

Krystallplastisitet og litt om dens betydning for petrografien.

AV

HANS RAMBERG.

Bergartenes deformasjon under mekanisk påkjenning må vel, sammen med mineralenes stabilitetsforhold, sies å være et av sentralproblemene i den metamorfe petrologi. Studiet av krystallenes plastiske egenskaper er interessant nok i seg selv idet det forteller meget om de interatomiske krefter og om krystallenes struktur og kinetikk. Men slike undersøkelser har også vidtrekkende følger, — de vil f. eks. kunne hjelpe oss når det gjelder de storstilte krefter og bevegelser i jordskorpen som fører til bl. a. orogene omveltninger. Det tør derfor ha en viss betydning å gi et kort resymé over resultatene fra undersøkelser over krystallenes plastiske egenskaper i et geologisk tidsskrift. Jeg skal ikke her beskjefte meg med de forskjellige strukturer som genereres i mekanisk deformerte bergarter, de er nu i stor utstrekning gjort til gjenstand for betydelig mer detaljerte og nitide undersøkelser enn foreliggende artikkel bygger på i denne retning. Det er vesentlig selve kinetikken og energetikken som fører til dannelsen av metamorfe retning-strukturer som her skal behandles i korthet.

En kan stort sett si at det for tiden foreligger to prinsippielt forskjellige syn på dannelsen av metamorfe retning-strukturer i faste bergarter¹⁾. Det ene syn — som også er eldst — er det såkalte BECKE-RIECKESKE syn som hevder at retning-strukturer i mekanisk deformerte bergarter fremkommer ved kjemiske prosesser — nemlig ved en slags differentiell oppløsning og avsetning via en mettet poreløsning. Det absolutt urokkelige grunnlag for dette syn er at mineralenes oppløselighet stiger med trykket når dette virker sterkere på det faste mineral enn på poreløsningen.

¹⁾ Se f. eks. P. ESKOLA i BARTH, CORRENS, ESKOLA: Die Entstehung der Gesteine. Berlin 1939.

Det annet syn — det nyeste — det såkalte SANDER-SCHMIDTSKE, antar at bergartene flyter i fast tilstand ved translasjoner i de enkelte mineralgittere. Dette er en ren mekanisk prosess.

Disse to forskjellige grunnsyn utelukker selvsagt ikke på noen måte hinannen, og de fleste geologer er enige om at begge prosesser spiller rolle under bergartenes deformasjon. Det må dog bemerkes at begge syn er for snevre. Det foregår prosesser som er forskjellig fra både den BECKE-RIECKESKE rekrystallisasjon og den SANDERSKE gittertranslasjon. Denne »micro-flow« som jeg her tenker på er dog prinsipielt av samme art som den RIECKESKE rekrystallisasjon via en flytende poreløsning, men derimot vesensforskjellig fra gittertranslasjoner. Men den vei som RIECKE og hans tilhengere lot prosessen foregå langs, er for snever. Diffusjonen under rekrystallisasjonen er ikke slavisk knyttet til et oppløsningsmiddel utenfor mineral-kornene. Den kan foregå i mineralgitterne, langs deres overflate og i mosaikksprekkene, samt også i en flytende poreløsning om en slik er til stede — noe som selvsagt ikke alltid er tilfelle.

Når en således ser bort fra den altfor snevre reaksjonsvei som RIECKE antok, er hans prinsipp i overensstemmelse med det moderne syn på krystalldeformasjonen ved mekaniske påkjenninger under elastisitetsgrensen — altså den såkalte »micro-flow« i krystall-aggregater.

Som kjent foreligger det 2 hovedkriseverdier ved den mekaniske påkjenning som virker på en krystall ved gitte P , T , og X betingelser. Ved små mekaniske påkjenninger deformeres krystallen *elastisk*, d. v. s. den går tilbake til sin opprinnelige form når kraften opphører. Ved større påkjenninger deformeres krystallen *plastisk* ved *gittertranslasjoner* uten å ødelegge strukturen. Den påkjenning som representerer grenseverdien mellom elastisk og plastisk deformasjon, kalles som kjent *elastisitetsgrensen*, *flytegrensen* eller *skjærfastheten*. Ved intensere mekanisk påkjenning begynner krystallen — også her etter en grenseverdi — å sprekke opp, idet også strukturen delvis ødelegges. Vi har her passert *bruddfastheten*, og er over i det *kataklastiske området*.

Tidligere mente en at en krystall ikke kunde deformeres permanent ved mekanisk påkjenning som ligger under elastisitetsgrensen, uten at det foregikk en partiell oppløsning-rekrystallisasjon samtidig. Etter hvert har man lært å forstå at krystaller har evne til å flyte eller deformeres permanent under elastisitetsgrensen uten at en derved har noen kjemisk vekselvirkning mellom krystallen og en

flytende fase. (Det foregår en slags kjemisk prosess i krystallens indre og langs dens overflate, nemlig dispersjon, diffusjon og konsolidasjon). Det er nettopp denne deformasjon som kalles »micro-creep« eller »micro-flow« i engelsk-amerikansk litteratur¹⁾. Den må åpenbart være av overordentlig stor betydning for petrologien.

Ligningen mellom plastisk flytning eller »macro-flow« og den mekaniske påkjenning kan settes:

$$dv/dy = 1/\eta(f-f_m) = \Phi \cdot (f-f_m) \quad (1)$$

hvor dv/dy er strømmens hastighetsgradient, η er viskositeten og f er påkjenningen i kg/cm^2 , mens f_m er elastisitetensgrensen. (Se fig. 1).

Ved »micro-flow« kan vi stille opp følgende ligning:

$$dv/dy = 1/\eta \cdot f = \Phi \cdot f \quad (2)$$

hvor η er viskositeten for »micro-flow«. Det er å merke at Φ i begge ligninger betegner krystallens *fluiditet*, altså dens evne til å flyte ved mekanisk påkjenning. Vi må være oppmerksom på at for en og samme krystall ved konstante forsøksbetingelser, er fluiditeten ved »micro-flow« meget mindre end fluiditeten ved »macro-flow«.

Fig. 2 viser skjematisk forholdet mellom deformasjonshastigheten dv/dy og påkjenningen f . Det blir brudd på kurven ved f_m .

Nå er det mange krystallarter, f. eks. enkelte silikatminerale som ikke kan deformeres plastisk ved »macro-flow«. Ved en elastisk deformasjon kommer en opp over bruddfastheten før krystallen begynner å deformeres plastisk. Dette er hva en kaller sprøde krystaller. Deformasjoner av slike sprøde krystaller skulle følgelig bare kunne skje ved »micro-flow« under elastisitetensgrensen,

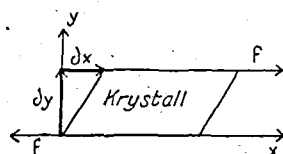


Fig. 1. Plastisk deformasjon ved laminar glidning (reproduisert etter R. HOUWINK op. cit. s. 3).

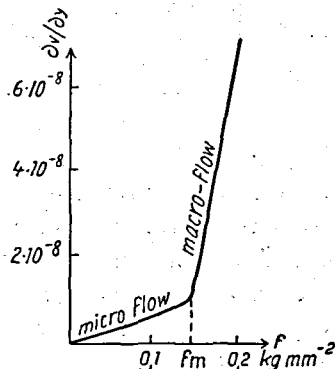


Fig. 2. »Makro-« og »micro-flow« i enkel tinn-krystall. f_m er flytegrensen eller elastisitetensgrensen. Fluiditeten, Φ , er lik kurvens stigningsgrad (reproduisert etter R. HOUWINK op. cit. s. 33).

¹⁾ Se f. eks. R. HOUWINK: Elastizität, Plastizität und Struktur der Materie. Dresden-Leipzig, 1938.

eller ved oppbrytning, — kataklase, — ved større påkjenninger. Om nå temperatur eller trykk varierer, er det teoretisk mulig å komme i P, T -områder hvor elastisitetsgrensen ligger lavere enn bruddfastheten, også for slike sprøde krystaller. Såvel elastisitetsgrensen som bruddfastheten varierer jo med P, T -betingelsene. Dette er

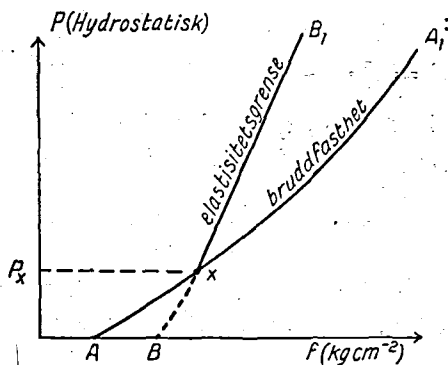


Fig. 3. Variasjonen av elastisitetsgrensen og bruddfastheten med trykket. Ved $P < X$ er krystallen sprø. Ved $P > X$ er krystallen plastisk innen området B_1XA_1 . Til høyere for XA_1 er deformasjonen kataklastisk, og tilvenstre for XB_1 deformeres krystallen elastisk eller ved micro-flow.

lønner seg da å betrakte atomer, ioner og molekyler som energisentra som besitter tiltrekningskrefter såvel som frastøtningskrefter. To nabopartikler danner da et stabilt kompleks når de er fjernet fra hinannen ved en avstand som betinger at tiltrekningskraften er lik frastøtningskraften. Vi kan si at partiklene hviler i potentialdepresjoner hvor den potensielle energi er et minimum.

Tiltrekningskreftene er av meget forskjellig natur som vi ikke skal gå nærmere inn på her. Det skal bare nevnes at de både kan være kulesymmetrisk fordelt rundt partiklene (atomene, ionene) og de kan være rettet — stråle ut i bestemte retninger. De varierer med avstanden fra sentrum etter følgende lov:

$$\sigma_a = A \cdot m/r^{m-1} \quad (3)$$

¹⁾ Deformation of Rocks under High Confining Pressure. Journ. Geol. 44, p. 54.

påvist eksperimentelt ved siden av at det teoretisk er en opplagt sak. I denne forbindelse må D. T. GRIGGS arbeider nevnes¹⁾. For de mineraler han har undersøkt øker bruddfastheten meget raskt med trykket, mens elastisitetsgrensen stiger langsommere. Dette vil da si at mineraler som er sprøde ved vanlige trykk, d. v. s. bruddfastheten er mindre enn elastisitetsgrensen, som regel blir plastiske ved høyere hydrostatiske trykk. Dette er skjematisk gjengitt på fig. 3.

Vi skal nå i korthet se litt på de indre kinetiske og strukturelle egenskaper ved krystallene som ligger til grunn for disse ytre mekaniske egenskaper. Det

hvor r er avstanden fra sentrum, A en konstant og m varierer mellom 2 og 7, alt etter valenskreftenes natur.

Frastøtningskreftene er av lignende art. De varierer med avstanden etter følgende ligning:

$$\sigma_r = -B \cdot n/r^{n-1} \quad (4)$$

hvor B er en konstant og n varierer mellom 7 og 11 alt etter kreftenes natur.

Resultantkraften mellom to partikler som er i ro i forhold til hinannen blir følgelig:

$$\sigma = \sigma_a + \sigma_r = \frac{A \cdot m}{r^{m-1}} - \frac{B \cdot n}{r^{n-1}} \quad (5)$$

Kraften mellom partiklene blir følgelig negativ når r er meget liten (frastøtning), den blir lik 0 ved en ganske bestemt avstand, r_0 , og den blir positiv ved større avstand (tiltrekning). Om således r minskes ved ytre påvirkning blir $\sigma_r > \sigma_a$, og det vil virke frastøtende krefter mellom partiklene. Hvis r økes, vil $\sigma_r < \sigma_a$, og partiklene blir utsatt for tiltrekkende krefter.

Den potensielle energi mellom partiklene vil variere med avstanden på en tilsvarende måte. Den er et minimum der $\sigma_r = \sigma_a$ og øker når avstanden øker eller minsker fra r_0 hvorved $\sigma_r \geq \sigma_a^1$.

Når en ved siden av dette meget grove syn på de interatomiske eller interioniske krefter tar hensyn til at partiklene besitter en gjennomsnittlig bevegelsesenergi lik $k \cdot T$ (hvor k er BOLZMANN'S konstant) som så å si adderer seg til den statiske frastøtningsenergi, har en tilstrekkelig grunnlag for å behandle krystallkinetikken etter de krav petrografien nødvendiggjør.

La oss f. eks. tenke oss en enkelt bygget krystall, f. eks. steinsalt, NaCl, ved $0^\circ K$. Her vil de forskjellige Na^+ og Cl^- ioner hvile i ro i potentialdepresjonene som nå ikke fremkommer ved vekselvirkning mellom bare to nabo-ioner, men mellom alle ioner som ligger innenfor hinannens virkningsfære. Kraftene som virker på et ion i en krystall vil derfor ha andre størrelser enn kreftene som virker mellom to motsatt ladete ioner i gassmolekylet i krystallens mettede dampfase.



Fig. 4. Partikler som hviler i potentialdepresjoner i en krystall.

¹⁾ Angående de interatomiske krefter, se G. BRIEGLER: Zwischenmolekulare Kräfte und Molekülstruktur. Stuttgart 1939.

Potentialdepresjonene i en slik steinsaltkrystall ved meget lav temperatur kan tenkes anskueliggjort som på fig. 4.

Ved oppheting vil ionene begynne å svinge med gjennomsnittsenergien $k \cdot T$. Hvert ion vil derfor selvsagt kreve et visst fritt volum for å kunne utføre disse termiske svingningene, og krystallenes samlede volum må øke. Vi kan også si at den termiske svingenergi virker i tillegg til de statiske frastøtningskrefter, slik at den gjennomsnittlige interioniske avstand må øke for å opprettholde likevekt med tiltrekningskreftene.

Etter den MAXWELLSKE energifordelingslov vil som kjent alltid enkelte av ionene besitte så stor kinetisk-termisk energi at de vil kunne hoppe ut av sine potentialdepresjoner dersom det er mulig av rent geometriske grunner. I løst pakkete gitter er dette uten videre mulig i visse retninger. Her kan særlig energirike ioner hoppe over i mellomgitterplasser som er rommelige nok, og oppholde seg på disse inntil mer stabile gitterplasser blir ledige. I de fleste gitter er pakningen ikke mer kompakt enn at ioner kan få plass mellom de ordinære gitterpunkter. Dessuten vil det alltid ved temperaturer over $0^{\circ}K$ være noen av de ordinære gitterplasser som ikke er besatt. Selv om en bestemt gitterstruktur ideelt sett er meget kompakt, vil det således alltid være enkelte små porer eller hull etter ioner som ikke er tilstede. (Vi ser foreløpig bort fra den termodynamisk ustabile mosaikkstruktur). Slike hull eller ubesatte gitterplasser kan en tenke seg fremkommer dels ved at enkelte partikler diffunderer ut av krystallen, dels ved at enkelte partikler inntar mellomgitterplasser.

I enhver krystallinsk substans kan en således stor sett si å ha følgende *bevegelser* i den stabile fase:

- 1) Enkeltpartiklene oscillerer om potensialdepresjonene.
- 2) Partiklene roterer delvis.
- 3) En visst lite antall av partiklene migrerer fra plass til plass i gitteret.
- 4) De ubesatte plasser, altså hullene i gitteret, migrerer i krystallen.
- 5) Langs overflaten fins det alltid adherte partikler av forskjellige typer som også oscillerer, roterer eller migrerer.

En termodynamisk stabil krystall besitter følgende *strukturelle* eiendommeligheter:

- 1) Det største antallet av partiklene opptar de normale ideelle gitterpunkter.

- 2) En liten del av partiklene besetter mellomgitterplasser.
- 3) Et lite antall av gitterpunktene opptas av andre partikler enn de som normalt skulle ha vært der.
- 4) Et visst antall av gitterplassene er ubesatte.

De ovenfor nevnte uregelmessigheter ved krystallgitterne representerer reversible likevekter som er gitt ved P, T, X betingelsene og fasens størrelse samt de partielle damptrykkene utenfor fasen¹⁾.

Det opptrer også forskjellige typer irreversible ustabile uregelmessigheter i gitteret. Det er små sprekker og porer, mosaikkstruktur f. eks., som er uavhengig av P, T, X , fasestørrelse og damptrykk. Disse kan være av stor betydning for krystallenes mekaniske deformasjon og deres kjemiske reaksjonsevne, men de lar seg som rimelig kan være, vanskelig behandle generelt.

Vi er særlig interessert i de migrerende partikler i gitteret og langs gitteroverflaten. Det er jo disse partiklers bevegelse som kan resultere i en stofftransport og i krystallenes plastiske deformasjon, samt i deres evne til å reagere kjemisk. Oscillasjonen og rotasjonen vil ikke kunne gi årsak til noen transport av stoff eller masse.

Vi kan si at to betingelser må være fylt for at et ion eller atom (molekyl) skal migrere i en krystall:

- 1) Det migrerende ion (atom) må besitte en viss minimal energi som er stor nok til at partikkelen løsrives fra tiltrekningsfeltet fra naboatomene. Idet vi erindrer at en partikkel som ligger inne i en krystall er omgitt symmetrisk av andre partikler, er det sannsynlig at den nødvendige minimumsenergi ikke er så svært stor. Den er f. eks. sikkert meget mindre enn den energi som skal til for å løsrive den samme partikkeltype fra gitterets overflate.
- 2) Partikkelen må ha fri passasje langs bevegelsesretningen i en viss minimal lengde. Denne fri passasje kan enten være til stede opprinnelig som et permanent ledd i gitterstrukturen, eller den kan tenkes å fremstå i det øyeblikk den migrerende partikkel sliter seg løs fra naboatomene. Passasjen dannes da ved termiske bevegelser av partiklene langs det migrerende ions bevegelsesretning.

Det vil ved gitte P, T, X -betingelser være en viss, som oftest meget liten, prosentdel av de forskjellige partikkeltyper som

¹⁾ Se f. eks. J. A. HEDVALL: Chalmers Tekniske Høgskoles Handlinger, Nr. 4 1942.

migrerer i gitteret og langs overflaten¹⁾. Denne proportsatsen er bestemt ved:

- 1) Ionets bindingsenergi.
- 2) Gitterets geometriske struktur.
- 3) Ionets volum.
- 4) Ionets masse.

Siden nå bindingsenergien varierer med retningen, og på grunn av gitterets strukturelle eiendommeligheter, vil rent generelt antallet av partikler som migrerer gjennom en tenkt enhetsflate i gitteret

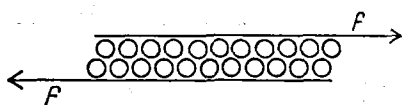


Fig. 5. Skjærspenninger som virker på et krystallgitter.

pr. tidsenhet være avhengig av retningen i krystallen. Det nevnte antall migrerende partikler kan vi kalle *migrabiliteten*. Ved stabilitet er migrabiliteten i to motsatte retninger like stor, ved ustabilitet blir migrabiliteten i visse retninger

større enn i de motsatte retninger, og resultatet blir en transport av stoff, en diffusjon i bestemte retninger. Antallet av migrerende overflatepartikler er også avhengig av flaten og retningen på en bestemt krystall.

Om nå de interatomiske eller interioniske krefter, samt en krystalls struktur er fullstendig kjent, vil en kunne beregne mikrofluiditeten, altså krystallens evne til å deformeres permanent under elastisitetsgrensen, macro-fluiditeten (deformasjonsvevnen over elastisitetsgrensen), elastisitetsgrensen, bruddfastheten, samt disse forskjellige kritiske størrelses variasjon med retningen i gitteret.

I fig. 5 er en krystall utsatt for mekaniske skjærkrefter f kg/cm². Er det n partikler pr. cm², blir hver partikkel påvirket av en kraft f/n . Det avhenger nå av størrelsen av denne kraft hvorledes krystallen skal deformeres. Om kraften f/n er mindre enn den som skal til for å bevege partikkelen ut av potentialmulden, blir deformasjonen bare elastisk. Alle partiklene forskyves et lite stykke opp fra potentialmuldens bunn, men ikke helt over kanten. Når kraften opphører, vil følgelig alle partikler falle tilbake på plass. (Fig. 6).

Når kraften f/n akkurat er stor nok til å heve partiklene ut av potentialmulden, er vi nettopp ved elastisitetsgrensen. Ved å øke

¹⁾ Se f. eks. W. JOST: Die Chemische Reaktion. Bd. 2. Dresden, Leipzig 1937.

påkjenningen en tanke, vil de forskjellige partikkelplan gli ved små sprang fra likevektstilling til likevektstilling¹⁾).

Ved ytterligere økning av påkjenningen stiger først deformasjonshastigheten (ligning (1) Side 3), men før eller senere nåes en ny kritisk verdi, bruddfastheten, hvorved påkjenningen er så stor at partiklene delvis rives helt løs fra hinannens tiltrekningsfærer. Krystallen er utsatt for kataklase.

Om krystallen er sprø, vil det si at kataklastisk deformasjon opptre før plastisk translasjon tar til. Ved slike krystaller må en anta at de krefter som skal til for å heve partiklene ut av potentialdepresjonene er av nær samme størrelse som dem som kreves for å løsrive partiklene helt fra hinannen. Årsaken til at slike sprøde krystaller kan bli plastiske ved høye hydrostatiske trykk, må tilskrives den ting at høye trykk søker å presse partiklene sammen slik at de har meget vanskelig for å løsrive seg helt fra hinannen. Dette at sprøde krystallarter kan bli plastiske ved høye trykk har selvsagt betydning for forståelsen av bergartenes deformasjon. Men en må være oppmerksom på at elastisitetsgrensen og viskositeten øker med stigende trykk, slik at det kreves meget større mekaniske krefter til for å deformere en krystall plastisk ved høyere trykk enn ved lavere. Sprøde krystallers evne til plastiske translasjoner i gitteret ved høye trykk kan således ikke på noen måte forklare bergartenes flytning ved meget små påkjenninger.

Krystallers evne til permanent deformasjon ved påkjenninger mindre enn elastisitetsgrensen er forståelig ut fra det syn på krystallenes kinetiske egenskaper som er referert i det foregående. Fluiditeten er dog her så liten at den oftest ikke kan påvises — eller iallfall vil den ofte overses — ved vanlige forsøk. Men spesialforsøk har bevist eksistensen av en slik »micro-flow« i krystaller. Rent generelt kunne en forklare seg fenomenet som følger:

Når en mekanisk påkjenning mindre enn elastisitetsgrensen virker på en krystall, settes hele gitteret i en viss spenning, d. v. s. de enkelte partikler mottar en viss elastisk forskyvningsenergi i en viss retning som både avhenger av de ytre krefters retning og av gitterets struktur. Denne mekaniske energi adderer seg til partikkelens ordinære termiske svingeenergi. Sannsynligheten for at partiklene skal hoppe ut av potentialdepresjonen blir derfor tilsvarende større nettopp i den retning som den elastiske spenning virker. Antallet

¹⁾ Se H. DEHLINGER: Chemische Physik der Metalle und Legierungen, Leipzig 1939.

av partikler som migrerer parallelt med den elastiske spenning blir derfor større enn antallet som migrerer i motsatt retning. Det opptrer en diffusjon av individuelle partikler i gitteret og langs dets overflate parallelt med spenningen. Fenomenene ved de tilfeller at krystallen er utsatt for ensidig trykk (irrotational strain) og for skjærkrefter (rotational strain) er fremstilt på fig. 6 og 7.

På denne måten kan en rent prinsipielt forklare seg krystallers mekaniske deformasjon ut fra deres indre energetikk og struktur.

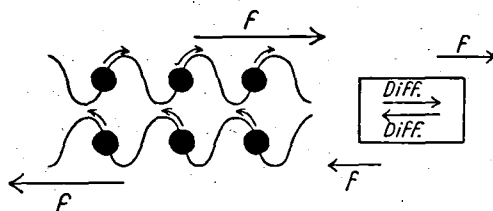


Fig. 6. Utsnitt av elastisk deformert krystall. De øverste partikler er forskjøvet et lite stykke oppover potentialdepresjonens høyere flanke, de nederste partikler er forskjøvet opp langs dens venstre flanke. Det skal følgelig mindre kinetisk energi til å føre de øvre partikler over potentialryggen ut mot høyere enn for å føre dem ut av mulden ved bevegelse til venstre. På samme vis er energien som skal til for å føre partiklene i den nederste rekke ut til venstre minst. Det vil derfor bli diffusjonstrømmer som antydnet i krystallen til høyere på figuren.

Foreløpig er stort sett bare prinsippene klare. Mange detaljer er ennå ikke forklart. Særlig er det iøyenfallende at en ikke makter å beregne kreftene slik at de blir i overensstemmelse med de praktiske forsøk. Det er en alminnelig regel at de beregnede krefter, elastisitetsgrensen, bruddfastheten, viskositeten etc. blir mellom 100 og 10000 ganger større enn de virkelige observerte. Dette beror dog åpenbart på detaljer i teorien og ikke på dens prinsipielle hovedtrekk¹⁾.

Ut fra disse syn kan en da forestille seg at den mekaniske deformasjon av en bergart som utsettes for stress, foregår på følgende måte: Den mekaniske spenning forplanter seg via de enkelte mineralkorns sammenstøtningspunkter; spenningene i hver enkelt krystall kan således ha forskjellig størrelse og retning. Videre vil de forskjellige mineralers egenskaper være forskjellige: bruddfastheten, elastisitetsgrensen, macro- og micro-fluiditeten er forskjellige. Der påkjeningen ligger under elastisitetsgrensen, må deformasjonen være elastisk sam-

¹⁾ Se R. HOUWINK, op. cit., W. JOST, op. cit.

tidig som det foregår en »micro-flow«, d. v. s. det omhandlede minerals ioner dispergerer der påkjeningen er stor, diffunderer mot mindre påkjening og konsoliderer der, eller ionene forlater selve gitteret for å danne aduerte molekyler eller atomer på mineralets overflate, hvor disse diffunderer fra stor til liten mekanisk påkjening. Er det væske langs mineralet, vil diffusjonen foregå delvis i denne. Diffusjonen vil også kunne foregå via nabomineralenes gitter. Diffusjonen foregår åpenbart langs alle disse mulige veier i den utstrekning

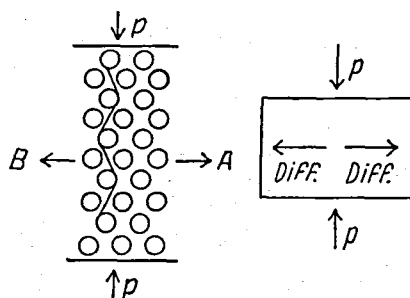


Fig. 7. Ved ensidig trykk forplanter påkjeningen sig gjennom en krystalls partikler. De krefter som virker på disse vil derfor forskyve partiklene elastisk i retning minst trykk, d. v. s. i retningene A og B. Dette vil gi diffusjon i de retninger som vist på figuren til høyere.

diffusjonskoeffisientene tilskriver. Siden migrabiliteten varierer med retningen i gitteret, vil kornene søke å innstille seg slik at retningen for størst migrabilitet — som svarer til retningen for raskeste voksehastighet — faller sammen med hele bergartens flyteretning.

Der elastisitetsgrensen overskrides — altså der påkjeningen er stor eller mineralet er særlig lettflytende — vil det foregå gittertranslasjoner. Også her blir det da som kjent muligheter for orientering idet translasjonsevnen varierer med gitterretningen.

Endelig vil enkelte steder bruddfastheten av særlig sprøde krystaller kunne overskrides. De utsettes for kataklase.

Det er ikke meningen med denne korte artikkelen å gå i detaljer. Det var bare enkelte hovedpunkter som jeg ønsket å pointere. Særlig tror jeg teorien for krystallers »micro-flow« vil være av stor betydning for petrografer som beskjeftiger seg med strukturstudier. Jeg har inntrykk av at det SANDER-SCHMIDTSKE syn på bergartenes plastisitet dominerer i dag. Hertil er særlig å bemerke at gitter-

translasjoner ikke kan foregå når påkjenningen er lavere enn elastisitetsgrensen. Men vi har gode grunner til å tro at bergartene flyter ved påkjenninger langt nedenfor elastisitetsgrensen, og da må det være ved »micro-flow«. Videre er det av betydning at retningsstrukturer og parallell-orientering av mineraler vil forekomme like forklarlig ved »micro-flow« som ved »macro-flow«.

MINERALOGISK INSTITUT, OSLO.

Januar 1946.