

BROTTMEKANISKA SYNPUNKTER PÅ
SPRICKUTBREDNINGEN KRING ETT BORRHÅL

Finn Ouchterlony

DS 1973:5

19.2.1973

STIFTELSEN
SVENSK DETONIKFORSKNING
SWEDISH DETONIC RESEARCH FOUNDATION

VINTERVIKEN – 117 48 STOCKHOLM
SWEDEN

BROTTMEKANISKA SYNPUNKTER PÅ
SPRICKUTBREDNINGEN KRING ETT BORRHÅL

Finn Ouchterlony

DS 1973:5

19.2.1973

Sammanfattning

Efter en kort beskrivning av sönderbrytningsförloppet vid pallsprängning analyseras den radiella spricktillväxten kring borrhålet under initierings-skedet. En tidigare utförd spänningsanalys på plana sprickgeometrier utnyttjas för att diskutera spricktillväxten. Den berör hur antalet sprickor, hålets närvaro och gasens inträngning i sprickorna påverkar spänningstillståndet samt den obalanserade tillväxten hos en sprickros som resulterar i att bara 5-8 radiella sprickor kring ett borrhål blir särskilt långa. Slutsatserna av diskussionen sammanfattas i slutet av artikeln.

Föredrag på IVA-BeFo:s bergmekaniska diskussionsmöte den 9 februari 1973.

BROTTMEKANISKA SYNPUNKTER PÅ SPRICKUTBREDNING KRING ETT BORRHÅL.

Inledning

Under de sista 25 åren har det gradvis vuxit fram allt bättre kunskaper om vad som verkligen händer vid bergsprängning. Både Stiftelsen Svensk Detonikforskning och Nitro Nobels Detoniklaboratorium har medverkat till detta och som välkända exempel på de resultat som arbetet där lett till kan nämnas dels "The Modern Technique of Rock Blasting" av Langefors och Kihlström /1/ samt dels metoden för gleshålssprängning som presenterats av Persson och Ladegaard-Pedersen /2/. Olika delar av arbetet har berörts i ett flertal föredrag vid både de bergmekaniska och de bergsprängningstekniska diskussionsmötena.

Vid Stiftelsen har en stor del av forskningen koncentrerats på den grundläggande fysiken och mekaniken bakom sprängningsförloppet främst i homogent berg. En ökad kunskap om dessa är nödvändig för att förbättra sprängningsmetoderna i berg som i verkligheten ofta är både inhomogent och fullt av sprickor och slag.

Sönderbrytningen av berget sker genom sprickors tillväxt men sprickorna är svåra att ta med i en modell för sönderbrytningsförloppet. Förut försökte man kringgå problemet genom att tala om "ekvivalenta hål" m.m. I dag däremot har man i brottmekaniken som behandlar lagarna för sprickors tillväxt ett verktyg som bevarar spetsarnas speciella karaktär. En brottmekanisk modell för stationär spricktillväxt har använts av Ouchterlony /3/. Modellen förklarar på ett tillfredsställande sätt resultat av provsprängningar i homogen granit i en pall med fri botten där för konstant laddningskoncentration den kritiska försättningen befanns vara störst när borrhålsdiametern var dubbelt så stor som laddningsdiametern.

Brottmekaniken ger också möjlighet att förstå flera delar av förloppet än den slutliga spricktillväxt som bestämmer utslaget och avsikten med detta föredrag är att presentera några synpunkter på den radiella spricktillväxten närmast borrhålet som en brottmekanisk sprickmodell tillåter.

För att placera in detta skede i bergsprängningsförloppet görs först en sammanfattning av de grundläggande mekanismerna som bygger på en artikel av Persson, Lundborg och Johansson /4/.

Sönderbrytningsförloppet vid pallsprängning

När laddningen detonerar i borrhålet kommer trycket att fortplantas in i berget i form av en stötvåg med konisk front där konvinkeln bestäms av förhållandet mellan sprängämnets detonationshastighet och stötvågens utbredningshastighet. I den tunna stötvågen, den är ungefär lika tjock som håldiametern, är alla spänningar tryckspänningar men bergets radiella expansion medför att de minskar bakom fronten och den tangentiella huvudspänningen övergår i drag. Se fig. 1. Spänningstillståndet bakom stötvågen närmar sig mycket snabbt det statiska om bergets elasticitetsgräns inte överskrids. Redan efter c:a $3 \mu\text{s}$ för ett 1" borrhål är skillnaden mindre än 20%.

Men då man i praktiken eftersträvar en sönderbrytning av berget är normalt trycket i borrhålet och stötvågen till en början mycket större än hållfastheten och materialet närmast borrhålet utsätts för kraftiga icke-elastiska deformationer under ett allsidigt tryck. Gastrycket i borrhålet minskar med hålets expansion liksom trycket i stötvågsfronten avtar med avståndet från hålcentrum varför detta område är begränsat till några hålradii för ett fulladdat hål. Först utanför denna närzon bildas makroskopiska sprickor. Spränggaserna i ett från början fulladdat 1" borrhål har i detta skede när den tangentiella huvudspänningen efter c:a $30 \mu\text{s}$ börjar övergå i drag kvar drygt hälften av explosionsenergin och ett tryck på c:a 10 kbar. Energifördelningen syns i fig. 1. En mycket stor del av spränggasernas nyttiga energi förbrukas i närzonen, något som man kan undvika om man inte laddar hålet alltför kraftigt.

I området närmast utanför närzonen bildas en ring med ett stort antal skjuvsprickor, åtminstone i plexiglas se fig 2. Detta område avviker åtskilligt från rent elastiskt beteende och utanför det övergår den tangentiella huvudspänningen i drag varigenom radiella sprickor kan bildas. Längst in kan antalet radiella sprickor vara mycket stort men endast ett fåtal, ungefär 5-8 st, blir avsevärt längre. Då stötvågens utbredningshastighet i berg är 4000-5000 m/s och sprickornas ungefär 1000 m/s följer att stötvågen mycket snabbt löper ifrån borrhålet och sprickzonen i dess närhet. I initieringsskedet har vi alltså ett expanderande system av radiella sprickor i ett spänningsfält bakom stötvågen som med tiden alltmer liknar det statiska fältet vid mycket stor försättning. Detta skede varar tills den mot fria ytan reflekterade stötvågen åter når sprickorna dvs bortåt 0.3 ms för ett 1" borrhål.

Vid den fria ytan reflekteras tryckvågen som en dragvåg vilken när den sedan möter de expanderande sprickorna ökar spänningskoncentrationen mest vid spetsarna på de sprickor som ligger ungefär parallellt med vågfronten, se fig. 3. Tillväxten av dessa sprickor favoriseras och de bestämmer utslagsgeometrin vilket klargjordes av Field och Ladegaard-Pedersen /5/. Den reflekterade stötvågens

ankomst innebär också att berget kring borrhålet nu får vetskap om den fria ytan, spänningsfältet ändras snabbt och liknar sedan alltmer det statiska för den verkliga försättningen. Man kan med statiska överläggningar i stort förklara den fria ytans inverkan på sprickutbredningen, se ansatser av bl.a. Porter och Fairhurst /6/, men viktiga pusselbitar blir oförklarade. Det är viktigt att komma ihåg att det dynamiska synsättet - den reflekterade vågens inverkan och det statiska synsättet - den fria ytans inverkan kompletterar varandra då båda behövs för att beskriva sprängningsförloppet i sin helhet. I ett föredrag visade Ladegaard-Pedersen och Persson /7/ hur höghastighetsfotografering använts för att studera dynamiken i sprickutbredning och spänningstillstånd vid sprängning i modellmaterial.

Även om stötvågens verkan till stor del är ansvarig för sprickinitieringen och för att tillväxten av de sprickor som bildar utslagsvinkeln favoriseras så svarar gastrycket i borrhålet genom det statiska spänningsfältet för huvuddelen av spricktillväxten och utbredningsriktningen, se även Kutters arbete /8/. Det är väsentligt att veta om gasen tränger in i sprickorna eller inte under lossbrytningsskedet. Å ena sidan finns modellexperiment som visar att gas strömmar ut ur sprickorna nästan genast när de nått den fria ytan och även beläggningar på sprickytor kring borrhål av fasta reaktionsprodukter från spränggaserna tyder på att gasen tränger långt in. Å andra sidan är strömningen i de smala och ojämna sprickorna behäftad med kraftiga tryckförluster och överlagsräkningar visar att gasflödet i sprickorna långt ifrån förmår tömma borrhålet. Detta stämmer med en av slutsatserna i den tidigare använda brottmekaniska sprickmodellen, se Ouchterlony /3/, nämligen att spränggasernas effektiva tryckverkan är begränsad till området närmast borrhålet under lossbrytningsskedet. När sprickorna nått den fria ytan bryts berget loss och kastas iväg under inverkan av spränggaserna. Förekomsten av sprickor och slag i berget kan ändra det beskrivna händelseförloppet kraftigt.

Brottmekanik och sprickor

Liksom man för ett intakt material som belastas har ett kritiskt värde på spänningen som är en materialegenskap, t.ex. drag- eller tryckhållfastheten, vilket avgör om brott inträffar eller inte så behöver man för ett material med makroskopiska sprickor en fältstorhet med motsvarande kritiska värde som är en materialegenskap för att uttala sig om spricktillväxten.

Det som avgör om en spricka i ett sprött material kommer att växa eller inte är om den vid sprickspetsen tillgängliga elastiska energin U_x kan frigöras i så snabb takt som energi förbrukas vid bildandet av nya ytor. På den linjära brottmekanikens skrivsätt måste för spricktillväxt gälla

$$-\frac{dU_x}{da} \geq G_{lc} \quad (1)$$

där a är spricklängden, $-dU_x/da$ kallas energifrigörelsegradienten och G_{Ic} som är en utvidgning av Griffiths ytenergibegrepp kallas för materialets brottseghet.

För en stillastående spricka i ett elastiskt material under plant deformationstillstånd belastad i ren öppningsmod gäller

$$-\frac{dU_x}{da} = \frac{1-\nu^2}{E} \cdot K_I^2(a) \quad (2)$$

där E är materialets elasticitetsmodul och ν dess Poissonsantal. Spänningsintensitetsfaktorn K_I är alltså ett mått på storleken av energiflödet in i sprickspetsen vid en eventuell tillväxt. K_I som beror av den belastade kroppens geometri och belastningens utbredning är just en sådan sökt fältstorhet som inom hållfasthetsläran används vid dimensionering av konstruktioner mot en katastrofal spricktillväxt. Sambanden (1) och (2) ger ett kritiskt värde på K_I .

Energiflödet in i sprickspetsen beror för en redan växande spricka av dess hastighet. Rent teoretiskt begränsas sprickans hastighet av hur snabbt de nybildade ytorna i sprickspetsen kan öppnas, vilket normalt inte kan ske snabbare än Rayleighvågens hastighet i materialet. För granit är Rayleighvågens utbredningshastighet något mindre än skjuvvågens eller c:a 3000 m/s. Sprickornas utbredningshastighet i berg är c:a 1000 m/s varför det dynamiska energiflödet uppskattningsvis sjunkit c:a 25% jämfört med motsvarande statiska värde i (2). Detta medför att de dynamiska spänningsintensitetsfaktorerna som mest bör vara c:a 15% lägre än motsvarande statiska värden för samma spricklängd. Sprickorna torde i verkligheten mycket snabbt accelerera till en något så när konstant utbredningshastighet och accelerationens bidrag till energiflödet snabbt bli litet.

Då skillnaden mellan de dynamiska och statiska K_I -värdena är förhållandevis liten kan man rimligen dra i stort sett korrekta slutsatser om den radiella spricktillväxten kring ett borrhål under initieringsskedet av bergsprängningsförloppet med utgångspunkt från de statiska K_I -värdena. Detta görs i nästa avsnitt på grundval av ett antal belastningsfall i tvådimensionella sprickgeometrier vilka i möjligaste mån överensstämmer med den verkliga situationen, jfr fig 2 och 4.

Den radiella spricktillväxten kring borrhålet

Belastningsfallen i fig 4 har analyserats med hjälp av den komplexa metoden med vars hjälp man kan studera ett stort antal sprickgeometrier. De fullständiga resultaten finns hos Ouchterlony /9/. Olika metoder att lösa sprickproblem presenteras t.ex. i "Methods of Analysis and Solutions of Crack Problems" /10/.

Följande belastningsfall finns upptagna i fig 4:

1. Stjärnsprickan med lika långa armar under ett utbrett inre övertryck
2. Det cirkulära hålet med lika långa radiella sprickor (som ovan)
3. Stjärnsprickan med armar av alternerande längd (som ovan)
4. Det cirkulära hålet med radiella sprickor (som ovan)
5. Det cirkulära hålet med lika långa radiella sprickor där trycket verkar enbart på hålranden
6. Stjärnsprickan med lika långa armar under centralt angripande krafter vilket är ett gränsfall till det föregående när sprickorna blir mycket långa
7. Stjärnsprickan med armar av alternerande längd under central angripande krafter

För alla geometrierna gäller att storheter som antalet sprickor, sprickornas storlek relativt hålet och förhållandet mellan spricklängderna kan varieras godtyckligt. Genom att jämföra stjärnsprickan med det cirkulära hålet med radiella sprickor får man reda på hur hålet påverkar spänningstillståndet vid sprickspetsarna, och hur gasens inträngning i sprickorna inverkar ger de olika belastningarna i samma kontur en uppfattning om. Vidare bör de fall där sprickorna är av olika längd innehålla information om varför endast ett fåtal radiella sprickor växer särskilt långt.

Alla belastningsfallen i fig 4 är rotationssymmetriska och följaktligen uppträder inga skjuvspänningar i planet framför en sprickspets. Detta medför att en fortsatt radiell tillväxt av sprickorna är det troligaste. Då sprickorna är belastade i ren öppningsmod följer att energiflödets storlek vid sprickspetsen bestäms av spänningsintensitetsfaktorn K_I som i (2). Man kan vidare visa att både spänningarna framför sprickspetsen och spricköppningen nära spetsen är direkt proportionella mot K_I . Sambanden visas i fig 4. Gasvolymen i spricksystemet som är en funktion av K_I har för några av fallen beräknats i /9/.

Spänningsintensitetsfaktorn för stjärnsprickan med lika långa armar under ett utbrett inre övertryck beroende av antal sprickarmar n finns i fig 5. Med god noggrannhet gäller

$$K_I(n) = 2 \sqrt{n-1/n} \cdot p \sqrt{\pi a} \quad (3)$$

och för ett stort antal armar $K_I/p\sqrt{\pi a} \sim 2/\sqrt{n}$. Man ser att $K_I(n)$ avtar med ett ökande antal armar och följaktligen att det krävs ett högre tryck p för fortsatt spricktillväxt ju fler armar stjärnsprickan har. Dessutom gäller att $K_I \propto \sqrt{a}$ när gasen fyller ut hela stjärnsprickan varför en stor sprickros är farligare än en liten.

För det cirkulära hålet med lika långa radiella sprickor finns kurvorna över spänningsintensitetsfaktorerna i fig 6 och 7 som funktion av förhållandet mellan sprickspetsavstånd och hålradien μ . Det framgår att bara när sprickspetsarna ligger nära hålranden påverkas spänningstillståndet vid spetsarna av hålets närvaro. Fig 7 där det cirkulära hålets värde dividerats med stjärnsprickans visar att hålets inverkan med god marginal kan försummas när

$$\mu \geq \mu_0 = n/(n-2) \text{ för } n > 2 \quad (4)$$

dvs i praktiken alltid när sprickorna är längre än 1 å 2 ggr hålradien.

Att gasens inträngning på ett avgörande sätt påverkar spänningstillståndet framgår av kurvorna i fig 8-10 där bara en del av sprickranden är belastad. Kurvorna i fig 8 som gäller för det cirkulära hålet med lika långa radiella sprickor där trycket verkar enbart på hålranden har för korta sprickor samma utseende som i fig 6 när gasen helt fyller ut sprickorna men med ökande spricklängd blir skillnaden allt större. Detta syns väl i fig 9 där de två kurvorna jämförs för $n = 6$ sprickor. Spänningsintensitetsfaktorn $K_I(\mu, n)$ minskar med ökande spricklängd som $K_I \sim 1/\sqrt{\mu}$.

Ur fig 9 framgår att även om hålets inverkan på spänningstillståndet vid sprickspetsarna är större när trycket verkar bara i hålet så är den försumbar när spetsarna ligger 2 å 3 hålradier från randen. Det asymptotiska beroendet hos K_I som streckats i fig 9 visar gränsfallet när sprickorna blir mycket långa dvs. stjärnsprickan med lika långa armar under centralt angripande krafter. Kraften F utgör här resultanten av gastycket över sektorn mellan två närliggande sprickor $F = 2pR \sin \pi/n$, se fig 4. I fig 10 finns en kurva över spänningsintensitetsfaktorn som funktion av antalet sprickor. Med mindre än två procents fel gäller

$$\left\{ \begin{array}{l} K_I(n) = f(n) \cdot 2pR/\sqrt{\pi a} \\ f(n) = \begin{cases} 1 & \text{för } n = 2 \\ \pi/2 \sqrt{n} & 3 \leq n \leq 20 \end{cases} \end{array} \right. \quad (5)$$

och man ser att $K_I \propto 1/\sqrt{a}$ varför en liten sprickros är farligare ur tillväxtskympunkt än en stor. Stjärnsprickan med centralt angripande krafter uppvisar i detta avseende ett rakt motsatt beteende mot en stjärnspricka under ett utbrett gastryck, jfr (5) med (3). Men fortfarande gäller slutsatsen att det krävs ett högre tryck p för spricktillväxt ju fler armar stjärnsprickan har.

Man finner att spänningsintensitetsfaktorerna och därmed energiflödena är centralt angripande krafter $F = 2pR \sin \pi/n$ resp. ett utbrett inre övertryck p i stjärnsprickan med lika långa armar förhåller sig som $\approx (R/2a)^2$. För ett 1" borrhål med 1 meters sprickor blir alltså energiflödet i sprickspetsarna om gasen stannar i borrhålet mindre än 0.01% av det värde som man skulle få om gasen kunde tränga ut i spetsarna under samma tryck. Den trycksänkning som följer med gasens expansion ändrar förhållande till omkring 1% och man inser att de spricklängder som kan erhållas vid bergsprängning starkt påverkas av hur långt gasen förmår tränga in i spricksystemet.

Låt oss nu studera de belastningsfall där armarna är olika långa och först stjärnsprickan med armar av alternerande längd i fig 4. Spänningsintensitetsfaktorn för a -spetsarna betecknas $K_{I1}(\delta, n)$ och för δa -spetsarna betecknas den $K_{I2}(\delta, n)$ där δ är förhållandet mellan spricklängderna. Kurvor över de normaliserade spänningsintensitetsfaktorerna $k_{I1}(\delta, n)$ och $k_{I2}(\delta, n)$ som funktion av δ finns i fig 11-13. Definitionsmässigt gäller för ett utbrett inre övertryck:

$$\begin{cases} k_{I1}(\delta, n) = K_{I1}(\delta, n)/p\sqrt{\pi a} \\ k_{I2}(\delta, n) = K_{I2}(\delta, n)/p\sqrt{\pi \delta a} \text{ för } 0 < \delta < \infty \end{cases} \quad (6)$$

och för centralt angripande krafter

$$\begin{cases} k_{I1}(\delta, n) = K_{I1}(\delta, n)/(2pR/\sqrt{\pi a}) \\ k_{I2}(\delta, n) = K_{I2}(\delta, n)/(2pR/\sqrt{\pi \delta a}) \end{cases} \quad (7)$$

varför av symmetriskäl gäller för båda belastningsfallen att

$$\begin{cases} k_{I1}(\delta, n) = k_{I2}(1/\delta, n) \\ k_{I2}(\delta, n) = k_{I1}(1/\delta, n) \end{cases} \quad (8)$$

Man inser att spänningsintensitetsfaktorernas värden måste vara lika när sprickorna är lika långa, dvs $k_{I1}(1, n) = k_{I2}(1, n)$, och att värdet ges av uttrycken (3) och (5) för stjärnsprickan med lika långa armar. Vidare inses

att när längdförhållandet δ antingen är mycket stort eller mycket litet kan de kortare sprickorna inte nämnvärt påverka spänningstillståndet vid spetsarna på de längre. Följaktligen skall $k_{11}(\delta, n)$ när $\delta \rightarrow 0$ och $k_{12}(\delta, n)$ när $\delta \rightarrow \infty$ svara mot värdena för stjärnsprickan med lika långa armar men för halva antalet $n/2$. Det syns i fig 11-13 för $n = 4$ och fler sprickor.

Dessutom uppträder för stjärnsprickan med lika långa armar en obalans vid tillväxt. Detta följer för ett utbrett inre övertryck ur fig 11 och 12 där $k_{11} > k_{12} \cdot \sqrt{\delta}$ för $\delta < 1$ och $k_{11} < k_{12} \sqrt{\delta}$ för $\delta > 1$ och det faktum att i verkligheten varken geometrin eller materialet är helt ideala. En liten existerande obalans kommer följaktligen alltid att förstärkas då det finns mer energi tillgänglig för tillväxt av de längre sprickorna och en likformig tillväxt av alla sprickorna i sprickrosen blir omöjlig. Man accepterar gärna intuitivt att de längre sprickorna är farligare än de korta då för ett utbrett inre övertryck $K_I \propto \sqrt{a}$ och att de längre sprickornas tillväxt undertrycker de kortares då materialet kring de kortare spetsarna blir alltmer inspannt. Denna obalans blir alltmer utpräglad med ökande antal sprickor.

Det är mer förvånande att stjärnsprickan med lika långa armar under centralt angripande krafter inte tillåter en likformig tillväxt av alla sprickorna. Ytligt sett är en kort spricka farligare än en lång då $K_I \propto 1/\sqrt{a}$ för centralt angripande krafter vilket också gäller för den plana sprickan. Men redan för $n = 4$ sprickor visar kurvorna en tendens till obalans som ökar med antalet sprickor och är fullt utbildad för fler än $n = 8$ sprickor. Det framgår ur fig 13 vid en jämförelse mellan k_{11} och $k_{12} \sqrt{\delta}$. I denna obalans finns således oavsett om gasen trängt in i spricksystemet en förklaring till varför endast ett fåtal radiella sprickor växer särskilt långt ens under ett första skede av sönderbrytningsförloppet även om ett stort antal initerats. Antalet rör sig vanligen om $n = 5-8$ st vilket enl. vad som visats stämmer någorlunda med den gräns där stjärnsprickan inte längre är en ur tillväxtsynpunkt utpräglad instabil geometri, dvs $n = 4-6$ sprickor.

I samband med den nyss nämnda obalansen inträffar det att spetsarna på de kortare sprickorna sluts när längdförhållandet blir tillräckligt stort. Då spricköppningen $\Delta \propto K_I$ händer detta när k_{11} eller k_{12} blir negativ. I fig 11-13 syns att sprickslutning inträffar för $n \geq 6$ sprickor för ett utbrett inre övertryck och för $n \geq 8$ sprickor under centralt angripande krafter. Detta förhindrar en eventuell uppkomst av nya sprickor när andra sprickor redan finns.

Slutsatserna för stjärnsprickan gäller nästan oförändrat för det cirkulära hålet med radiella sprickor. Hur hålets närvaro inverkar visar fig 14 där de normaliserade spänningsintensitetsfaktorerna för det cirkulära hålet med

radiella sprickor av alternerande längd för ett utbrett inre övertryck jämförs med motsvarande stjärnsprickas värden. Man ser att så länge μ och $\lambda \geq n/(n-2)$ som i (4) kan hålets inverkan liksom förut försummas.

Några slutsatser

Som resultat av dessa överläggningar kan man beträffande den radiella spricktillväxten kring ett borrhål under intieringsskedet av bergsprängningsförloppet säga att:

1. Med ökande antal sprickor stiger det tryck som krävs för att sprickorna skall växa.
2. Det cirkulära hålet påverkar inte spänningstillståndet vid sprickspetsarna nämnvärt utanför ett området på 2 à 3 hålradier.
3. Energiflödet i sprickspetsarna och därigenom de spricklängder som kan erhållas vid bergsprängning påverkas starkt av hur långt gasen förmår tränga in i sprickorna.
4. När längdförhållandet mellan sprickorna är stort blir spänningstillståndet vid de längre sprickornas spetsar opåverkat av de kortare sprickorna.
5. Spetsarna sluts på de kortare sprickorna om längdförhållandet blir tillräckligt stort.
6. Oavsett hur långt in i sprickorna gasen trängt kan inte en likformig tillväxt av alla spetsarna ske för det cirkulära hålet med lika långa radiella sprickor. Denna obalans ökar med antalet sprickor.
7. Den nedre gränsen på $n = 4 - 6$ sprickor där obalansen inte är fullt utbildad överensstämmer någorlunda med det antal sprickor, vanligen 5-8 st, som dominerar sprickbilden. Jfr. fig 2.

Dessa slutsatser gäller också för andra användningsområden där öppna sprickor förekommer, t.ex. hydraulisk tryckning av borrhål och sprickor kring cylindriska hål under yttre dragning.

Brottmekaniken ger också möjlighet att belysa andra delar av pallsprängningsförloppet, t.ex. den fria ytans inverkan på sprickbilden och spänningstillståndet vid sprickspetsarna, som hos Ouchterlony /11/. Frågor av ytterligare intresse är hur en brottmekanisk sprickmodell skalar spricklängd och försättning som funktion av håldiametern jämfört med Langefors och Kihlströms formuler underlag samt om modellen kan användas för överläggningar om utslag mot cirkulära hål. Modellen har följts upp med brottseghetsmätningar på bergmaterial av Lundborg och Almgren /12/.

Litteratur

- | | | |
|---|---|-----|
| Langefors, U. och
Kihlström, B.: | The Modern Technique of Rock Blasting
Almqvist och Wiksell, Stockholm 1963 och
1968. | /1/ |
| Persson, P.A. och
Ladegaard-Pedersen, A. | Fullskaleförsök vid gleshålssprängning.
Bergsprängningskommitténs diskussionsmöte
feb. 1970 s 215-236. | /2/ |
| Ouchterlony, F. | Beräkning av spricklängdens variation
med håldiametern vid konstant spräng-
ämnesmängd per meter. IVA rapport nr 38
s 115-129. 1971. | /3/ |
| Persson, P.A.,
Lundborg, N. and
Johansson, C.H. | The Basic Mechanisms in Rock Blasting.
Proc. Sec. Congr. ISRM paper 5-3 Bel-
grad 1970. | /4/ |
| Field, J.E. och
Ladegaard-Pedersen, A. | The Importance of the Reflected Shock
Wave in Rock Blasting. Int. J. Rock
Mech. Min Sci. vol 8 s 213-226. 1971. | /5/ |
| Porter, D.D. och
Fairhurst, C. | A Study of Crack Propagation Produced
by the Sustained Borehole Pressure in
Rock Blasting. Kapitel 25 s 497-515 i
Dynamic Rock Mechanics, Proc. Twelfth
Symp. on Rock Mechanics Rolla Missouri
1970. | /6/ |
| Ladegaard-Pedersen, A. och
Persson, Algot. | Fotografisk studie av sprickutbredning
och spänningstillstånd kring en deto-
nerande laddning i modellmaterial.
IVA rapport nr 38 s 131-140. 1971. | /7/ |
| Kutter, H.K. | The Interaction Between Stress Wave
and Gas Pressure in the Fracture Process
of an Underground Explosion in Rock,
with Particular Application to Pre-
splitting. Ph.D thesis Univ. Minn.
1967. | /8/ |

Summary

After an introductory description of the breaking mechanism in bench blasting the radial crack growth around the bore hole during the initial part of the fragmentation process is analyzed. Results from a stress analysis of various plane crack geometries are used in discussing the crack growth from a Fracture Mechanics point of view.

Summing up one may conclude that:

1. The critical pressure for growth increases with an increasing number of cracks.
2. The circular hole doesn't appreciably influence the stress state at the crack tips outside of a near zone of 2-3 hole radii.
3. The energy flow into the crack tips and hence the crack lengths obtainable in rock blasting are strongly influenced by the gas penetration into the crack system.
4. The presence of shorter cracks doesn't influence the stress state at the tips of the longer ones when the crack length ratio is larger than ≈ 3 for 6 or more cracks.
5. The longer cracks influence the shorter ones significantly and cause the tips of these to close when the crack length ratio is large enough.
6. No matter how far into the cracks the gas has penetrated all equally long radial cracks around a circular hole can't grow in a uniform fashion. This imbalance is enhanced with an increasing number of cracks.
7. The lower limit of 4-6 cracks where this imbalance is not yet fully developed corresponds well with the number of cracks, usually 5-8, which dominate the crack growth at later stages.

These conclusions will also hold for other applications with open cracks such as hydraulic fracturing of bore holes and cracks around circular openings subjected to an allround tension.

Figure Texts in English

- Fig. 1. Stresses and energy distribution in granite appr. 30 μ s after the detonation of a fully loaded 20 mm bore hole.
- Fig. 2. Crack pattern in PMMA after a detonation.
- Fig. 3. Interaction between the reflected tensile wave and the growing crack system.
- Fig. 4. Crack load configurations.
- Fig. 5. The stress intensity factor of a pressurized star crack with arms of equal length.
- Fig. 6. The stress intensity factor of a pressurized circular hole with radial cracks of equal length.
- Fig. 7. The influence of the hole - a comparison of values given for the circular hole and the star crack.
- Fig. 8. The stress intensity factor of a circular hole with radial cracks of equal length subjected to a pressure in the hole only.
- Fig. 9. The influence of the gas penetration into the cracks - a comparison of the fully pressurized configuration with the case when the gas acts in the hole only.
- Fig. 10. The stress intensity factor of a star crack with radial cracks of equal length loaded by centrally applied forces.
- Fig. 11. The dimensionless stress intensity factors of a pressurized star crack with arms of alternating lengths for $n = 6$ cracks.
- Fig. 12. As in fig 11 but for various crack numbers.
- Fig. 13. The dimensionless stress intensity factors of a star crack with arms of alternating lengths loaded by centrally applied forces.
- Fig. 14. The influence of the hole - a comparison of values given for the circular hole and the star crack.