverfahrens gründete sich auf die gestellten Anforderungen über die Reichweite und die Genauigkeit des neuen Instruments sowie das moderne wissenschaftlich-technische Niveau auf dem Gebiet der Elektronik und der Datenerfassung.

In Verbindung mit dem Meßverfahren steht das Auswerteverfahren, das eine einfache und schnelle Ermittlung der Sterndurchgangszeiten und der zwei Koordinaten - Zeit und Zenitdistanz - direkt aus den registrierten Meßwerten mit Hilfe der elektronischen Datenverarbeitungsanlage ermöglicht und die erforderliche Genauigkeit gewährleistet. Aus dem Auswerteverfahren wurden noch einige fehlertheoretische Zusammenhänge der Meßergebnisse mit den Beobachtungsbedingungen sowie mit den technischen Parametern der Apparatur abgeleitet.

Auf Grund dieser theoretischen Überlegungen wurde die Versuchsapparatur entwickelt und aufgebaut. Sie besteht vor allem aus einem Gitter (mit senkrechten oder schrägen Spalten) in der Fokalebene des Spiegellinsenfernrohres (effektive Objektöffnung 16,7 cm, Brennweite 1 m) und einem empfindlichen Photonenzähler. Die Registrierung und die Steuerung erfolgen in Digitalform, so daß die Automatisierung mit einem kleinen Prozeßrechner möglich ist. Obwohl die Versuchsapparatur hauptsächlich mit vorhandenen Geräten schnell geschaffen wurde, arbeitete sie mit hoher Sicherheit und Zuverlässigkeit während einer langen Zeit. Reichweiten- und Genauigkeitsabschätzung wurden für die konkreten Bedingungen der Versuchsapparatur gemacht und konnten später mit den Beobachtungsergebnissen verglichen und beurteilt werden.

Die Beobachtung mit der Versuchsapparatur wurde in 5 Serien mit verschiedenen Gittern in einem Zeitraum von 18 Monaten unter unterschiedlichen Wetterbedingungen durchgeführt. Für die insgesamt 870 Beobachtungen wurden vorwiegend Sterne aus dem Katalog AGK 3 bis zur Größenklasse 10,0 in der Nähe des Zenits der Station Potsdam ausgewählt. Der innere mittlere Fehler für eine Beobachtung ist im Durchschnitt sowohl für das Gitter mit schrägen als auch für das mit senkrechten Spalten gleich 0,082". Die Größe des Fehlers und seine Abhängigkeit von der Sterngröße stimmen mit der theoretischen Meßfehlerkurve überein.

Aus dem Beobachtungsmaterial ergaben sich außerdem Angaben über die Helligkeit des beobachteten Sterns und die des Himmelshintergrundes (in Imp./s) bei verschiedenen Zuständen der Atmosphäre auf der Station Potsdam, die für eine genauere Reichweitenabschätzung bedeutend sind. Die Erfahrung zeigte, daß schwache Sterne, deren Helligkeit kleiner als die empfangene Helligkeit des Himmelshintergrundes ist, noch ohne Schwierigkeiten beobachtet werden können (Hinweise am Ende des Abschnitts 5.1.1.).

Sehr nützlich war die Beobachtung mit den Gittern mit schrägen Spalten, wobei die Einflüsse der Richtungsabweichung der Lage des Gitters und der Krümmung der Sternspur deutlich in Erscheinung traten, aber die Meßgenauigkeit nicht schlechter als bei dem Gitter mit senkrechten Spalten war.

Der Fehlereinfluß der diskreten Registrierung wurde auch bei der Auswertung des Beobachtungsmaterials untersucht, um die optimale Abfragefrequenz für das Registrierungssystem festzulegen.

Daraus können folgende Schlußfolgerungen gezogen werden: Die Untersuchungen der photoelektrischen Registrierung von Sterndurchgangszeiten haben die vorgestellten Anforderungen erreicht. Der Einsatz einer photoelektrischen Apparatur, die dem gewählten Meßverfahren entspricht, beim Aufbau des photoelektrischen Zenitrohrs ist möglich und vorteilhaft, wobei

- die Reichweite und die Genauigkeit der Bestimmung beider Koordinaten - Zeit und Breite - mindestens ebenso gut wie beim PZT sind,
- die Photoplatte und deren nachträgliche zeitraubende Ausmessung wegfallen,
- mit der Anwendung des Mikroprozessors die Ergebnisse bei der Beobachtung gleich erhalten werden können.

Damit werden sowohl die wissenschaftlich-technische als auch die ökonomische Bedeutung des neuen Instruments erhöht. Die Untersuchungen ermöglichten es, einige erforderliche Voraussetzungen (wie das Auswerteverfahren der Meßwerte sowie die eigenen Angaben über die Helligkeit des beobachteten Sterns und die Helligkeit des Himmelshintergrundes) festzulegen und Erfahrungen (bei der Gestaltung des Gitters und der Blende, bei der Justierung der Lage des Gitters und bei der Fokussierung des Fernrohrs) zu sammeln.

Literatur

- [1] ABELE, M.K.: Fotoelektričeskij otažatel'nyj zenitnyj teleskop dlja nabljudenij zvezd pri ravných vysotach (Photoelektrisches Reflexionszenitteleskop für die Beobachtung von Sternen in gleicher Höhe).
Latv. gosud. Univ.: Učenyje Zapiski, Riga 121 (1969) 4, S. 49-105.
- [2] ABELE, M.K.: Avtomatizacija i rezul'taty nabljudenij na fotoelektričeskom otažatel'nom zenitnom teleskope (Automatisierung und Ergebnisse der Beobachtungen beim photoelektrischen Reflexionszenitteleskop).
Latv. gosud. Univ.: Učenyje Zapiski, Riga 148 (1971) 6, S. 73-85.
- [3] BRANDT, V.E.: Fotoelektričeskie ustanovki central'nogo naučno-issledovatel'skogo instituta Geodezii, Aerozemki i Kartografii dlja registracii prochoždenija zvezd i pervye rezul'taty ich primenenija (Photoelektrische Apparatur des ZNIIGAik zur Registrierung von Sterndurchgängen und erste Ergebnisse).
Trudy 10 Astrometr. Konf. SSSR, Leningrad 1954, S. 164-182.
- [4] BRANDT, V.E.: Fazovaja fotoelektričeskaja ustanovka dlja registracija momentov prochoždenija zvezd (Phasenempfindliche photoelektrische Apparatur zur Registrierung der Zeitpunkte von Sterndurchgängen).
Astron. ž., Moskva 45 (1968) 3, S. 686-690.
- [5] CARROLL, J.E.: A new instrument for the determination of astronomic position.
Surveying and Mapping, Washington 29 (1969) 3, S. 447-461.
- [6] DACHS, J.: Ein Photoelektronen zählendes Sternphotometer.
Astron. Nachr., Berlin 289 (1966), S. 129-137.
- [7] HØG, E.: Proposal for a photoelectric meridian circle and a new principle of instrumental design.
Astron. Abh. Sternw. Hamburg-Bergedorf 5 (1960), S. 264-272.
- [8] HØG, E.: Refraction anomalies: The mean power spectrum of star image motion.
Z. Astrophysik, Berlin 69 (1968), S. 313-325.
- [9] HØG, E.: A theory of a photoelectric multislit micrometer.
Astron. and Astrophys., Berlin, Heidelberg, New York 4 (1970), S. 89-95.
- [10] HØG, E.: The photoelectric meridian circle of Bergedorf/Perth.
Astron. and Astrophys., Berlin, Heidelberg, New York 19 (1972), s. 27-40.
- [11] HÖHNE, M.: Der Mikroprozessor U 808 D.
Radio - Fernsehen - Elektronik, Berlin 26 (1977) 5, S. 145-150; 6, S. 187-188 und 197-198.
- [12] KAKKURI, J.; KALLIOMAKI, K.: Photoelectric time micrometer.
Veröff. finn. geod. Inst., Helsinki 74 (1972)
- [13] KOLČINSKIJ, I.G.: Zavisimost' drožanija izobraženij zvezd v teleskopach ot zenitnogo rasstojanija (Die Abhängigkeit der Schwankungen der Sternabbildung in Fernrohren von der Zenitdistanz).
Astrometr. i Astrofiz., Kiev 10 (1970), S. 44-65.
- [14] KULLMANN, J.; HARTIG, H.: Anwendung von Fotovervielfachern.
Radio - Fernsehen - Elektronik, Berlin 26 (1977), 19-20, 21-22, 23-24.
- [15] MEINIG, M.: Sternkatalog für das Potsdamer PZT.
Veröff. Zentralinst. Physik d. Erde, Potsdam 37 (1976).
- [16] MEINIG, M.: Breiten- und Zeitbestimmungen mit dem photographischen Zenitteleskop (PZT) in Potsdam.
Wiss. Z. techn. Univ. Dresden, Dresden 25 (1976) 4, S. 921-924.

- [17] MEINIG, M.; JOCHMANN, H.: Konzeption für ein photoelektrisches Zenitrohr.
Zentralinst. Physik d. Erde, Potsdam, Abschlußbericht zur Neuerervereinbarung 1/74.
- [18] MEINIG, M.; JOCHMANN, H.: Zeit- und Breitenbestimmungen mit dem photographischen Zenitteleskop des Zentralinstituts für Physik der Erde.
Veröff. Zentralinst. Physik d. Erde, Potsdam 49 (1976)
- [19] MEINIG, M.; NGUYEN TRI LONG: Eine photoelektrische Apparatur für die Registrierung von Sterndurchgängen.
Vermessungstechnik, Berlin 25 (1977) 11, S. 370-373.
- [20] OGRINS, M.P.: Ustrojstvo dlja opredelenija srednego momenta prochoždenija zvezd (Apparatur zur Bestimmung von Sterndurchgangszeiten).
Latv. gosud. Univ.: Učenyje Zapiski, Riga 169 (1972), S. 3-16.
- [21] PAVLOV, N.N.: Fotoelektričeskaja registracija zvezdnych prochoždenij (Photoelektrische Registrierung der Sterndurchgangszeiten).
Trudy Glavnoj astron. observ. v. Pulkove, Ser. II, Leningrad 59 (1946), S. 1-130.
- [22] PAVLOV, N.N.: Sovremennoe sostojanie voprosa o fotoelektričeskoj registraciji zvezdnych prochoždenij (Der gegenwärtige Stand der photoelektrischen Registrierung von Sterndurchgängen).
Trudy 10 Astrometr. Konf. SSSR, Leningrad 1954, S. 161-163.
- [23] PAVLOV, N.N.: Nekotoryje rezul'taty fotoelektričeskich nabljudenij v Pulkove na passažnom instrumente s zerkal'noj vizirnoj rešetkoj i fotoumnožiteljami FEU-20 (Einige Ergebnisse der photoelektrischen Beobachtungen in Pulkovo am Passageinstrument mit Spiegelgitter und den Fotovervielfachern FEU-20).
Trudy 12 Astrometr. Konf. SSSR, Leningrad 1957, S. 245-252.
- [24] PAVLOV, N.N.: Sovremennoe sostojanie i perspektivy fotoelektričeskogo metoda astrometričeskich nabljudenij (Der gegenwärtige Stand und die Perspektive der photoelektrischen Methode der astronomischen Beobachtungen).
Trudy 13 Astrometr. Konf. SSSR, Leningrad 1958, S. 62-63.
- [25] POTTHOFF, H.: Zur Objektivierung der Beobachtung von Sterndurchgängen durch den Meridian.
Wiss. Z. techn. Univ. Dresden, Dresden 17 (1968) 6, S. 1477-1484.
- [26] POTTHOFF, H.: Ein verbessertes Verfahren zur photoelektrischen Bestimmung von Durchgangszeiten am Transit.
Geod. u. geophys. Veröff., R. III, Berlin 33 (1974).
- [27] REICHEL, R.: Mikroprozessoren - Bausteine der künftigen Automatisierungstechnik.
Radio - Fernsehen - Elektronik, Berlin 26 (1977) 1, S. 5-7.
- [28] REQUIÈME, Y.: Détermination simultanée des ascensions droites et des déclinaisons au moyen d'un micromètre photoélectrique de poursuite associé à un instrument méridien.
Astron. and Astrophys., Berlin, Heidelberg, New York 23 (1973), S. 453-460.
- [29] RIEKHER, R.: Fernrohre und ihre Meister.
Berlin: VEB Verlag Technik 1957.
- [30] SAUZÉAT, M.: Automatic micrometer of meridian instrument.
Astron. and Astrophys., Berlin, Heidelberg, New York 35 (1974), S. 57-61.
- [31] SCHWERDTNER, H.: Anwendungseigenschaften von Mikroprozessoren.
Radio - Fernsehen - Elektronik, Berlin 26 (1977) 10, S. 324-327.
- [32] STEINERT, K.G.; POTTHOFF, H.: Bemerkungen zu einem photoelektrischen Beobachtungsverfahren am Zirkumzenital.
Wiss. Z. techn. Univ. Dresden, Dresden 25 (1976) 4, S. 926-929.

- [33] STEINS, K.A.; OGRINS, M.P.: Ustrojstvo i metod registraciji momentov prochoždenij zvezd s učetom vybrosov (Apparatur und Methode der Registrierung von Sterndurchgangszeiten unter Berücksichtigung von Mehrfachkontakten).
Latv. gosud. Univ.: Učenyje Zapiski, Riga 148 (1971), S. 3-10.
- [34] WEIGERT, A.; ZIMMERMANN, H.: Brockhaus ABC Astronomie.
Leipzig: F.A. Brockhaus Verlag 1977.
- [35] WHITFORD, A.E.: Photoelectric techniques. In: Handbuch der Physik, Bd. 54.
Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer-Verlag 1962.

Firmenschriften

- [36] EMI Photomultiplier Catalog.
- [37] Kombinat VEB Halbleiterwerk Frankfurt (Oder): Bipolare digitale Schaltkreise (76/76).
- [38] VEB Carl Zeiss Jena: Zeiss-Passage-Gerät 100/1000 mm mit Kollimatoren und künstlicher Sterneinrichtung. Beschreibung und Gebrauchsanweisung.
- [39] VEB Carl Zeiss Jena: Hochspannungsnetzgerät Pho 1 für Photovervielfacher. Beschreibung und Gebrauchsanleitung.
- [40] VEB Funkwerk Erfurt: Universalzähler Typ 3514.
Gerätebeschreibung.
- [41] VEB Funkwerk Erfurt: Zählbetragdrucker Typ 3510.
Gerätebeschreibung.
- [42] VEB Funkwerk Erfurt: Zeitgebereinheit 3524.010.
Gerätebeschreibung.
- [43] VEB Funkwerk Erfurt: Meßwertlochsystem 3518.000, Treibereinheit 3518.010, Locher 3518.020, Codierer 3518.030, Zeichengeber 2 3518.090.
Gerätebeschreibung.

(Photos: Lutz Hannemann)

Anhang 1

```

'begin' 'integer' i,j,k,o, stern,z, zahl1, zahl2, m;
'real' bog, delta, delta1, delta2, sinte, d, gn, gt, n, r, s, mittel, v;
'boolean' b;
'array' f, a[1:800], t[1:30], tm[1:10], h[1:10], tk[1:20];
'procedure' dra(i,j,a); 'value' i,j,a; 'integer' i,j; 'real' a; 'code';
'procedure' checki(a); 'value' a; 'real' a; 'code';
  bog:=4.8481368#-6;
  read(stern);
  dra(6,50,0); dra(4,5,0); dra(2, stern,0); dra(5,1,0);
  output(1, ('e'), stern);
  i:=1; read(zahl1);
  f[i]:=zahl1;
  m:=0; ma1:i:=i+1; read(zahl2);
  'if' zahl2 'notless' 0 'then'
    'begin' zahl2:=zahl2+m*10000;
    'if' (zahl2-zahl1)<0 'then'
      'begin' m:=m+1;
      zahl2:=zahl2+10000
      'end';
    f[i]:=zahl2;
    zahl1:=zahl2;
    'goto' ma1
  'end';
  o:=i-1; read(delta1, delta2);
  dra(6,50,0); dra(3,20,0); dra(1,0, delta1);
  dra(6,2,0); dra(3,20,0); dra(1,0, delta2); dra(5,1,0);
  output(1, ('e'), delta1, delta2);
  print((' '));
  delta:=(3600*delta1+60*delta2)*bog;
  gt:=2.833/cos(delta); n:=entier(gt/0.4); checki(n);
  k:=1+n;
  print((' n          r          t '));
  z:=0; b:='false';
  'for' j:=k 'step' 1 'until' (o-n) 'do'
    'begin' a[j]:=f[j+n]+f[j-n]-2*f[j]; checki(a[j]);
    'if' b 'then'
      'begin'
        'if' a[j-1] 'notless' 0 'and' a[j]<0 'then'
          'begin' gn:=(1/0.4)*(a[j-1]-a[j]);
          r:=(1/0.2)*(f[j]-f[j-1])-gn;
          'if' gn 'notless' r/5 'and' gn 'notless' 50 'then'
            'begin' z:=z+1;
            t[z]:=0.2*(j-2)+a[j-1]/(2*gn);
            output(1, ('e'), t[z]);
            'if' z 'notless' 2 'then' d:=15*cos(delta)*(t[z]-t[z-1]);
            dra(6,6,0); dra(3,44,0); dra(1,0,gn); dra(6,2,0);
            dra(1,0,r); dra(6,2,0); dra(1,0,t[z]);
            'if' z 'notless' 2 'then' 'begin' dra(6,2,0); dra(1,0,
              (t[z]-t[z-1])); dra(6,2,0); dra(1,0,d); dra(5,1,0)
            'end'
          'else' dra(5,1,0)
        'end'
      'end'
    'end'; b:='true'
  'end';
print((' ')); 'if' z=20 'then'
  sinte:=(t[19]-t[1]-t[20]+t[2])/(t[19]-t[1]+t[20]-t[2]);
  dra(6,15,0); dra(3,04,0); dra(1,0,sinte); dra(5,1,0);
  'for' i:=1 'step' 2 'until' 19 'do' 'begin'
  tk[i]:=t[i]+3.63#-5*sin(delta)*(t[i]-0.5*(t[20]-t[1]))**2
    -sinte*(t[i]-0.5*(t[20]-t[1]));
  'end';

```

Anhang 1 (Fortsetzung)

```

'for'i:=2'step'2'until'20'do'begin'
tk[i]:=t[i]-3.63#-5*sin(delta)*(t[i]-0.5*(t[20]-t[1]))**2
      +sinte*(t[i]-0.5*(t[20]-t[1]));
      'end';
print('(' ' ');print((' i      tm      v'));
s:=0;'for'i:=1'step'1'until'10'do'
'begin'tm[i]:=0.5*(tk[10+i]+tk[11-i]);
s:=s+tm[i] 'end';
mittel:=s/10;s:=0;'for'i:=1'step'1'until'10'do'
'begin'v:=tm[i]-mittel;s:=s+v*v;
dra(6,10,0);dra(3,20,0);dra(1,0,i);dra(3,44,0);
dra(6,2,0);dra(1,0,tm[i]);dra(6,2,0);dra(1,0,v);dra(5,1,0);
'end';
dra(6,15,0);dra(3,04,0);dra(1,0,mittel);dra(5,1,0);
dra(6,15,0);dra(3,04,0);dra(1,0,sqrt(s/90));dra(6,10,0);
dra(3,05,0);dra(1,0,sqrt(s/90)*15*cos(delta));dra(5,1,0);
print(('(' ' ');print((' i      h      v'));
s:=0;'for'i:=1'step'1'until'10'do'
'begin'h[i]:=0.5*(tk[2*i]-tk[2*i-1])*15*cos(delta);
s:=s+h[i] 'end';
mittel:=s/10;s:=0;'for'i:=1'step'1'until'10'do'
'begin'v:=h[i]-mittel;s:=s+v*v;
dra(6,10,0);dra(3,20,0);dra(1,0,i);dra(3,44,0);
dra(6,2,0);dra(1,0,h[i]);dra(6,2,0);dra(1,0,v);dra(5,1,0);
'end';
dra(6,15,0);dra(3,04,0);dra(1,0,mittel);dra(5,1,0);
dra(6,15,0);dra(3,04,0);dra(1,0,sqrt(s/90));dra(5,1,0)
'end';

```

Anhang 2

2739
52. 28.

N	R	T		
2395.0000	1295.0000	6.9800		
2675.0000	1145.0000	14.2908	7.3109	66.8094
2280.0000	1270.0000	19.9057	5.6149	51.3105
3430.0000	1240.0000	26.9948	7.0891	64.7822
2655.0000	1265.0000	32.8008	5.8060	53.0572
3620.0000	1240.0000	39.8348	7.0341	64.2796
2560.0000	1270.0000	45.6723	5.8375	53.3447
3430.0000	1300.0000	52.5391	6.8668	62.7512
2817.5000	1222.5000	58.5508	6.0118	54.9377
3177.5000	1192.5000	65.2895	6.7387	61.5805
3047.5000	1092.5000	71.4359	6.1464	56.1679
3935.0000	1165.0000	78.1583	6.7224	61.4315
2890.0000	1280.0000	84.2381	6.0797	55.5587
3395.0000	1185.0000	91.0035	6.7655	61.8252
2980.0000	1290.0000	97.1315	6.1280	55.9999
3257.5000	1172.5000	103.8256	6.6941	61.1729
2935.0000	1135.0000	109.9046	6.0790	55.5517
3595.0000	1205.0000	116.5519	6.6473	60.7451
3160.0000	1250.0000	122.7642	6.2124	56.7707
3400.0000	1220.0000	129.3894	6.6252	60.5431

.0030

I	TM	V
1.	68.3549 -	0.0172
2.	68.3797 -	0.0076
3.	68.3480 -	0.0240
4.	68.3959 -	0.0239
5.	68.4101 -	0.0380
6.	68.4041 -	0.0321
7.	68.3438 -	0.0282
8.	68.3528 -	0.0193
9.	68.3893 -	0.0173
10.	68.3419 -	0.0302
	.68372055# 02	
	.0084	.07677

I	H	V
1.	31.3560 -	0.2394
2.	30.9882 -	0.1285
3.	31.2982 -	0.1816
4.	31.0056 -	0.1110
5.	30.8065 -	0.3101
6.	31.0331 -	0.0835
7.	31.4430 -	0.3264
8.	31.2436 -	0.1270
9.	31.0697 -	0.0469
10.	30.9223 -	0.1943
	.31116613# 02	
	.0654	

"Veröffentlichungen des Zentralinstituts für Physik der Erde"

- Nr. 1 WALZER, UWE: Untersuchungen der Polarisation und anderer Eigenschaften der
+ langperiodischen Mikroseismik. Potsdam 1969
- Nr. 2 HÄNSEL, HORST; WILKE, HANS-JOACHIM: Durchführung spezieller geophysikalischer
+ Analogieexperimente und ihre Deutung. Potsdam 1969
- Nr. 3 ELSTNER, CLAUS: Zur Einwirkung der Stativelastizität auf Amplituden und
+ Phasen von Schwerependeln. Potsdam 1969
- Nr. 4 FRÖLICH, FRIEDRICH: Beiträge zum Erkundungsprogramm: Materieparameter im
BEREICH der Erdkruste, Teil II: Ergänzende festkörperphysikalische
und physikochemische Untersuchungen, Auswertung. Potsdam 1970
- Nr. 5 ROTHER, KLAUS: Gesteins- und paläomagnetische Untersuchungen an Gesteins-
+ proben vom Territorium der DDR aus dem Präkambrium bis zum Tertiär
und Folgerungen für die Veränderungen des geomagnetischen Haupt-
feldes sowie für geologisch-geotektonische Interpretationsmög-
lichkeiten. Potsdam 1971
- Nr. 6 WÄSCH, RICHARD: Untersuchungen über den Einfluß eines homogenen Magnet-
feldes auf das orientierte Wachstum von Magnetit und Hämatit unter-
halb der CURIE- bzw. NEEL-Temperatur. Potsdam 1971
- Nr. 7 ARNOLD, KURT: Das Geoid aus Beobachtungen der Satellitenaltimetrie.
+ Potsdam 1972
- Nr. 8 ARNOLD, KURT u. a.: Die Bestimmung des Richtungsvektors Riga-Sofia aus
+ Beobachtungen des Satelliten "Echo 2". Potsdam 1971
- Nr. 9 BORMANN, PETER: Statistische Untersuchungen zur Ortung teleseismischer
+ Ereignisse aus Raumwellenregistrierungen der Station Moxa.
Potsdam 1971
- Nr. 10 SCHÜLER, RUDI u. a.: Absolute Schweremessungen mit Reversionspendeln in
Potsdam 1966-1969. Potsdam 1971
- Nr. 11 HÖPFNER, JOACHIM: Analyse der Beobachtungsergebnisse der astronomisch-
+ geodätischen Längenbestimmung Borowiec-Dresden-Potsdam aus dem
Jahre 1966. Potsdam 1971
- Nr. 12 TEUPSER, CHRISTIAN: Die kurzperiodischen Seismographen Typ VSJ-II und
+ HSJ-II. Potsdam 1971
- Nr. 13 ARNOLD, KURT: Zur geodätischen Nutzung der Entfernung- und Radiointer-
+ ferenzmessungen nach entfernten kosmischen Objekten. Potsdam 1972
- Nr. 14 Stockwerkbau und Felderteilung. Symposium 25 Jahre geotektonische
Forschung an der Akademie der Wissenschaften der DDR. Potsdam 1973
- Nr. 15 MAREK, KARL-HEINZ: Photographische Positionsbestimmung künstlicher Erd-
satelliten mit einer Tracking-Kamera. Potsdam 1973
- Nr. 16 Physikalische Parameter und seismische Geschwindigkeit. Vorträge
von der Sitzung der Arbeitsgruppe "Seismologie und Physik der
extremen Bedingungen" der CSE vom 25.-27.5.1970 in Potsdam.
Potsdam 1972
- Nr. 17 Einige Ergebnisse zum thermischen und elektrischen Verhalten von
Mineralen und Gesteinen. Potsdam 1972
- Nr. 18 MAAZ, RICHARD: Papers presented at the meeting "Statistical and tectono-
physical aspects of seismicity" of the CSE Working Group Statisti-
cal Methods, Jena, May 1972. Potsdam 1972
- Nr. 19 ARNOLD, KURT: Die Niveauflächen der Erde nach der Integralgleichung für
das gravimetrische Zusatzglied und anderen Verfahren. Potsdam 1973

- Nr. 20 LÜTZNER, JÜRGEN u. a.: Tabellarische Dokumente klastischer Sedimente. Potsdam 1974
- Nr. 21 Geodynamische Probleme. Potsdam 1973
+
- Nr. 22 Physikalische Eigenschaften von Gesteinen und Mineralen unter hohen Drücken und Temperaturen. Potsdam 1974
- Nr. 23 MUNDT, WOLFGANG: Der Charakter der geomagnetischen Säkularvariation in Europa im Zeitraum von 1950 bis 1970. Potsdam 1973
- Nr. 24 MALISCHEWSKY, PETER: Ausbreitung von seismischen Oberflächenwellen in Medien mit vertikalen Diskontinuitäten. Potsdam 1973
+
- Nr. 25 UNTERREITMEIER, ERHARD: Zur Erhöhung der Störfreiheit langperiodischer Seismographensysteme. Potsdam 1973
- Nr. 26 RAUHUT, JOACHIM; KÜHNE, KONRAD: Ein Interferometer für geodätische Basismessungen nach dem VÄISÄLÄ-Prinzip. Potsdam 1975
- Nr. 27 LIEBERT, JOACHIM: Beiträge zur Untersuchung des Babelsberger Meridiankreises. Potsdam 1973
- Nr. 28 VOIT, THEA: Bibliographie 1922-1973. 50 Jahre Seismologische Forschung in Jena. Potsdam 1974
- Nr. 29 Aufgaben und Ergebnisse der Forschungsarbeiten des Zentralinstituts für Physik der Erde. Potsdam 1974
+
- Nr. 30 2nd International Symposium Geodesy and Physics of the Earth. Potsdam, May 7th-11th, 1973. Teil 1 u. 2, Proceedings. Potsdam 1974
+
- Nr. 31 Seismology and Solid-Earth-Physics. International Symposium on the Occasion of 50 Years of Seismological Research and 75 Years of Seismic Registration at Jena, April 1 to 6, 1974. Teil 1 u. 2, Proceedings. Potsdam 1975
+
- Nr. 32 HÖPFNER, JOACHIM: Sternkoordinatenkorrekturen für den FK4 aus Beobachtungsmaterial am Astrolab Danjon. Potsdam 1975
- Nr. 33 WENDLAND, FOLKWART: Zur Strukturentwicklung schwach dislozierter Salinarstrukturen in Nordostmecklenburg, Strukturen Grimmen und Reinkenhagen (Beiträge zur Mächtigtkeitsanalyse von Salinaren). Potsdam 1976
- Nr. 34 Physikalische Eigenschaften von Gesteinen und Mineralen unter hohen Drücken und Temperaturen. Vorträge, gehalten auf der Sitzung der Arbeitsgruppe 1.11 der KAPG "Physikalische Eigenschaften von Gesteinen und Mineralen bei hohen thermodynamischen Parametern" vom 25.6.-27.6.1973 in Jena. Potsdam 1975
- Nr. 35 JOCHMANN, HORST: Der Einfluß von Luftmassenbewegungen in der Atmosphäre auf die Polbewegung. Die Jahresperiode und CHANDLER-Periode der Polbewegung (1923-1959). Potsdam 1976
+
- Nr. 36 DITTRICH, JOHANNES: Über thermisch bedingte Einflüsse bei Transitbeobachtungen im Meridian. Potsdam 1976
- Nr. 37 MEINIG, MANFRED: Sternkatalog für das Potsdamer PZT. Potsdam 1976
- Nr. 38 Bibliographie 1890-1969 der Mitarbeiter des Geomagnetischen Instituts Potsdam, zusammengestellt von F. Frölich und K. Lengning. Potsdam 1977
- Nr. 39 MENNING, MANFRED: Die nachträgliche Orientierung von Bohrkernen unter besonderer Berücksichtigung des Paläomagnetismus. Potsdam 1976
- Nr. 40 Arbeiten zur Satellitengeodäsie. Potsdam 1976
- Nr. 41 ULLMANN, WOLFGANG; PAN'KOV, V. L.: A new structure of the equation of state and its application in high-pressure and geophysics. Potsdam 1976
+

- Nr. 42 ULLMANN, WOLFGANG; PAN'KOV, V. L.; MAAZ, RICHARD: Tables and diagrams for prediction of compressional properties of different substances under high pressure. Potsdam 1977
- Nr. 43
+++
- Nr. 44/I Probleme der Varisziden in Mitteleuropa und im Gebiet der UdSSR. Potsdam 1977
- Nr. 44/II
+++
- Nr. 45 HÖPFNER, JOACHIM: Auswertung der Zeitbestimmungen des geodätisch-astronomischen Observatoriums Potsdam als Längenbestimmungen im System BIH 1968 und daraus erhaltene erste Untersuchungsergebnisse. Potsdam 1976
- Nr. 46 BANKWITZ, ELFRIEDE; BANKWITZ, PETER: Rift activity in the Eastern Pacific. Potsdam 1978
- Nr. 47
+++
- Nr. 48 ARNOLD, KURT: Dichteanomalien in den oberen Schichten der Erde. Potsdam 1978
- Nr. 49 MEINIG, MANFRED; JOCHMANN, HORST: Zeit- und Breitenbestimmungen mit dem photographischen Zenitteleskop des Zentralinstituts für Physik der Erde. Potsdam 1976
- Nr. 50 MEIER, RUDOLF: Turbitide und Olisthostrome - Sedimentationsphänomene des Werra-Sulfats (Zechstein 1) am Osthang der Eichsfeld-Schwelle im Gebiet des Südharz. Potsdam 1977
- Nr. 51 TEUPSER, CHRISTIAN; UNTERREITMEIER, ERHARD: Der elektronische Dreikomponentenseismograph EDS 1. Theorie, Aufbau und Wirkungsweise. Potsdam 1977
- Nr. 52 3rd International Symposium Geodesy and Physics of the Earth, GDR, Weimar, October 25th-31st, 1976, Teil 1-3, Proceedings. Potsdam 1977
- Nr. 53 Deformation und Metamorphose von Gesteinen. I. Beiträge der Arbeitsgruppe 4.3 der Problemkommission IX der multilateralen Zusammenarbeit der Akademien der Wissenschaften sozialistischer Länder, 1. Beratung vom 23.3.-27.3.1976. Potsdam 1977
- Nr. 54 FRISCHBUTTER, ALEXANDER: Zur Geochemie der präkambrischen Gesteine der Elbezone unter besonderer Berücksichtigung etwa gleichalter Gesteinskomplexe ihres Rahmens. Potsdam 1979
- Nr. 55 Bibliographie der Mitarbeiter des Zentralinstituts für Physik der Erde 1969-1978. Potsdam 1979
- Nr. 56 TRI LONG, NGYEN: Untersuchungen zur photoelektrischen Registrierung von Sterndurchgangszeiten. Potsdam 1979
- Nr. 57 FRÖLICH, FRIEDRICH; VOLLSTÄDT, HEINER: Veränderungen des Materialverhaltens unter planetaren Bedingungen. Potsdam 1979
- Nr. 58
+++
- Nr. 59 ROTHER, GUDRUN: Untersuchungen des anomalen geomagnetischen Feldes - Eine Methode zur Lokalisierung der Unterkante der magnetisch wirksamen Erdkruste. Potsdam 1979
++
- + vergriffen
++ im Druck
+++ in Vorbereitung