Ueber die Kristallform und Deformationen des Bischofit und der verwandten Chlorüre von Kobalt und Nickel.

Von

O. Mügge in Königsberg i. Pr

Mit Taf. XIII, XIV und 1 Textfigur

Wie mir Th. Liebisch gelegentlich mitteilte, geht der Bischofit nach Beobachtungen von C. Przibylla[1] außerordentlich leicht Deformationen ein. Przibylla stellte mir auf meine Bitte schon im Herbst 1903 ein reichliches Material von der Grube des Kalisalzwerkes der Gewerkschaft „Hercynia“ in Vienenburg zur näheren Untersuchung zur Verfügung, wofür ich ihm herzlich danke. Mancherlei Umstände haben den Abschluß der Untersuchung verzögert. Die übersandten Massen waren Aggregate von Körnern von 2—20 mm Größe, die, wenn überhaupt, meist nur von wenigen Kristallflächen begrenzt waren. Die Deutung dieser aus dem Aggregat herausgeschlagenen Kristallrudimente machte einige Schwierigkeiten, da die auftretenden Flächen z. T., wie sich herausstellte, Abdruckflächen waren, optische Methoden wegen der parallel den Spaltflächen eingelagerten Zwillingslamellen versagten und namentlich weil die Kristalle so leicht Feuchtigkeit anziehen, daß sie stets nur im Gläschen beobachtet werden können und Messungen nur bei trockenem Wetter möglich sind, am besten im Winter bei Ostluft im scharf geheizten Zimmer vorgenommen werden[2]. Da auch die Deu-

[1] Vergl. die inzwischen erfolgten Mitteilungen desselben im Centralbl. f. Min. etc. 1904. p. 236.

[2] Um Kristalle nicht der Gefahr des Zerfließens während der Untersuchung auszusetzen, empfiehlt es sich, auf dem Arbeitsplatze stets einige

tung der Deformation Schwierigkeiten bereitete, wurden die nach Rammelsberg[1] mit dem Magnesiumchloridhexahydrat isomorphen, analogen Verbindungen $CoCl_2 . 6H_2O$ und $NiCl_2 . 6H_2O$ mit in den Kreis der Untersuchung gezogen, da sie weniger zerfließlich sind. Sie gehen in der Tat ebenfalls Deformationen ein; indessen zeigte der weitere Gang der Untersuchung, daß die Annahme einer Isomorphie doch nicht berechtigt ist, die Deformationen auch anderer Art sind.

1. Bischofit.

Von $MgCl_2 . 6H_2O$ sind bisher anscheinend nur künstliche Kristalle, und zwar von Marignac[2] gemessen; indessen war er genötigt, die Kristalle mit einem Firnis zu überziehen, so daß seine Messungen nur rohe sind. Immerhin scheint aus dem Vergleich der unten aufgeführten Winkel hervorzugehen, daß diese künstlichen Kristalle mit den natürlichen übereinstimmen. Die künstlichen Kristalle sind nach Marignac monoklin, prismatisch durch {110} und {100}, am Ende mit Flächen einer prismatischen Form, die als {111} genommen wurde und mit schmalen Abstumpfungen {130} . {310} und {221}, die aber nicht durch Messungen belegt sind und also, zumal angesichts der leichten Deformierbarkeit der Kristalle, als unsicher gelten müssen. Marignac betrachtet übrigens die Kristalle als durchaus nicht isomorph mit den genannten Kobalt- und Nickelsalzen[3].

Körner des Salzes frei an der Luft liegen zu lassen und nur dann zu arbeiten, wenn ihre Oberfläche auch bei längerem Verweilen in der Nähe nicht feucht werden, oder wenn auf ihnen vorhandene Tröpfchen eintrocknen; zeigen sich solche Tröpfchen auf den Kristallflächen nach dem Zerkleinern der körnigen Massen, so darf man sie nicht abwischen, sondern muß sie eintrocknen lassen. Die Kristalle müssen auch die Temperatur des Arbeitszimmers angenommen haben, da sich sonst leicht Feuchtigkeit auf ihnen niederschlägt, man bewahrt sie daher am besten an einem etwas warmen Ort luftdicht verschlossen auf. Jeder Versuch bei nebeligem oder gar regnerischem Wetter, wenn auch in stark geheiztem Zimmer, zu arbeiten, strafte sich durch den Verlust der Kristalle.

[1] Krist.-phys. Chemie. I. p. 264. 1881.

[2] Ann. d. mines. 9. 1 ff. 1856. Oeuvres I. p. 433.

[3] Die künstlichen Kristalle von $MgCl_2 . 6H_2O$ sind anscheinend als nicht identisch mit den natürlichen betrachtet worden. Dana (Syst. p. 176)

Die Kristalle von Vienenburg gestatteten, solange die Flächen vollkommen trocken waren, recht genaue Messungen. Sie sind monoklin, bei Annahme derselben Aufstellung wie bei Marignac erhalten die Formen die Indizes

$$\{110\}\,.\,\{111\}\,.\,\{20\bar{1}\}\,.\,\{100\}\,.\,\{201\}\,.\,\{11\bar{1}\}\,.\,\{001\}.$$
m o r a s u c

{110} und {111} waren stets vorhanden, $\{20\bar{1}\}$ ist häufig, {100} seltener, {001}.{201} und $\{11\bar{1}\}$ wurden nur ganz vereinzelt und klein beobachtet. Der Habitus scheint bei allseitig ausgebildeten Kristallen meist etwas gestreckt // $\dot{c}$, zuweilen prismatisch nach {111} (Fig. 1—3, eine ideale Kombination aller beobachteten Formen gibt Fig. 4[1]). Die Flächen waren meist außerordentlich glatt, Vizinalflächen wurden auch an großen Kristallen (bis 3 cm) kaum beobachtet, etwas störend sind Biegungen von der Deformation herrührend. Aus den mit * bezeichneten Messungen (Normalenwinkel) ergibt sich

$$\breve{a} : \bar{b} : \dot{c} = 1{,}38724 : 1 : 0{,}85427.$$
$$\beta = 93^\circ\,42'.$$

	Mügge		Marignac	
	gem.	ber.	gem.	ber.
*110 : 1$\bar{1}$0	108° 17′	—	—	106° 35′
*110 : 111	42 32	—	*42° 40′	—
*1$\bar{1}$0 : 111	101 24	—	—	—
001 : 111	—	45° 18′	—	—
00$\bar{1}$: 20$\bar{1}$	53 12	53 10	—	—
100 : 20$\bar{1}$	40 33	40 32	—	—
110 : 20$\bar{1}$	63 30	63 34	—	—
111 : 20$\bar{1}$	84 56	84 54	—	—
111 : 100	62 46	62 35	*60 40	—
100 : 201	37 29	37 37	—	—
110 : 201	62 19	62 21	—	—
001 : 100	86 15	86 18	—	83 23
001 : 11$\bar{1}$	—	47 34	—	—
001 : 110	87 52	87 50	—	—
110 : 11$\bar{1}$	44 33	44 35	—	86 3
110 : 100	54 9	54 8	52—54	53 18
111 : 1$\bar{1}$1	70 26	70 25	*67 0	—

erwähnt die Messungen Marignac's nicht; Groth (Tabell. Übers. p. 52. 1898) vermutet ähnliche Formen wie für $CaCl_2 . 6H_2O$.

[1] In den Figuren ist der spitze Winkel β nach oben vorn gewendet.

Über die optischen und sonstigen Eigenschaften soll im Zusammenhange mit der auffallenden Deformationsfähigkeit berichtet werden.

Es ist leicht festzustellen, daß die Kristalle sehr leicht längs {110} gleiten, derart, daß es bequem gelingt, einen ganzen Kristall vollständig zu deformieren, z. B. in der Weise, daß man ihn mit einer Fläche {110} zwischen zwei nicht zu weiche und glatte Kautschukplatten legt, diese etwas zusammenpreßt und gleichzeitig scherend gegeneinander bewegt[1]. Ist {20$\bar{1}$} am Kristall ausgebildet, so ist dabei leicht zu erkennen, daß diese Fläche sich selbst parallel bleibt, keine Spur von Lamellen ist auf ihr zu sehen, ebensowenig wie auf einer der Flächen {110}, es erfolgt also die Bewegung längs der Kante $[110 : 20\bar{1}] = [1\bar{1}2]$. Da längs {110} leicht Spaltung oder Absonderung erfolgt, ist ferner leicht festzustellen, daß es sich dabei vermutlich nicht um bloße Translation handelt, denn solche Blättchen sind niemals optisch homogen, zugleich sind aber die Erscheinungen im konvergenten Licht nicht so deutlich, daß es gelingt, die Orientierung der verschobenen Teile zu bestimmen. Dagegen ergaben nun Messungen der verschobenen Flächen, daß die Winkeländerungen ganz bestimmte Werte haben, daß speziell $110 : 1\bar{1}1$ stets in sein Komplement zu 180° übergeführt wird, was also auf einfache Schiebungen mit $(1\bar{1}1)$ als zweiter Kreisschnittsebene [für die Schiebung längs (110)] hinweist. Da verschobene und unverschobene Flächenteile stets genau in einer Zone mit (110) lagen — es gelang nicht, Abweichungen aus dieser Zone, oder Abweichungen der Einlagerungsfläche der Lamellen von der Parallelität mit der Kristallfläche (110) festzustellen — anderseits aber eine rationale Gleitfläche (110) mit einer rationalen Schiebungsrichtung und einer rationalen zweiten Kreisschnittsebene nicht vereinbar ist, bedurfte es einer besonders genauen Feststellung sowohl der kristallographischen Konstanten, um die eigentümliche Lage der Gleitfläche genau mit der durch die Schiebung geforderten vergleichen zu können.

[1] Beim Befestigen auf dem Goniometertischchen mit Wachs werden die Kristalle, zumal sie dabei verdeckt, etwa zwischen Kautschukläppchen gehalten werden müssen, leicht so deformiert, daß man nachher die Orientierung von neuem beginnen muß.

wie auch der physikalischen Orientierung der verschobenen Teile.

Die geometrische Untersuchung der verschobenen Teile ergab nun zunächst eine so gute Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Neigungen, wie sie angesichts der Genauigkeit der Fundamentalwinkel nur zu erwarten war. Gibt man der Schiebungsrichtung σ_1 die Indizes $[1\bar{1}2]$, demnach der zweiten Kreisschnittsebene K_2 die Indizes $(1\bar{1}1)$, so folgt aus der Formel $(5\,\beta)$ (dies. Jahrb. Beil.-Bd. VI. 293. 1889):

$$h_1' : h_2' : h_3' = (h_1 + h_2 - 2h_3) : (h_1 + h_2 + 2h_3) : (-h_1 + h_2).$$

Demnach soll übergehen (vergl. Fig. 5 und 6):

$1\bar{1}1$	in	$1\bar{1}1$
110	„	110
$20\bar{1}$	„	$20\bar{1}$
$1\bar{1}0$	„	001
111	„	010
100	„	$11\bar{1}$
201	„	$02\bar{1}$
001	„	$1\bar{1}0$
$11\bar{1}$	„	100
$1\bar{1}\bar{1}$	„	$1\bar{1}\bar{1}$

Dieses Verschiebungsschema konnte für die ersten sechs Flächen vollkommen bestätigt werden wie folgende Tabelle zeigt (die verschobenen Flächen sind durch ein vorgesetztes α bezeichnet):

	gem.	ber.
$\alpha\,(1\bar{1}1) = \underline{1\bar{1}1} : 1\bar{1}1$	22° 53′	22° 50′
$\alpha\,(1\bar{1}0) = \underline{001} : 1\bar{1}0$	16 6	16 7
$\alpha\,(100) = \underline{11\bar{1}} : 100$	9 34	9 33
$\alpha\,(111) = \underline{010} : 111$	6 50	6 41
$\alpha\,(111) = \underline{010} : \alpha\,(1\bar{1}1) = \underline{1\bar{1}1}$	54 48	54 48
$\alpha\,(1\bar{1}0) = \underline{001} : \alpha\,(1\bar{1}1) = \underline{1\bar{1}1}$	45 19	45 19
$\alpha\,(111) = \underline{010} : \alpha\,(100) = \underline{11\bar{1}}$	53 13	—
$\alpha\,(111) = \underline{010} : \alpha\,(20\bar{1}) = \underline{20\bar{1}}$	90 0	90 0
$\alpha\,(1\bar{1}0) = \underline{001} : \alpha\,(111) = \underline{010}$	89 57	90 0

Für die Zusammensetzungs- und Gleitfläche K_1 findet man nun aus dem Achsenverhältnis in der Tat eine (110) außerordentlich genäherte Lage, weil die Schnittlinie von (110) mit der zweiten Kreisschnittsebene auf der Schiebungsrichtung

sehr nahezu senkrecht steht, nämlich zu ihr unter 90° 2′ neigt. Demnach soll die Gleitfläche von (110) um 16′ abweichen. Diese Abweichung ist infolge einer, wenn auch nur kleinen Ungenauigkeit des Achsenverhältnisses wahrscheinlich noch zu groß, da es nicht gelang, wie schon oben erwähnt, eine Abweichung der Gleitfläche von (110) selbst bei fast tadellosen Reflexen festzustellen. In der folgenden Tabelle ist die für K_1 berechnete Neigung mit der zu (110) berechneten verglichen:

	ber. zu (110)	ber. zu K_1
$20\bar{1}$	63° 33′	63° 17′
111	42 32	42 43
010	35 51	36 3
$1\bar{1}0$	108 17	108 6
001	87 50	88 2
$1\bar{1}1$	101 24	101 25

Sollte die Gleitfläche rational und zwar (110) sein, so müßte ihre Schnittlinie mit $(1\bar{1}1) = K_2$ auf der Schiebungsrichtung $[20\bar{1} : 110] = \sigma_1$ genau senkrecht stehen. Bezeichnet man diese Schnittlinie mit λ (Fig. 7. Linearprojektion in (001), in welche auch die Ebene (110) um die Kante mit (001) umgeklappt ist), ebenso ihren Durchstoßpunkt mit der Projektionsebene, ferner den Durchstoßpunkt der Achse $\dot{c}$ und der Schiebungsrichtung mit derselben mit o und σ_1, so ist

$$o\sigma_1 = \lambda o = \left(\left(\frac{a}{2}\right)^2 + \left(\frac{b}{2}\right)^2\right)^{\frac{1}{2}}.$$

In der Ebene (110) aber ist wegen des rechten Winkels bei C

$$oC = o\sigma_1 = o\lambda,$$

also

$$\left(\frac{a}{2}\right)^2 + \left(\frac{b}{2}\right)^2 = c^2,$$

$$\frac{a^2 + b^2}{4c^2} = 1.$$

Die Bedingung der genau rationalen Lage der Gleitfläche ist also unabhängig von der Neigung $\dot{a} : \dot{c}$, sie gilt demnach speziell auch für rhombische Kristalle und nimmt für tetragonale die Form an

$$a^2 = 2c^2; \qquad \frac{a}{c} = \sqrt{2},$$

d. h. ihre angenäherte Erfüllung würde hier reguläre Pseudosymmetrie bedeuten.

Setzt man wie gewöhnlich $\bar{b} = 1$, so ergibt sich aus

$$a^2 = 4c^2 - 1,$$

daß $\dot{c} > \frac{1}{2}$ sein muß, wenn eine Annäherung an die erwähnte rationale Lage der Gleitfläche möglich sein soll, dagegen kann à in jedem beliebigen Verhältnis zu $\bar{b}$ stehen, denn es ist

$$c^2 = \frac{a^2 + 1}{4},$$

was für jeden reellen Wert von à reell bleibt. Für den Bischofit ergibt die Rechnung

$$\frac{a^2 + b^2}{4c^2} = 1{,}00183 \text{ anstatt } 1.$$

Da Kristalle, die in einem Thermostaten auf 100° erwärmt waren, bei der Deformation ebenfalls keine merkliche Abweichung der Gleitfläche von der Lage // (110) erkennen ließen, ist anzunehmen, daß dieses Verhältnis bis 100° nicht merklich veränderlich ist[1].

Denkt man sich {20$\bar{1}$} als Basis genommen, so wird ersichtlich (vergl. Fig. 7), daß das Verhältnis der Strecken, welche σ_1 und K_2 auf der Achse $\bar{b}$ abschneiden, gleich 1 : 3 ist. Die Anordnung der Teilchen in {20$\bar{1}$} kann daher nur eine rhombische (nach den Kanten zu {111} oder zu {110}), keine rektanguläre sein[2], mit Rücksicht auf die anscheinend vollkommene Spaltbarkeit nach {110} wird also die Anordnung nach den Kanten [20$\bar{1}$: 110] die wahrscheinlichere sein, was für die Beurteilung der Isomorphie mit Kobalt- und Nickelchlorür von Bedeutung sein dürfte. Habitus und Größe der Schiebung verbieten aber gleicherweise das Mineral etwa als pseudotrigonal zu betrachten, es ähnelt darin vielmehr dem Titanit[3].

---

[1] Es ist ersichtlich, daß in nach irrationalen Gleitflächen verzwillingten Kristallen bei Änderungen der Temperatur Spannungen entstehen müssen, welche (auch bei gleichförmiger Erwärmung) Veranlassung zu weiteren Verschiebungen geben können.

[2] Dies. Jahrb. Beil.-Bd. XIV. 289. 1901.

[3] l. c. p. 306 u. 1889. II. 98. Mit Rücksicht auf das rhombische Netz in {20$\bar{1}$} müßte man, um die Annäherung an trigonale Symmetrie zu prüfen, {20$\bar{1}$} mit der trigonalen Basis vergleichen, die zweite Kreisschnittsebene mit einer Prismenfläche der einen, die Schiebungsrichtung mit der Kante der Basis zum Prisma der anderen Ordnung. Man findet für die Winkel dieser Flächen:

Aus K_1, $K_2 = 78^0\ 35'$ findet man

$$\sigma = 1{,}2220; \quad s = 0{,}4037.$$

Das Resultat der geometrischen Untersuchung ist durch die optischen soweit bestätigt, als es die Schwierigkeit der Herstellung von Präparaten gestattete.

Obwohl manche Kristalle keine Spur von Zwillingslamellen erkennen lassen, gelang es doch nicht, optisch homogene Spaltblättchen nach {110} zu gewinnen, es muß sogar dahingestellt bleiben, ob nicht etwa nach (110) wesentlich nur Absonderung infolge Gleitung stattfindet, da bei jedem Versuch zu spalten auch Umlagerungen eintraten. Jedenfalls folgt aber aus der Tatsache, daß Spaltungsblättchen, die keine Lamellen nach der symmetrischen Spaltfläche, sondern nur parallel ihrer Ebene enthalten, keine Auslöschung zeigen, daß die Spaltfläche selbst nicht Zwillingsebene sein kann. Sie zeigen im konvergenten Licht stets zwei einander durchsetzende Systeme von Interferenzkurven, deren Lage zueinander deshalb wenig klar ist, weil eine optische Achse nahezu senkrecht zum Blättchen steht[1].

Zur Bestimmung der Auslöschungsschiefe auf {110} konnte daher nur ein ganzer, anscheinend lamellenfreier Kristall benutzt werden; eine Auslöschungsrichtung bildet danach mit $\dot{c}$ 11^0 im spitzen Winkel der Kanten zu $(1\bar{1}0)$ und (001). Die Bestimmung ist wenig genau, da auf (110) eine optische Achse fast normal austritt. Im Schliff // (010) erscheint $\mathfrak{b}$ unter etwa $9\frac{1}{2}^0$ zu $\dot{c}$ im stumpfen Winkel β geneigt, so daß also $\mathfrak{b}$

$20\bar{1} : 1\bar{1}1 = 84^0 54'$ (anstatt 90^0 für trigonale Krist.).
$010 : 1\bar{1}1 = 54\ 47$ („ 60 „ „ „).
$K_1 : 1\bar{1}1 = 78\ 35$ („ 90 „ „ „).

Man sieht, die Abweichungen sind so groß, daß selbst bei molekularer Zwillingsbildung noch meßbare Abweichungen des Prismenwinkels von 60^0 bleiben würden (Winkel φ, dies. Jahrb. Beil.-Bd. XIV. 302. 1901).

[1] Wiederholt wurde beobachtet, daß auf den möglichst vorsichtig abgehobenen Spaltblättchen nicht eine optische Achse, sondern die optische Normale nahezu senkrecht stand, so daß anfangs eine Verwachsung der Kristalle mit fremden, etwa mit Gipsblättchen nach {010}, vermutet wurde. Dieses Verhalten klärte sich später dadurch auf, daß die abgehobenen Teile sich durch den beim Abbrechen vom Hauptteil angewandten Druck in Zwillingsstellung nach der zur Spaltfläche (nahezu) symmetrischen Gleitfläche verschoben hatten, ihre Ebene also jetzt (001) entsprach, auf welchem in der Tat $\mathfrak{b}$ fast senkrecht steht.

von der Normalen zu (001) um etwa 6^0 abweicht. Auch diese Messung ist wenig genau, da die Auslöschung infolge Verbiegung des Schliffes etwas undulös war. Das Interferenzbild ist zentrisch-symmetrisch. In Monobromnaphthalin war der Achsenwinkel um die hier austretende Mittellinie a zu messen

$$2H = 88^0\,44' \text{ (Na)}.$$

Deutliche gekreuzte Dispersion, die der optischen Achsen unmerklich.

Obwohl angeschliffene Kristalle ganz gut Politur annehmen, gelang es nicht, die Brechungsexponenten am Total-

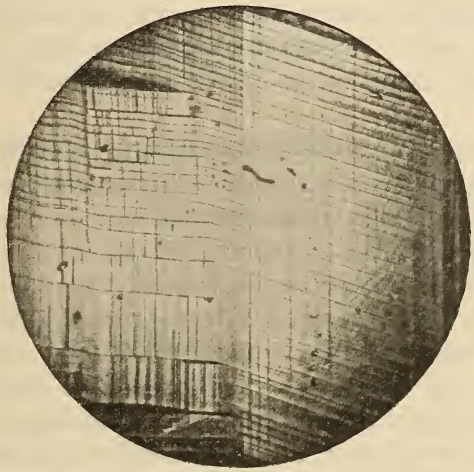


Fig. 8.

reflektometer zu messen, unzweifelhaft, weil durch das Schleifen zahlreiche feine Lamellen entstanden waren.

Zur Feststellung der physikalischen Orientierung der verschobenen Teile wurden folgende Schliffe angefertigt:

Der Kristall (Fig. 3) wurde $\perp \dot{c}$ durchschnitten, wobei die eine Kristallhälfte sich nach der (110) naheliegenden Gleitfläche verschob. Im Schliff zeigten sich auch im Hauptteil zahllose Lamellen // (110), daneben auch solche nach $(1\bar{1}0)$ (ca), beide einen Winkel von 72^0 einschließend (Phot. Fig. 8, gewöhnliches Licht). Die Auslöschung erfolgt der monoklinen Symmetrie entsprechend, im konvergenten Licht erscheint das nach der in $(01\bar{0})$ gefundenen Orientierung zu

erwartende Interferenzbild, der optischen Normalen entsprechend.

In dem nach (110) verschobenen Teil (rechts) kreuzen sich die Lamellen unter 87° (berechnet 87° 50′); durch ihr Absetzen und Verwerfen sind viele hohle Kanäle von spitz rhombischem Querschnitt entstanden. Deutliche Auslöschung tritt in keiner Stellung ein, einmal wegen des verwickelten Lamellenbaues, sodann weil nahezu senkrecht zum Schliff hier eine optische Achse austritt, wobei die Ebene der optischen Achsen als fast senkrecht zur Kante zu (110) bestimmt werden kann. Dieser verschobene Teil des Schliffes hat also eine ganz ähnliche optische Orientierung wie eine Fläche {110}; in der Tat muß die Schlifffläche, die ja (001) des Hauptkristalls nahe liegt, in eine {110} nahe liegende übergeführt werden.

Zwei weitere Schliffe wurden aus dem unten beschriebenen Zwilling Fig. 11 nach der Fläche ($\bar{2}01$) angefertigt. Da diese Fläche der Zone der Orthoachse und der Zone σ_1 angehört, muß die Auslöschung orientiert und das Interferenzbild nur einseitig schief zur Plattennormale geneigt sein, zugleich beide symmetrisch zur Trace der Zwillingsebene, d. h. der Normalen der Trace der Gleitfläche. Die Beobachtung bestätigt dies sowohl für die natürlich-verzwillingten, wie die später verschobenen Teile; Fig. 9 zeigt die Orientierung. Es sind 2 Hauptteile vorhanden, beide von zahllosen Lamellen // (110) (ca.) durchsetzt; der große Teil links enthält außer einer breiteren Lamelle nach (110) auch viele Lamellen // ($1\bar{1}0$), der kleinere, rechts, auch solche nach ($\overline{1\bar{1}0}$), beide neigen zu den Lamellen nach (110) unter 50° 19′ nach entgegengesetzten Seiten. Auslöschung im Hauptteil links diagonal zu (110) und ($1\bar{1}0$), rechts diagonal zu (110) und ($\overline{1\bar{1}0}$), das ist ⊥ zur Kante zu α ($1\bar{1}0$) = ($\overline{001}$). Das Interferenzbild zeigt in der einen Auslöschungslage die zur Ebene der optischen Achsen normale Barre parallel der Diagonale des spitzen Winkels (110) : ($1\bar{1}0$), bezw. (110) : ($\overline{1\bar{1}0}$) verlaufend, ist im übrigen symmetrisch, nicht nach der Trace von (110), sondern der Normalen dieser Trace. Die Abgrenzung der beiden Hauptteile, wie die Zahl und Anordnung der Lamellen lassen sich durch Druck vielfach verändern (ohne daß die Lamellen aus

der Ebene des Schliffes heraustreten), dabei entstehen vielfach hohle Kanäle, deren Begrenzungslinien unter etwa 80° zu (110) nach beiden Seiten geneigt verlaufen; das weist darauf hin, daß die Lamellen hier längs der zweiten Kreisschnittsebene absetzen, für welche jener Winkel zu 79° 47′ berechnet wurde.

Ein weiterer Schliff wurde parallel der Schiebungsrichtung σ_1, zugleich senkrecht zur Gleitfläche K_1 d. h. $\perp$ (110) (ca.) geführt. Die Lamellen grenzen sich hier scharf vom unverschobenen Hauptteil ab und zeigen entsprechend der Lage des Schliffes senkrecht zur Zwillingsebene symmetrische Auslöschung (beiderseits 38° ca. zur Trace der Gleitfläche), ebenso sind die Interferenzbilder (eine optische Achse am Rande etwas außerhalb des Gesichtsfeldes) symmetrisch zur Zwillingsebene.

Zur Prüfung, ob die physikalische Bedeutung der verschobenen Flächen der zu erwartenden entspricht, wurde schließlich von dem unten beschriebenen Zwilling (Fig. 12) der Hauptteil nach der $(1\bar{1}0)$ naheliegenden Gleitfläche soweit verschoben, daß seine Fläche $(1\bar{1}1)$ ganz in $\underline{(010)}$ übergeführt war, und dann parallel dieser Fläche geschliffen. Der Schliff zeigt in der Tat die früher für (010) gefundene optische Orientierung: $\mathfrak{b} : \overset{|}{\mathfrak{c}} = 8\frac{1}{2}^0$ (früher gemessen $9\frac{1}{2}^0$) und $\mathfrak{a}$ fast senkrecht zur Oberfläche. Der Achsenwinkel ergab sich hier in Monobromnaphthalin zu 88° 23′ (Na) (früher gemessen 88° 44′).

Der optische Befund ist also durchweg mit den aus den geometrischen Untersuchungen abgeleiteten einfachen Schiebungen nach $\sigma_1 = [112]$, $K_2 = [111]$ im Einklang. Sie erfuhren im Laufe der Untersuchung eine weitere Bestätigung durch die Auffinduug von Zwillingen nach [112], die nach ihrer Begrenzung nicht als deformierte Kristalle, sondern als natürliche Zwillinge aufzufassen waren. Auch bei ihnen ist die Zusammensetzungsfläche soweit ersichtlich // (110); sie erscheinen z. T. bei oberflächlicher Betrachtung symmetrisch nach der Zusammensetzungsfläche, sind es aber nicht (Fig. 10, so gezeichnet, daß die Zusammensetzungsfläche vorn-hinten läuft). Da in $(1\bar{1}0)$ die Kanten zu (111) und $(\bar{2}01)$ sehr annähernd unter 90° geneigt sind (berechnet 90° 2′), so fallen (wenn die Gleitfläche die nahe mit

$(1\bar{1}0)$ zusammenfallende ist) die Kanten derselben zu (111) für beide Individuen sehr nahe zusammen (berechnete Abweichung 4′, nachweisbar war auch hier keine Abweichung); (111) und $(\underline{111})$ liegen daher sehr annähernd symmetrisch zu $(1\bar{1}0)$ (bilden einen einspringenden Winkel von 22° 50′). Da ferner die Zwillingsachse unter 46° 32′ zu $\dot{c}$ neigt, $\dot{c} : \dot{c}$ also unter 83° 4′, so weicht $\dot{c}$ nur 4′ von der Zonenachse $[1\bar{1}0 : 1\bar{1}1]$ ab, ebenso natürlich $\dot{c}$ nur 4′ von der Zonenachse $[1\bar{1}0 : 1\bar{1}1]$, eine Abweichung, die am Goniometer ebenfalls trotz guter Reflexe nicht zu erkennen war. Die scheinbare Symmetrie wird an dem Kristall (Fig. 10) noch dadurch erhöht, daß in der Zone $[1\bar{1}0 : 111]$ an beiden Kristallen das sonst nicht beobachtete {201} (s) auftritt.

In den meisten Fällen scheinen aber die Zwillinge nicht so pseudosymmetrisch entwickelt zu sein; solche zeigen Fig. 11 und 12, letzterer ebenfalls ausgezeichnet durch die sonst nicht beobachteten Flächen $u = \{11\bar{1}\}$ und das seltene $c = \{001\}$.

Andere natürliche Zwillinge und einfache Schiebungen anderer Art wurden nicht beobachtet.

Die von Przibylla festgestellte Plastizität der Kristalle rührt nicht allein von der Leichtigkeit, mit der sie einfache Schiebungen eingehen, her, sie verbiegen sich auch sehr leicht, und zwar nach einer Richtung in {110} (oder der Gleitfläche) senkrecht zur Schiebungsrichtung, so daß es schwer hält, ebene Spaltflächen zu erhalten. Translation ohne gleichzeitige einfache Schiebungen und Verbiegungen zu erzielen gelang nicht; vielleicht wird aber die Translation in der zu σ_1 entgegengesetzten Richtung dadurch begünstigt oder erst möglich, daß die Kohäsion längs der Gleitfläche durch vielfache Zwillingslamellierung noch mehr vermindert wird[1]. Erhebliche Unterschiede der Ritzbarkeit wurden nicht bemerkt, indessen konnten nur wenige Versuche in der Richtung angestellt werden. Dagegen dringt das Messer beim Aufsetzen auf die Gleitfläche senkrecht zu σ_1, wie zu erwarten, sehr leicht (unter Deformation) ein, beim Aufsetzen $// \sigma_1$ dagegen erweist sich der Kristall nicht als schneidbar. Kristalle,

[1] Die von Przibylla l. c. angegebene Spaltbarkeit nach einer dritten Fläche habe ich nicht beobachtet; vielleicht handelt es sich dabei um Spaltung in schon verschobenen Kristallteilen.

welche man willkürlich verbiegt, zeigen nachher meist einen wogenden Lichtschein, der von zahllosen Kanälen analog den oben mehrfach erwähnten, jetzt aber krummlinig verlaufenden, herrührt.

Die körnigen Massen, die mir zur Verfügung standen, haben eine etwas porphyrische Struktur, indem kleinere und größere Kristalle in einem Aggregat meist erheblich kleinerer regellos begrenzter Körner liegen. Hieraus auf zwei Bildungsperioden zu schließen ist offenbar nicht angängig, wenn auch die größeren und wenigstens teilweise kristallographisch begrenzten Individuen zuerst aus der Lösung angeschossen sein mögen. Das Aggregat hat anscheinend keine Bewegung unter erheblichem Druck erlitten, da nach den Erfahrungen an körnigem Kalk, gepreßten Diallaggesteinen u. dergl. dann wohl kaum zu erwarten wäre, daß es noch lamellenfreie Kristalle mit tadellos ebenen Flächen umschließen würde. Im Gegenteil erscheint der Bischofit als ein so feines Reagens für gerichteten Druck (Pressung, Becke), daß eine Auswalzung der Individuen in dünne Lamellen nach einer Gleitfläche naturgemäß wäre, und die Entstehung von feinfaserigen Massen (nach Art höchst feinstängliger Griffelschiefer) nach der Kante beider Gleitflächen, wenn sie nämlich nacheinander Pressung nach mehreren Richtungen erfuhren. Ochsenius[1] erwähnt das Vorkommen solchen feinfaserigen Bischofits von Staßfurt. Nach gefälliger Mitteilung von Herrn Przibylla soll auch bei Vienenburg solcher vorgekommen sein, unter welchen Bedingungen entzieht sich einstweilen der Kenntnis (diese Ausbildungsform könnte auch auf einer Beeinflussung des Wachstums durch Pressung beruhen, ebenso bei den faserigen Platten von Gips u. a.). Am ehesten wäre faseriger Bischofit als Ausfüllung jener Spalten zu erwarten, in die nach Przibylla's Auffassung ein Teil des Minerals hineingequetscht erscheint.

2. Kobaltchlorür $CoCl_2 . 6H_2O$.

Dieses Salz ist von Brooke[2] und später von Marignac[3] kristallographisch untersucht. Beider Beobachtungen stimmen

[1] Nach dem Ref. in Zeitschr. f. Krist. **1**. 414. 1877.

[2] Ann. Phil. **23**. 364. 1824.

[3] Mém. soc. phys. Genève. **14**. 201. 1855; Oeuvres. **1**. 366. 1902.

im wesentlichen überein. Danach sind die Kristalle monoklin, Kombinationen von {110}.{100} und {001} mit einem Orthodoma[1].

Im folgenden ist Brooke's Prisma beibehalten, auch die orthodomatische Spaltungsfläche als {001} genommen, dem anderen Orthodoma aber das Zeichen {20$\bar{1}$} gegeben. Aus den unten mit * bezeichneten Messungen folgt dann

$$\dot{a} : \breve{b} : \dot{c} = 1{,}4573 : 1 : 0{,}9445; \quad \beta = 57^\circ 46'.$$

Beobachtete Formen:

{110}.{100}.{001}.{20$\bar{1}$}.{11$\bar{1}$}.
m a c r u

Die Kristalle waren meist kurz säulenförmig nach {110} und {100}; auch {20$\bar{1}$} ist fast stets vorhanden, {11$\bar{1}$} ist meist nur klein oder fehlt (Fig. 13 und 14). Nach Marignac sind Zwillinge nach {001} sehr häufig; ich habe solche nicht beobachtet. Die Kristalle sind wenig genau gebildet, daher nur schlechte Übereinstimmung der gemessenen und berechneten Winkel.

	Mügge		Marignac		Brooke
	gem.	ber.	gem.	ber. nach Brooke	gem.
*100 : 001	57° 46′	—	57° 35′	57° 41′	57° 40′
*110 : 1$\bar{1}$0	101 54	—	102 20	102 40	102 40
110 : 001	70 37	70° 22′	70 30	70 29	70 29
*$\bar{2}$01 : 001	73 36	—	74 5	73 40	73 40
20$\bar{1}$: 100	48 55	48 38	48 30	48 39	48 40
20$\bar{1}$: 110	66 18	65 24	65 30	65 38	—
11$\bar{1}$: 110	61 32	61 59	—	—	—
11$\bar{1}$: 00$\bar{1}$	55 30	55 24	—	—	—
11$\bar{1}$: 100	84 54	84 46	—	—	—

Optisches Verhalten. Die Auslöschung auf {001} und {100} bestätigt monokline Symmetrie. Nach den Angaben von Groth[2] geht die einer Mittellinie entsprechende Auslöschungsrichtung in {010} der Kante zu {001} nahezu parallel; ich fand dafür 8° Abweichung im stumpfen Winkel β; sie

[1] Rammelsberg nimmt Marignac's Basis als {101}, das Orthodoma als {$\bar{1}$01}.

[2] Pogg. Ann. **135**. 661. 1868.

entspricht c. Die optischen Achsen liegen nach Groth in {010} und die eine (A) schließt mit der Normalen von {100} einen Winkel von 26° ein.

An einem von (100) und (00$\bar{1}$) gebildeten Prisma wurde von mir gemessen

$$\beta = 1{,}542 \text{ (rot)}.$$

Daraus berechnet sich die wahre Abweichung der optischen Achse A von der Normalen zu {100} zu 16° 31′; aus diesem Werte und der oben angegebenen Lage der Mittellinie c berechnet sich

$$2\,V = 81°\,30'.$$

Ein Vergleich dieses Winkels mit dem an einer Platte // (100) von Groth gemessenen Winkel in Öl, nämlich 78° 0′ ist nicht möglich, da Groth den Brechungsexponenten des benutzten Öles nicht angibt.

Der Pleochroismus ist merklich: in (010) für Schwingungen // a bläulichrot, // c gelb- bis feuerrot; in Spaltblättchen nach (001) für Schwingungen // $\bar{b}$ blaurot für Schwingungen in (010) gelbrot; durch (100) weniger deutlich; Absorption // $\bar{b}$ etwas größer als // (010); die Unterschiede treten in dünnen Platten besser hervor als in dickeren.

Spaltbarkeit vollkommen // {001}; unvollkommen anscheinend auch // {110}, wie auch bereits Brooke angibt. An deformierten Kristallen bemerkt man öfter auf {110} feine Streifen parallel der Kante zu {001}, welche optisch vom Hauptteil nicht abweichen und vermutlich einer Translationsfähigkeit nach {001} entsprechen, da dieses sich vielfach gekrümmt zeigt.

Die Kristalle gehen leicht einfache Schiebungen durch Druck ein. Die entstehenden Lamellen verlaufen auf {001} noch zwei symmetrisch zu $\bar{b}$ unter 23° geneigten Richtungen; auch auf (110), (1$\bar{1}$0) und {$\bar{2}$01} sind sie deutlich zu verfolgen; dagegen nur auf einer der beiden Flächen {$\bar{1}$11}, gar nicht auf {100}, auf letzterer machen sie sich aber zwischen gekreuzten Nicols bemerklich, ihre Spur neigt zu $\bar{b}$ unter 43° (Fig. 15).

Diese Beobachtungen verweisen auf die Kante [100 : $\bar{1}$11] = [0$\bar{1}$1] als Schiebungsrichtung σ_1 hin, welche zu $\bar{b}$ unter 42° 58′ neigen soll. Unter der Annahme einer Zwillings-

stellung der verschobenen Teile nach σ_1 berechnet sich aus der Neigung der Lamellen auf {001} zur Hauptfläche, die zu $6^0\,53'$—$7^0\,35'$ gemessen wurde, daß die Lamellen auf {001} von (110) begrenzt sind. Setzt man demnach in die Gleichung (6 β) (dies. Jahrb. Beil.-Bd. VI. 273. 1889)

$$h_1 h_2 h_3 = 001, \qquad h_1' h_2' h_3' = (110),$$

so ergibt sich als zweite Kreisschnittsebene K_2

$$k_{21} k_{22} k_{23} = (11\bar{1}),$$

und die Indizes einer Fläche $h_1\ h_2\ h_3$ gehen nach der Formel (5 β) daher über in

$$h_1' : h_2' : h_3' = (h_1 - h_2 + h_3) : h_3 : h_2.$$

Von den beobachteten Formen wird also (Fig. 16)

$\bar{1}11$	zu	$\bar{1}11$
100	„	100
$\bar{1}\bar{1}1$	„	$\bar{1}\bar{1}1$
001	„	110
$\bar{2}01$	„	$\bar{1}10$
110	„	001
$1\bar{1}0$	„	$20\bar{1}$

Es werden also sämtliche beobachtete Formen ineinander oder in gleichartige übergeführt. Dies konnte für alle Flächen, mit Ausnahme der zweiten Kreisschnittsebene, für welche es wegen ihrer Kleinheit und Seltenheit nicht gelang, brauchbare Präparate zu erhalten, bestätigt werden. Bezeichnet man die verschobenen Teile mit α (h k l), so ergibt sich[1]:

	gem.	ber.
$\bar{2}01 : \alpha(\bar{2}01) = \underline{\bar{1}10}$	$3^0\,12'$	$3^0\,52'$
$001 : \alpha(001) = \underline{110}$	$7\ 13^2$	7 34
$110 : \alpha(110) = \underline{001}$	7 6	7 34

Die Lage der irrationalen Gleitfläche K_1 ist wegen der Ungenauigkeit der Fundamentalwinkel nur ungefähr zu berechnen; kleine Schwankungen des Winkels $\sigma_1 \hat{b}$ haben wegen seiner Annäherung an 45°, große Schwankungen in der Lage

[1] In Fig. 15 bezeichnen die Pfeile Neigung der Grenzfläche der Lamellen nach unten, wenn die Hauptfläche horizontal, die Außenseite nach oben liegt.

[2] Die einzelnen Messungen schwanken hier und sonst um etwa 40'.

von K_1 zur Folge[1]; für die geringe Übereinstimmung zwischen der berechneten und an Absonderungsflächen gemessenen Lage von K_1 ist außerdem wohl der Umstand verantwortlich zu machen, daß mit den einfachen Schiebungen leicht Verbiegungen infolge der erwähnten Translationsfähigkeit Hand in Hand gehen.

	ber.	gem.
$K_1 : 100$	37° 48′	33° 40′
$K_1 : 001$	87 35	84 50
$K_1 : 20\bar{1}$	30 49	31 25
$K_1 : 1\bar{1}0$	34 42	—
$K_1 : 110$	99 59	102 41

Da Schliffe $// \sigma_1$ wegen der Kleinheit der Kristalle nicht gelangen, konnte die aus der obigen Deutung der Deformation sich ergebende Änderung der physikalischen Bedeutung der Flächen durch Bestimmung der Auslöschungsrichtungen und des Pleochroismus der Lamellen und ihres Verhaltens in konvergentem Licht nur für die Spaltungsflächen bestätigt werden.

Auf (110) erfolgt die Auslöschung des Hauptkristalls merklich genau parallel der Spur der eingelagerten Lamelle (σ_1 als $[0\bar{1}1]$ genommen!) (vergl. Fig. 16, in der die Auslöschungsrichtungen durch Doppelpfeile bezeichnet sind), und zwar ist die dieser Schwingungsrichtung entsprechende Farbe blaurot, die der dazu senkrechten feuerrot. Für die Lamellen auf (110) dagegen liegt eine Auslöschungsrichtung ca. 22° zu ihrer Längsrichtung geneigt. Der Vertauschung der Bedeutung von (110) und (001) durch die einfache Schiebung entspricht es, daß umgekehrt die Lamellen auf (001) sehr nahe parallel ihrer Längsrichtung auslöschen und für Schwingungen parallel dieser Richtung mehr blaurot erscheinen, für Schwingungen senkrecht dazu mehr gelbrot, während die Auslöschungsrichtung des Hauptteils durch (001), bezogen auf die Spur der Lamellen, nach der oben angegebenen Neigung der Trace der Lamellen zu $\bar{b}$ ca. 23° sein muß. Die Erscheinungen im konvergenten Licht waren hier nicht deutlich; dagegen ließ sich im Schliff // (100) erkennen, daß durch die Lamellen, wie durch den Hauptteil eine optische Achse sichtbar ist, und die Achsenebene in den Lamellen ungefähr symmetrisch

[1] Eine Änderung dieses Winkels um 5′ zieht beispielsweise eine Änderung des Winkels (100) : K_1 um ca. 1° nach sich.

zu der im Hauptkristall in bezug auf die Ebene senkrecht zur Längsrichtung der Lamellen liegt.

Das optische Verhalten ist daher mit der angenommenen Verschiebung durchaus im Einklang. Für das Verhältnis und die Größe der Schiebung findet man aus $K_1 : K_2 = 83^0\,23'$

$$\sigma = 1{,}1226; \quad s = 0{,}2319.$$

In der oben erwähnten schnellen Veränderlichkeit der Lage der Gleitfläche mit langsamen Änderungen der Fundamentalwinkel könnte man ein Zeichen für eine, allerdings nur sehr rohe Annäherung an tetragonale Symmetrie erblicken (die bei der Deutung der Kristalle nach dem Habitus angesichts ihrer Kleinheit und der Schwierigkeit, sie in der Nähe zu betrachten, sogar Unsicherheiten veranlaßt, vergl. auch Fig. 16). Man müßte dann (100) als pseudotetragonale Basis, die zweite Kreisschnittsebene als Prisma nehmen, erstere mit entfernt ähnlichen Winkeln zu {110}, {001} und {$\bar{2}$01}, und ungefähr senkrecht zu {11$\bar{1}$},

100 : 110	50°57′
100 : 001	57 46
100 : $\bar{2}$01	48 38
100 : $\bar{1}$11	84 46.

Man sieht, die Abweichungen sind so groß, daß jene Auffassung ziemlich willkürlich erscheint. Wesentlich ist aber, daß die zweite Kreisschnittsebene einer der Schiebungsrichtung [0$\bar{1}$1] gleichwertigen Zone, nämlich [011] angehört. Nimmt man daher Raumgitterstruktur für diese Kristalle an, so werden die Massenteilchen in der durch σ_1 bestimmten orthodomatischen Ebene, nämlich in {100} entweder nach Rhomben von 85° 56′ oder nach den Diagonalen derselben angeordnet sein.

Das Kobaltchlorür weicht also in seiner Struktur von der des Bischofit jedenfalls sehr stark ab; denn auch wenn man für das Kobaltsalz in (100) ebenfalls ein rhombisches Netz annimmt, so sind doch die Winkel der Rhomben — hier 85°56′, bei Bischofit 50°19′ — grundverschieden. Eine Isomorphie beider, wie sie Rammelsberg lediglich auf Grund der Winkelverhältnisse konstruiert hat, ist daher wenig wahrscheinlich und damit im Einklang ist die völlige Verschiedenheit in Spaltbarkeit und Habitus.

3. Nickelchlorür $NiCl_2 . 6H_2O$.

Auch von diesem Satz erhält man nicht leicht brauchbare Kristalle; die im folgenden beschriebenen hatten sich bei längerer Berührung der beim Eindampfen entstehenden Krusten mit der Lösung bei gewöhnlicher Temperatur gebildet. Nur die kleineren (1—2 mm) waren zu Messungen brauchbar. Sie halten sich in mäßig trockener Luft leidlich, verwittern aber mit der Zeit und sind anderseits gegen Feuchtigkeit ebenfalls sehr empfindlich.

Sie sind, wie schon Marignac[1] fand, monoklin (holoëdrisch nach rechteckigen Ätzgrübchen auf {100}); die größeren Kristalle nach Marignac's Aufstellung, die hier beibehalten ist, kurz säulenförmig nach $\dot{c}$ (Fig. 13), die kleineren mehr gestreckt // $\dot{c}$ und zugleich taflig nach {100}. Beobachtet wurden nur die auch bereits von Marignac bemerkten Formen

$$\underset{a}{\{100\}} . \underset{m}{\{110\}} . \underset{c}{\{001\}} . \underset{r}{\{20\bar{1}\}} . \underset{u}{\{11\bar{1}\}}.$$

Marignac gibt auch Zwillinge nach einer „prismatischen" Fläche an (nach seinen Figuren nach {110}); die von mir erhaltenen waren dagegen sämtlich Zwillinge nach $\dot{c}$, die Zusammensetzungsfläche stellenweise, wie Absonderung nach ihr erkennen ließ, genau // {100}, an andern Stellen dagegen wechselnde Flächen {hk0} (Fig. 17). Andere natürliche Zwillinge wurden nicht beobachtet.

Obwohl die erwähnten kleinen Kristalle z. T. durchaus einfache Reflexe mit gutem Zonenverband lieferten, erwiesen sie sich doch als wenig genau gebildet, indem Fläche und Gegenfläche oft mehr als $\frac{1}{2}^0$ voneinander abwichen und namentlich {001} und {20$\bar{1}$} in ihrer Lage außerordentlich schwankten. Es liegt hier anscheinend ein Einfluß der Zwillingsbildung auf die Flächenlage vor, wie er z. B. auch an Orthoklaszwillingen nach $\dot{c}$ für {001} und {10$\bar{1}$} festgestellt ist. Es wurden deshalb {001} und {20$\bar{1}$} für die Fundamentalwinkel nicht in Anspruch genommen. Indessen ist das so gewonnene Achsenverhältnis trotzdem wenig genau, wie folgende Tabelle zeigt.

[1] Mém. soc. Phys. Genève. **14**. 201. 1855; Oeuvres. I. p. 367.

$\grave{a} : \bar{b} : \frac{1}{c} = 1{,}4792 : 1 : 0{,}9468$; $\beta = 57^0\,58'$.

	Mügge		Marignac	
	gem.	ber.	gem.	ber.
100 : 001	57° 41′	57° 58′	57° 30′	—
*110 : 1$\bar{1}$0	101 42	—	102 0	102° 8′
110 : 001	70 25	70 26	70 16	—
$\bar{2}$01 : 001	73 37	74 24	74 2	74 2
$\bar{2}$01 : 110	65 54	64 49	65 12	65 23
*100 : $\bar{1}$11	95 22	—	95 30	95 50
001 : $\bar{1}$11	56 31	55 43	55 28	55 44
*$\bar{1}$10 : $\bar{1}$11	53 51	—	54 16	54 0
110 : $\bar{1}$11	61 45	61 51	61 58	61 39
11$\bar{1}$: 20$\bar{1}$	52 21	53 20	52 50	52 58
100 : 20$\bar{1}$	49 2	47 38	48 28	—
$\bar{1}$11 : $\bar{1}\bar{1}$1	86 35	86 24	86 0	86 10
100 : 001 Absonderungsfl. Spaltfl.	57 47	57 58	—	—
001 : 00$\bar{1}$	115 20	115 56	—	—

Optisches. Durch {010} sieht man eine der optischen Normalen entsprechende Interferenzfigur symmetrisch zum Zentrum des Gesichtsfeldes; a liegt im stumpfen Winkel β, 8° geneigt zu $\grave{a}$, $\frac{1}{c} : c = 24^0$. Auf {110} neigt eine Auslöschungsrichtung unter 8° zur Kante zu {001}, die andere ca. $18\frac{1}{2}^0$ zur Kante zu {100}. Durch {001} tritt die stumpfe Bisektrix schief aus, durch {100} sieht man eine optische Achse (A), bei Zwillingen zwei (nicht zusammengehörige), deren Neigung in Monobromnaphthalin an drei Kristallen für Na-Licht gemessen wurde zu

$23^0\,40'$, $24^0\,21'$, $23^0\,22'$.

An einem von {100} und {00$\bar{1}$} gebildeten Prisma wurde für Na-Licht gefunden $\beta = 1{,}5453$. Die wahre Abweichung der Achse A von der Normaten zu {100} beträgt demnach für die obigen Kristalle

$12^0\,44'$, $13^0\,6'$, $12^0\,35'$.

Daraus, sowie aus der Neigung $c : \frac{1}{c}$ ergibt sich als wahrer Winkel der optischen Achsen um c

$2V = 73^0\,33'$, $74^0\,17'$, $73^0\,14'$.

Aus obigem berechnet sich der Winkel, unter welchem die optischen Achsen in Monobromnaphthalin durch eine Platte // {100} austreten müssen zu

$$66^0\,5',\quad 66^0\,43',\quad 65^0\,49',$$

während die Messung dafür ergab

$$63^0\,44',\quad 63^0\,54',\quad 64^0\,8'.$$

Die Dispersion der optischen Achsen und Mittellinie war nicht deutlich.

Pleochroismus schwach: in {010} für Schwingungen // c tiefgrün, // a gelblichgrün, durch {001} // b blasser und gelblicher grün als für Schwingungen in {010}; durch {110} für die 8° zur Kante zu {001} erfolgenden Schwingungen tiefer grün als für die senkrecht dazu.

Spaltbarkeit vollkommen nach {001}, etwas anscheinend auch nach {110}. Spaltblättchen nach {001} sind etwas biegsam, ungefähr um die Kante zu {110}, auch bemerkt man an deformierten Kristallen öfter feine Streifen auf {110} parallel der Kante zu {001}, also anscheinend Translationsfähigkeit wie beim Kobaltsalz.

Auch hier entstehen durch Druck leicht Zwillingslamellen von analoger Orientierung wie beim Kobaltsalz, ihre Begrenzung war indessen nur auf {001} und einer Fläche {110} zu ermitteln, auf {100} fällt ihr Reflex mit dem der Hauptfläche zusammen und ihre Spur neigt nach Beobachtungen zwischen gekreuzten Nicols unter annähernd 45° zu $\bar{b}$. Es ist also auch hier $\sigma_1 = [0\bar{1}1]$. Nimmt man an, daß auch die zweite Kreisschnittsebene dieselben Indizes hat wie beim Kobaltsalz, so ergibt sich der Winkel von α (001): 001 zu 7° 2′ (gemessen 7° 23′), ebenso α (110) : 110 (gemessen 7° 14′). Die irrationale Gleitfläche soll nach Rechnung zu {001} unter 98° 36′, zu {100} unter 30° 9′ neigen (ungefähr der Lage $(4\bar{1}1)$ entsprechend), während an Absonderungsflächen zu {001} gemessen wurde 94° 48′ (ungefähr $(10 . \bar{3} . 3)$ entsprechend).

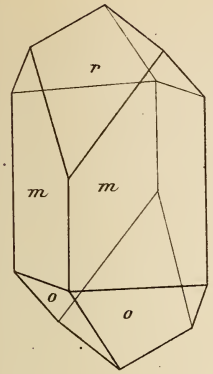
Auf {001} soll die Spur der hier von (110) begrenzten Lamellen unter 20° 27′ zur Orthoaxe neigen, während ca. 23° gemessen wurde; ihre Auslöschung erfolgt merklich ebenso wie beim Kobaltsalz, ebenso ist es mit den Lamellen auf (110); hier tritt durch die Lamellen ganz ähnlich wie durch

{001} des Hauptkristalls eine Bisektrix mit analoger Orientierung schief aus. Diese optische Orientierung ist also mit der angenommenen Deformation auch hier in Übereinstimmung.

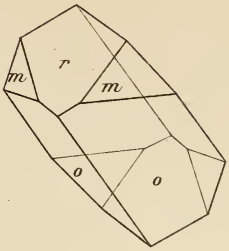
Die Neigung der beiden Kreisschnittsebenen beträgt $83^0\,47'$, es ist daher

$$\sigma = 1{,}1145, \qquad s = 0{,}2173.$$

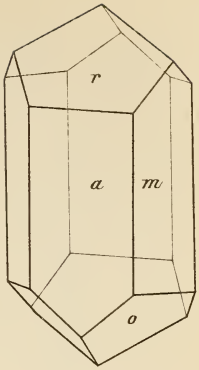
Hinsichtlich der Struktur und des Verhältnisses zum Bischofit gilt natürlich Analoges wie für das Kobaltsalz.



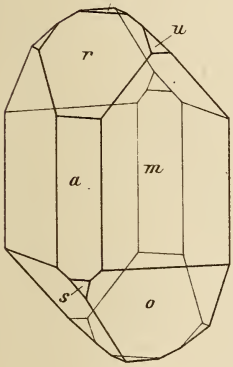
1



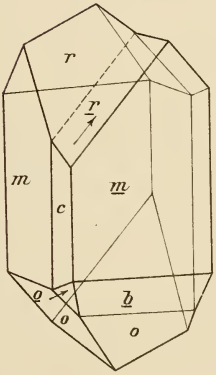
2



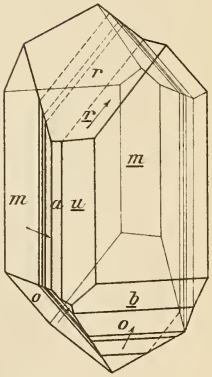
3



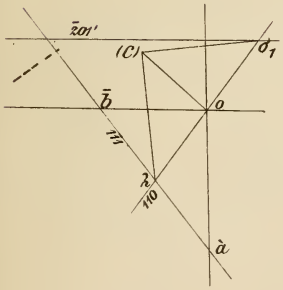
4



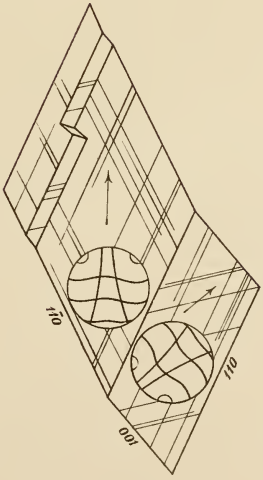
5



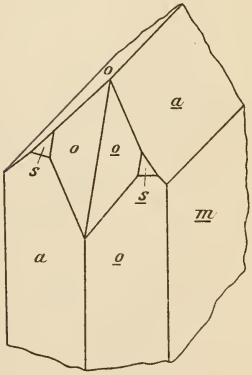
6



7



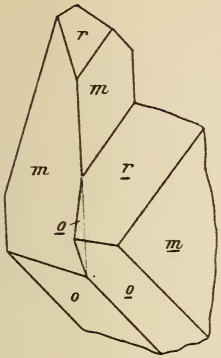
9



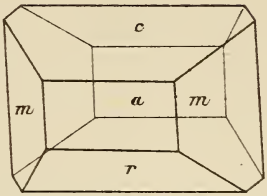
10

O. Mügge: Kristallform und Deformationen des Bischofit.

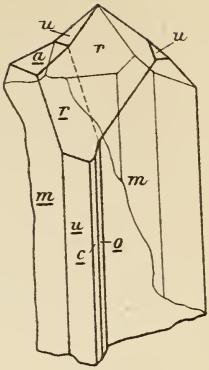
E. Schweizerbart'sche Verlagsbuchhdlg. (E. Nägele) in Stuttgart. Lit. u. Druck v. Wilh. C. Rühsamen, Stuttgart.



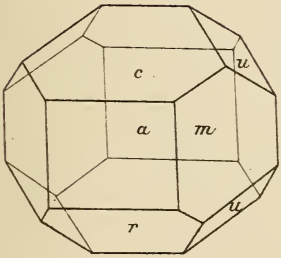
11



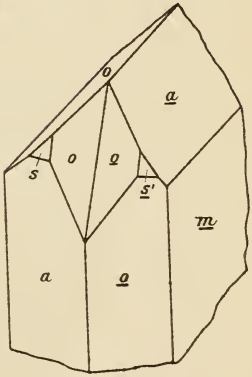
13



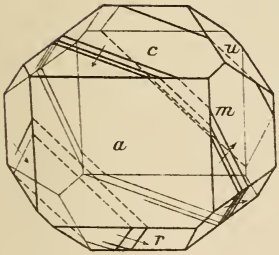
12



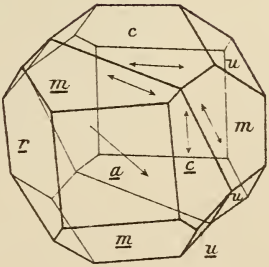
14



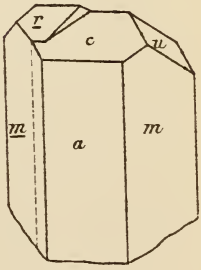
10



15



16



17

O. Mügge: Kristallform und Deformationen des Bischofit.

E. Schweizerbart'sche Verlagsbuchhdlg. (E. Nägele) in Stuttgart

Ist. u. Druck v. Wilh. Kohlhammer, Stuttgart.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: Neues Jahrbuch für Mineralogie, Geologie und Paläontologie

Jahr/Year: 1906

Band/Volume: 1906

Autor(en)/Author(s): Mügge Johannes Otto Conrad

Artikel/Article: Ueber die Kristallform und Deformationen des Bischofit und der verwandten Chlorüre von Kobalt und Nickel. 91-112