Astronomische Ortsbestimmung bei Ortswechsel

Astronomische Ortsbestimmung bei Ortswechsel*)

von MARTIN FRICK, Bremen

Für Astronomen und Geodäten ist es selbstverständlich, dass sich der Standort, für den die Koordinaten bestimmt werden sollen, während der Messungen nicht verlagert. Für die Navigatoren von Verkehrsmitteln wie Schiff und Flugzeug aber sieht die Sache anders aus: man kann das Fahrzeug nicht der Ortsbestimmung zuliebe anhalten. Der Navigator muss also, wenn er beispielsweise eine Ortsbestimmung nach der Standlinienmethode durchführt, berücksichtigen, dass sich sein Fahrzeug zwischen der ersten und der zweiten Gestirnsbeobachtung weiterbewegt hat. Bei der hohen Geschwindigkeit der Flugzeuge ist dieser Umstand auf jeden Fall zu berücksichtigen, bei den langsameren Schiffen kann man da jedoch ein Auge zudrücken, falls die Beobachtungen direkt hintereinander durchgeführt werden können. Das ist aber im allgemeinen nicht der Fall, denn aus Kostengründen verwendet man in der zivilen Seefahrt heute keine Libelleninstrumente, sondern den gewöhnlichen Sextanten, für den man die Kimm braucht, und diese sieht man nur bei Tag und in der Dämmerung. Dies wiederum hat zur Folge, dass die beiden Beobachtungen mehrere Stunden auseinanderliegen können, was andererseits den Vorteil mit sich bringt, dass man beide Male dasselbe Gestirn – zum Beispiel die Sonne – verwenden kann.

Führt man die Standlinienmethode, wie bisher üblich, durch eine Zeichnung auf der Karte aus, so berücksichtigt man die «Versegelung» (so bezeichnet der Seemann die Verschiebung des Orts zwischen der ersten und der zweiten Beobachtung) einfach durch eine Verschiebung einer der beiden Standlinien (beispielsweise der älteren) in Fahrtrichtung (Kurs) um die gefahrene Strecke (Distanz d).

Will man nun die Durchführung der Ortsbestimmung einer Rechenmaschine überlassen, die unter Verzicht auf jegliche Zeichenarbeit den Standort einfach ausrechnet, dann erhebt sich die Frage, auf welche Weise die Versegelung ins Rechenprogramm einzubauen sei. Eine hierfür brauchbare Formel soll im folgenden an Hand von Fig. 1 abgeleitet werden.

Bei der ersten Beobachtung, die zur Zeit t′ stattgefunden hat, sei Gestirn 1 beobachtet worden in der Zenitdistanz z'_1, was bedeutet, dass wir uns bei dieser Beobachtung auf der Höhengleiche h'_1 befunden haben müssen. Hätten wir gleichzeitig ein zweites Gestirn beobachtet, das jetzt zur Zeit t′ den selben Projektionsort gehabt hätte, wie das später beobachtete Gestirn 2, so hätte unser Standort auch auf dessen Höhengleiche h'_2 liegen müssen und der Schnitt von h'_1 und h'_2 hätte unseren Ort B ergeben. Anstatt dessen haben wir später, nämlich zur Zeit t, Gestirn 2 beobachtet und als Höhengleiche h_2 erhalten. Würden wir nun die den beiden Beobachtungen entsprechenden Höhengleichen h'_1 und h_2 miteinander schneiden, würden wir den falschen Ort A erhalten. Berücksichtigen wir aber nun, dass, wenn wir zur Zeit t′ schon in C gewesen wären (den Ort haben wir in Wirklichkeit erst zur Zeit t erreicht), wir das Gestirn 1 eben in der kleineren Zenitdistanz z_1 (Höhengleiche h_1) beobachtet hätten. Wollen wir C berechnen, so müssen wir h_2 mit h_1 schneiden. Die – gar nicht gemessene – Zenitdistanz z_1 müssen wir nun aus der gemessenen z'_1 berechnen, indem wir ein Korrekturstück k subtrahieren.

Dieses k taucht im sphärischen Dreieck BCD auf und kann leicht berechnet werden. Der Winkel BDC ist ein rechter, das Stück d = BC kann aus der Fahrtgeschwindigkeit und der Zeit t–t′ berechnet werden, der Winkel τ = DBC ist die Differenz zwischen Kurs und Azimut, wobei das Vorzeichen keine Rolle spielt, da wir den cos τ brauchen (Formel 2). Wird $\tau > 90°$, so wird aus dem selben Grund cos $\tau < 0$, was, wie wir an Formel (2) sehen werden, $k < 0$ ergibt und damit eine Addition von |k|.

Noch ein Wort zum Azimut. Dieses kann in bekannter Weise errechnet werden aus der Breite des Beobachtungsorts φ_0, der Deklination des Gestirns δ und seinem Ortsstundenwinkel s gemäss:

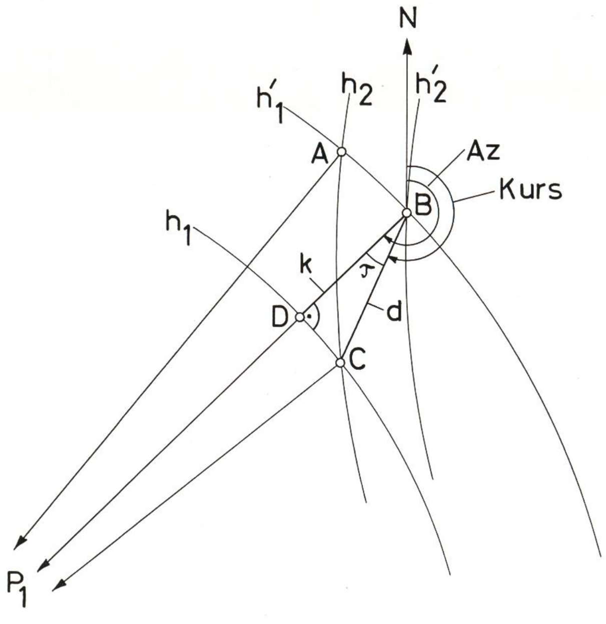

Fig. 1: Erläuterung (vergl. auch den Text): N: Nordrichtung; P_1: Richtung zum Projektionsort des Gestirns 1. Höhengleichen sind mit h bezeichnet, gestrichene Grössen beziehen sich auf die (frühere) Zeit t′, ungestrichene auf t. A ist der wegen Nichtberücksichtigung der Versegelung falsche Ort, B ist der Ort zur Zeit t′ und C ist der Ort zur Zeit t.

*) vergl. hierzu: ORION *32*, 12 (1974) No. 140.

$$\operatorname{cotg} Az = \frac{\operatorname{tg}\delta\cos\varphi_\circ}{\sin s} - \frac{\sin\varphi_\circ}{\operatorname{tg} s} \quad (1)$$

Wir brauchen also eigentlich die Koordinaten des Beobachtungsorts schon jetzt, dabei wollen wir sie ja erst bestimmen! Da wir das Azimut jedoch nicht mit höchster Genauigkeit für die weitere Rechnung brauchen, kann man zum Beispiel die Maschine erst den falschen Ort A ($\varphi_\circ/\lambda_\circ$) berechnen lassen, damit man φ° in obige Formel einsetzen und aus $\lambda_\circ$ und dem Greenwicher Stundenwinkel einen brauchbaren Wert für den Ortsstundenwinkel s berechnen kann.

Mit dem rechten Winkel bei D, der Distanz d und dem Winkel τ liefert die aus der sphärischen Trigonometrie bekannte Beziehung zwischen vier Stücken:

$$\sin\tau \operatorname{cotg} 90^\circ = \operatorname{cotg} d \sin k - \cos k \cos\tau.$$

Da $\operatorname{cotg} 90^\circ = 0$ ist, erhält man hieraus:

$$\operatorname{cotg} d \sin k = \cos k \cos\tau,$$

oder

$$\operatorname{tg} k = \cos\tau \operatorname{tg} d. \quad (2)$$

Das Rechenprogramm wird also ein erstes Durchlaufen des Standlinienprogramms vorsehen, wobei die gemessenen Zenitdistanzen eingegeben werden. Mit dem so erhaltenen falschen Ort A (den man übrigens durch den aus der Koppelrechnung bekannten Loggeort ersetzen kann, der ja auch nur einen Näherungsort darstellt) sowie den bekannten Werten für Distanz und Kurs wird nach (1) das Azimut des zuerst beobachteten Gestirns berechnet und daraus nach (2) die Korrektur k berechnet. Nachdem diese an z'_1 angebracht worden ist, wird mit der korrigierten Zenitdistanz z_1 und dem unveränderten Wert z_2 das Standlinienprogramm nochmals durchgespielt (Iteration), was den Ort C (φ/λ) ergibt, dessen Genauigkeit im wesentlichen nur noch von den Beobachtungsfehlern abhängt.

Anschrift des Verfassers: MARTIN FRICK, Hochschule für Nautik, Bremen, B.R.D.

Nicht-statische Weltmodelle

von DORIS WIEDEMANN, Basel

Die Erforschung des Universums durch Physiker und Astronomen ist wohl eines der grössten intellektuellen Abenteuer unseres Jahrhunderts. Zur Zeit da EINSTEIN seine Allgemeine Relativitätstheorie entwickelte, war der Glaube an die *Beständigkeit* des Universums noch ein fester Bestandteil der westlichen Philosophie. «Der Himmel dauert von Ewigkeit zu Ewigkeit» nahm man an, und es war zunächst auch kein Grund vorhanden, von dieser Vorstellung abzuweichen. Damals war nämlich die systematische Relativbewegung ferner Galaxien noch nicht entdeckt. EINSTEIN soll daher auch unglücklich darüber gewesen sein, dass die Grundgleichungen der Allgemeinen Relativitätstheorie *kein* statisches Universum beschrieben. Sie machten vielmehr die phantastisch anmutende Voraussage einer *expandierenden* Welt. Die Situation änderte sich aber mit einem Schlag, als HUBBLE im Jahre 1929 die vorausgesagte Expansion des Alls nachwies. Diese HUBBLE'sche Entdeckung war zugleich eine erste Bestätigung der Allgemeinen Relativitätstheorie.

Wie lässt sich nun die Expansion des Universums beschreiben? Die Allgemeine Relativitätstheorie liefert hierfür die folgende einfache Differentialgleichung:

$$\dot{R}^2 - \frac{\mu}{R} = -k.$$

Fig. 1: E. P. HUBBLE 1889–1953

Hierin sind μ und k Konstante und unter R(t) wollen wir uns – zunächst noch etwas unpräzis – den «Weltradius» vorstellen. Die Theorie zeigt weiter, dass k nur die Werte

$$k = 0, \pm 1$$

annehmen kann. Entsprechend diesen drei k-Werten, die ein Mass für die Raumkrümmung sind, ergeben sich auch drei verschiedene Weltmodelle, die hier skizziert werden sollen.

Betrachtet man die obige Differentialgleichung, so fällt die Ähnlichkeit mit einem einfachen Problem aus