

Technische Festigkeit und molekulare Festigkeit.

Von Adolf Smekal, Wien.

Bekanntlich betrachtet die Elastizitäts- und Festigkeitslehre die festen Körper als ideale, isotrop-elastische Kontinua, deren *beliebig weit* gehender Belastung und Deformation prinzipiell nichts im Wege steht: die Existenz einer Elastizitäts- und Bruchgrenze — kritischer Zustände, welche für spröde Körper als hinreichend zusammenfallend gelten können — vermag diese Theorie somit nicht zu begründen. Um die Ergebnisse der Berechnung einer Spannungs- oder Deformationsverteilung für einen wirklichen Körper von gegebener Form und Belastung für technische Zwecke nutzbar zu machen, ist man bekanntlich vielmehr zur Einführung einer *Bruchhypothese* gezwungen, indem man eine von den nach der Elastizitätstheorie berechenbaren Größen als Maß für die vorhandene Bruchgefahr ansieht. Der beim Bruch überschrittene kritische Wert dieser Größe, z. B. der größten auftretenden Deformation oder der Differenz zwischen größter und kleinster Hauptspannung nach *Mohr*, muß für jedes einzelne Material gesondert *empirisch* bestimmt werden und wird dann im allgemeinen für Körper beliebiger Form und Belastung als unveränderlich angesehen. Jede dieser Bruchhypothesen hat ihre praktischen Vorzüge und Grenzen, eine einheitliche Lösung des Problems stand aber bisher aus und es war daher nicht möglich, Bruchspannungen auch nur in irgendeinem Falle bloß auf Grund schon anderweitig bekannter Materialkonstanten *vorauszuberechnen*.

Man kann sich nun die Frage vorlegen:

In welcher Hinsicht muß man die Annahme eines idealen elastischen (bis zur Bruchgrenze elastischen) Körpers ergänzen, um daraus die Existenz einer Elastizitäts- bzw. Bruchgrenze theoretisch erschließen zu können.

Es ist klar, daß es sich hier um eine ihrem Wesen nach in der molekularen Konstitution der Materie wurzelnde Größe handeln muß, da der Bruch- oder Zerreißvorgang ja die Trennung gewisser zwischenmolekularer Bindungen bedeutet. In der Tat kommt man bei näherer Überlegung darauf, daß die *Oberflächenspannung* jene gesuchte Größe sein muß, als jene Arbeit, welche erfahrungsgemäß notwendig ist, um die Oberfläche eines Körpers von gegebenem Volumen um die Flächeneinheit zu vergrößern; denn die Entstehung der Bruchflächen bedeutet ja nichts anderes als eine *Oberflächenvergrößerung* des ursprünglichen, nach dem Bruche aller-

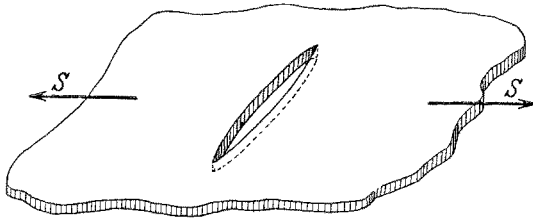
dings aus mehreren Stücken bestehenden Körpers. Erteilt man auf Grund dieser Erwägung dem idealen elastischen Körper nun noch die Eigenschaft, eine *Oberflächenspannung* von bestimmtem Betrage zu besitzen, so wird sich zeigen, daß man für ihn dann auch wirklich die Existenz einer Bruchgrenze nachweisen und bei gegebener Gestalt und Belastung Bruchspannungen vorausberechnen kann. — Die Idee, daß gerade die Oberflächenspannung jene entscheidende Größe sei, hat, soweit dem Verfasser bekannt, zum ersten Male *E. Lohr* (Techn. Hochschule Brünn) bereits vor dem Kriege gelegentlich geäußert, aber nicht durchgeführt, hinsichtlich der Flüssigkeiten kommt sie bereits bei *Boltzmann* vor. Ihre Bedeutung unabhängig erkannt und die Theorie zur Durchführung gebracht zu haben, ist aber das Verdienst des Engländers *A. A. Griffith* (1920) (1), für einen Sonderfall auch jenes von *M. Polanyi* (2) (Kaiser-Wilhelm-Institut für Feststoffchemie, Berlin) (1921).

Befindet sich ein Körper in irgendeinem Spannungszustand unterhalb der Bruchgrenze, so ist sein Gleichgewichtszustand unter dem Einfluß der Belastungen *stabil*, und die potentielle Energie des ganzen Systems besitzt nach einem bekannten Grundgesetze der Mechanik einen Minimalwert gegenüber allen denkbaren Nachbarzuständen. Eine geringfügige Vergrößerung der Lasten bewirkt eine entsprechende Zunahme der Deformationen und Spannungen, und auch für den damit eingetretenen *neuen* Zustand muß die potentielle Energie einen Kleinstwert gegenüber allen denkbaren Nachbarzuständen besitzen. Nach der bisher üblichen Auffassung ist dieser Zustand stets wieder in einer weiteren Anspannung des *unversehrten* Körpers zu suchen; zieht man hingegen noch die Möglichkeit der Entstehung eines *Risses*, hervorgerufen durch die Mehrbelastung, in Betracht, so hat man zu untersuchen, ob eine geringfügige Oberflächenvergrößerung von bestimmter Gestalt, wie sie eben die Rißbildung zur Folge hat, unter den gegebenen äußeren Bedingungen nicht zu einem kleineren Werte der potentiellen Energie führt, als die weitere Anspannung des unversehrt bleibenden Körpers. Bei der Ausführung dieser Untersuchung hat man zu beachten, daß sich die von den Lasten während ihrer Vergrößerung geleistete Arbeit bei Gültigkeit des Hookeschen Gesetzes im Falle weiterer Anspannung zur Gänze als Zunahme seiner Spannungsenergie im Körper vorfindet; im Falle der Rißbildung kommt hiervon jedoch jener Energiebetrag in Abzug, welcher zur Schaffung der *Oberflächenenergie* des ent-

stehenden Risses benötigt wird. *Unterhalb* der Bruchgrenze reagiert der Körper auf Mehrbelastung mit weiterer Anspannung, die Rißbildung führt hier also nicht zum Minimalwerte der potentiellen Energie. *Oberhalb* der Bruchgrenze ist der Körper hingegen in unversehrtem Zustande nicht existenzfähig, die Rißbildung muß vorher bereits eingetreten sein. (Im Augenblick des Überschreitens der Bruchgrenze wird also das Belastungsgleichgewicht *labil*.) Weitere Anspannung und Rißbildung führen zum gleichen Werte der potentiellen Energie.

Das Problem der Bruchgrenze ist hiermit quantitativ faßbar geworden und zurückgeführt auf die Konkurrenz zweier verschiedener Arten von möglichen Veränderungen des beanspruchten Körpers, auf die Konkurrenz von weiterer Anspannung und Rißbildung.

Griffith hat diese hier etwas eingehender auseinandergesetzten Überlegungen auf eine ebene homogene, isotrope unendlich ausgedehnte Platte von gleichmäßiger Dicke angewendet, welche einen geraden Riß (bzw. ein schmales elliptisches Loch) enthält, der sie senkrecht zur Plattenebene durchsetzt. Die Platte sei so dünn, daß man den Spannungszustand als „eben“ ansehen kann, und in Punkten, welche genügend weit vom Spalte entfernt sind, sollen die beiden Hauptspannungen senkrecht und parallel zur Längserstreckung des Risses gerichtet und überall die gleichen sein; damit ein Zerreißen eintreten kann, muß die Platte senkrecht zur Rißrichtung auf Zug beansprucht werden. Die unter solchen Umständen sich einstellende Spannungsverteilung, um einen als beliebig langgestrecktes elliptisches Loch zu



behandelnden Riß haben unabhängig *Inglis* (3) und *Karl Wolf* (4) (Techn. Hochschule Wien) ermittelt, sie dient zur Berechnung der Spannungsenergie. Die Einzelheiten dieser Rechnung bei *Griffith* erweisen sich zwar als nicht ganz einwandfrei, doch hatte Prof. *Wolf* die Güte, die Berichtigung auszuführen und dem Verfasser zur Verfügung zu stellen; indessen zeigt sich, daß zur qualitativen Prüfung der Theorie eine Rechnung in diesem Falle überhaupt entbehrlich wird und bereits durch das Ergebnis einer Dimensionalbetrachtung ermöglicht wird. Bezeichnet nämlich l die Länge des Risses und S die positive Hauptspannung (die Zugspannung) senkrecht zur Rißrichtung, so ist leicht einzusehen, daß die Spannungsenergie E pro Einheitsdicke proportional dem Quadrat von l und S sein muß, wobei der Proportionalitätsfaktor k nur von

der Poissonschen Konstante (dem Verhältnis von Querverkürzung zur Längsdehnung des betr. Materials), dem Youngschen Modul (dem Betrage der Zugspannung dividiert durch den Betrag der von ihr an dem Material bewirkten Dehnung) sowie Zahlenfaktoren abhängig sein kann. Bezeichnet ferner σ die Oberflächenspannung des Materials, so ist die Oberflächenenergie des Spaltes pro Einheitsdicke einfach gleich $2l\sigma$. Im Augenblick des Überschreitens der Bruchgrenze müssen nach dem Vorangehenden die Änderungen dieser beiden Energiegrößen für eine geringfügige Verlängerung des Spaltes um Δl einander gleich sein, d. h. es muß möglich sein, den Spalt ohne äußeren Arbeitsaufwand zu vergrößern:

$$\Delta E = 2k S^2 l \cdot \Delta l = 2\sigma \cdot \Delta l$$

oder es muß $S^* \sqrt{l} = C$ sein, wenn S^* die Bruchspannung und C eine Konstante bedeutet.

Für eine vorgegebene Spallänge ist somit die Bruchspannung auf Grund der Oberflächenspannung, der Poissonschen Konstante und des Youngschen Moduls *im vorhinein* berechenbar.

Griffith hat diese Überlegungen an dünnwandigen geritzten, zylindrischen und kugelförmigen Glasgefäßen experimentell geprüft, welche durch Flüssigkeitsdruck von innen gesprengt wurden. Die Daten der verwendeten Glassorte waren die folgenden: Spez. Gewicht: 2,40, Youngscher Modul $6,33 \cdot 10^5$ kg/qcm, Poissonsche Konstante 0,251, $\sigma = 5,5 \cdot 10^{-4}$ kg/cm, Zugfestigkeit 1740 kg/qcm (bestimmt an Glasfäden von 1 mm Durchmesser). Die optisch feststellbaren Längen der eingeritzten schmalen Spalte bewegten sich zwischen 0,38 und 2,26 cm, doch sind das zweifellos nur *untere* Grenzen für die wahren Längen der Spalte, welche sich als feine Risse submikroskopischer Breite in das Material fortgesetzt haben mögen. Die optisch bestimmte Breite der Spalte an ihren sichtbaren Enden mit etwa 10^{-5} cm stellt hingegen eine *obere* Grenze dar; selbst auf hundertmal geringere Distanz würden sich einander gegenüber befindliche Moleküle nur unmerklich beeinflussen. Die *Versuche* ergaben für C ohne jeden systematischen Gang mit guter Konstanz $26,8 \text{ kg/cm}^{3/2}$ (größte Abweichung vom Mittel 11 %), die von *K. Wolf* korrigierte Theorie liefert $25,2 \text{ kg/cm}^{3/2}$. In Anbetracht der Unsicherheit in der Bestimmung der Spallängen und der möglicherweise unmittelbar vor dem Erreichen der Bruchgrenze auftretenden Abweichungen vom Hookeschen Gesetze muß die erzielte Übereinstimmung wohl als ausgezeichnet angesehen werden, so daß man hoffen darf, ähnliche Methoden bald direkt zur Bestimmung der Oberflächenspannung spröder Körper anwenden zu können.

Die bei den Versuchen aufgetretenen Bruchspannungen lagen zwischen 60,7 und 25,7 kg/qcm, sind also naturgemäß ganz wesentlich gegenüber der normalen Zugfestigkeit des verwendeten Glases von 1740 kg/qcm herabgesetzt. Wird die

letztere Größe in die gefundene Beziehung $S^* \sqrt{l} = C$ für S^* eingesetzt, so sollte man erwarten, auf eine Längendimension von annähernd molekularer Größenordnung (10^{-8} cm) zu stoßen, indessen ergibt sich eine Spaltlänge von $2 \cdot 10^{-4}$ cm. Innerhalb derartiger Dimensionen werden die Aussagen der Elastizitätstheorie durch die molekulare Konstitution der Materie aber zweifellos noch nicht um Größenordnungen verändert. Für $l = 10^{-8}$ cm beispielsweise erhält man hingegen $2,5 \cdot 10^5$ kg/qcm. Die normale, im Wege des gewöhnlichen Zugversuches bestimmte „technische Festigkeit“ kann also nicht identisch sein mit der Festigkeit der zwischenmolekularen Bindungen, der „molekularen Festigkeit“. Man kann sich hiervon vor allem auch auf dem folgenden, nicht weniger naheliegenden Wege überzeugen, wenn man bedenkt, daß die Bruchspannung S^* , durch die man die „technische Festigkeit“ kennzeichnet, als sozusagen von außen angelegte und darum direkt meßbare Spannung ja nur für genügend weit vom Spalte entfernte Stellen eine Bedeutung hat, also gar nicht mit jenen vorkommenden Maximalspannungen zusammenfällt, welche schließlich die „molekulare Festigkeit“ überwinden und das Reißen, d. h. die Erweiterung des Spaltes an seinen Enden herbeiführen. Diese Maximalspannungen M^* treten eben gerade an den Spaltenden auf und sie erst können daher in gewissem Sinne als Maß für die „molekulare Festigkeit“ dienen. Für den bei den Griffithschen Versuchen optisch bestimmten kleinsten Krümmungsradius an den Spaltenden von ca. $5 \cdot 10^{-6}$ cm ergibt die Elastizitätstheorie $M^* = 2,43 \cdot 10^4$ kg/qcm und dies ist nach den früher gemachten Bemerkungen wieder nur eine untere Grenze; für einen noch zulässigen, hundertmal kleineren Krümmungsradius erhält man $M^* = 2,4 \cdot 10^5$ kg/qcm und damit jedenfalls die Größenordnung der „molekularen Festigkeit“. Die „molekulare Festigkeit“ ist also rund 100 mal größer als die „technische Festigkeit“. Als Bestätigung hierfür sieht Griffith auch die Größenordnung des aus thermischen Daten für verschiedene feste Metalle berechenbaren Innendruckes an, der ebenfalls 20 bis 100 mal größer ist als die nach den gewöhnlichen Methoden bestimmte Festigkeit.

Es ist klar, daß diesen Tatsachen gegenüber sämtliche bisherigen Bruchhypothesen versagen. Als Ausweg aus dieser und einer Anzahl ähnlicher Schwierigkeiten bleibt nur die Annahme übrig, daß das gewöhnliche technische Material bei weitem nicht so homogen ist, wie wir es immer voraussetzen, daß es vielmehr viele feine, mikroskopische und submikroskopische Löcher, Risse und andere Inhomogenitäten besitzt, welche in der am obigen Beispiele ersichtlichen Weise die „technische Festigkeit“ gegenüber der „molekularen“ herabsetzen. Die „technische Festigkeit“ wird also auf Grund einer „makroskopischen“ Spannungsverteilung ermittelt, hinter welcher sich eine ganz andersartige „mikroskopische“

Spannungsverteilung verbirgt, welche sich den vorhandenen Inhomogenitäten des Materials anpaßt. Aus der gewöhnlichen Zugfestigkeit des Glases haben wir oben auf das normale Vorhandensein solcher Inhomogenitäten von etwa 10^{-4} cm Längsausdehnung und darunter geschlossen; dies entspricht gerade etwa der Korngröße und den zwischen den Körnern vorhandenen Rissen eines sehr feinkristallinen Metallstückes. Die alte Erfahrung, daß grobkristallines Material eine geringere (technische) Festigkeit besitzt als feinkristallines, findet damit eine ganz zwanglose Erklärung.

Wenn diese Auffassung zutreffend ist, muß sich die Festigkeit jedes Materials dadurch ganz bedeutend steigern lassen, daß man das Auftreten von Rissen und anderen Inhomogenitäten durch Wahl entsprechend geringer Dimensionen und sehr sorgfältiger thermischer Behandlung des Probekörpers auf ein Minimum zu reduzieren trachtet. In der Tat ist es ja z. B. schon lange bekannt, daß sehr dünne Drähte eine wesentlich größere Festigkeit besitzen als dickere; im idealen Grenzfall der eindimensionalen Molekülreihe würde die Zugfestigkeit sogar von der gleichen Größenordnung wie die „molekulare Festigkeit“ werden müssen. Dies experimentell weitgehend zu realisieren ist Griffith an Fäden von geschmolzenem Glas der früher benutzten Sorte sowie von geschmolzenem Quarz gelungen. Glasfäden von 0,1 mm bis 0,003 mm zeigten, einige Zeit nach ihrer Herstellung geprüft, Festigkeiten von $3 \cdot 10^3$ bis $3,5 \cdot 10^4$ kg/qcm, woraus sich für den Grenzfall molekularer Durchmesser rund $1,2 \cdot 10^5$ kg/qcm in voller Übereinstimmung mit der oben gefundenen Größenordnung extrapolieren läßt. Wenige Sekunden nach ihrer Herstellung geprüft, ergeben Drähte beliebiger Durchmesser hingegen viel höhere Festigkeiten als nach dem „Altern“, nämlich bis zu $6 \cdot 10^4$ kg/qcm, also beinahe die Größenordnung der „molekularen Festigkeit“ selbst. Da nun das „Altern“ offenbar auf einen Kristallisationsvorgang, die Bildung größerer Kristallindividuen, zurückzuführen ist, entspricht dieses Verhalten vollständig der hier dargelegten Theorie.

Aus dem Bisherigen ist zu entnehmen, daß die „technische Festigkeit“ im allgemeinen keine für ein beliebiges Material charakteristische physikalische Konstante darstellt, wovon ihre praktische Bedeutung im wesentlichen natürlich nicht weiter berührt wird. Der Physiker braucht eine möglichst fehlerfreie, in jeder Hinsicht reproduzierbare Modifikation des Materials für seine Zwecke und das ist der Einzelkristall; tatsächlich zeigt sich ja nicht nur die Festigkeit, sondern, wie kürzlich G. v. Hevesy (5) gefunden hat, auch die elektrolytische sowie die Wärmeleitfähigkeit im kristallinen sowie im amorphösen Zustand ganz wesentlich verschieden von jener im Einzelkristalle. Man muß die Festigkeitsbetrachtungen also auch auf den idea-

len fehlerfreien Einzelkristall ausdehnen und die Frage nach dem Verhalten der „technischen“ zur „molekularen Festigkeit“ hier von neuem aufwerfen. Dieser Frage ist die früher erwähnte Untersuchung von Polanyi (2) gewidmet, doch muß gleich von vornherein betont werden, daß man hier keineswegs mit jener Strenge vorgehen kann wie vordem, sondern sich mit einem gewissermaßen qualitativen Ergebnisse zufriedenstellen muß.

Ein prismatischer Einzelkristall von der Länge l und dem Querschnitt q werde senkrecht zu dem letzteren einer homogenen Zugbeanspruchung unterworfen, welche pro Volumeneinheit des beanspruchten Kristalls eine Spannungsenergie E in ihm hervorruft; die Dimensionen von q werden als groß gegenüber l vorausgesetzt. Einer bestimmten, für gewöhnlich als unveränderliches Maß seiner Zugfestigkeit angesehenen Zerreißspannung S^* entspricht dann eine bestimmte kritische Spannungsenergie E^* , bei der der gedehnte Kristall längs einer zu q parallelen Ebene durchreißen soll, wie das z. B. beim Steinsalzkristalle geschieht, wenn er senkrecht zur Würfelfläche beansprucht wird. Die beiden beim Reißen entstehenden Bruchflächen haben die Oberflächenzunahme $2q$ zur Folge, und deren Oberflächenenergie $2q\sigma$ muß folglich im Augenblick des Zerreißens zur Verfügung stehen, damit dieses aus energetischen Gründen überhaupt eintreten kann. Darf man nun annehmen, daß die Zerreißvorrichtung im Augenblick des Reißens keine merkliche Energie zuliefert, was gerechtfertigt ist, wenn die elastischen Eigenschaften des Materials, aus dem sie besteht, wesentlich von denen des zu prüfenden Kristalles verschieden sind, so muß die vorhandene Spannungsenergie E^*ql außer der beim Reißen auftretenden Wärme-, Schall- und kinetischen Energie der Bruchstücke noch für die Oberflächenenergie der Bruchflächen aufkommen. Der Energiesatz verlangt also, daß:

$$E^*ql > 2q\sigma$$

oder:

$$l > 2\sigma/E^*.$$

Da σ erst im Bereiche molekularer Dimensionen veränderlich wird, muß man annehmen, daß die kritische Zerreißenergie E^* von der Länge l des Kristalles abhängt, wenn man der absurden und der Erfahrung widersprechenden Folgerung entgegen will, daß Kristalle von kleinerer als einer bestimmten kritischen Länge senkrecht zu dieser Dimension nicht mehr zerrissen werden können. Der Fall liegt also ganz analog wie im vorangehenden Beispiele, wo zum Aufreißen verschieden langer Risse verschieden große Energiebeträge (bzw. verschieden große Spannungen) erforderlich waren. Nun ist E^* dem Quadrat von S^* proportional. Die „technische Festigkeit“ eines idealen fehlerfreien Kristalles ist also mit seinen Dimensionen veränderlich; sie kann also auch nicht mit der „molekularen Festigkeit“ übereinstimmen, sie nimmt

vielmehr mit abnehmender Länge des Kristalls zu und nähert sich so der „molekularen Festigkeit“, in welche sie im Grenzfalle übergehen wird. Die kritische Schranke $2\sigma/E^*$ beträgt für Steinsalz etwa 6 mm, experimentell ist der erwartete Anstieg der Zug- und Biegezugfestigkeit für Längen unter 1 mm gefunden worden. Polanyi hat damit einen zweiten, mit dem ersten übrigen verwandten und davon nicht gänzlich unabhängigen Grund für die Tatsache gefunden, daß feinkristallinische Körper fester sind als grobkristallinische; in der Tat ist der einzelne große Steinsalzkristall trotz seiner weitgehenden Fehlerlosigkeit weicher als ein aus seinem Pulver gepreßter Körper. Der „technisch“ festeste Körper ist also mit dem fehlerlosen keineswegs identisch, er ist vielmehr im sozusagen ideal ungeordneten, im idealen amorphen Körper zu suchen, welcher möglichste Kleinheit der Kristallkörner mit möglichster Kleinheit der Fugen und Löcher zwischen ihnen vereinigen soll⁴⁾.

Die „molekulare Festigkeit“ wird dadurch für makroskopische Körper natürlich prinzipiell unerreichbar. Eine ähnliche Steigerung der Festigkeit dünner Materieschichten gegenüber dickeren, wie sie hier einstweilen speziell für Einzelkristalle gefolgert worden ist, um den Einfluß von Löchern und Rissen auszuschalten, läßt sich auf analoge Weise auch für kristallinische Körper voraussagen und tritt uns offenbar viel häufiger entgegen, als man es erwarten würde; man braucht hier nur an verschiedene Arten von Kittvorgängen, das Schweißen von Stahl mit Kupfer usw. zu erinnern.

Der Anlaß für das schließliche Reißen eines beanspruchten Kristalls an einer bestimmten Stelle ist, abgesehen von Ungleichmäßigkeiten in der Belastung, jedenfalls auch so wie beim sonstigen Material in dem Vorhandensein minimaler oberflächlicher oder innerer Verletzungen zu erblicken. Während der amorphe bzw. kristallinische Körper bis zur Elastizitäts- oder Bruchgrenze die relative Lage seiner Teilchen nur den elastischen Deformationen entsprechend verändert, zeigen weitgehend fehlerfreie Einzelkristalle unter bestimmten Bedingungen hingegen fast gar keinen Bereich elastischer Veränderungen, sondern Gleitvorgänge, welche von einer dauernden „Verfestigung“ begleitet sind. So haben die von Polanyi und seinen Mitarbeitern (6) untersuchten Metall-Einkristalldrähte von kreisförmigem Quer-

⁴⁾ Die Tatsache, daß mikrokristallines Material meist durch die Kristallkörner reißt und nicht zwischen ihnen, zeigt, daß zumindest von einer gewissen Kleinheit der Kristallkörner ab die Fugen einen geringeren erniedrigenden Einfluß auf die Festigkeit besitzen als die Korngröße. — Schließlich sei noch hervorgehoben, daß die Polanyischen Überlegungen naturgemäß ganz unverändert auch dann gelten, wenn der beanspruchte Kristall gleichzeitig noch unter allseitig gleichem Drucke steht, wie dies bei einigen Experimenten von Voigt an Steinsalz der Fall gewesen ist. Diese Bemerkung verdankt der Verfasser Herrn M. Polanyi.

schnitte in ihrer „dehnbaren“ Modifikation die Eigenschaft, sich zu flachen Bändern und bei weiterer Dehnung erneut zu Drähten von nun aber viel geringerem kreisförmigen Querschnitte ausziehen zu lassen, bevor sie reißen. Man hat darin, solange das Kristallgitter ungestört gleitet, wohl die Tendenz zu erblicken, das Zerreißen mit einem möglichst geringen Energieaufwand zu bewerkstelligen, was durch weitgehende Verringerung der Querschnittsdimensionen infolge der Gleitung erreicht wird; die Verfestigung ist dann eine nach dem Obigen nicht mehr völlig unverständliche, vielmehr notwendige Begleiterscheinung dieses Vorganges. Es bleibt abzuwarten, ob eine genauere Untersuchung der Dehnungseigenschaften von Einkristalldrähten zeigen wird, daß dieser Gesichtspunkt allein als Erklärungsgrundlage für ihr ungewöhnliches Verhalten ausreicht. Die Aufklärung der Verfestigung von Einzelkristallen durch mechanische Bearbeitung, die ebenfalls von *Polanyi* und seinen Mitarbeitern (7) festgestellt worden ist, erfordert hingegen, falls sich die Erscheinung nicht gänzlich auf die Beseitigung von mikroskopischen Inhomogenitäten zurückführen läßt, eine eingehende Betrachtung der im Gitter vor sich gehenden Prozesse, welche die Grobanordnung der Gitterbausteine und damit das Röntgenbild des Kristalls aber jedenfalls nur unmerklich zu verändern brauchen; so mag sich eine derartige eingehendere Betrachtung daher auch für die Verfestigung durch Gleitung als erforderlich herausstellen.

Während wir oben bezüglich der Abhängigkeit des Energiebedarfs für das Zerreißen von den Dimensionen des beanspruchten Körpers den *Polanyi*-schen Kristall mit der *Griffith*-schen gelochten Platte in Analogie setzen konnten, besteht zwischen beiden Fällen aber doch ein ganz wesentlicher Unterschied, der hier zum Schluß noch ausdrücklich hervorgehoben sei, da er auf eine neue, vielleicht fundamentale, einstweilen noch nicht beantwortete Fragestellung zu führen scheint. Gibt man irgendeine, unter Umständen auch beliebig kleine Spannung S vor, so läßt sich im *Griffith*-schen Falle *stets* eine Spaltlänge angeben, für welche S zur Zerreißspannung S^* wird; hingegen gibt es für eine hinreichend kleine Spannung keinen genügend langen Kristall, welchen sie zum Reißen brächte. Die *Erfahrung* zeigt vielmehr, daß für genügend große, fehlerfreie Kristalle und ebenso für die kristallinen Körper die Zerreißspannung einen ganz bestimmten, von den Dimensionen unabhängigen Wert besitzt; dieser Umstand ermöglicht es ja gerade, die „technische Festigkeit“ für praktische Zwecke als von Form und Belastung weitgehend unabhängige Materialkonstante anzusehen. Spannt man einen „großen“ Körper bis zum Zerreißen an, so beträgt seine Spannungsenergie also ein unter Umständen sehr hohes Vielfaches jenes Energiebetrages, der sich nachher in der Oberflächenenergie der Bruchflächen wiederfindet, gleichwohl ist der Ge-

samtbetrag für den Zerreißvorgang unerläßlich. Daß die Betrachtungen von *Polanyi* über diesen Punkt weiter keine Aussagen zu machen gestatten, kann nicht verwunderlich erscheinen: es wird von vornherein ja nur eine Energiebilanz ins Auge gefaßt, die zu einer bestimmten Ungleichung führt, welche sich erfüllt zeigen muß, das physikalische Geschehen jedoch nicht eindeutig festlegt; die allgemeine *Griffith*-sche Theorie, welche mit Energieänderungen operiert, vermag diesen Sachverhalt qualitativ hingegen völlig aufzuklären. Welcher Teil der Formänderungsarbeit des „großen“ Körpers verwandelt sich nun beim Zerreißvorgang in Oberflächenenergie? Ist er etwa im Körper irgendwie merklich lokalisiert? Sollte man aus der Unabhängigkeit der „technischen Festigkeit“ „großer“ Körper von ihren Dimensionen den Schluß ziehen können, daß die Spannungsenergie eines jeweils ganz bestimmten, die Bruchstelle umfassenden Körpervolumens, unabhängig von den Längsdimensionen, allein für die Lieferung der Oberflächenenergie der Bruchflächen zu sorgen hat? Oder ist hier der Ausweg über die Annahme verborgener, mikroskopischer oder submikroskopischer Inhomogenitäten allein gangbar? Eine Entscheidung dieser Fragen scheint einstweilen noch nicht möglich zu sein. Zur näheren Beurteilung der ersteren Möglichkeit sei nur noch hervorgehoben, daß sie eine Wechselwirkung der Körpermoleküle auf wesentlich größere Distanzen erfordern würde, als den üblichen Anschauungen von der Reichweite der Molekularkräfte entspricht. So befremdlich eine derartige Wechselwirkung dem ersten Anschein nach wäre — eine quantentheoretische Behandlung der zwischenmolekularen Kraftwirkungen (8) läßt sie als durchaus möglich erscheinen, doch kann noch nichts darüber ausgesagt werden, ob diese quantentheoretischen Folgerungen größenordnungsmäßig zur Erklärung der in Rede stehenden Erscheinung auch nur annähernd ausreichen würden oder nicht.

Literatur.

1. A. A. *Griffith*, The Phenomena of Rupture and Flow in Solids. Phil. Trans. Roy. Soc. London, A, 221, 163—198, 1920.
2. M. *Polanyi*, Über die Natur des Zerreißvorganges, ZS. f. Phys. 7, 323—327, 1921. (Den in dieser Arbeit angestellten Betrachtungen über die Kristallgittertheorie vermögen wir uns nicht anzuschließen, doch kann an dieser Stelle hierauf nicht näher eingegangen werden.)
3. C. E. *Inglis*, Stresses in a Plate due to the Presence of Cracks and Sharp Corners, Proc. Inst. Naval Architects, 14. März 1913.
4. Karl *Wolf*, Beiträge zur ebenen Elastizitätstheorie I., ZS. f. techn. Phys. 2, 209—216, 1921; II. ebenda, 3, 160—166, 1922.
5. G. v. *Hevesy*, Über Materietransport in Kristall und Kristallit, ZS. f. Phys. 10, 80—83, 1922; Über den Zusammenhang zwischen Elektrizitätsleitung und Wärmeleitung in elektrolytisch leitenden Kristallen, ZS. f. Phys. 10, 84—88, 1922.
6. M. *Polanyi*, Röntgenographische Bestimmung von Kristallanordnungen, Naturwissenschaften 10, 410—416, 1922.

- E. v. Gomperz*, Untersuchungen an Einkristalldrähten, ZS. f. Phys., 8, 184—190, 1920.
Vergl. ferner auch:
H. C. H. Carpenter and *E. F. Elam*, The Production of Single Crystals of Aluminium and their Tensile Properties. Proc. Roy. Soc. A, 100, 329—353, 1921.
7. *M. Polanyi*, Verfestigung von Einzelkristallen durch mechanische Bearbeitung, ZS. f. Elektrochemie, 28, 16—20, 1922.
8. *A. Smekal*, Versuch einer allgemeinen einheitlichen Anwendung der Quantentheorie und einer Quantentheorie der Dispersion. (Vorläufige Mitteilung), Wien. Anz. 1922, 79—81, Nr. 10.

Riffkorallen im Nordmeer einst und jetzt.

Von *Hjalmar Broch*, *Kristiania*.

Wenn von Korallen und besonders von Riffkorallen die Rede ist, wem käme da nicht zwangsläufig die Vorstellung von tropischer Sonnenglut über tropischen blauen Meeren an schwer zugänglichen tropischen Küsten, und vernähme nur mit äußerstem Mißtrauen die Meldung, daß auch in nördlichen, gemäßigten Meeren Steinkorallen zuhause seien und auch dort, und gar nicht so selten, zu „Riffen“ zusammenträten. Es leben und gedeihen aber in der Tat *Madreporarien* „hoch oben“ an der norwegischen Küste, auch *heutigen Tages noch*, und *dicht zu Bänken gedrängt*, daß man versucht wäre, von „Riffen“ zu reden, wenn das Wort nicht besser für die Bauten lebender Korallen verwendet würde, die dem *Schiffsverkehr hinderlich sind*, und Siedelungen, die erst in 200 m Tiefe auftreten, eben besser als *Korallenbänke* bezeichnet würden.

Derartige rezente Korallenbänke finden sich in den europäischen Gewässern nach neueren Feststellungen vor allem an der norwegischen Westküste; wie weit sie nach Süden und gegen Osten, der „norwegischen Tiefenrinne“ folgend, bis in das Skagerrak vordringen, bedarf noch näherer Untersuchung. Die nördlichsten Korallenbänke liegen bei den Lofoten, wo sie bei Bjarköy im Andfjord von Dr. *C. Dons* nachgewiesen worden sind. Am üppigsten entfaltet scheinen sie im Trondhjemsfjord zu sein, wo sie denn auch am eingehendsten untersucht worden sind. Bereits von einem Zeitgenossen *Linnés*, dem norwegischen Bischof und Naturforscher *Johan Ernst Gunnerus*, liegen sorgfältige Studien über die Steinkorallen von Trondhjem vor¹⁾, und in den letztvergangenen Jahren hat der verdiente Leiter der biologischen Meeresstation von Trondhjem, Dr. *O. Nordgaard*, vieles zur Aufklärung der interessanten Biocönose beigetragen.

Die Hauptkomponente der nordischen Korallenbänke stellt die prachtvolle *Madreporarie Lophohelia prolifera* Pallas (Fig. 1) dar. In tieferem Wasser gesellt sich dazu die stets gra-

ziler gebaute *Amphelia ramea* Pallas. *Lophohelia* ist im Leben gewöhnlich elfenbeinweiß, zuweilen auch hell orange gefärbt; *Amphelia* erscheint zu meist in rötlichem Orangeton. Beide Arten bilden wahre Gewirre von Zweigen, die dadurch noch dichter werden, daß die Ästchen und Stämme gern anastomosieren (teilweise verschmelzen). Bei *Lophohelia* beobachtet man, daß einzeln stehende (solitäre) Kolonien auf ebenen Unterlagen wie regelmäßige, fast halbkugelige Kissen geformt sind, in dichten Beständen auftretende Stöcke aber „regellos“ verzweigt auftreten; von *Amphelia* scheint es nur sperrige Wuchsformen zu geben. In diesen dichten Bänken, die sich, wie gesagt, von Riffen nur dadurch unterscheiden, daß sie



Fig. 1. Zweig einer Kolonie von *Lophohelia prolifera* schwach verkleinert (nach *Gunnerus* 1768).

tief unter der Oberfläche des Meeres auftreten, haust eine mannigfach gemischte Tiergemeinschaft, wiederum ganz in der Art wie in den Korallenbiocönosen der tropischen Meere. Es treten da, ganz wie in den Tropen, als gesteinsbildende Organismen die *Stylasteriden* hinzu, Hydrokorallen oder besser Hydrozoen mit starrem Kalkskelett statt biegsamem Hornskelett, die sich in fächerförmigen, prachtvoll schneeweiß oder hellrosenrot getönten Stöcken in die Bänke einmischen, und in den Formen *Stylaster gemmae* *Esper* und *Stylaster (Allopora) norvegica* (*Gunnerus*), zu zierlichen, feingebauten Arten auftreten, die erst der klassenbildende Scharfsinn des norwegischen Forschers *G. O. Sars* in den sechziger Jahren des vorigen Jahrhunderts als Hydroiden erkannt hatte. Die *Stylasteriden* sind bei weitem nicht so widerstandsfähig wie die Korallenstöcke; während die Korallenskelette aus

¹⁾ Besonders: Om nogle norske Coraller. Det Kgl. norske Videnskabs Selskabs Skrifter, Fjerde Deel, Kjöbenhavn 1768.