

XLI. Ueber einen Stephanitkrystall von Wheal Newton.

Von

W. J. Lewis in Cambridge*).

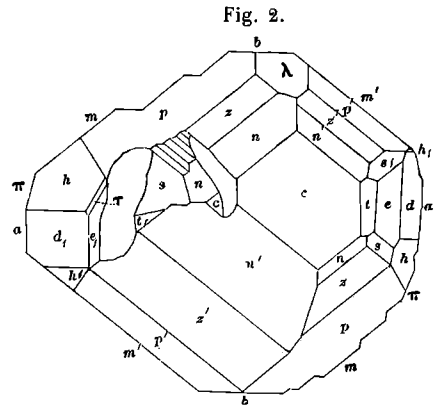
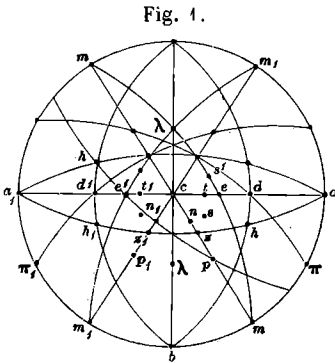
(Mit 3 Holzschnitten.)

Letzten Sommer erhielt ich von Herrn Prof. Warrington Smyth einen schönen Stephanitkrystall zur Untersuchung, welchen Derselbe einige Jahre vorher von Wheal Newton in Cornwall erhalten hatte, und der meines Wissens das einzige bisher bekannte Exemplar von einem englischen Fundort darstellt. Der jetzt im »Jermyn Street Museum« aufbewahrte Krystall ist auf einem über 4 Zoll langen und $2\frac{1}{2}$ Zoll breiten Stücke einer aus Chalybit und Quarz bestehenden Unterlage aufgewachsen. Dieses wurde zur Messung des Krystalls auf dem 1875 von Miller im Philos. Mag. (5) 2, 284 beschriebenen Goniometer befestigt, wobei wegen seiner Grösse und seines Gewichtes sich der genauen Justirung der Zonen erhebliche Schwierigkeiten entgegenstellten, und zu Gunsten dieser zuweilen auf eine exacte Centrirung verzichtet werden musste. Die meisten Flächen gaben gute und distincte Reflexe; aber um von einigen derselben Messungen zu ermöglichen, war es nöthig, zu verschiedenen Kunstgriffen seine Zuflucht zu nehmen. Ueberrascht war ich von der geringen Grösse der Differenzen, welche die Messungen gegenüber denen in Miller's Mineralogie ergaben. Diese Abweichungen werden hauptsächlich hervorgebracht von zwei Ursachen: 1) der Ungenauigkeit der Einstellung der beiden Signale, 2) der Excentricität des Krystalls. Die erstere war wegen der Schwierigkeit der Beobachtung wahrscheinlich in manchen Fällen beträchtlich und schien den ganzen Betrag des Messungsfehlers zu bewirken; ferner war dieselbe sehr verschieden bei der Messung verschiedener Winkel, je nachdem die Unterlage des Krystalls mehr oder weniger im Wege war. Die zweite Ursache hatte ich bisher nicht näher berücksichtigt, dieselbe schien mir aber einer

*) Aus den »Proceedings of the Cambridge Philos. Soc. 4, May 1882« vom Verfasser mitgetheilt.

approximativen Bestimmung ihrer Wirkung fähig zu sein. Ich hielt eine solche für interessant genug, um sie im Anhange zu diesem Aufsätze mitzutheilen, um so mehr, als dieser Fehler mehrfache Kritik hervorgerufen hat; Schrauf giebt in seinem Lehrbuche der physikal. Mineralogie 1, 240 dafür einen Ausdruck, welcher eine ganz irrige Idee davon erzeugt und nur auf eine vollständig unmögliche Art der Beobachtung anwendbar erscheint.

Die stereographische Projection Figur 1 zeigt die Formen und ihre



wichtigsten Zonenverhältnisse. Der Krystall ist eine Combination folgender Gestalten :

$a = (010) \infty \bar{P} \infty$	$c = (001) 0 P$
$b = (100) \infty \bar{P} \infty$	$t = (023) \frac{3}{2} \bar{P} \infty$
$m = (110) \infty P$	$e = (011) \bar{P} \infty$
$\pi = (130) \infty \bar{P} 3$	$d = (021) 2 \bar{P} \infty$
$p = (111) P$	$h = (142) 2 \bar{P} 4$
$z = (112) \frac{1}{2} P$	$s = (134) \frac{3}{2} \bar{P} 3$
$n = (113) \frac{1}{3} P$	$\lambda = (101) \bar{P} \infty$

Die Flächen pzn sind, wie aus der Figur 2 ersichtlich, welche eine Projection auf c darstellt, auf einer Seite erheblich grösser ausgebildet, als auf der anderen; ausserdem ist der Krystall in Wirklichkeit nicht so breit im Verhältniss zur Länge, wie die Figur ihn zeigt. Derselbe ist ferner durchzogen von Zwilling-Lamellen und -Streifen, welche auf gleichen Flächen, ja sogar auf verschiedenen Theilen einer und derselben Fläche nicht gleich entwickelt sind. So sind die beiden Flächen p fein und regelmässig gestreift, ausgenommen auf einem an die Fläche λ angrenzenden schmalen Theile der einen derselben; die grosse Fläche p' hat einige Streifen, oder richtiger sie durchsetzende Zwillinglamellen, senkrecht zu der Kante $[p'm']$; eine gut begrenzte Lamelle durchsetzt die schmalen Flächen $p'z'n'$.

Wenige Flächen sind frei von Unterbrechungen, welche durch schmale Zwillingslamellen hervorgebracht zu sein scheinen. Von den Flächen der Prismenzone ist eine, m , gelegen unter den gross entwickelten Ebenen p , z , n , glatt, die anderen sind sämmtlich vertical gestreift und scheinen häufig mit einander zu alterniren, daher die gerundete Form des Krystalls. Das Doma λ ist nur an einer Seite gut ausgebildet, während es an der anderen in kleinen Dreiecken an den Kanten $[n'p]$ und $[z'p]$ da erscheint, wo diese Kanten durch Zwillingslamellen unterbrochen sind. Die grosse λ -Fläche ist sehr rauh und mit zahlreichen runden Erhöhungen bedeckt, so dass ausser einer schwachen Erleuchtung kein Reflex von derselben zu erhalten war. Dagegen waren die Reflexbilder der Pyramiden- und Brachydomen-Flächen gut und scharf begrenzt. Zwei am Krystall befindliche kleine Bruchstellen sind in der Figur wiedergegeben.

Die folgende Tabelle enthält die beobachteten und die aus Miller's Elementen berechneten Winkel:

	Beobachtet:	Berechnet:
$c : n = 23^{\circ} 10\frac{1}{2}'$		$23^{\circ} 14'$
$n : z$	$9\ 32\frac{1}{4}$	$9\ 32$
$z : p$	$19\ 24\frac{1}{4}$	$19\ 24$
$p : m$	$37\ 55\frac{1}{2}$	$37\ 50$
$c : t$	$24\ 33\frac{1}{2}$	$24\ 33\frac{3}{4}$
$c : e$	$34\ 28\frac{1}{4}$	$34\ 26$
$c : d$	$53\ 46\frac{1}{2}$	$53\ 54$
$c : a$	$90\ 25$ appr.	$90\ 0$
$c : s$	$30\ 8\frac{1}{2}$	$30\ 11$
$h : r$	$33\ 35\frac{3}{4}$	$33\ 32$
$z : z'$	$33\ 32$	$33\ 30$
$z' : h'$	$33\ 34$	$33\ 32$
$h' : a'$	$39\ 45\frac{1}{2}$ appr.	$39\ 43$
$\pi : d$	$45\ 15$	$44\ 26\frac{1}{2}$
$d : z'$	$43\ 11$	$43\ 15\frac{1}{2}$
$z' : p$	$45\ 32\frac{1}{4}$	$45\ 30\frac{3}{4}$
$p : h$	$29\ 15$	$29\ 18\frac{1}{3}$
$p : h$	$62\ 22\frac{3}{4}$	$62\ 23$
$p : d$	$45\ 23\frac{1}{2}$	$45\ 28\frac{1}{2}$
$p : m'$	$109\ 59$	$109\ 59\frac{1}{2}$
$e : s$	$45\ 17$	$45\ 23\frac{1}{4}$
$s : z$	$30\ 56$	$31\ 4\frac{1}{2}$
$z : \lambda$	$56\frac{1}{2}$ appr.	$56\ 6\frac{1}{2}$
$z : m'$	$76\ 27$	$76\ 27$

	Beobachtet:	Berechnet:
$p : n' =$	$45^{\circ} 49\frac{3}{4}'$	$45^{\circ} 44\frac{1}{2}'$
$n' : e' =$	$28 \ 43$	$28 \ 45\frac{1}{2}$
$e' : \tau (\overline{16.3.10}) =$	$18 \ 25$	$18 \ 2\frac{1}{2}$
oder:		
$e' : \tau (\overline{21.4.13}) =$	$18 \ 36\frac{1}{2}$	$18 \ 24\frac{1}{2}$
$\tau : h =$	$7 \ 30$	—
$e' : h =$	$26 \ 6$	$26 \ 8\frac{1}{2}$
$m' : d' =$	$64 \ 37$	$64 \ 31$
$m' : \tau (\overline{16.3.10}) =$	$78 \ 41$	$78 \ 19\frac{1}{2}$
oder:		
$m' : \tau (\overline{21.4.13}) =$	$79 \ 4$ (beste Mess.)	$78 \ 27$

Die Fläche τ ist schmal, uneben und giebt zwei Bilder, von denen keines genau in der Zone $[m'd']$ zu liegen scheint. Ihre Indices würden, wenn man die Richtigkeit der Zone annimmt, (513) sein, d. i. die einer bereits von Schröder angeführten Form. Dieses Zeichen erfordert $\tau e' = 49^{\circ} 35\frac{1}{2}'$, d. h. einen um 1° zu grossen Winkel, eine Differenz, wie sie durch Beobachtungsfehler nicht zu erklären wäre. Eine bessere Uebereinstimmung ist dagegen nur durch die Annahme hoher Indices zu erzielen. Die nächsten Flächen in der Zone $[ph'e']$ sind $(\overline{16.3.10})$ und $(\overline{21.4.13})$. Die erstere ergiebt $\tau e' = 18^{\circ} 2\frac{1}{2}'$, einen Werth, welcher von dem beobachteten um mindestens so viel abweicht, als die mögliche Fehlergrenze beträgt; das letztere Zeichen erfordert $\tau e' = 18^{\circ} 24\frac{1}{2}'$, so dass gegen die Annahme dieses nur die Höhe der Indices spricht. Aus den oben angegebenen berechneten Werthen $\tau m'$ für beide Zeichen ersieht man, dass dieselben, gegenüber der sonstigen guten Uebereinstimmung zwischen den meisten beobachteten und berechneten Zahlen, nicht befriedigend mit irgend einem der gemessenen Werthe $\tau m'$ stimmen. Die Fläche τ liegt übrigens da, wo der Krystall verletzt worden ist, und hat vielleicht hierbei eine kleine Störung erlitten.

Anhang.

Ausdruck für den Excentricitätsfehler bei der Miller'schen Methode.

Sei c in Figur 3 der Ort der Axe und seien die Signale auf den Geraden Ac und Sc in den Abständen a und b (diese sind bei den zu Cambridge befindlichen Instrumenten 10 m) befindlich. Der Winkel $AcS = \Omega$ kann durch Messung mit genügender Genauigkeit bestimmt werden. Wenn die Beobachtung an der einen und der anderen Fläche vorgenommen wird, möge N und N' die eine und die andere Lage der Kante darstellen und cE die Normale zur ersten Fläche in ihrer ersten Position. Alsdann ist α , der Winkel, um welchen die Flächen oder ihre Normalen gedreht werden, zugleich der Winkel NcN_1 . Die Differenz zwischen diesem Winkel und α_1 ,

d. i. dem zwischen den beiden Flächen, möge η heissen. Das Vorzeichen von η kann sofort bestimmt werden durch Berücksichtigung der Art, in welcher der Einfallswinkel abweicht von dem Winkel zwischen der Gesichtslinie und der zweiten Fläche, wenn diese mit der ersten parallel gestellt ist. In dem in der Figur angenommenen Falle ist das Vorzeichen negativ. Es seien ferner

$\frac{\pi}{2} - \Theta$ und $\frac{\pi}{2} - \Phi$ die Einfallswinkel auf beiden Flächen, ω und ω_1 die Winkel, welche die reflectirten Strahlen mit Ac einschliessen, ε und ψ die Bögen, unter denen NN_1 von den beiden Signalen aus erscheint, endlich σ und τ die senkrechten Projectionen der gebrochenen Linie NcN_1 auf Ac , resp. Sc . Alsdann ist $\varepsilon = \frac{\sigma}{a}$ und $\psi = \frac{\tau}{b}$. Es ist klar, dass

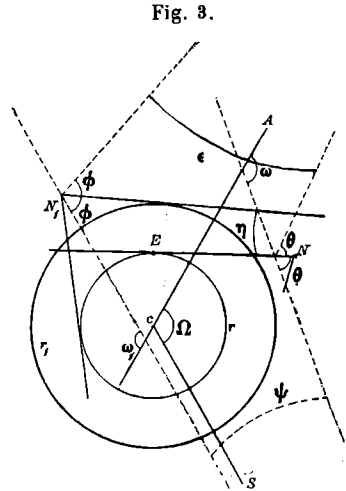


Fig. 3.

diese Winkel ihren grössten Werth annehmen, wenn die zur Messung benutzten Flächentheile die unmittelbar an den Kanten gelegenen sind. Dies ist zugleich die einzige Stellung, in welcher das schwächere Signal deutlich hinter dem Krystall gesehen werden kann. Wir werden daher annehmen, dass die wirksamen Theile der Flächen unmittelbar an der Kante bei N und N_1 liegen. Alsdann ist:

$$(cN)^2 \sin^2 \alpha_1 = r^2 + r_1^2 - 2rr_1 \cos \alpha_1,$$

wo r und r_1 die Radien der beiden von den Krystallflächen umhüllten Kreise sind; ferner ist, wenn $NcE = \gamma$,

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{EN}{cE} = \frac{r_1 - r \cos \alpha_1}{r \sin \alpha_1} = \frac{r_1}{r} \operatorname{cosec} \alpha_1 - \cot \alpha_1,$$

worin α eingesetzt werden kann, um einen approximativen Werth von γ zu erhalten.

Aus der Figur ersieht man, dass

$$EcA = \frac{\pi}{2} - \omega - \Theta$$

$$NcA = \gamma - \left(\frac{\pi}{2} - \omega - \Theta \right)$$

$$NcN_1 = NcA + N_1cA$$

$$ScN = \Omega - NcA$$

$$ScN_1 + ScN = 2\pi - NCN_1,$$

daher :

$$\begin{aligned}\sigma &= cN(\sin NcA + \sin N_1cA) \\ &= 2cN \sin \frac{NcA + N_1cA}{2} \cos \frac{N_1cA - NcA}{2} \\ &= 2cN \sin \frac{\alpha}{2} \cos \left(\frac{\pi}{2} - \overline{\omega - \Theta} - \gamma + \frac{\alpha}{2} \right); \end{aligned}$$

ferner :

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{a} = 2 \frac{cN}{a} \sin \frac{\alpha}{2} \sin \left(\overline{\omega - \Theta} + \gamma - \frac{\alpha}{2} \right).$$

Ebenso

$$\begin{aligned}\tau &= 2cN \sin \frac{\alpha}{2} \cos \frac{ScN - ScN_1}{2} \\ &= 2cN \sin \frac{\alpha}{2} \sin \left(\Omega - \overline{\omega - \Theta} - \gamma + \frac{\alpha}{2} \right) \\ \psi &= \frac{\tau}{b} = 2 \frac{cN}{b} \sin \frac{\alpha}{2} \sin \left(\Omega - \overline{\omega - \Theta} - \gamma + \frac{\alpha}{2} \right). \end{aligned}$$

Befinden sich nun die beiden Signale in einer beträchtlichen Entfernung im Vergleich zu den Radien der Kreise, so sind die Differenzen $\Omega - \omega$, $\Omega - \omega_1$, $\omega - 2\Theta$, $\omega_1 - 2\Phi$ in erster Ordnung zu vernachlässigen, und $\omega - \Theta$ kann in den obigen Formeln ersetzt werden durch $\frac{\Omega}{2}$. So findet man die beiden Winkel ε und ψ .

Ferner ist $\psi = \omega - \omega_1$, $NAc = 2\Theta - \omega$ und $N_1Ac = \omega_1 - 2\Phi$, daher

$$\begin{aligned}\varepsilon &= 2(\Theta - \Phi) + \omega_1 - \omega \\ \eta &= \overline{\omega_1 - \Phi} - \overline{\omega - \Theta} = \overline{\omega_1 - \omega} + \overline{\Theta - \Phi} = \frac{\varepsilon - \psi}{2}. \end{aligned}$$

Hiernach kann der Werth für die Correction des gemessenen Winkels niemals die Hälfte des Winkels überschreiten, unter welchem der Abstand der beiden Stellungen der Kante von den Signalen aus erscheint.