Zeitschrift: Berichte der Schweizerischen Botanischen Gesellschaft = Bulletin de la Société Botanique Suisse

Herausgeber: Schweizerische Botanische Gesellschaft

Band: 50 (1940)

Artikel: Die Optik der Stärkekörner

Autor: Frey-Wyssling, A.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-34259

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 15.08.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Die Optik der Stärkekörner.

Von *A. Frey-Wyssling.*

(Pflanzenphysiologisches Institut der E. T. H. Zürich.)

Eingegangen am 5. Februar 1940.

Die Stärkekörner sind seit den grundlegenden Arbeiten von Nägeli (1858) unzählige Male im Polarisationsmikroskop untersucht worden. Trotzdem ist deren Doppelbrechung bis heute nie quantitativ bestimmt worden, weil solchen Messungen grosse Schwierigkeiten entgegenstehen. Um die Natur der Doppelbrechung der Stärkekörner aufklären zu können, sollte man diese jedoch unbedingt genau messen können. Nur dann lässt sich experimentell entscheiden, welchen Anteil die verschiedenen Doppelbrechungsarten: Eigendoppelbrechung, Stäbchendoppelbrechung und Spannungsdoppelbrechung, an der Erzeugung der optischen Anisotropie der Stärkekörner ausmachen.

Da die Stärkekörner kugelige Gebilde sind, kann man die für planparallele Platten geltende Formel

$$n_a - n_o = \Gamma/s \qquad (1)$$

zur Berechnung der Doppelbrechung $(n_a - n_o)$ nicht verwenden, denn sowohl der Gangunterschied Γ im Polarisationsmikroskop, als auch die Dicke s sind bei jedem Stärkekorn von Ort zu Ort verschieden. Um die Abhängigkeit des Gangunterschiedes Γ von der veränderlichen Dicke s berechnen zu können, wollen wir annehmen, es liege der Idealfall eines kugeligen Stärkekornes vor. Da die Stärkekörner eine submikroskopische Sphäritenstruktur besitzen, ergibt sich somit die Aufgabe, die Grösse des Gangunterschiedes Γ eines kugeligen Sphäriten im Polarisationsmikroskop zu ermitteln. Es ist ein ähnliches Problem, wie es von Bear und Schmitt zur Berechnung der Doppelbrechung von markhaltigen Nerven gelöst worden ist.

1. Ermittlung des Gangunterschiedes einer Kugel mit submikroskopischer Sphäritenstruktur.

Eine Sphäritenkugel verhält sich wie ein optisch einachsiger Körper, bei dem die optische Achse radial verläuft. Wir bezeichnen das Brechungsvermögen in Richtung der optischen Achse mit n_a und dasjenige senkrecht dazu mit n^o. Da die Stärkekörner optisch positive

Sphärite sind, entspricht n_a dem grössten Brechungsvermögen des Kornes, während die Richtung des kleinsten Brechungsvermögens n_o tangential verläuft.

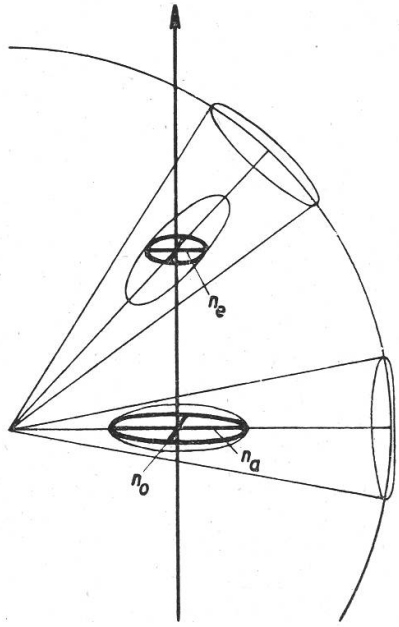


Fig.1.

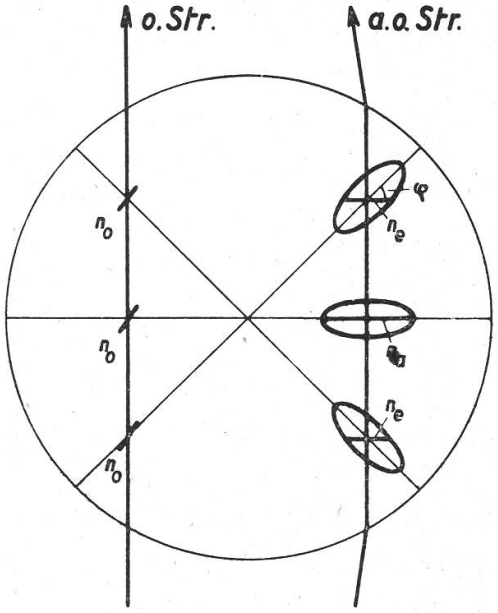


Fig.2.

Fig. 1.
Zerlegung der Kugel mit Sphäritenstruktur in optisch einachsige Elementarkegel. n_a Brechungsindex in Richtung der optischen Achse, n_o Brechungsindex für den ordentlichen Strahl (senkrecht zur opt. Achse), n_e Brechungsindex für den ausserordentlichen Strahl.

Fig. 2.
Brechungsverhältnisse für den ordentlichen (o. Str.) und den ausserordentlichen Strahl (a. o. Str.) beim Durchqueren der Sphäritenkugel. In der linken Kugelhälfte sind die Verhältnisse für den ordentlichen, rechts dagegen für den ausserordentlichen Strahl dargestellt; in Tat und Wahrheit muss man sich bei beiden eingezeichneten Wegen beide Strahlen mit senkrecht zueinander stehenden Schwingungsebenen vorstellen (vgl. Fig. 1).

Wir können uns das Stärkekorn zerlegt denken in lauter kleinste, optisch einachsige Kegel, deren Indikatrix in Fig. 1 eingezeichnet ist. Stellen wir uns nun einen Lichtstrahl vor, der das Stärkekorn durchsetzt, so wird dieser nach den Gesetzen der Kristalloptik in zwei linearpolarisierte Strahlen zerlegt, von denen der eine, der nach n_o schwingt, als ordentlicher Strahl bezeichnet wird. Er trifft auf seinem ganzen Wege den gleichen Brechungsindex n_o an und setzt sich daher mit gleichförmiger Geschwindigkeit durch das Korn hindurch fort. Anders verhält es sich mit dem senkrecht dazu schwingenden ausserordentlichen oder extraordinären Strahl. Dieser trifft bei seiner Fortbewegung durch das Stärkekorn auf ständig wechselnde Brechungsverhältnisse.

Der für ihn massgebende Brechungsindex n_e entspricht der grossen Achse des elliptischen Schnittes senkrecht zur Lichtfortpflanzungsrichtung durch die, in den verschieden geneigten Elementarkegeln wirksame, Indikatrix (Fig. 1 und 2). Beim Eintritt des Strahles ist n_e wesentlich kleiner als n_a, steigt jedoch bis zum Hauptschnitt durch die Kugel, wo der Lichtstrahl die Achse der Elementarkegel senkrecht schneidet, auf n_a an und nimmt dann bis zum Austritt aus dem Stärkekorn wieder symmetrisch ab. Der für den extraordinären Strahl massgebende Brechungsindex n_e kann für jede Lage der Elementarkegel berechnet werden, nach der Gleichung des Radius vectors einer Ellipse (vgl. Frey 1926)

$$\frac{1}{n_e^2} = \frac{\cos^2\varphi}{n_a^2} + \frac{\sin^2\varphi}{n_o^2} \tag{2}$$

Hierbei bedeuten n_a und n_o die beiden Hauptachsen der Ellipse und φ den Winkel, welchen n_e mit der grossen Ellipsenache n_a (oder, was gleichbedeutend ist, die Strahlenrichtung mit der kleinen Ellipsenachse n_o) einschliesst (s. Fig. 3). Durch Umformung und Ausdividierung des erhaltenen Bruches ergibt sich

$$n_e^2 = n_a^2 \cos^2\varphi + n_o^2 \sin^2\varphi \tag{3}$$

Um n_e zu erhalten, muss aus diesem Ausdrucke die Wurzel gezogen werden. Hierzu klammern wir n_a^2 aus

$$n_e^2 = n_a^2 \left(\cos^2\varphi + \frac{n_o^2}{n_a^2}\sin^2\varphi\right) \tag{3a}$$

und setzen nach dem Beispiel von Bear und Schmitt

$$\frac{n_o^2}{n_a^2} = (1 - \varrho) \tag{4}$$

Da n_o und n_a nur sehr wenig voneinander verschieden sind, ist ϱ eine kleine Zahl. Wenn man daher aus (4) die Wurzel zieht und das Binom zu einer Reihe entwickelt, kann man in erster Näherung alle Glieder mit ϱ^2 und höheren Potenzen vernachlässigen:

$$\frac{n_o}{n_a} = (1 - \varrho)^{\frac{1}{2}} = (1 - \tfrac{1}{2}\varrho - \cdots\cdots) \qquad \varrho = 2\left(1 - \frac{n_o}{n_a}\right) \tag{5}$$

Wir führen nun in (3 a) ϱ ein, ziehen die Wurzel und ersetzen schliesslich ϱ durch (5):

$$\begin{aligned} n_e^2 &= n_a^2 (1 - \varrho \sin^2\varphi) \\ n_e &= n_a (1 - \tfrac{1}{2}\varrho \sin^2\varphi - \cdots\cdots) \\ n_e &= n_a - (n_a - n_o)\sin^2\varphi \end{aligned} \tag{6}$$

Hiermit haben wir einen Ausdruck für n_e gefunden, der in einfacher Weise angibt, wieviel dieser Brechungsindex in Funktion des Winkels φ kleiner als n_a ist. Mit Hilfe von (6) können wir nun nach (1) für jeden der vom Lichtstrahl durchsetzten Elementarkegel den Gangunterschied angeben. Er beträgt :

$$d\Gamma = (n_e - n_o)\, ds = (n_a - n_o) \cos^2 \varphi \cdot ds \tag{7}$$

Um diese Gleichung integrieren zu können, müssen wir von den beiden variablen Grössen φ und s die eine eliminieren. Hierzu führen wir Polarkoordinaten ein und bezeichnen mit R den Radius der Kugel, mit r_0 den Normalenabstand des Lichtstrahles vom Kugelmittelpunkt und mit r den veränderlichen Abstand irgendeines Punktes des Lichtweges vom Kugelmittelpunkt (s. Fig. 4). Zu r gehört der variable Winkel φ und zu R der maximale Winkel Φ. Aus Fig. 5 folgt nun, dass

$$\cos \varphi = \frac{r_0}{r} \tag{8}$$

$$\cos \varphi \cdot ds = r \cdot d\varphi$$

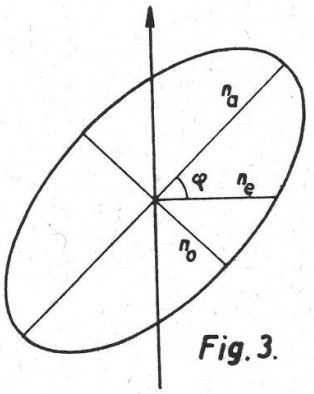


Fig. 3.

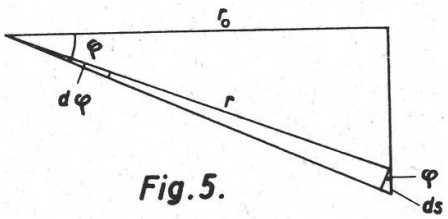


Fig. 5.

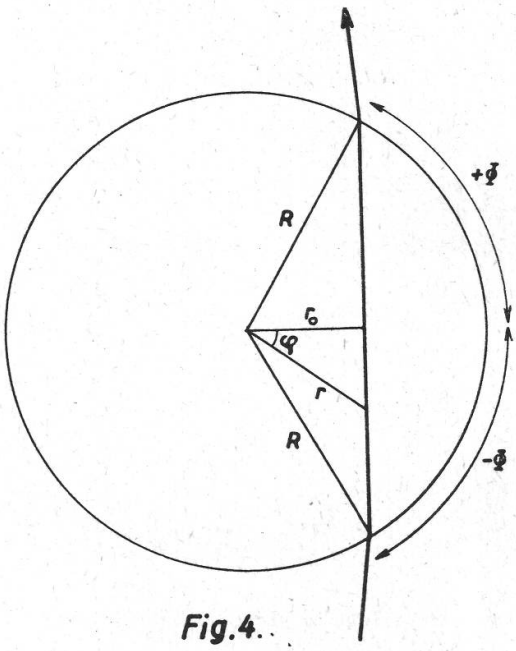


Fig. 4.

Fig. 3.
Berechnung von n_e aus n_a und n_o mit Hilfe des Winkels φ (s. Formel 2).

Fig. 4.
Darstellung der Grössen r_o, r (veränderlich), R, φ (veränderlich) und Φ).

Fig. 5.
Die Beziehung zwischen ds und $d\varphi$.

Durch Multiplikation dieser beiden Gleichungen miteinander erhält man einen einfachen Ausdruck für $\cos^2\varphi ds$ und kann ihn in (7) einsetzen. Es ergibt sich eine sehr leicht integrierbare Gleichung; die Integrierung hat über das Intervall $-\Phi$ bis $+\Phi$ zu erfolgen.

$$\Gamma = \int_{-\Phi}^{+\Phi} (n_a - n_o)\, r_0 \cdot d\varphi = (n_a - n_o)\, r_0 \cdot 2\,\Phi$$

Den Winkel Φ müssen wir in Bogenmass einsetzen und benützen hierzu den arc $\cos\varphi$, da $\cos\varphi$ durch (8) gegeben ist. Der Gangunterschied an einer beliebigen Stelle des kugeligen Stärkekornes beträgt daher:

$$\Gamma = (n_a - n_o)\, r_0 \cdot 2 \operatorname{arc\,cos} \frac{r_0}{R} \qquad (9)$$

In dieser Formel bedeutet $n_a - n_o$ die gesuchte Doppelbrechung des Stärkekornes und r_0 den Abstand der Stelle vom Kornmittelpunkt, an welcher der Gangunterschied gemessen worden ist. Um von der absoluten Grösse der Stärkekörner unabhängig zu werden, kann man jede

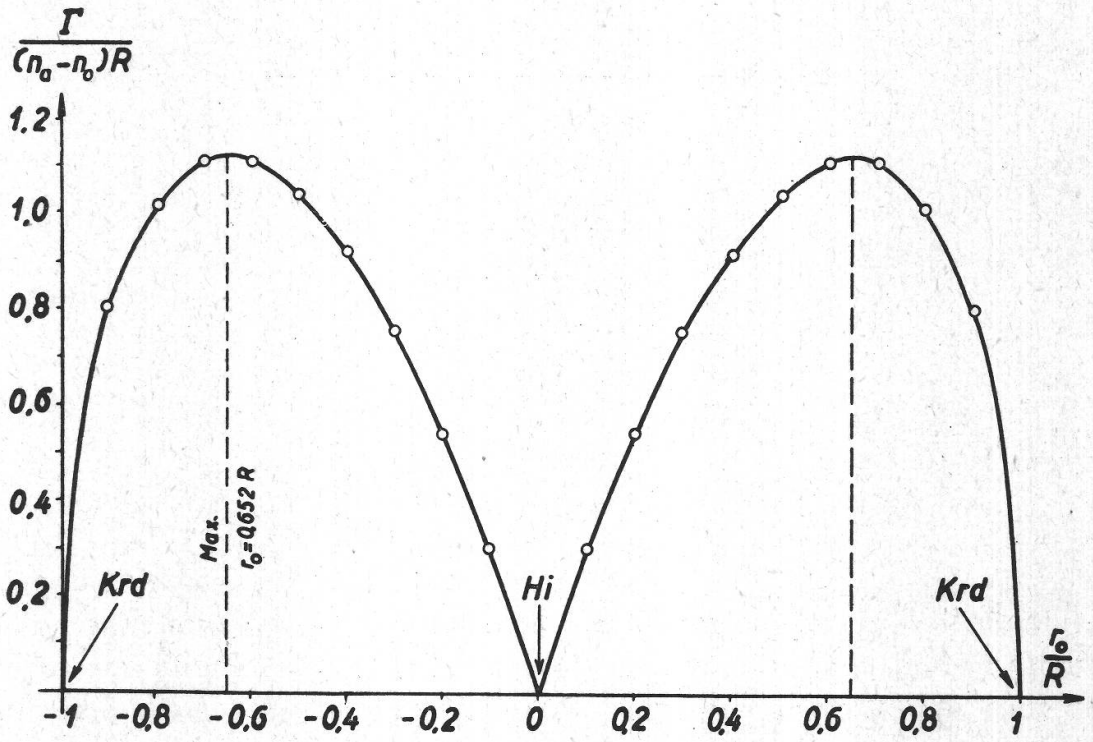


Fig. 6.

Abhängigkeit des Gangunterschiedes Γ von r_0 (s. Tabelle 1).
Hi = Hilum, Krd = Kornrand.

Stelle auf der Projektion der Sphäritenkugel durch das Verhältnis r_0/R charakterisieren. Nach dem Vorgehen von Bear und Schmitt lässt sich dann die Abhängigkeit des Gangunterschiedes Γ in Funktion von r_0/R darstellen:

$$\frac{\Gamma}{(n_a - n_o)\,R} = \frac{r_0}{R} \cdot 2\arccos\frac{r_0}{R}$$

Auf der linken Seite dieser Gleichung sind die beiden Grössen im Nenner für eine gegebene Sphärokugel konstant, so dass man den Gangunterschied graphisch gegen r_0/R auftragen kann. Dies ist in Fig. 6 geschehen. Man erkennt aus dieser Abbildung, dass der Gangunterschied vom Rande eines Stärkekornes gegen den Kornmittelpunkt zuerst steil ansteigt, dann ein Maximum durchläuft und schliesslich gegen das Hilum wieder abfällt. Der Mittelpunkt der Sphärokugel selbst ist isotrop, da man ja an jener Stelle in Richtung der optischen Achse der Elementarkegel beobachtet.

Tabelle 1.

Abhängigkeit des Gangunterschiedes Γ von r_0 (berechnet).

$\frac{r_0}{R}$	$\arccos\frac{r_0}{R}$	$\frac{\Gamma}{(n_a - n_o)\,R}$
0,0	1,571	0,000
0,1	1,471	0,294
0,2	1,370	0,548
0,3	1,266	0,760
0,4	1,159	0,927
0,5	1,047	1,047
0,6	0,927	1,113
0,652	0,860	1,122 max.
0,7	0,796	1,115
0,8	0,643	1,029
0,9	0,451	0,812
1,0	0,000	0,000

Tabelle 1 zeigt die genauen Werte, die der Kurve von Fig. 6 zugrunde liegen. Man erkennt, dass das Maximum des Gangunterschiedes zwischen den Werten von $r_0/R = 0{,}6$ und 0,7 liegt. Rechnet man das Maximum genau aus, so erhält man: $r_0/R = 0{,}652$, woraus sich ergibt:

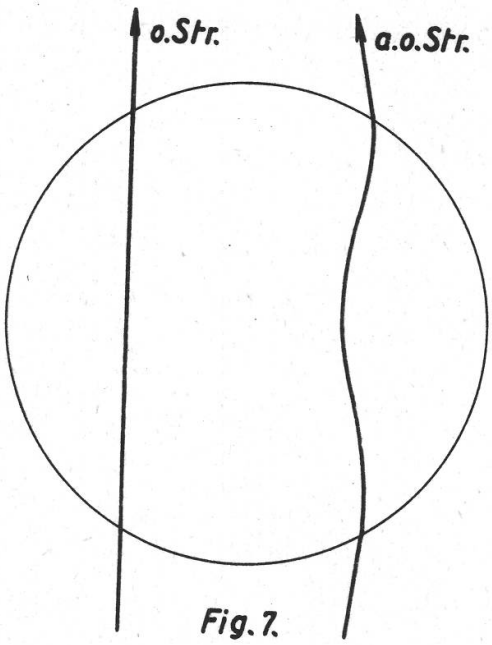
$$n_a - n_o = \frac{\Gamma_{max}}{1{,}122 \cdot R} = \frac{\Gamma_{max}}{0{,}561 \cdot D} \qquad (10)$$

Hiermit ist die Doppelbrechung einer Sphäritenkugel durch leicht messbare Grössen gegeben. Γ_{max} ist der maximale Gangunterschied, der mit einem geeigneten Kompensator in einem kugeligen Stärkekorn gemessen werden kann und R ist der Radius der Kugel. Der maximale Gangunterschied tritt ungefähr im Abstande ⅔R vom Kugelzentrum auf. Beim Kompensieren muss man also erwarten, dass sich der Kompensationsstreifen mit einer gewissen Geschwindigkeit vom Rande des Stärkekornes gegen innen und mit doppelt so grosser Geschwindigkeit vom Zentrum nach aussen bewegt. Im Abstande 0,652 R müssen sie sich treffen, worauf der maximale Gangunterschied Γ_{max} am Kompensator abgelesen werden kann.

Zum besseren Vergleiche mit der allgemeinen Doppelbrechungsformel (1) für planparallele anisotrope Schichten ist in (10) an Stelle des Kugelradius R noch der Kugeldurchmesser D eingeführt. Man erkennt dann, dass die Doppelbrechung einer Kugel mit submikroskopischer Sphäritenstruktur nur halb so gross ist, wie sie bei kritikloser Anwendung der Formel (1) erhalten würde. Die in Formel (10) gegebenen Grössen 1,122 bzw. 0,561 sind generelle Konstanten, für doppelbrechende Kugeln mit Sphäritenstruktur.

Die Formel (10) für die Doppelbrechung einer Sphäritenkugel ist auf Grund einer Reihe von Vereinfachungen gewonnen worden, die kurz diskutiert werden müssen, um zu zeigen, dass sie nur in erster Näherung gilt, die jedoch für unsere Zwecke vollauf genügt. Bei der Ableitung wurde vorausgesetzt, dass der ordentliche und der ausserordentliche Strahl bei der Durchquerung der Kugel den gleichen Weg zurücklegen. Dies trifft aus folgenden Gründen nicht genau zu :

1. Beim Eintritt ins doppelbrechende Medium wird der ausserordentliche Strahl bei einem optisch positiven Körper stärker gebrochen als der ordentliche. Sie *divergieren* daher im Objekt. Bei Schliffen kann man diesen Fehler vermeiden, indem man das Licht senkrecht auf das Objekt auffallen lässt. Bei einer Kugel werden die Lichtstrahlen dagegen immer unter einem Winkel auf die Kugeloberfläche auffallen, ausser in der zur Mikroskopachse parallelen Durchmesserrichtung, in welcher die Sphäritenkugel isotrop erscheint. Die Lichtbrechung an der Kugeloberfläche wird gering, wenn das Einschlussmittel einen zwischen n_a und n_o liegenden Brechungsindex besitzt. In Fig. 2 ist angenommen, dass dieser gleich n_o sei. Der ordentliche Strahl geht dann in allen Richtungen völlig ungebrochen durch die Kugel hindurch, während der ausserordentliche dem Brechungsgesetz entsprechend dem Einfallslote zugebrochen wird.



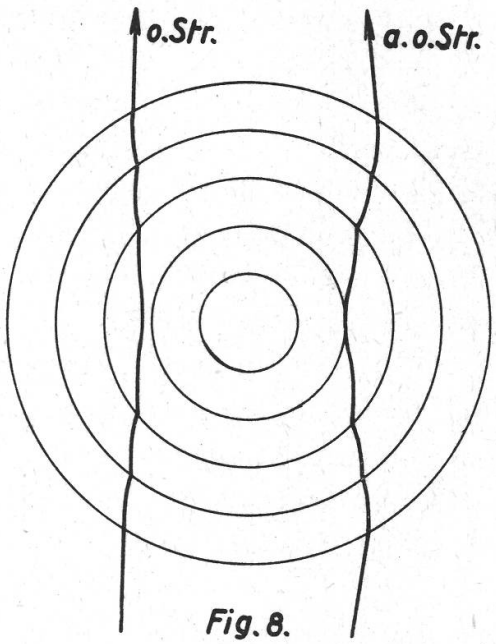


Fig. 7.
Krümmung des ausserordentlichen Strahles im Stärkekorn (vgl. Fig. 2).

Fig. 8.
Verlauf der Lichtstrahlen im geschichteten Stärkekorn.

2. Der ausserordentliche Strahl verläuft in der Sphäritenkugel nicht gerade wie der ordentliche Strahl, sondern gebogen, da das Brechungsvermögen, dem er begegnet, sich beständig ändert : es nimmt zu, bis er die Aequatorebene der Kugel passiert hat, und nimmt dann bis zum Austritt des Strahles aus dem Stärkekorn wieder ab. Der Weg des ausserordentlichen Strahles durch die Kugel ist daher etwas länger als derjenige des ordentlichen Strahles (Fig. 7). Bear und Schmitt haben durch genaue Berechnung dieser Wege nachgewiesen, dass sie nur sehr wenig voneinander abweichen, solange ϱ klein genug bleibt; d. h. den Wert 0,02 nicht übersteigt. Unter diesen Umständen übt die Lichtbrechung an der Kugeloberfläche keinen spürbaren Einfluss auf die Weglänge der beiden Strahlen aus, so dass man die Objekte sogar in Flüssigkeiten mit von n_o und n_a beträchtlich abweichenden Brechungsindices untersuchen darf. Wie gezeigt werden soll, beträgt die Doppelbrechung der Kartoffelstärke etwa 0,015; n_a liegt wenig über und n_o stark unter dem Brechungsindex 1,54 des Kanadabalsams; hieraus findet man für ϱ nach (4) oder (5) den Wert 0,02, so dass also die Formel (10) für die Berechnung der Doppelbrechung der Stärkekörner brauchbar ist.

3. Eine weitere Schwierigkeit ergibt die natürliche Schichtung der Stärkekörner. Es ist aus dem Spiele der Becke schen Linien abgeleitet

worden, dass an jeder Schichtgrenze das Brechungsvermögen sprunghaft abnimmt und dann innerhalb der Schicht von aussen nach innen wieder langsam zunimmt (Frey-Wyssling, 1936). Dies hat zur Folge, dass bei der Durchquerung eines Stärkekornes nicht nur der ausserordentliche, sondern auch der ordentliche Strahl einen gekrümmten, vielfach gebrochenen Weg beschreibt. Die Verhältnisse sind in Fig. 8 stark übertrieben zur Darstellung gebracht. Da der Schichtenbau den ordentlichen Strahl zwingt, das Stärkekorn ebenfalls auf einer gekrümmten Bahn zu durchsetzen, dürften hierdurch die oben beschriebenen Fehlerquellen hinsichtlich der Weglänge der beiden Lichtstrahlen eher verkleinert als vergrössert werden.

2. Messung der Doppelbrechung der Stärkekörner.

Nachdem die Brauchbarkeit der Formel (10) für die Berechnung der Doppelbrechung einer Kugel mit submikroskopischer Sphäritenstruktur erwiesen ist, ergibt sich die weitere Schwierigkeit, dass die Stärkekörner nur ausnahmsweise ideale Kugeln vorstellen. Die meisten Stärkekörner sind abgeplattet (Weizen) oder exzentrisch gebaut.

Trotzdem lassen sich an den exzentrischen Stärkekörnern der Kartoffel Messungen durchführen, wenn man sich darauf beschränkt, den Gangunterschied im Quadranten, in welchem das Kornzentrum der Oberfläche am nächsten liegt, zu messen. Dort erscheinen die Körner über einen Bogen von etwa 90° schön kreisrund. Man kann dies am besten zwischen gekreuzten Nicols feststellen. Die beiden Arme des schwarzen Sphäritenkreuzes stehen in jenem Quadranten meistens senkrecht aufeinander und verlaufen schön gerade, wenn man die lange Achse des Kornes in die 45°-Stellung bringt, während die beiden übrigen Arme des Sphäritenkreuzes gekrümmt und verzerrt erscheinen (s. Fig. 9 a). Unter diesen Umständen darf man den vorderen spitzen Teil exzentrisch gebauter Stärkekörner in erster Näherung als kugelförmig ansprechen. Bilden dagegen die beiden kurzen Arme des Sphäritenkreuzes keinen rechten Winkel miteinander, oder sind sie gebogen, so besitzt das spitze Ende des betreffenden Stärkekornes eine von der Kugel abweichende Gestalt und darf daher nicht zur Messung herangezogen werden.

Bei der Messung geht man so vor, dass man zuerst den Radius R (s. Fig. 9 a) mit dem Okularmikrometer bestimmt und darauf den viertelkreisförmigen Quadranten kompensiert. Man sieht dann den Kompensationsstreifen vom Hilum her schnell nach aussen rücken,

während er von der Kornoberfläche nur langsam nach innen kriecht. Vorerst bleibt im Abstande ⅔ R vom Hilum ein helles Inselchen, und man muss nun kompensieren, bis diese Insel schwarz wird. Die Erscheinung wird dadurch kompliziert, dass während der Kompensation das schwarze Sphäritenkreuz verschwindet. Anderseits wird aber die Messung hierdurch erleichtert, weil auf diese Weise durch Auslöschung bedingte schwarze Stellen (Sphäritenkreuz) nicht mit durch Kompensation erzeugten schwarzen Stellen verwechselt werden können.

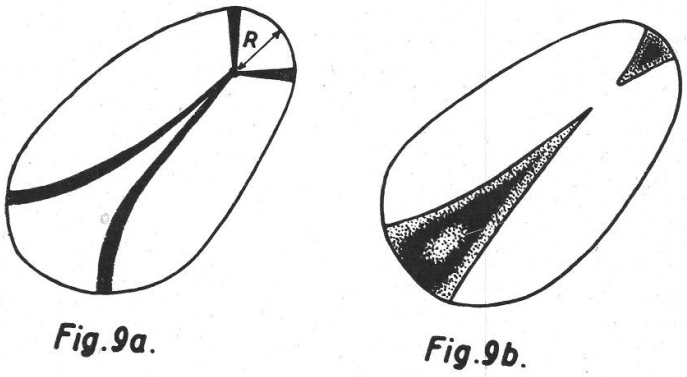


Fig. 9.

a) Sphäritenkreuz eines exzentrischen Stärkekorns,

b) der maximale Gangunterschied Γ_{max} des viertelkreisförmigen Quadranten ist kompensiert.

Ein kompensiertes Korn ist in Fig. 9 b dargestellt. Die beiden Quadranten in Subtraktionsstellung sind dunkel geworden, und bei richtiger 45°-Stellung des Kornes müssen die Achsen der beiden keilförmigen Schatten miteinander eine Gerade bilden. Stehen sie unter einem Winkel zueinander, war das Korn für die Kompensation nicht richtig eingestellt. Es ist leicht, diesen Fehler an Hand des Kompensationsbildes durch Drehung des Objekttisches zu korrigieren und dann die Messung noch einmal zu wiederholen. Wenn der viertelkreisförmige Quadrant mit dem Radius R vollständig kompensiert ist, trifft dies für den viel mächtigern Quadranten des gegenüberliegenden stumpfen Kornteiles noch nicht zu, wie dies in Fig. 9 b schematisch angedeutet ist.

Als Kompensatoren kann man sowohl denjenigen von Sénarmont als auch den von Berek verwenden. Im monochromatischen Lichte von 550 mμ gemessen, ergeben sich für lufttrockene Kartoffelstärke in erhärtetem Kanadabalsam z. B. Werte wie in Tab. 2. Um einwandfreie Werte zu erhalten, wurde jedes Korn mit beiden Kompensatoren gemessen.

Tabelle 2.

Abhängigkeit des Gangunterschiedes Γ_{max} von R (Messergebnisse) und Berechnung der Doppelbrechung.

R in μ	Sénarmont		Berek	
	Γ_{max} in mμ	$n_a - n_o$	Γ_{max} in mμ	$n_a - n_o$
4,8	82,0	0,0152	85,7	0,0159
9,5	164,3	0,0154	162,1	0,0152
13,4	236,4	0,0157	224,4	0,0149

Die Streuung der errechneten Doppelbrechungswerte ist recht ansehnlich. Bei der Kompensation nach Berek ist sie grösser als nach Sénarmont. Als Mittel von 20 Einzelmessungen wurden beim untersuchten Kartoffelmehl folgende Werte für die Doppelbrechung gefunden :

Mit dem Kompensator von Sénarmont 0,0154 $\pm$ 0,0001
» » » » Berek 0,0153 $\pm$ 0,0002.

Die grösste Fehlerquelle besteht bei der Messung darin, dass die Stärkekörner häufig etwas abgeplattet sind. Dies trifft namentlich für die grössten Körner zu. Der Radius des Kornes in Richtung der Mikroskopachse ist dann kleiner als der gemessene Radius R, und die errechnete Doppelbrechung fällt zu klein aus, weil man im Nenner von (10) einen zu grossen Radius einsetzt. Besonders störend ist dieser Fehler bei den plattig entwickelten Stärkekörnern von Canna edulis. Man erhält daher bei Anwendung von Formel (10) für jene Stärkesorte keinen einheitlichen Wert für die Doppelbrechung. Für die Kartoffelstärke ergibt sich jedoch ein konstanter Wert zwischen 0,015 und 0,016, wenn man davon absieht, die grössten, flach entwickelten Körner mit in die Messungen einzubeziehen. Die Doppelbrechung der untersuchten lufttrockenen Kartoffelstärke ist somit beträchtlich grösser als diejenige von Quarz oder Gips (0,009), und etwa viermal kleiner als diejenige von Ramiefasern (0,068).

3. Ueber das Wesen der Doppelbrechung der Stärkekörner.

Die Ableitung der Formel zur genauen Berechnung der Doppelbrechung der Stärkekörner aus den gemessenen maximalen Gangunterschieden erlaubt die Prüfung, inwieweit Formdoppelbrechung an der Erzeugung der optischen Anisotropie beteiligt ist. Ausgedehnte Messserien müssen diese Frage abklären, wobei vor allem die leichte Quellbarkeit der Stärkekörner in wässerigen Lösungen berücksichtigt werden

muss. Orientierende Versuche zeigen, dass der Stäbchendoppelbrechungseffekt in den Stärkekörnern der Kartoffel jedenfalls nicht beträchtlich ist. Im Kanadabalsam muss er praktisch Null sein, da der grosse Index n_a der Körner nur unbedeutend grösser ist als das Brechungsvermögen des Balsams.[1]

Da bei den in Kanadabalsam eingebetteten Stärkekörnern keine Stäbchenanisotropie vorliegt, muss die gemessene Doppelbrechung als *Eigendoppelbrechung* angesprochen werden. Diese Eigendoppelbrechung ist aber von anderer Art als z. B. in den zellulosischen Zellwänden. Wenn man nämlich die Stärkekörner unter dem Deckglase presst, verschwindet die Doppelbrechung im Zentrum des Kornes. Der Korndurchmesser kann dabei mehr als verdoppelt werden, und das ganze Innere des Stärkekornes erscheint isotrop, von einer positiv doppelbrechenden Schale umgeben (Fig. 10 b). Die Isotropie könnte dadurch bedingt sein, dass submikroskopische kristalline Bereiche durch die Pressung vollständig in Unordnung aufeinandergedrückt worden wären, so dass also statistische Isotropie vorläge. Dann müsste sich aber das Innere des Stärkekornes wie ein optisch einachsiger Körper verhalten, dessen optische Achse mit der Druckrichtung, und somit mit der Mikroskopachse zusammenfällt. Das heisst, das isotrop gewordene Innengebiet des Kornes müsste bei konoskopischer Beobachtung das Achsenbild eines optisch einachsigen Körpers zeigen. Dies ist jedoch nicht der Fall,[2] so dass wir schliessen dürfen, der mechanische Druck habe die optische Anisotropie des gepressten zentralen Gebietes vollständig zerstört. Es ist klar, dass sich submikroskopische Bereiche eines wirklichen Kristallgitters (Micelle im Sinne Nägelis) nicht auf so einfache Weise durch Druck zerstören liessen.

Noch interessanter sind die optischen Erscheinungen, wenn man die Stärkekörner unter dem Deckglase vollständig zerdrückt. Fig. 10 c

---

[1] Nach den hier mitgeteilten Beobachtungen beträgt das Brechungsvermögen n_a der Kartoffelstärke in radialer Richtung etwa 1,54, und n_o in tangentialer Richtung etwa 1,525, da sich die Doppelbrechung $n_a - n_o$ auf 0,015 beläuft. Dies stimmt ungefähr mit dem von A. Meyer mitgeteilten (als Mittelwert aufzufassenden) Brechungsvermögen von 1,535 überein, während frühere Messungen, die in die neue 4. Auflage von Wiesners Rohstoffe übernommen worden sind, für die Kartoffelstärke viel tiefere Werte von 1,513 oder gar 1,504 angeben. Alle diese Messungen vernachlässigen die Anisotropie des Brechungsvermögens. Genaue Neumessungen sind daher dringend notwendig.

[2] Manchmal sehen die gepressten Stärkekörner zwischen gekreuzten Nicols aus wie abgeplattete Myelinkugeln (s. Frey-Wyssling, 1938, S. 98, Fig. 71 e); bei jenen lässt sich jedoch, wenigstens wenn die Myelinschicht dick genug ist, im isotropen Gebiete das Achsenkreuz eines optisch einachsigen Körpers nachweisen.

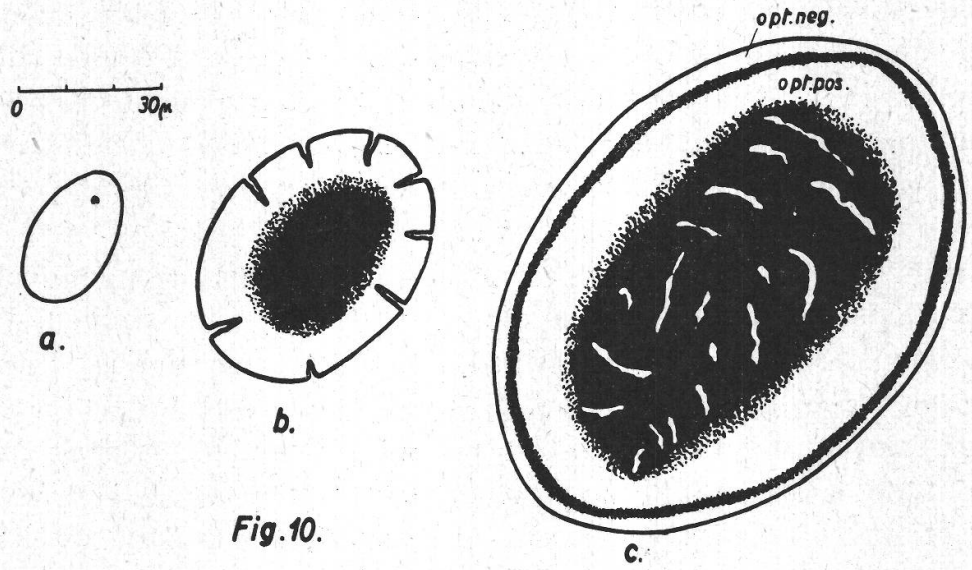


Fig. 10.

a) Stärkekorn von Kartoffelmehl intakt,
b) in Glyzerin zerdrückt: isotropes Gebiet schwarz,
c) in flüssigem Kanadabalsam zerquetscht: inneres Gebiet zerklüftet, aussen optisch negativer Saum.

stellt solche Körner dar, die in noch flüssigem Kanadabalsam zerquetscht worden sind. Im Innern des Kornes treten dann unregelmässige Risse auf. Es liess sich nicht feststellen, ob diese ausschliesslich durch den angewendeten Druck entstehen, oder ob Scherkräfte dafür verantwortlich sind, die sich nie ganz vermeiden lassen, da man den grössten Druck nicht genau an der Stelle, an der man beobachtet, wirken lassen kann. Die doppelbrechende Schale von Fig. 10 b ist ganz schwach anisotrop geworden. Sie gliedert sich in drei optisch verschiedene Zonen: aussen eine schmale *optisch negative* Schicht, dann folgt eine isotrope neutrale Zone, und weiter nach innen gegen das zerklüftete Gebiet zu eine schwach positive Schicht. Man könnte sich fragen, ob die negative Randzone einer besonderen Haut des Stärkekornes entspreche. Dies ist jedoch, in Uebereinstimmung mit der Ablehnung einer mikroskopisch sichtbaren Aussenhülle durch Badenhuizen, nicht der Fall; denn die optisch negative Schicht ist in ihrer Dicke nicht definiert. Je nach der Quetschung, die die Stärkekörner erlitten haben, erscheint sie bald als unregelmässiger, sehr schmaler Saum oder als breitere Schicht ohne scharfe Begrenzung gegen innen. Man muss daher schliessen, dass sich das Vorzeichen der Doppelbrechung dieser Zone durch die Quetschung *umgekehrt* hat. Der Durchmesser hat durch die Zerdrückung des Kornes (s. Fig. 10 c) so gewaltig zugenommen, dass die Randzone in tangentiale Spannung versetzt werden muss. Dadurch

entsteht entweder Spannungsdoppelbrechung, oder es muss eine Umorientierung des submikroskopischen Gelgerüstes stattgefunden haben.

Gegen die zerklüftete Innenpartie hin ist das zerdrückte Korn noch schwach positiv doppelbrechend, und die isotrope Zone muss daher als Uebergangsgebiet zwischen dem optisch negativen Rand und der optisch positiven inneren Zone aufgefasst werden.

Durch die leichte Beeinflussbarkeit ihrer Eigen-Doppelbrechung auf mechanischem Wege zeigen die Stärkekörner ein ähnliches Verhalten wie Mesophasen. Jedenfalls kann ihnen kein derbes Micellargerüst mit kristallinen Gerüststrängen zukommen, sondern sie müssen eher ein zartes Molekulargerüst besitzen, das der Zerstörung durch mechanische Kräfte leicht zugänglich ist. Hierfür spricht auch die Beobachtung von Sponsler, dass zerriebene Stärkekörner nur noch Röntgenspektren einer amorphen Substanz liefern. Man kann drastisch ausgedrückt sagen, dass die Stärkekörner eine Art Mittelstellung zwischen den flüssigen Kristallen und den Gelen mit submikroskopischen, geordneten Gitterbereichen, wie die native Zellulose, einnehmen.[1] Freilich sind die Fadenmoleküle der Stärke nicht gegeneinander beweglich, wie in einem flüssigen Kristall, sondern sie sind untereinander zu einem molekularen Gelgerüst vernetzt, das eine Pseudophase darstellt. Aber der Zusammenhalt der einzelnen Molekülfäden ist doch sehr gering und kann leicht gestört werden. Es sei hier an das Verhalten der künstlich aus den Knollen von *Amorphophallus konjak* gewonnenen Mannakörner erinnert, die bei der Verquellung in Wasser vorübergehend eine Sphäritenstruktur aufweisen wie die Stärkekörner, weil durch die Quellung Spannungs-oder Richtungskräfte auftreten, die die Mannamoleküle nach dem Kornzentrum orientieren; da aber diese Moleküle nicht miteinander vernetzt sind, folgt auf die Quellung die Lösung, welche die Moleküle auseinandergleiten lässt, worauf die Doppelbrechung unter den Augen des Beobachters verschwindet (Frey-Wyssling, 1938, S. 282). Aehnliche Verhältnisse müssen in den Stärkekörnern vorliegen, nur sind dort die Moleküle untereinander leicht verfestigt, und am Aufbau ihres Molekulargerüstes nehmen ferner, als Hydratationswasser bezeichnete, Wassermoleküle teil.

In einer vorläufigen Mitteilung (Frey-Wyssling, 1940) habe ich die Möglichkeit in Betracht gezogen, dass an der Erzeugung der

[1] Nach den neuesten Ergebnissen von Hermans und Platzek (1939) über den submikroskopischen Aufbau regenerierter Zellulose müssen dort ganz ähnliche Verhältnisse vorliegen wie bei den Stärkekörnern: denn an Stelle eines Micellargerüstes haben sie bei gefällter Hydratzellulose die Gegenwart eines leicht deformierbaren Molekulargerüstes nachgewiesen.

optischen Anisotropie im Stärkekorn Spannungsdoppelbrechung beteiligt sei. Hermans und Platzek (1939) weisen nun in ihrer Arbeit über Hydratzellulose darauf hin, dass im hier in Betracht kommenden molekularen Gebiete eine Grenze zwischen Spannungsdoppelbrechung einerseits und Eigendoppelbrechung anderseits nicht gezogen werden könne. Wir müssen uns daher vorderhand mit der Feststellung begnügen, dass in den Stärkekörnern keine Eigendoppelbrechung vorliegt, die durch kristalline Gelgerüstbalken erzeugt wird. Es muss sich vielmehr um die Doppelbrechung eines Molekulargerüstes handeln; und es ist daher zu erwarten, dass sich in den Stärkekörnern keine konstante Eigendoppelbrechung auffinden lässt, wie in der nativen Zellulose sekundärer Zellwände, sondern dass diese « Eigendoppelbrechung » je nach dem Hydratationsgrad des molekularen Gelgerüstes, oder mit andern Worten, dem Quellungsgrade der Stärkekörner verschieden ausfällt.

Nach neueren konstitutionschemischen Auffassungen sollen die langen Amyloseketten der Stärke nicht nur verzweigt (Staudinger), sondern ausserdem noch schraubenförmig aufgewunden sein (Freudenberg und Mitarbeiter), wobei ein Schraubengang etwa sechs Glukosereste umfassen würde, weil beim α-amylatischen Stärkeabbau Dextrine mit Ringmolekülen von fünf bis sechs Traubenzuckerresten anfallen. Unter diesen Umständen müssten die korkzieherartig aufgewundenen Kettenmoleküle der Stärke die positive Doppelbrechung der Körner verursachen, während man aus Analogie zur Zellulose vermuten würde, dass sich die *gestreckten* Amylosemoleküle optisch positiv verhalten. Es besteht hier somit für die widerspruchsfreie Deutung der Optik der Stärkekörner eine gewisse Schwierigkeit, die noch abgeklärt werden muss.

4. Zusammenfassung.

Es wird eine Formel zur Berechnung der Doppelbrechung von Stärkekörnern mit kugeliger oder teilweise kugeliger (exzentrische Körner) Gestalt abgeleitet. Sie lautet

$$n_a - n_o = \Gamma_{max}/1{,}122 \cdot R$$

Hierbei bedeutet $n_a - n_o$ die Doppelbrechung, Γ_{max} den im untersuchten Kornquadranten gemessenen maximalen Gangunterschied und R den Radius der Kugel oder des kugeligen Kornteiles. Die Doppelbrechung der Stärkekörner ist daher etwa doppelt so gross, als man schätzungsweise durch Beziehung ihres, durch die Interferenzfarbe ge-

gebenen, Gangunterschiedes auf den Durchmesser (2 R) des Kornes erwarten würde.

Die Doppelbrechung der Kartoffelstärke liegt zwischen 0,015 und 0,016. Sie ist somit beträchtlich grösser als diejenige von Quarz und Gips (0,009).

Die Doppelbrechung kann leicht durch mechanische Kräfte aufgehoben, oder es kann gar ihr Vorzeichen umgekehrt werden. Hieraus wird geschlossen, dass in den Stärkekörnern kein Gelgerüst mit derben kristallinen Micellarsträngen vorliegt, sondern eher ein zartes Molekulargerüst, das verhältnismässig leicht zerstört werden kann.

Literatur.

Badenhuizen, N. P. Die Struktur des Stärkekorns. Protopl. **28.** 293 (1937).
— Das Stärkekorn als chemisch einheitliches Gebilde. Rec. Trav. bot. néerl. **35.** 595 (1938).
Bear and Schmitt. The Optics of Nerve Myelin. J. Opt. Soc. Amer. **26.** 206 (1936).
Freudenberg, Schaaf, Dumpert und Ploetz. Neue Ansichten über die Stärke. Naturw. **27.** 841 (1939).
Frey, A. Das Brechungsvermögen der Zellulosefasern. Kolloid Beih. **23.** 40 (1926).
Frey-Wyssling, A. Der Aufbau der Zellwände. Protopl. **25.** 287 (1936).
— Submikroskopische Morphologie des Protoplasmas und seiner Derivate. Berlin 1938, S. 273.
— Zur Optik der Stärkekörner. Naturw. **28.** (im Druck, 1940).
Hermans und Platzek. Die polarisationsoptische Analyse des Deformationsvorganges isotroper Hydratzellulosefäden. Z. physik. Chem. (A) **185.** 302 f. (1939).
Meyer, A. Untersuchungen über die Stärkekörner. Jena 1895.
Nägeli, C. Die Stärkekörner. Zürich 1858.
Sponsler, O. L. The Structure of the Starch Grain. Amer. J. Bot. **9.** 471 (1922).
Staudinger, H. Ueber Zellulose, Stärke und Glykogen. Naturw. **25.** 673 (1937).
Wiesner, J. Die Rohstoffe des Pflanzenreiches. Leipzig 1928, S. 1922.