Ein didaktisches Hilfsmittel zur sphärischen Astronomie. Von E. Anding.

1. In allen Darstellungen der sphärischen Astronomie, die mir bekannt sind, pflegt man für jede einzelne Reduktion und für die Theorie jedes einzelnen Instrumentes je eine besondere Ableitung zu geben. Es soll hier gezeigt werden, wie sehr sich die Darstellung vereinfachen läßt, wenn man sie unter gemeinsame Gesichtspunkte rückt.

In einem Koordinatensystem der α, δ mit den Achsenrichtungen der x, y im Äquator und der z nach dem Pol verstehen wir unter $d\alpha$ eine kleine Drehung des Objektes um die Achse der x , positiv genommen von der positiven Achse der y nach der positiven Achse der z hin, und so zyklisch weiter; dann verändern sich seine sphärischen Koordinaten um:

$$\left. \begin{aligned} \cos \delta d\alpha &= -\sin \delta \cos \alpha \cdot d\alpha - \sin \delta \sin \alpha \cdot d\eta + \cos \delta \cdot d\delta \\ d\delta &= + \sin \alpha \cdot d\alpha - \cos \alpha \cdot d\eta \end{aligned} \right\} (1)$$

Hält man umgekehrt das Objekt fest, also die Konfiguration der Sterne, und unterwirft man das Koordinatensystem, als starr gedacht, denselben 3 Drehungen, so kehren sich die Zeichen um. Wir machen diesen Fall äußerlich kenntlich, indem wir die Drehungskomponenten anders bezeichnen, und schreiben

$$\left. \begin{aligned} \cos \delta d\alpha &= +\sin \delta \cos \alpha \cdot \mathcal{X} + \sin \delta \sin \alpha \cdot \mathcal{Y} - \cos \delta \cdot \mathcal{Z} \\ d\delta &= - \sin \alpha \cdot \mathcal{X} + \cos \alpha \cdot \mathcal{Y} \end{aligned} \right\} (2)$$

Die Ableitung dieser Formeln ist in der Schrift des Verfassers¹⁾ vom Jahre 1901 S. 62 gegeben worden. Sie beruht darauf, daß zunächst die Wirkungen von $\mathcal{X}, \mathcal{Y}, \mathcal{Z}$ auf rechtwinklige Koordinaten bestimmt und diese linearen Inkremente dann in sphärische umgesetzt werden.

Hat man die Formeln einmal, so kann man die Auflösung von sphärischen Dreiecken entbehren, und es reduziert sich alles auf einfache Projektionen. So bestehen zwischen diesen 3 äquatorialen und den 3 entsprechenden ekliptikalen Drehungskomponenten $\mathcal{X}', \mathcal{Y}', \mathcal{Z}'$ die Relationen:

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{X} &= \mathcal{X}' & \mathcal{Y} &= \cos \epsilon \cdot \mathcal{Y}' - \sin \epsilon \cdot \mathcal{Z}' \\ \mathcal{Z} &= \sin \epsilon \cdot \mathcal{Y}' + \cos \epsilon \cdot \mathcal{Z}' \end{aligned} \right\} (3)$$

genau, wie zwischen Strecken.

2. Die Anwendungen bestehen in der bloßen Einsetzung der Drehungskomponenten.

1) Die Präzession. Rückt der Äquator in der Zeit dt bei konstant bleibender Schiefe ϵ um das Stück $d\psi'$ auf der Ekliptik fort, so entspricht dem, unter Rücksicht auf unsere Vorzeichenfestsetzung, die Drehung

$$\mathcal{X}' = 0 \quad \mathcal{Y}' = 0 \quad \mathcal{Z}' = -d\psi'.$$

Nach (3) wird

$$\mathcal{X} = 0 \quad \mathcal{Y} = +\sin \epsilon d\psi' \quad \mathcal{Z} = -\cos \epsilon d\psi'$$

und mit Hinzufügung der Präzession durch die Planeten:

$$\mathcal{Z} = +d\psi$$

ergeben sich nach (2) die fertigen Präzessionsformeln

$$\left. \begin{aligned} d\alpha &= (\cos \epsilon d\psi' - d\psi) + \sin \epsilon d\psi' \cdot \sin \alpha \operatorname{tg} \delta \\ d\delta &= + \sin \epsilon d\psi' \cdot \cos \alpha \end{aligned} \right\} (A)$$

Übrigens läßt sich gerade bei der Präzession eine tiefere Verknüpfung unserer Formeln mit der Mechanik herstellen, worauf ich jedoch hier nicht eingehe.

2) Die Nutation. Nennt man $\mathcal{A}$ den Ausdruck für die Nutation in Länge, den die Mechanik des Himmels gibt, und $\mathcal{A}\epsilon$ die Nutation in Schiefe, so ist nach unseren Festsetzungen über den positiven Drehungssinn:

$$\mathcal{X}' = -\mathcal{A}\epsilon \quad \mathcal{Y}' = 0 \quad \mathcal{Z}' = -\mathcal{A}$$

mithin nach (3)

$$\mathcal{X} = -\mathcal{A}\epsilon \quad \mathcal{Y} = +\sin \epsilon \cdot \mathcal{A} \quad \mathcal{Z} = -\cos \epsilon \cdot \mathcal{A}$$

und damit nach (2) die Nutationsformeln

$$\left. \begin{aligned} d\alpha &= \cos \epsilon \cdot \mathcal{A} + \sin \epsilon \cdot \mathcal{A} \cdot \operatorname{tg} \delta \sin \alpha - \mathcal{A}\epsilon \cdot \operatorname{tg} \delta \cos \alpha \\ d\delta &= + \sin \epsilon \cdot \mathcal{A} \cdot \cos \alpha + \mathcal{A}\epsilon \cdot \sin \alpha \end{aligned} \right\} (B)$$

3. In dieser Weise kann man auch die Wirkung der Instrumentalfehler ableiten; nur daß die Formeln (2) eben diese Wirkung, also die Verfälschungen der Koordinaten angeben; es sind mithin alle Vorzeichen umzukehren, wenn die Formeln die Verbesserungen liefern sollen — wie man sie zu schreiben gewohnt ist.

3) Am Meridiankreis möge die positive Achse der x , von der wir auch die α zählen müssen, nach Westen gerichtet sein, die der y im Äquator nach Süden, sodaß immer $\alpha = 90^\circ$ zu setzen ist. Dann kommt $\mathcal{X}$ auf den Zenitpunktfehler hinaus und kann hier übergangen werden. Ferner ist

$$\mathcal{Y} = -n \quad \mathcal{Z} = +m$$

und die Wirkung von c findet man entweder direkt, oder wenn man sie durchaus mit diesen Formeln ableiten will, so faßt man c als eine Drehung um eine Gerade auf, die auf dem Kubus des Fernrohrs senkrecht steht, und zerlegt sie in die Komponenten

$$\mathcal{Y} = -c \sin \delta \quad \mathcal{Z} = +c \cos \delta.$$

Substituiert man diese $\mathcal{Y}$ und $\mathcal{Z}$ in (2), so folgt mit Rücksicht auf die letzte Bemerkung bezüglich des Vorzeichens die Besselsche Formel:

$$d\alpha = m + n \operatorname{tg} \delta + c \sec \delta. \quad (C)$$

4) Unter sinngemäßer Abänderung kommt man auch auf die Formeln für das Universalinstrument.

5) Auch beim Äquatorial legen wir die positive Achse der x , von der wir auch die α zählen, nach Westen, die der y im Äquator nach Süden. Überhaupt aber wollen wir hier, um betreffs des Vorzeichens möglichst übersichtlich zu verfahren, das Instrument und seine Teile den Drehungen unterwerfen und also mit den Formeln (1) rechnen.

¹⁾ Kritische Untersuchungen über die Bewegung der Sonne durch den Weltraum. Erster Abschnitt: Die einzelnen Methoden. München 1901.

α) Die Aufstellungsfehler. Nennt man h die Nordpoldistanz und λ den Stundenwinkel der Polachse des Instruments, so ist

$$d\mathbf{x} = -h \cos \lambda \quad d\mathbf{y} = +h \sin \lambda \quad d\mathbf{z} = 0. \quad (\alpha)$$

β) Die Fehler der Konstruktion, wie man sie nennen könnte, wenn sie konstant wären. Sie seien mit i und c bezeichnet, so zwar, daß das vbrangehende und das Fernrohr tragende Ende der Deklinationsachse um $90^\circ - i$ vom Pol des Instrumentes und um $90^\circ + c$ von der Kollimationslinie absteigen möge. Da α, δ die Koordinaten des Fernrohrs sind, so hat ein Lot auf der Ebene, die von der Polachse und der Deklinationsachse gebildet wird, die Koordinaten $180^\circ + \alpha, 0$; und i zerfällt in die Komponenten

$$d\mathbf{x} = -i \cos \alpha \quad d\mathbf{y} = -i \sin \alpha \quad d\mathbf{z} = 0 \quad (\beta)$$

und da ein Lot auf dem Kubus die Koordinaten $180^\circ + \alpha, 90^\circ - \delta$ besitzt, so zerfällt c in die Komponenten

$$d\mathbf{x} = -c \cos \alpha \sin \delta \quad d\mathbf{y} = -c \sin \alpha \sin \delta \quad d\mathbf{z} = +c \cos \delta \quad (\gamma)$$

γ) Die Indexfehler können hier übergangen werden.

δ) Endlich aber sind die Biegungsfehler zu betrachten mit dem konstanten Faktor a für die Deklinationsachse und b für das Fernrohr. Hat man 2 Richtungen nach Punkten m und n auf der Kugeloberfläche mit den Richtungskosinus m_x, m_y, m_z und n_x, n_y, n_z in unserem Sinne, so folgen bekanntlich für eine Richtung l , die auf m, n senkrecht steht, die Richtungskosinus l_x, l_y, l_z aus

$$\left. \begin{aligned} l_x \sin m, n &= m_y n_z - m_z n_y \\ l_y \sin m, n &= m_z n_x - m_x n_z \\ l_z \sin m, n &= m_x n_y - m_y n_x \end{aligned} \right\} \quad (\lambda)$$

Verstehen wir nun unter m immer das Zenit, unter n aber irgend eine Richtung, die eine Schwerkraftbiegung erfährt, die also dem Sinus der Zenitdistanz proportional ist, so steht auf der linken Seite der Gleichungen (λ) das, was wir suchen: diejenige Drehung, welche denselben Effekt hat, wie die Biegung, multipliziert mit den Richtungskosinus der Drehungsachse. Auf der rechten Seite aber haben wir für m als das Zenit zu setzen

$$m_x = 0 \quad m_y = \cos \varphi \quad m_z = \sin \varphi$$

und für n als das Ende der Deklinationsachse

$$n_x = \sin \alpha \quad n_y = -\cos \alpha \quad n_z = 0$$

und mithin sind die Komponenten der Achsenbiegung

$$\left. \begin{aligned} d\mathbf{x} &= +a \sin \varphi \cos \alpha & d\mathbf{y} &= +a \sin \varphi \sin \alpha \\ d\mathbf{z} &= -a \cos \varphi \sin \alpha \end{aligned} \right\} \quad (\delta)$$

Dagegen für n als die Fernrohrrichtung ist

$$n_x = \cos \delta \cos \alpha \quad n_y = \cos \delta \sin \alpha \quad n_z = \sin \delta$$

und mithin sind nach (λ) die Komponenten der Fernrohrbiegung:

$$\left. \begin{aligned} d\mathbf{x} &= +b(\cos \varphi \sin \delta - \sin \varphi \cos \delta \sin \alpha) \\ d\mathbf{y} &= +b \sin \varphi \cos \delta \cos \alpha & d\mathbf{z} &= -b \cos \varphi \cos \delta \cos \alpha \end{aligned} \right\} \quad (\epsilon)$$

Substituiert man jetzt diese Werte $(\alpha), (\beta), (\gamma), (\delta), (\epsilon)$ in (1) , so folgt zunächst:

$$\begin{aligned} \cos \delta d\alpha &= +h \cos \lambda \cdot \sin \delta \cos \alpha - h \sin \lambda \cdot \sin \delta \sin \alpha + \\ &+ (i - a \sin \varphi) \cdot \sin \delta + c - a \cos \varphi \cdot \cos \delta \sin \alpha + \\ &- b \cos \varphi \cdot \cos \alpha \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} d\delta &= -h \cos \lambda \cdot \sin \alpha - h \sin \lambda \cdot \cos \alpha \\ &+ b \cos \varphi \cdot \sin \delta \sin \alpha - b \sin \varphi \cdot \cos \delta. \end{aligned}$$

4. In Art. 1 war die Rede von den Ortsveränderungen, die ein Punkt α, δ an der Kugeloberfläche durch 3 Drehungen erfährt. Wir fragen jetzt nach der Richtungsänderung einer Geraden, welche die Kugel im Punkte α, δ berührt. Ohne weiteres findet sich

$$d\sigma = +\cos \delta \cos \alpha \cdot d\mathbf{x} + \cos \delta \sin \alpha \cdot d\mathbf{y} + \sin \delta \cdot d\mathbf{z} \quad (4)$$

nämlich als der Winkel, den die neue Richtung der Geraden mit ihrer vorigen Richtung einschließt. Wünscht man aber die Richtungsänderung gegen den Stundenkreis kennen zu lernen, welcher wegen der Versetzung des Punktes ein anderer geworden ist, so hat man die Konvergenz der Stundenkreise $= \sin \delta d\alpha$ oder nach (1) den Betrag

$$\begin{aligned} \sin \delta d\alpha &= -\sin^2 \delta \sec \delta \cos \alpha \cdot d\mathbf{x} + \\ &- \sin^2 \delta \sec \delta \sin \alpha \cdot d\mathbf{y} + \sin \delta \cdot d\mathbf{z} \end{aligned}$$

von (4) zu subtrahieren, wonach

$$d\sigma_a = +\sec \delta \cos \alpha \cdot d\mathbf{x} + \sec \delta \sin \alpha \cdot d\mathbf{y} \quad (4a)$$

5. Eine solche die Kugeloberfläche in α, δ tangierende Gerade ist nun ein Mikrometerfaden des Äquatorials. Nach $(4a)$ oder nach

$$d\sigma_a = -\operatorname{cosec} \delta \sec \delta \cdot (1) + \operatorname{cosec} \delta \cdot d\mathbf{z}$$

wird

$$\begin{aligned} d\sigma_a &= -h \cos \lambda \cdot \sec \delta \cos \alpha + h \sin \lambda \cdot \sec \delta \sin \alpha + \\ &- (i - a \sin \varphi) \cdot \sec \delta - c \cdot \operatorname{tg} \delta + b \cos \varphi \cdot \operatorname{tg} \delta \cos \alpha. \end{aligned}$$

Hierzu aber käme noch die Querbiegung des Fernrohrs, die man fälschlicherweise als »Torsion« zu bezeichnen pflegt und welche lediglich auf die Stellung des Mikrometerfadens einwirkt. Da sie sich als eine Biegung der fortgesetzt gedachten Deklinationsachse auffassen läßt, von welcher jedoch nur die Komponente in Betracht kommt, die in eine zum Fernrohr senkrechte Ebene fällt, so wird die Wirkung = Konstante μ mal Kosinus der Zenitdistanz einer Senkrechten $180^\circ + \alpha, 90^\circ - \delta$ auf dem Kubus oder =

$$+ \mu (\sin \varphi \cos \delta - \cos \varphi \sin \delta \sin \alpha).$$

Setzt man in den Formeln am Schluß von Art. 3: $90^\circ - t$ statt α , so folgen die Formeln (D) , und wenn man in Rücksicht zieht, daß die Positionswinkel im entgegengesetzten Sinne gezählt werden als unsere σ , so folgt die Formel (E) .

$$\left. \begin{aligned} dt &= -h \cos \lambda \cdot \sin t \operatorname{tg} \delta + h \sin \lambda \cdot \cos t \operatorname{tg} \delta + \\ &- (i - a \sin \varphi) \cdot \operatorname{tg} \delta - c \sec \delta + a \cos \varphi \cdot \cos t + \\ &+ b \cos \varphi \cdot \sin t \sec \delta \end{aligned} \right\} \quad (D)$$

$$\left. \begin{aligned} d\delta &= -h \cos \lambda \cdot \cos t - h \sin \lambda \cdot \sin t - b \sin \varphi \cdot \cos \delta + \\ &+ b \cos \varphi \cdot \cos t \sin \delta \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} d\pi &= +h \cos \lambda \cdot \sin t \sec \delta - h \sin \lambda \cdot \cos t \sec \delta + \\ &+ (i - a \sin \varphi) \cdot \sec \delta + c \operatorname{tg} \delta - b \cos \varphi \cdot \sin t \operatorname{tg} \delta + \\ &- \mu (\sin \varphi \cos \delta - \cos \varphi \sin \delta \cos t) \end{aligned} \right\} \quad (E)$$

welche man mit irgend einer Darstellung, z. B. bei *Becker*¹⁾, vergleichen möge.

6. Allen diesen Anwendungen war gemeinsam, daß es sich um Drehungen handelte. Wir werfen noch einen Blick auf eine andere Gruppe von Veränderungen, welche sämtlich auf lineare Versetzungen hinauskommen.

¹⁾ *Valentiners Handwörterbuch der Astronomie* Band III S. 142, 147 (Breslau 1899) oder Sonderabdruck: *Becker*: Theorie der Mikrometer, Breslau 1899, S. 82, 87.

Bezeichnen wieder x, y, z die äquatorialen Koordinaten eines Sternes, jetzt aber durchweg mit der Anfangsrichtung durch den Widderpunkt, sodaß α die Rektaszensionen bedeuten. Dann gehören zu den Verschiebungen dx, dy, dz eines Sternes die sphärischen Veränderungen

$$\left. \begin{aligned} r \cos \delta \, d\alpha &= -\sin \alpha \cdot dx + \cos \alpha \cdot dy \\ r \, d\delta &= -\sin \delta \cos \alpha \cdot dx - \sin \delta \sin \alpha \cdot dy + \cos \delta \cdot dz \end{aligned} \right\} (5)$$

und die radiale Verschiebung

$$dr = +\cos \delta \cos \alpha \cdot dx + \cos \delta \sin \alpha \cdot dy + \sin \delta \cdot dz \quad (6)$$

Mit den Formeln (5) erledigt sich

a) die Apexbewegung, indem man statt dx, dy, dz die entgegengesetzten Sonnengeschwindigkeiten $-X, -Y, -Z$ einführt, womit sich die *Airyschen* Gleichungen ergeben;

b) die Fixsternparallaxe. Nennt man

$$\xi' = -R \cos \odot \quad \eta' = -R \sin \odot$$

die ekliptikalischen Koordinaten der Erde gegen die Sonne, so sind die äquatorialen:

$$\xi = \xi' \quad \eta = \cos \varepsilon \cdot \eta' \quad \zeta = \sin \varepsilon \cdot \eta'$$

die man in (5) anstatt:

$$-dx \quad -dy \quad -dz$$

einzuführen hat, um die Wirkung der Parallaxe auf die Position zu finden. R/r ist dann $= \pi$.

c) Ferner erhält man die Wirkung der periodischen Partie der Fixstern-Aberration, indem man die soeben gefundenen Ausdrücke nach der Zeit, sofern sie in R und $\odot$ enthalten ist, differentiirt, alle Vorzeichen umkehrt und r durch die Lichtgeschwindigkeit c ersetzt (in astronomischen Zeit- und Streckeneinheiten gemessen).

d) Noch etwas einfacher, nämlich indem man in (5) dx, dy, dz direkt durch die Koordinaten eines Oberflächenpunktes der Erde ersetzt und die Zeichen umkehrt, folgt die Wirkung der täglichen Parallaxe; und

e) die Wirkung der täglichen Aberration, wenn man für dx, dy, dz (letzteres $= 0$) die Geschwindigkeiten eines Oberflächenpunktes unter Beibehaltung des Zeichens in (5) substituiert.

7. So kann auf kleinem Raum die Ableitung aller wichtigeren Formeln der sphärischen Astronomie dargelegt werden. Nur die Refraktion war nicht dabei. (A)...(E) kommen auf Drehungen hinaus und beruhen auf (1); dagegen a)...e) beruhen auf Verschiebungen und haben in α, δ gemeinsam die Form wie (5).

Vergleicht man nun aber (1) und (5) gegenseitig, so stimmen sie wieder überein, wenn man jene für $d\alpha$ hier für

$d\delta$ in Anspruch nimmt und (bis auf das Vorzeichen) umgekehrt.

Dies ist eine einfache Folge davon, daß die Wirkungen von Drehungen in derselben Weise vermöge der Richtungskosinus zusammengesetzt werden wie die Verschiebungen. Sind demnach die resultierenden Achsen dort dieselben wie hier, so sind es auch die Richtungskosinus und demnach auch die Formeln.

Dies ist aber der Fall. Denn angenommen, der Stern erfahre eine Linearverschiebung parallel der Tangentenrichtung am Stundenkreis; dann bedeutet dies eine Deklinationsbewegung, und mit Hilfe der Richtungskosinus jener Tangente wird sie durch die 3 Achsenkomponenten ausgedrückt. — Erteilt man andererseits dem Komplex eine Drehung, an welcher der Stern teilnimmt, und zwar um eben jene Tangente als Drehungsachse (jedoch im Zentrum angebracht), so entsteht eine Rektaszensionsbewegung, die durch dieselben 3 Richtungskosinus auf die Achsenkomponenten der Drehung gebracht wird. — Mithin muß die erste Formel von (1) mit der zweiten von (5) übereinstimmen. — Die entsprechenden anderen Formeln müssen sich durch das Vorzeichen unterscheiden.

Hiermit haben die Formeln (1) nachträglich einen zweiten Beweis erhalten, indem sie auf die *Airyschen* Formeln zurückgeführt wurden; und wenn man will, so kann man aus diesen Bemerkungen sofort einen dritten herauslesen, in welchem der Durchgang durch rechtwinklig-lineare Inkremente überhaupt übersprungen ist.

8. Die Formeln (1) habe ich in meiner Abhandlung¹⁾ vom Jahre 1901 auf S. 62 mitgeteilt, habe mich ihrer in meinen Münchener Vorlesungen bedient und habe sie dann auch in meinem Enzyklopädie-Artikel²⁾ vom Jahre 1905 wieder benutzt. Im folgenden Jahre (1906) wurden sie dann von Herrn *v. Seeliger* stillschweigend in seine Akademieschrift³⁾ übernommen, worauf ich indessen keinen Wert gelegt habe. Überhaupt hätte ich den gegenwärtigen Aufsatz, als viel zu unbedeutend, niemals publiziert, wenn nicht jetzt in der Sachlage eine Veränderung eingetreten wäre: Herr *Wilhelm Keil* aus Herzogswalde, Bez. Dresden, hat in seiner Münchener Doktor-Dissertation »Die Bewegung der Sterne von der 10. Größe« zwei Formeln zur Rechnung verwendet, welche zunächst die altbekannten *Airyschen* Glieder enthalten, denen dann aber die jetzt hier in Rede stehenden Ausdrücke (1) hinzugefügt sind, und diese Formeln hat er S. 21 in ausdrücklichen Worten als die »von *Seeligerschen* Fundamentalfarmeln« bezeichnet.

Ich möchte nicht unterlassen, diese Benennung als unrichtig zu bezeichnen.

Gotha, 1919 Juni 15.

E. Anding.

¹⁾ Vergl. oben.

²⁾ Enzykl. der mathem. Wissenschaften VI 2, 1: Über Koordinaten und Zeit. Formeln (2).

³⁾ Über die sogen. absolute Bewegung. Sitzungsber. der mathem.-physikal. Klasse der Bayer. Akad. d. Wiss. Bd. XXXVI 1906, Heft 1.

Beobachtung des Kometen 1919 c (*Metcalf*) am Heliometer der Remeis-Sternwarte, Bamberg.

	1919	M. Z. Bamberg	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	Vgl.	α app.	$\log p \cdot \Delta$	δ app.	$\log p \cdot \Delta$	Red. ad l. app.	*
Aug. 30	9 ^h 58 ^m 19 ^s	— 0 ^m 29 ^s 49	+ 10' 43".0	25,2p	14 ^h 15 ^m 31 ^s 15	9.617	+ 24° 3' 15".0	0.798	+ 1.86	— 0.3	1
Sept. 6	8 26 35	+ 0 37.34	— 9 25.9	15,1p	14 27 26.96	9.593	+ 21 7 26.2	0.757	+ 1.86	— 0.4	2
*1	1919.0	14 ^h 15 ^m 58 ^s 78	+ 23° 52' 32".3	Berl B 5045	*2	1919.0	14 ^h 26 ^m 47 ^s 76	+ 21° 16' 52".5	Berl B 5092.		

Komet fast rund, ohne auffällige Verdichtung, von etwa 2' Durchmesser.

E. Hartwig.