

NÅGRA SYNPUNKTER PÅ INITIERING OCH DETONA-
TION AV KONDENSERADE SPRÄNGÄMNE

P.A. Persson

DS 1970:22

22/5 1970

STIFTELSEN
SVENSK DETONIKFORSKNING
SWEDISH DETONIC RESEARCH FOUNDATION

VINTERVIKEN — 117 48 STOCKHOLM
SWEDEN

NÅGRA SYNPUNKTER PÅ INITIERING OCH DETONA-
TION AV KONdensERADE SPRÄNGÄMNER

P.A. Persson

DS 1970:22

22/5 1970

Sammanfattning

Rapporten ger texten till ett populärföredrag hållet i avsikt att ge en möjligast korrekt och lättfattlig sammanfattning av det nuvarande kunskapsläget på den experimentella detonikens område.

NÅGRA SYNPUNKTER PÅ INITIERING OCH DETONATION
AV KONDENSERADE SPRÄNGÄMNE

P.A. Persson

Det är alltid farligt att ge titeln till ett föredrag innan föredraget är färdigt. När lic. Johansson bad mig komma hit tänkte jag att en titel som "Några synpunkter på initiering och detonation av kondenserade sprängämnen" helt säkert skulle kunna innehålla allt jag rimligtvis kunde tänkas ha anledning att beröra i det här föredraget. Så här i efterhand hade jag gärna velat byta ut den ganska fula anglicismen kondenserade mot orden flytande och fasta. Ordet sprängämnen skulle jag också vid närmare eftertanke vilja ersätta med explosivämnen.

Ordet explosion betyder väl för de flesta människor en mycket snabb utvidgning av materia till en volym större än den ursprungliga. Om vi för att inte i onödan krångla till saken tar fasta på den enkla definitionen så är alltså explosivämnen sådana ämnen, som är kapabla till en snabb utvidgning, en explosion. För att inte bli alltför vittfamnande ska vi här begränsa oss till sådana fasta och flytande explosivämnen vilkas explosion sammanhänger med en snabb exoterm kemisk reaktion, antingen i form av kemiskt sönderfall eller i form av reaktion mellan explosivämnets olika kemiska beståndsdelar.

På det här viset kommer vi förbi den besvärliga och ofta onödiga distinktionen mellan erkända sprängämnen och reaktiva substanser.

Det är också alldeles avsiktligt som jag har undvikit att skilja mellan sprängämnen och krut eller drivmedel eller sådana utanför explosivvaruförordningen fallande ämnen som nitrometan eller isopropylnitrat. Alla dessa är explosivämnen enligt vår definition och när vi talar om initiering och detonation är det mera fråga om gradskillnader än om artskillnader dem emellan.

När jag nu i fortsättningen av gammal vana talar om sprängämnen, så är det i själva verket explosivämnen jag menar.

BILD I

Den här bilden är i all sin enkelhet nyckeln till hela problemkomplexet initiering och detonation. Den visar halveringstiden genom termiskt sönderfall av nitroglycerin som funktion av temperaturen. Den är beräknad på basis av en enkel Arrhenius-ekvation och konstanterna är bestämda ur försök med långsamt sönderfall vilket gör att den är extrapolerad långt in i det okända. Icke desto mindre visar den att vi har all anledning att förvänta ett mycket snabbt sönderfall om vi kan upphetta ett sprängämne till hög temperatur. En temperaturförhöjning med 100°C ger en 10-potens kortare halveringstid. Detta innebär en höggradig känslighet i reaktionshastigheten för lokala temperaturvariationer och mycket av de senaste decenniernas framsteg i våra kunskaper om initiering och detonation hänger ihop med upptäckten att det finns en hel rad olika mekanismer som ger upphov till lokala temperaturförhöjningar när ett sprängämne utsättes för kompression på ett eller annat sätt.

Vi kallar dem hot spots och vi skall återkomma till dem flera gånger.

En fullt utbildad stabil detonation är en självgående reaktiv stötvågsprocess i vilken materialets tillstånd praktiskt taget diskontinuerligt förändras genom kompressionen i stötvågsfronten till en temperatur där sedan den kemiska reaktionen sker mycket snabbt.

I ett homogent, flytande sprängämne, t.ex. nitroglycerin sker kompression inom loppet av 10^{-12} sekunder, och den därpå följande reaktionen vid en begynnelsestemperatur omkring 1000°C sker inom en zon med c:a 0.2 mm tjocklek. Mot slutet av denna zon är trycket c:a 220 kbar, temperaturen över

3000°C och tätheten 30% högre än nitroglycerinets.

BILD 2

Bilden visar kontinuitets- och energisambanden för endimensionell stöt våg respektive detonation.

Vi ser att det råder en fullständig analogi mellan de bägge fenomenen med den enda skillnaden att i ökningen av inre energin ingår den kemiskt frigjorda energin Q .

Beträffande fortplantningsstabiliteten finns emellertid en viktig skillnad. I en stöt våg är alltid ljudhastigheten i det komprimerade materialet större än ~~det komprimerade skiktets~~ tillväxthastighet i en stabil detonation är de bägge hastigheterna nära nog lika. Stannar kolven kommer alltså i stöt vågen den därav föranledda trycksänkningen att fortplantas framåt till fronten och minska dess hastighet så att stöt vågen så småningom dör ut. I detonationen hinner informationen om trycksänkningen aldrig fram och vågen är därför självgående.

Antagandet att $c = D - u$ är den grundläggande men märkligt nog ännu inte experimentellt bekräftade utgångspunkten för den klassiska detonationsteorin som den formulerades vid sekelskiftet av D.L. Chapman i England och E. Jouguet i Frankrike.

Kontinuitetsekvationerna gäller inte bara för sluttillståndet omedelbart sedan kompression och ev. reaktion är fullbordad utan även för ett godtyckligt tillstånd vilket som helst under kompressions- eller reaktionsförloppet, under förutsättning att dessa förlopp är tidsoberoende.

Sambandet mellan tryck och volym för sådana tillstånd får vi om vi eliminerar kolv- eller partikelhastigheten u ur kontinuitetsekvationerna för massa och impuls. Det rätlinjiga sambandet kallas Rayleigh-linjen eller i Sovjetunionen Michelson-linjen.

BILD 3

I p-v planet innebär antagandet $c = D-u$ att Rayleigh-linjen är tangent till reaktionsprodukternas isentrop i punkten p_1, v_1 , det så kallade Chapman-Jouguet tillståndet. Orten för de tillstånd som kan uppnås genom olika stark stötvågskompression av det oreagerade sprängämnet kallas stötadiabat eller Hugoniot-kurva. Eftersom stötvågskompressionen är en icke reversibel process, $S > S_0$, är stötadiabaten i varje punkt brantare än isentropen genom denna punkt. I begynnelsestillståndet tangerar stötadiabaten den räta linjen med lutningen $\rho_0^2 c^2$. Skärningen med Rayleighlinjen anger begynnelsestillståndet för den kemiska reaktionen, om vi antar att denna inte hinner igång under den utomordentligt snabba kompressionen i stötvågsfronten. Trycket och tätheten vid stötvågsfronten är alltså avsevärt högre än Chapman-Jouguet tillståndet och reaktionen sker under expansion utefter Rayleigh-linjen ned till detta. Denna branta trycktopp vid fronten förutsades på 40-talet oberoende av varandra av von Neumann i USA, Doering i Tyskland och Zeldovich i Sovjet och kallas därför ofta von Neumanns spike. Den har experimentellt iakttagits i ett fåtal inhomogena sprängämnen med hög täthet. De experimentella svårigheterna då det gäller att detaljstudera förhållanden i reaktionszonen är utomordentligt stora. Fronten rör sig med hastigheter mellan 5 och 9 km/sek och hela reaktionszonen är endast någon eller några tiondels millimeter tjock. Detta gör att vi ännu svävar i ovisshet om den enkla Chapman-Jouguet och von Neumann-teorin är en riktig beskrivning av detonationsförloppet.

Låt oss därför se på några olika faktorerers inverkan på detonationsförloppet.

BILD 4

Bilden visar detonationshastigheten som funktion av begynnelsestätheten för några högbrisanta militära sprängämnen. Hastigheten minskar monotont med tätheten och extrapolation till $\rho_0 = 0$ ger hastigheter mellan 2 och 3 km/s, typiska för detonerande gaser.

BILD 5

Bilden visar detonationstrycket som funktion av begynnelsestäthetens kvadrat för några olika sprängämnen. Sambanden är nära nog rätlinjiga. Det vi hittills har talat om är plana detonationsvågor. För detonerande stavladdningar tillkommer diameterberoendet. I en stavladdning ställer detonationsfronten så småningom in sig till en krökt, framåt konvex yta, som ofta har formen av en sfärisk kalott.

BILD 6

I fortvarighetstillstånd är krökningsradien tidsberoende, vilket innebär att den lokala detonationshastigheten är störst på laddningens axel och avtar utåt periferin. Uppenbarligen nås detonationsfronten av signaler som förmedlar vetskap om laddningens begränsade tvärsnitt. Med ökande laddningsdiameter närmar sig för de flesta sprängämnen förhållandet mellan frontens krökningsradie och laddningens diameter ett konstant övre gränsvärde mellan 3 och 3.5.

BILD 7

Bilden visar den axiella detonationshastighetens beroende av laddningens diameter. Sambandet mellan hastighet och inversa diametern är oftast rätlinjigt för stora diametrar: $D = D_\infty(1 - \frac{a}{d})$.

BILD 8

Bilden antyder att det finns en kritisk minsta laddningsdiameter under vilken detonationen inte kan fortplantas.

BILD 9

För varje sprängämne är lutningskoefficienten a beroende av begynnelse-tätheten - den avtar vanligen med stigande täthet.

BILD 10

Den kritiska diametern är även den beroende av sprängämnets begynnelse-täthet. Bilden visar TNT. För pulverformiga sprängämnen minskar den med ökande begynnelse-täthet till mycket små värden karakteristiska för hårt pressade laddningar. Ju mera finkornigt pulver, desto mindre blir kritiska diametern. Markant högre värden visar gjutna spräng-ämnen; högre ju mera homogen och fri från defekter i form av luft-blåsor laddningen är.

Förklaringen till detta förhållande ligger i inverkan av hot spots på reaktionshastigheten. Hot spots torde uppkomma i en pulverladdning under kompressionsfasen genom plastisk deformation i kontaktpunkterna mellan sprängämneskornen men också där oreagerat sprängämne träffas av de framåtströmmande heta reaktionsprodukterna. Ju finare pulver desto flera hot spots, och ju högre begynnelse-täthet desto högre kompressionstryck och därmed högre hot spot-temperatur, vilket leder till högre reaktionshastighet.

I en gjuten laddning fungerar kaviteter som hot spots där förhöjd temperatur uppstår genom den plastiska deformationen då kaviteten kollapsar och genom stötförloppet då material från kavitetens olika ytor kolliderar med varannat. Färre kaviteter ger färre hot spots, och medelreaktionshastigheten och därmed kritiska diametern ökar för att så småningom närma sig det värde som är karakteristiskt för ett

homogent sprängämne. Bestämmande för reaktionshastigheten är där homogena temperaturökningen på grund av stötvågskompressionen.

BILD 11

För homogena sprängämnen, t.ex. smält trotyl, minskar kritiska diametern med ökande begynnelse-temperatur. Detta beror huvudsakligen på den termiska expansionen som ger en med temperaturen ~~avtagande~~ ^{ökande} begynnelse-täthet. Med ökande begynnelse-täthet ökar ytan under Rayleigh-linjen som är proportionell mot ökningen i inre energin vilket medför ökande temperatur på grund av stötvågskompressionen och därmed ökande reaktionshastighet.

BILD 12, 13, 14, 15

Ett särdeles intressant fenomen är den s.k. låghastighetsdetonationen i t.ex. nitroglycerinsprängämnen av dynamit- eller dynamex-typ och i, de flesta högbrisanta sprängämnen vid låg täthet. Karakteristiskt för denna detonation, som fortplantar sig med hastigheter mellan 2 och 3 km/s i icke inneslutna laddningar med relativt måttlig diameter, är att den är beroende av förekomsten av ett inte alltför stort antal lättinitierade centra. I nitroglycerinsprängämnen är dessa de vid tillverkningen införda små luftbubblorna i nitroglyceringelet. Dessa centra ger redan vid stötvågsamplituder omkring 10 kbar en snabb reaktion i en liten del säg 5-10% av sprängämnesmassan nära stötvågsfronten. Reaktionshastigheten synes därefter avta genom att temperaturen hos omgivande material och reaktionsprodukterna avtar genom expansion, och huvuddelen av reaktionsenergin frigöres genom en relativt långsam efterförbränningsprocess som ej påverkar fronttrycket, om laddningsdiametern är liten. Vid större laddningsdiameter slår låghastighetsdetonation över till hög normal detonationshastighet.

Låt oss nu övergå till initieringsförloppet och då först till initiering med intensiva stötvågor. / Alfred Nobels utan tvekan mest betydelsefulla uppfinning var inte, som många tror, dynamiten, och inte heller nitroglycerinet, som var känt från italienarens Sobrero undersökningar nära tjugo år innan Nobel började försöken att använda detta sprängämne för bergsprängning. / Det var i stället hans uppfinning av en sprängkapsel bestående av en metallhylsa fylld med kvicksilverfulminat. Endast tack vare denna kunde det i homogen form extremt svårinitierade nitroglycerinet fås att detonera med någon grad av pålitlighet. Denna uppfinning var baserad på en första insikt i att en intensiv stötvåg kunde ge en effektivare initiering än användning genom låga. Den medförde ett tekniskt genombrott genom att den gjorde högbrisanta relativt okänsliga sprängämnen användbara i stor skala för bergsprängning. Initiering med intensiva stötvågor är idag det normala och allmänt använda sättet för initiering i praktiskt taget alla tekniska tillämpningar av sprängämnestekniken, både militärt och civilt.

Liksom då det gäller att förklara diameterberoendet vid fullt utbildad detonation är det lämpligt att skilja mellan homogena sprängämnen och inhomogena sprängämnen. Låt oss först se på homogena sprängämnen. Rimligen bör en detonation starta utan fördröjning om vi skickar in i en laddning en stötvåg i vilken trycket är lika stort och varierar med tiden på samma sätt som i en fullöpande detonation. Med en viss fördröjning startar emellertid detonation i homogena sprängämnen även om trycket i den ingående stötvågen är så lågt ^{san} hälften av detonationstrycket. Vi har funnit att stötvågen i sådana fall till en början fortlöper i sprängämnet utan märkbar reaktion. Efter en viss tid, som är längre ju lägre stötvågstrycket är, uppstår en detonation vid ingångsytan. Denna detonation, som fortplantar sig i det av stötvågen komprimerade men oreagerade sprängämnet går med avsevärt högre

hastighet än en normal detonation, och hinner så småningom ikapp stötvågsfronten. Därvid minskar dess hastighet först abruptt till ett värde något högre än det för normal detonation och sedan successivt ned till denna.

BILD 16

Bilden visar förloppet i väg- tid planet. Att detonationen i det förkomprimerade materialet går så snabbt beror på att dess Rayleigh-linje är brantare på grund av den högre begynnelsestätheten. Den har också en större partikelhastighet. När den hinner i kapp stötvågen verkar den därför som en kolv, vilken med stor kraft driver detonationen vidare, till en början med högre tryck och hastighet än normalt. Därför kallas denna nya detonation för "over-driven".

BILD 17

Bilden visar ljusemissionen i framåtriktningen av detta förlopp i NM. Stötvågen ger inget mätbart ljus, och oscilloskopsvepet börjar därför först i och med den första detonationens uppkomst. Denna ger visserligen högre tryck än en normal detonation, men lägre temperatur, eftersom kompressibiliteten hos det redan förkomprimerade materialet är avsevärt reducerad, vilket ger en lägre inre energi än i den normala detonationen.

I stora drag stämmer det experimentella underlaget för homogena sprängämnens initieringsmekanism överens med teorin att den homogena uppvärmningen genom stötvågskompressionen ger tillräckligt hög temperatur för en homogen reaktion i alla delar av sprängämnet som genomgått samma tryck-tid förlopp.

Redan förekomsten av en enda luftbubbla med någon tiondels millimeters diameter i det i övrigt homogena sprängämnet är tillräckligt för att radikalt förändra förhållandena. Vid luftbubblan startar reaktionen

redan vid stötvågsfrontens passage och sprider sig sedan snabbt därifrån. Inhomogena sprängämnen, t.ex. nitroglycerin innehållande jämt fördelade luftbubblor eller inblandat pulvermaterial eller kristallina sprängämnen ger därför en successivt tilltagande stötvåg som kontinuerligt tillföres reaktionsenergi och som därför växer upp till en fullständig detonation.

BILD 18

Bilden visar initieringsförloppet (fronttrycket) i hexotol vid olika amplitud på den ingående stötvågen.

BILD 19 ✓

Olika typfall kan urskiljas, beträffande tryckfördelningen bakom fronten. Förhållandena vid initiering är i övrigt helt analoga med de som gäller t.ex. kritisk diameter. Så inverkar t.ex. begynnelsehastighet och begynnelsetemperatur på samma sätt - lägre täthet och/eller högre begynnelsetemperatur gör sprängämnet mera lättinitierat eller reaktionsbenäget, vilket visar sig i ett lägre kritiskt initieringstryck och en mindre kritisk diameter.

BILD 20 /

Ett intressant fenomen är betydelsen av förstärkarladdningens diameter vid initiering av tröga sprängämnen, t.ex. vattengelsprängämnen av slurrytyp. Dessa har vanligen relativt måttliga detonationstryck, och en primerladdning av pentyl ger därför en omedelbart igångsatt detonation. Randförlusternas inverkan gör emellertid att detonationen dör ut, om inte primerdiametern överstiger ett kritiskt värde. Vi har nu kommit till den ur skyddssynpunkt kanske mest intressanta typen av initiering, nämligen initiering med mekanisk stöt vid låga hastigheter. Hittills har vi talat om så höga tryck, att sprängämnets

egen masströghet varit bestämmande för tryckens storlek och varaktighet. Vi skall nu se på initieringsfenomen som uppträder vid så låga tryck, att vanliga konstruktionsmaterials hållfasthet är tillräcklig för att ge den nödvändiga inneslutningen och fördämningen åt det reagerande sprängämnet. Vid detonation och initiering med intensiva stötvågor är den typiska tids-skalan en mikrosekund eller kortare. Här talar vi om millisekunder. Ett behändigt provinstrument, som approximerar många praktiskt förekommande situationer, är fallhammarprovet, där en fallkropp eller hammare får falla mot ett skikt av sprängämne, utbredd på ett städ av metall.

BILD 21 , BILD 22

Bilden visar initieringsfrekvensen, d.v.s. antalet explosioner delat med antalet försök med given fallhöjd och hammarvikt, för nitroglycerin, dels i homogen, bubbelfri form, dels innehållande bubblor, och dels fördelat i ett stort antal små separata droppar över anslagsytan.

Vi ser omedelbart, att även här sprängämnets homogenitet är av största betydelse. 100-procentig initieringsfrekvens erhöles för nitroglycerin med bubblor vid en fallhöjd, där ingen initiering observerades med homogent sprängämne. En utomordentligt slående illustration till bubblors betydelse vid initiering ger Bowdens försök med en s.k. cavity striker, d.v.s. en fallhammare, där själva anslagsdelen utdragits till en konisk spets, i toppen försedd med en halvsfärisk kavitet i vilken en liten mängd nitroglycerin innehållande en enda liten luftbubbla med 50 μ diameter eller större införts. En fallvikt på 40 g och en fallhöjd så liten som 3 cm gav initiering nära en gång på 5. Utan luftbubblan kunde fallviktens massa ökas till 4 kg och fallhöjden till 150 cm, d.v.s. en ökning av rörelseenergi med 30 000 gånger utan att initiering kunde iakttagas.

Försöken illustrerar på ett iögonenfallande sätt återigen betydelsen av lokala högttemperaturområden eller hot spots vid initiering. Självfallet är de nödvändiga bivillkoren god inneslutning och lång (d.v.s. åtminstone

millisekund lång) varaktighet hos trycket extremt väl uppfyllda i cavity striker experimentet. En tillräckligt liten och kortvarig hot spot kan självfallet under mindre (eller mera?) gynnsamma omständigheter ge en viss begränsad reaktion utan att denna sprider sig till massdetonation.

Liksom i detonation och stötvågsinitiering kan man här särskilja mellan flera olika typer av hot spots. Sådana kan uppenbarligen uppkomma genom kompression eller kollaps av kaviteter, men de kan också bildas genom uppvärmning vid viskös strömning eller genom friktion. Viskös strömningsuppvärmning torde vara den förhärskande initieringsmekanismen i fallhammarprov med flytande sprängämnen i frånvaro av bubblor, då vätskan under högt tryck pressas ut genom den allt smalare spalten mellan hammare och städ.

BILD 23

Bilden visar förhållandena vid friktionsinitiering. Hot spots bildas där vid de isolerade små kontaktställena som bär upp kontakttrycket när två fasta materials ytor pressas mot varandra. Som framgår av bilden råder en fullständig analogi mellan de förhållanden som ger hög temperatur i kontaktställena vid friktion utan sprängämne och de som ger initiering. Dessa försök tyder på en kritisk temperatur för initiering mellan 400 och 500 °C.

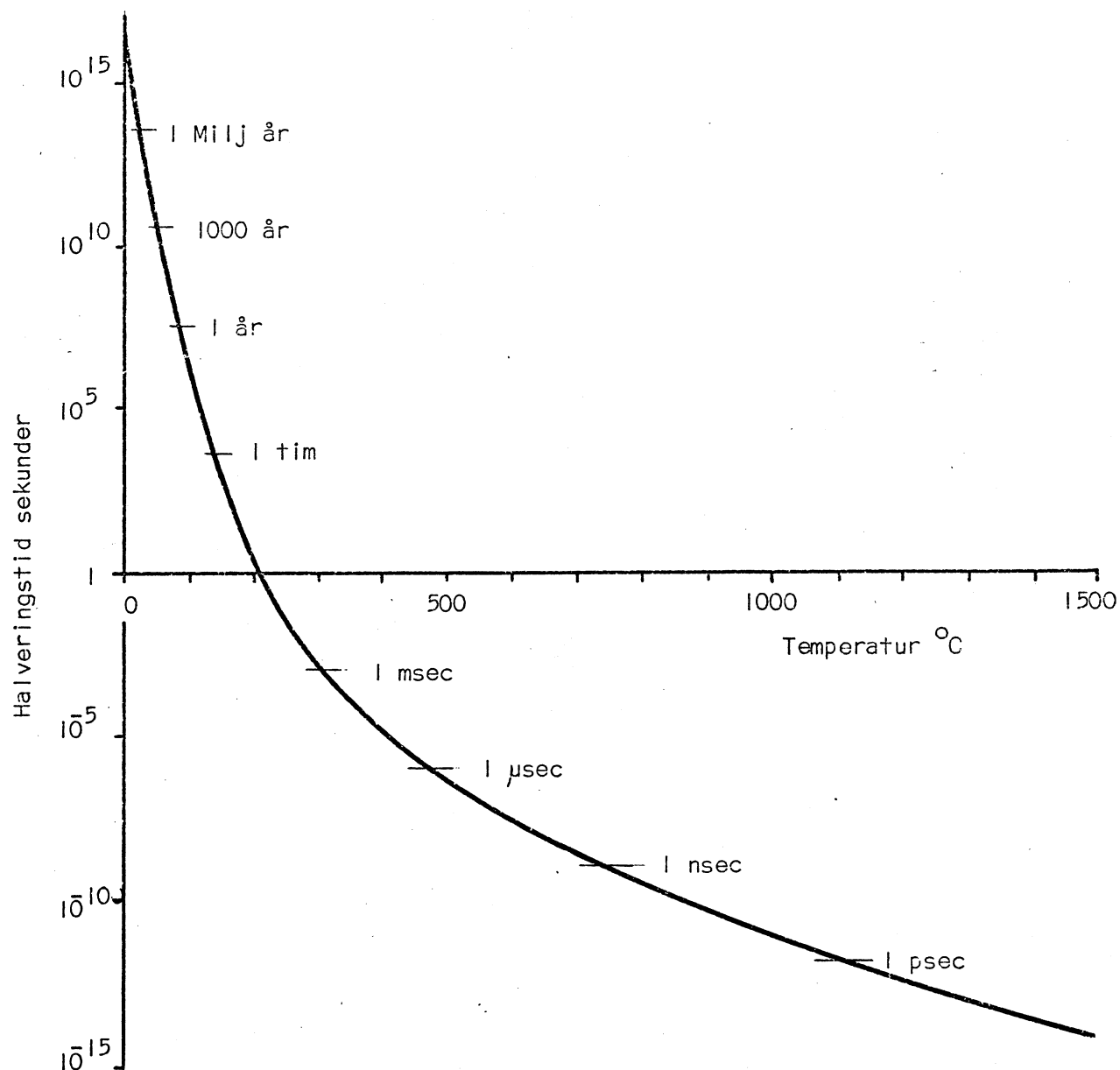
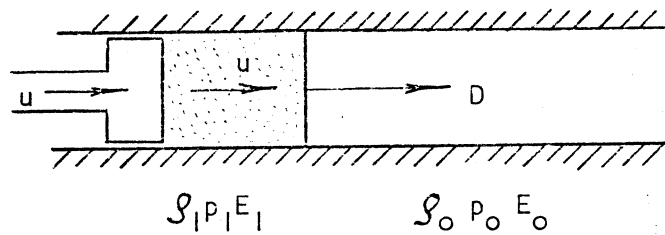


Bild 1. Halveringstiden vid termiskt sönderfall av nitroglycerin som funktion av temperaturen.



Detonation

Massa: $\rho_1 u = (\rho_1 - \rho_0) D$
 Impuls: $p_1 - p_0 = \rho_0 u D$
 Inre energi: $E_1 - E_0 = Q + \frac{1}{2} (p_1 + p_0) \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1} \right)$
 Kin. energi: $\frac{1}{2} u^2 = \frac{1}{2} (p_1 - p_0) \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1} \right)$
 Entropi: $S_1 > S_0$

Stötvåg

Massa: $\rho_1 u = (\rho_1 - \rho_0) D$
 Impuls: $p_1 - p_0 = \rho_0 u D$
 Inre energi: $E_1 - E_0 = \frac{1}{2} (p_1 + p_0) \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1} \right)$
 Kin. energi: $\frac{1}{2} u^2 = \frac{1}{2} (p_1 - p_0) \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1} \right)$
 Entropi: $S_1 > S_0$

om $p_1 \gg p_0$ gäller approximativt

$$E_1 - E_0 = Q + \frac{1}{2} u^2$$

$$E_1 - E_0 = \frac{1}{2} u^2$$

Stabilitet: $c \approx D - u$

$c > D - u$

Rayleigh-linjen $p - p_0 = (\rho_0 - \rho) \rho_0^2 D^2$

$p - p_0 = (\rho_0 - \rho) \rho_0^2 D^2$

Bild 2. Analogin mellan detonations- och stötvågsförlopp vid fortvarighetsförlopp.

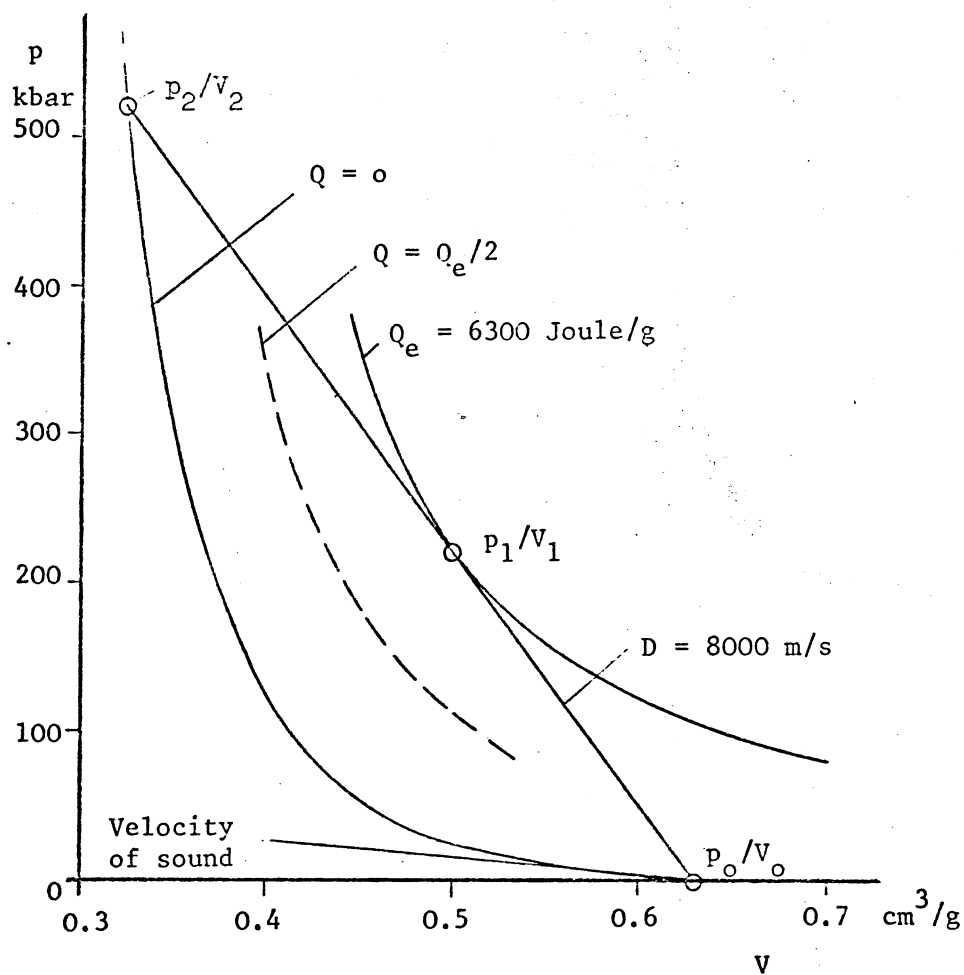


Bild 3. pV-diagram for the detonation of nitroglycerine.

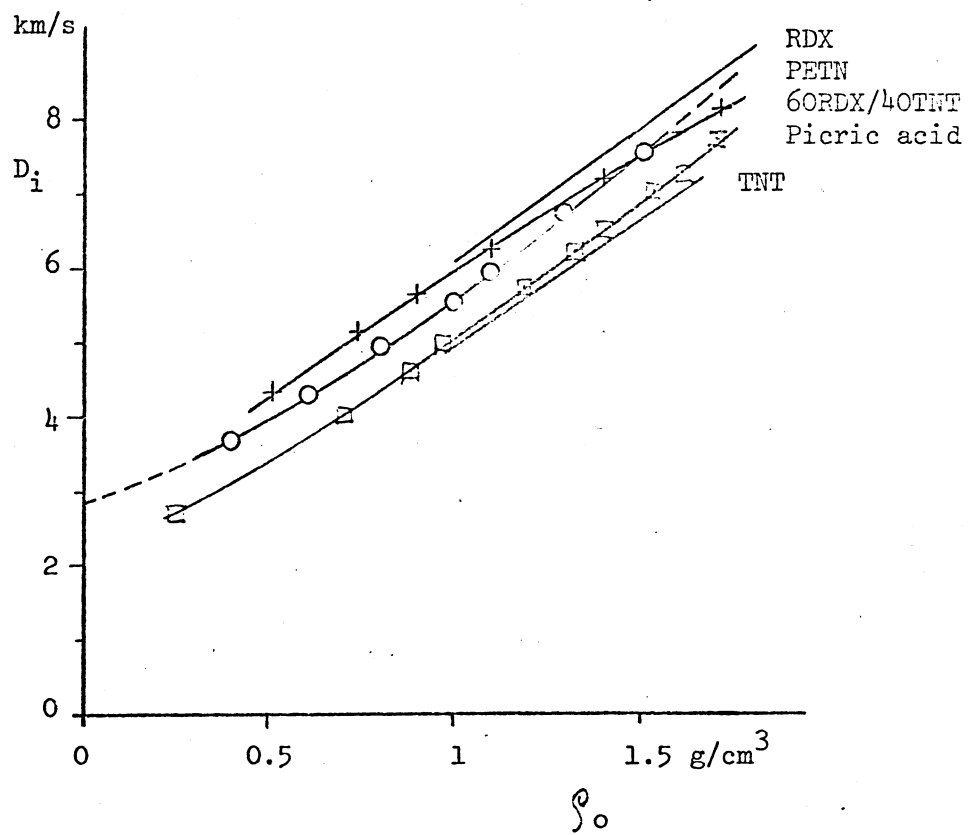


Bild 4. $D_i - \rho_0$ diagram for some secondary explosives.

o PETN, Friedrich (1938); + 60 RDX/40 TNT, Petrini (1967)

□ Picric acid, Andreev and Beljaev (1960)

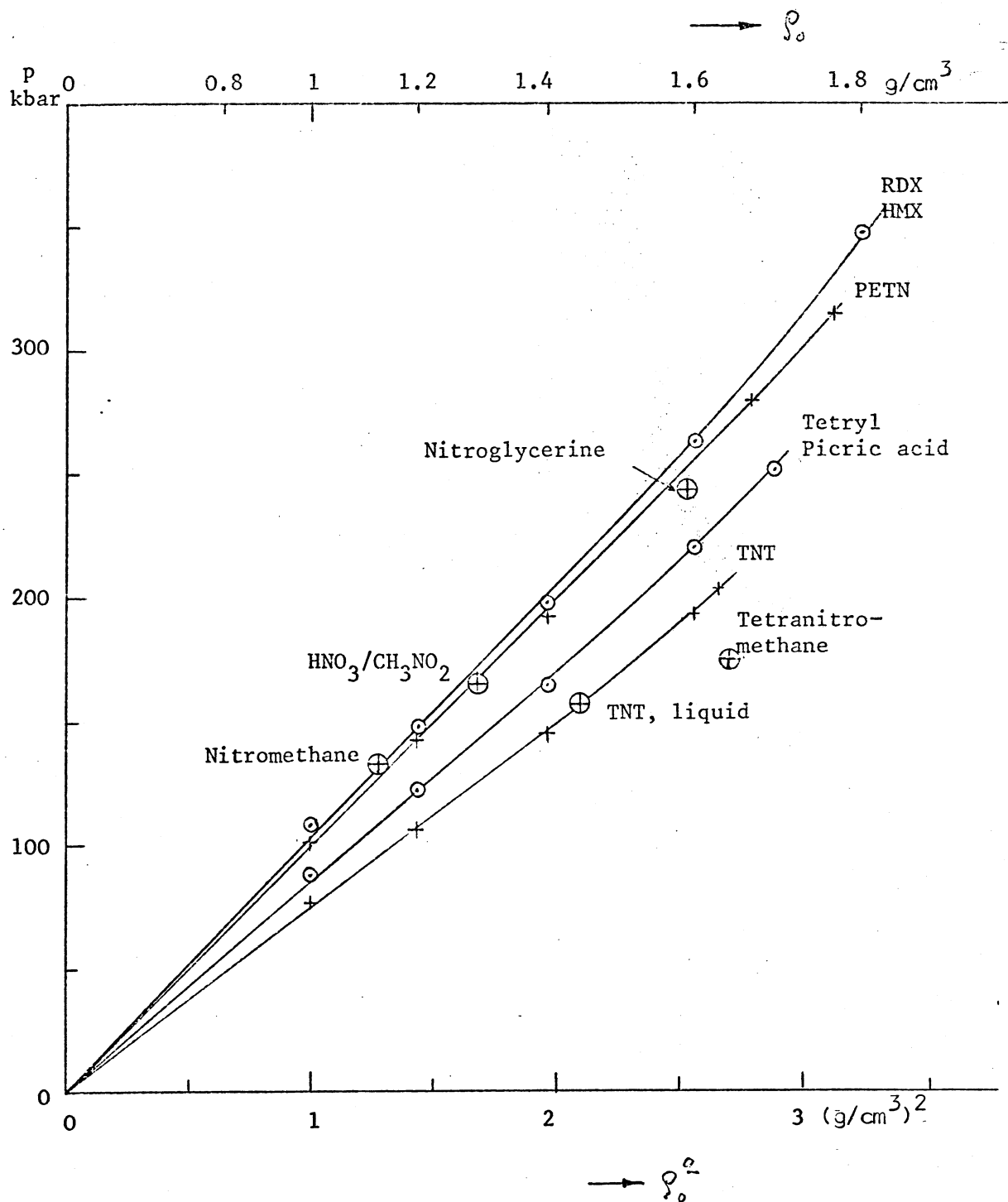


Bild 5. CJ-pressures as a function of initial density squared calculated

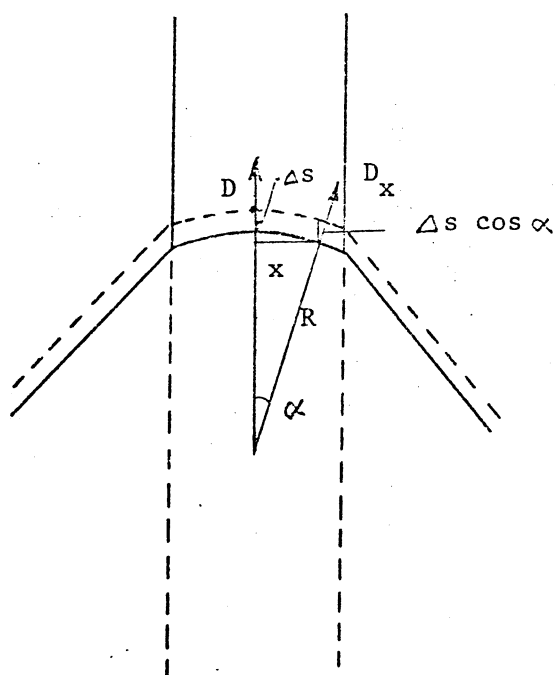


Bild 6. Detonation propagation with curved front.

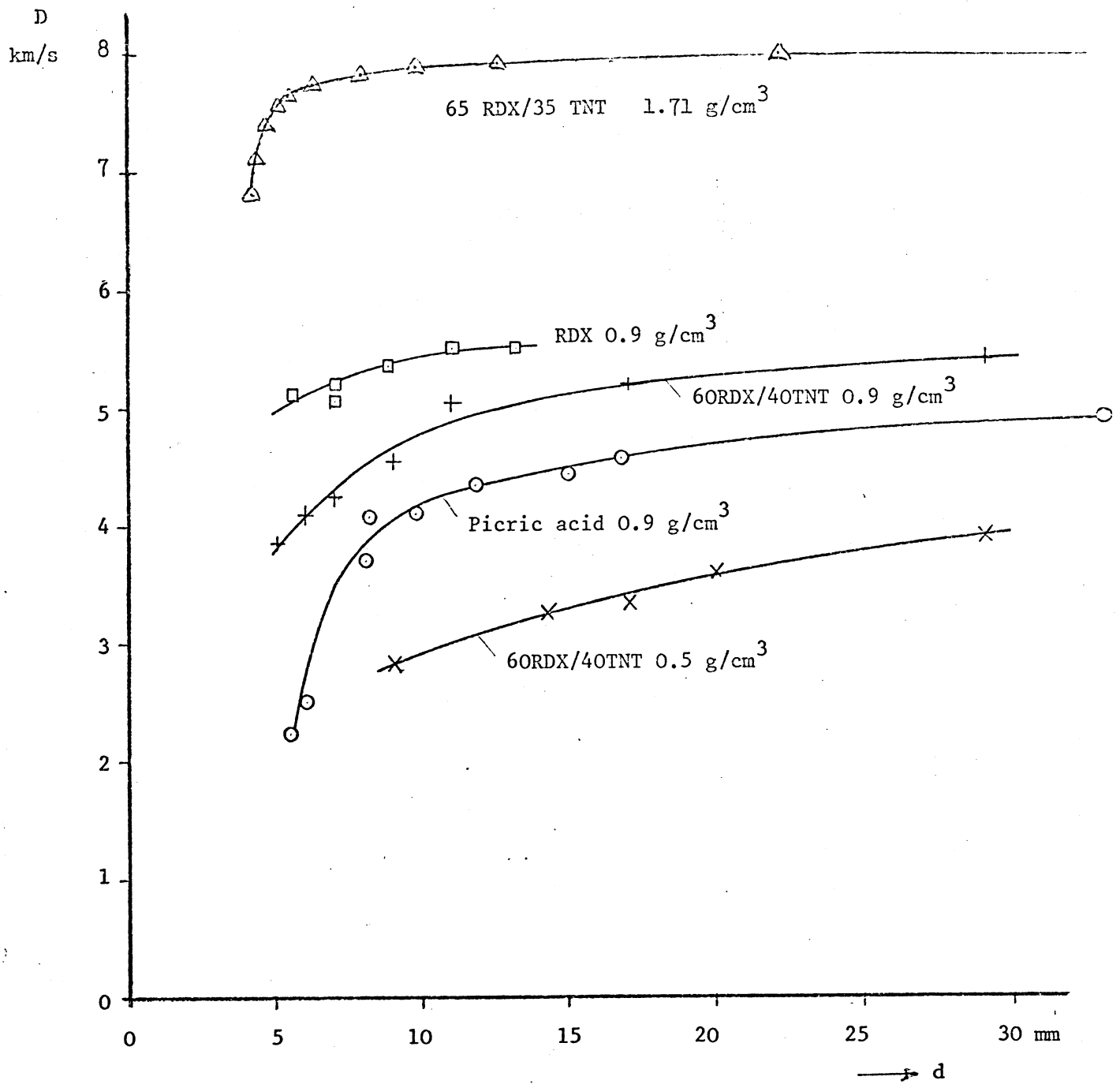


Bild. 7. Detonation velocity versus charge diameter.

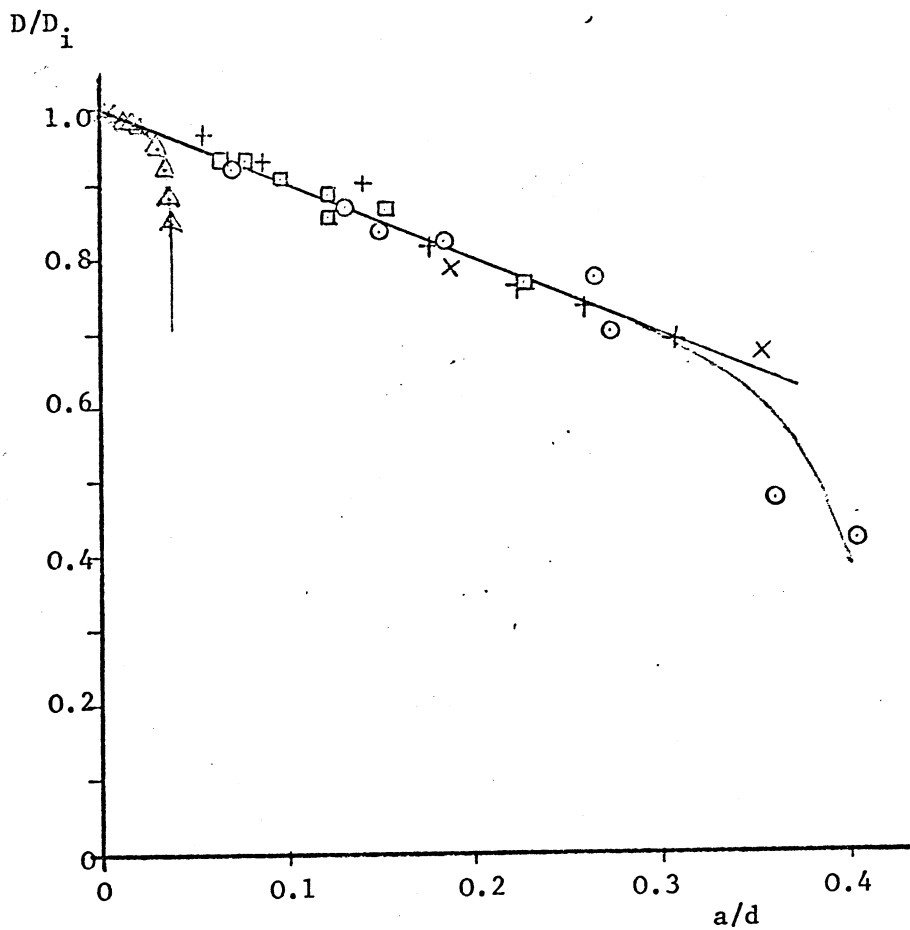


Bild 8. D/D_i versus inversed charge diameter. Values acc. to fig. 1.5.
 $\square$ RDX; $\rho_o = 0.9 \text{ g/cm}^3$, $D_i = 5.90 \text{ km/s}$, $a = 0.85 \text{ mm}$;
 $+$ 60RDX/40TNT: $\rho_o = 0.9$, $D_i = 5.60$, $a = 1.55$; $\times$ 60RDX/40TNT:
 $\rho_o = 0.5$, $D_i = 4.26$, $a = 3.19$; $\circ$ Picric acid: $\rho_o = 0.9$,
 $D_i = 5-30$, $a = 2.17$; Δ 65 RDX/35 TNT: $\rho_o = 1.71$, $D_i = 8.04$
 $a = 0.16$

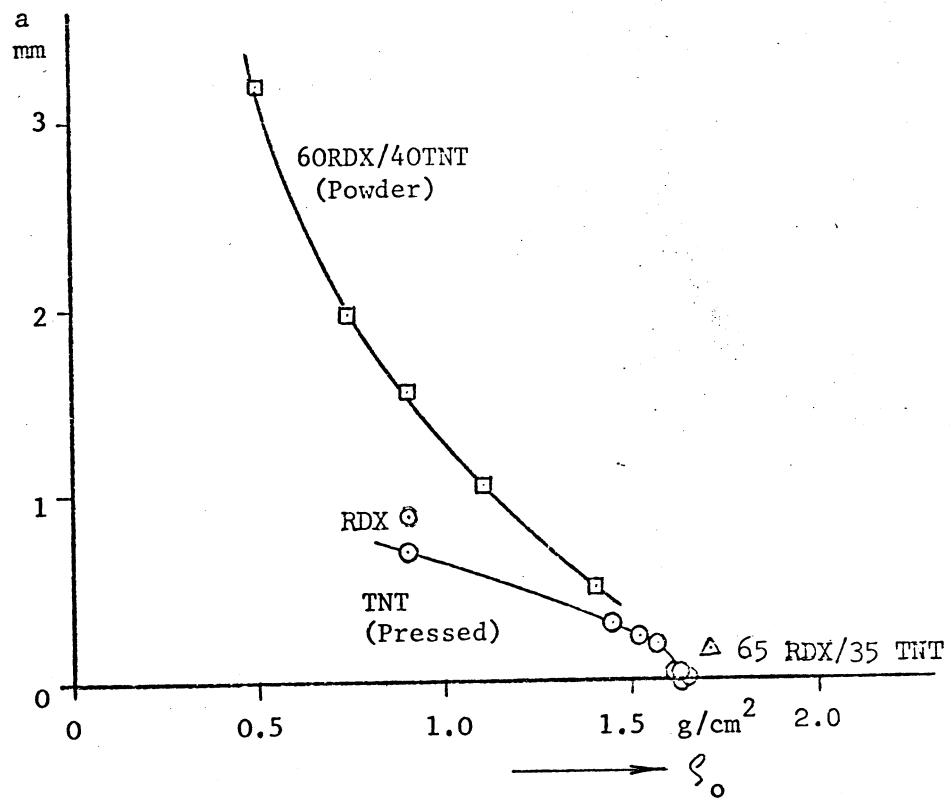


Bild 9. The parameter $a = d (1 - D/D_0)$ versus initial density.

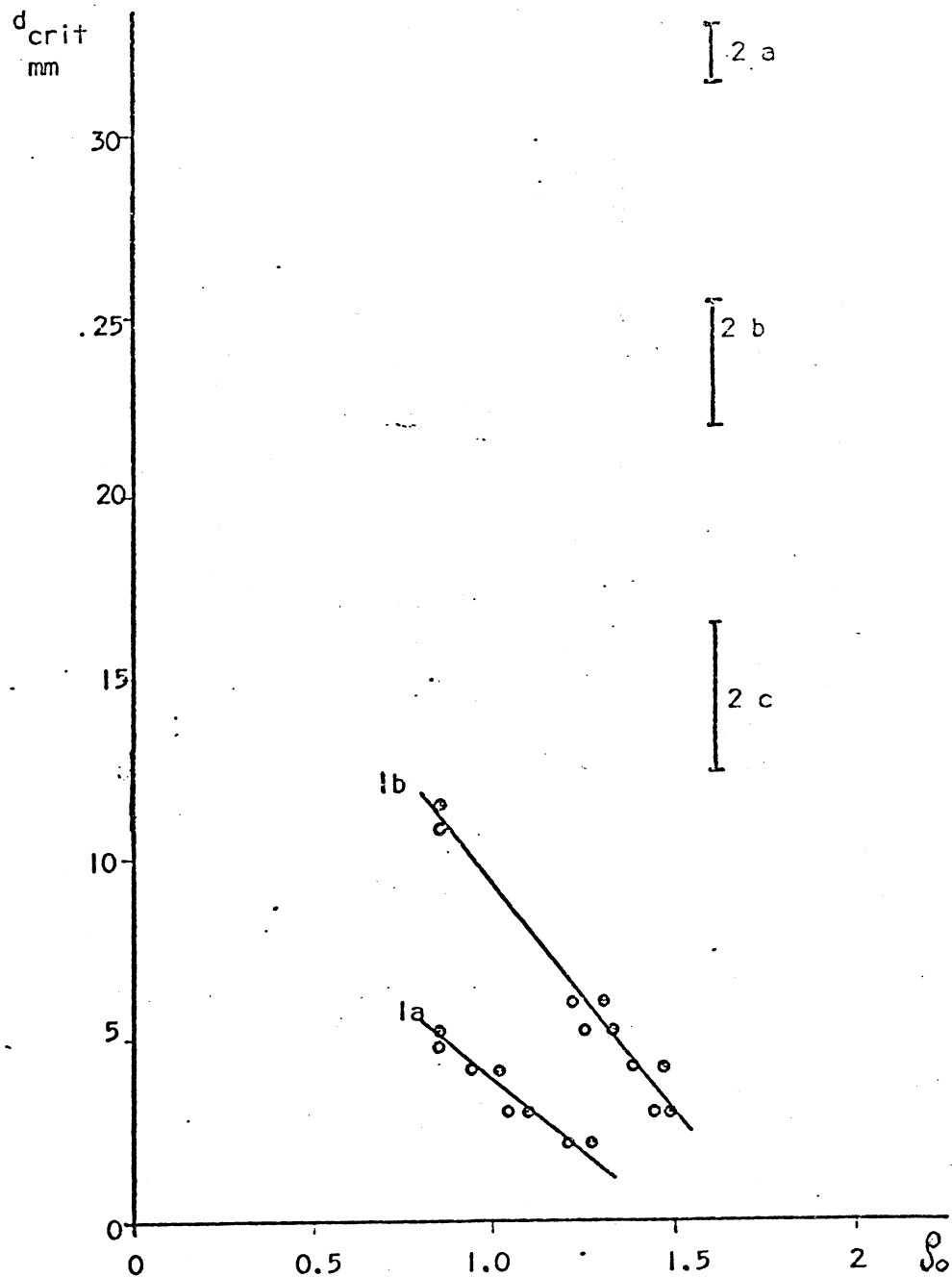


Bild 10. Critical diameter of TNT as a function of initial density.

1. Pressed or powder after Andreev and Belyaev (1960)
Grain size: a. 0.01-0.05 mm; b. 0.07-0.2 mm.
2. Cast after Cybuski, Payne and Woodhead (1949)
a. Poured clear; b. Creamed; c. Creamed with 10% powder.

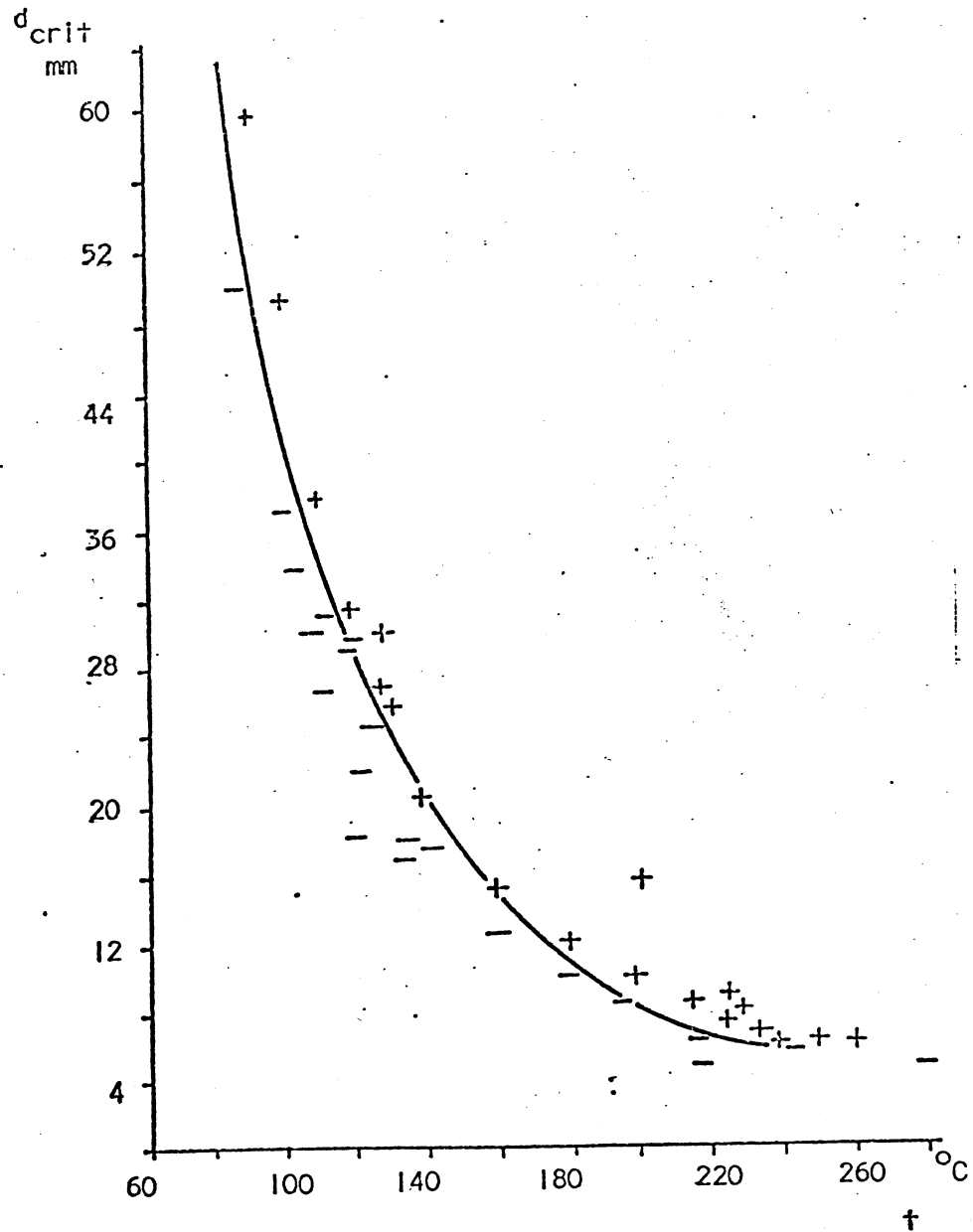


Bild 11. Critical diameter of liquid TNT as a function of initial temperature. (After Belyaev, 1968). +: steady detonation (high velocity)., -: detonation failure.

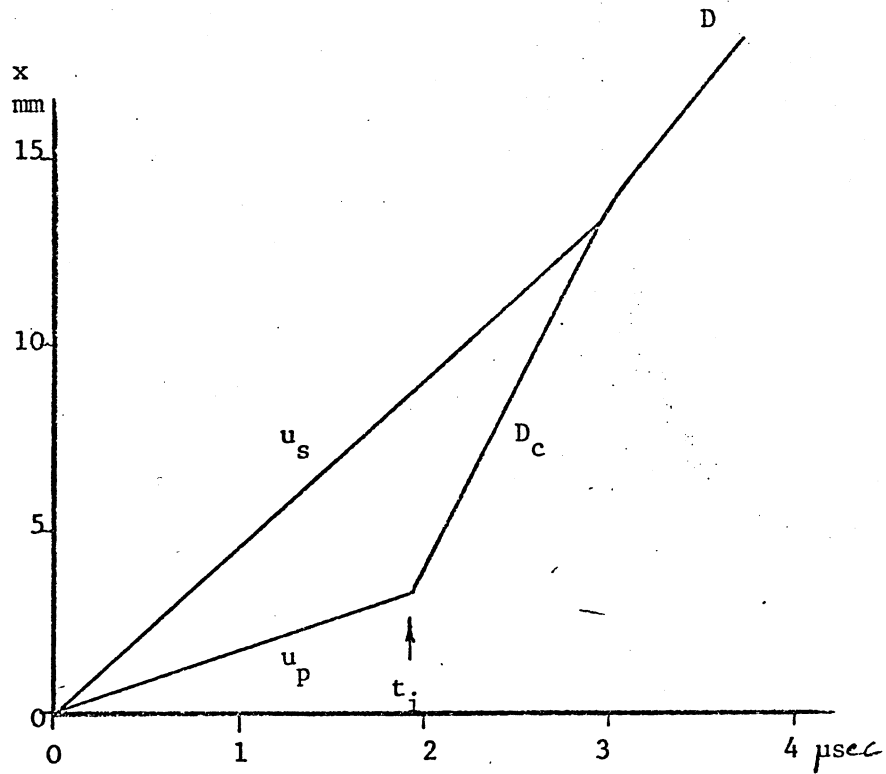


Bild 16. Space-time representation of the shock initiation of nitromethane.

$p = 81 \text{ kbar}$; $u_p = 1.60$, $u_s = 4.50$, $D_c = 10.0 \text{ km/s}$,
 $D = 6.29 \text{ km/s}$

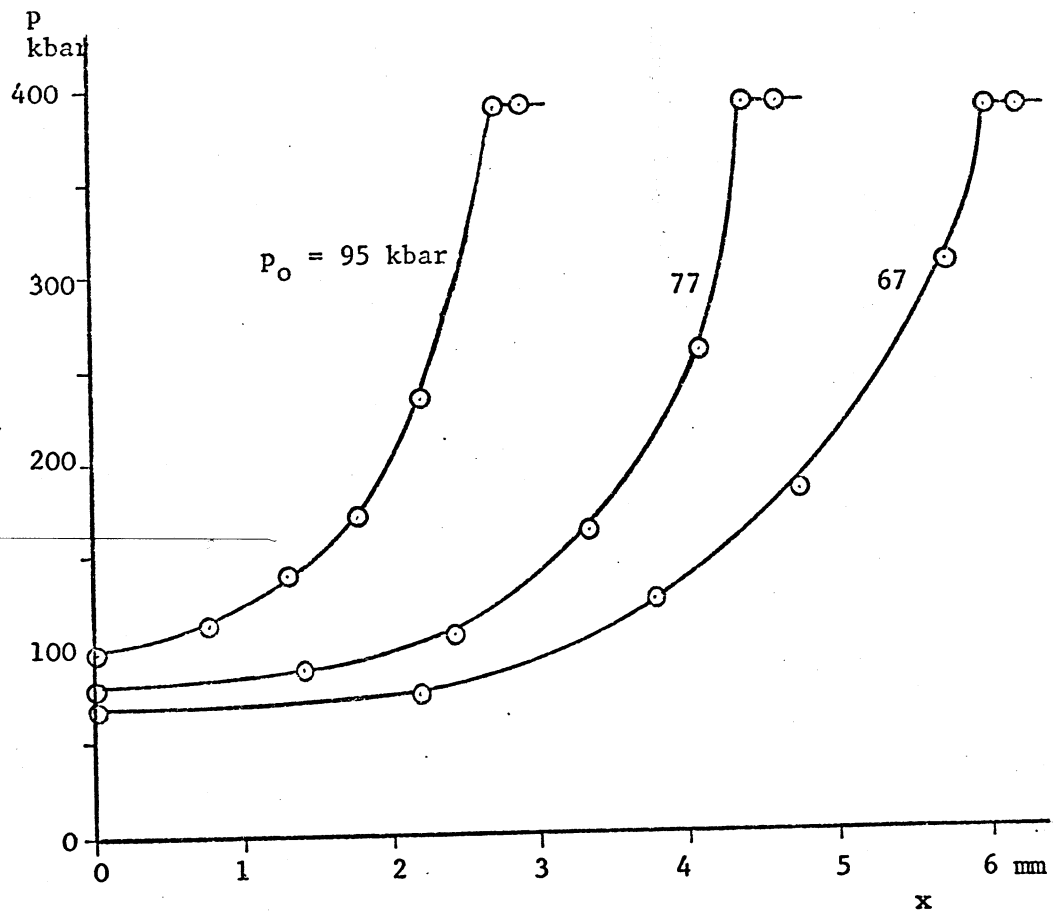
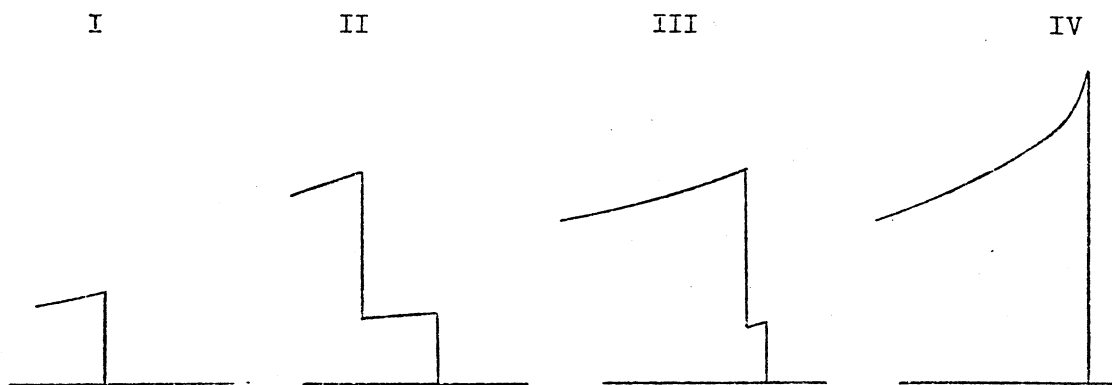
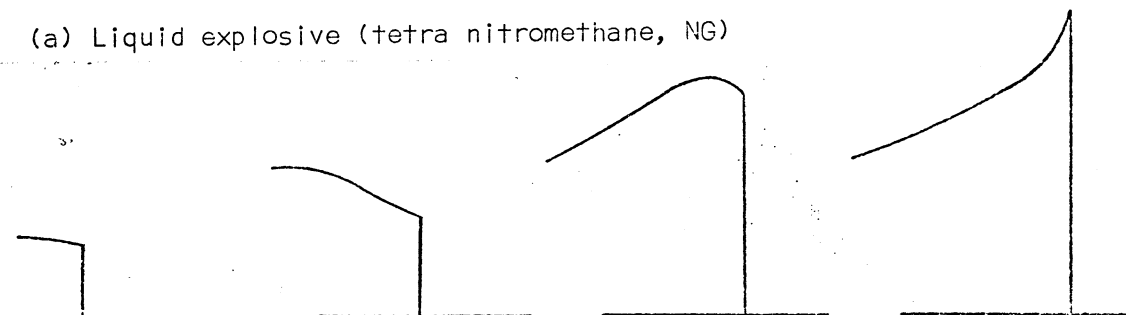


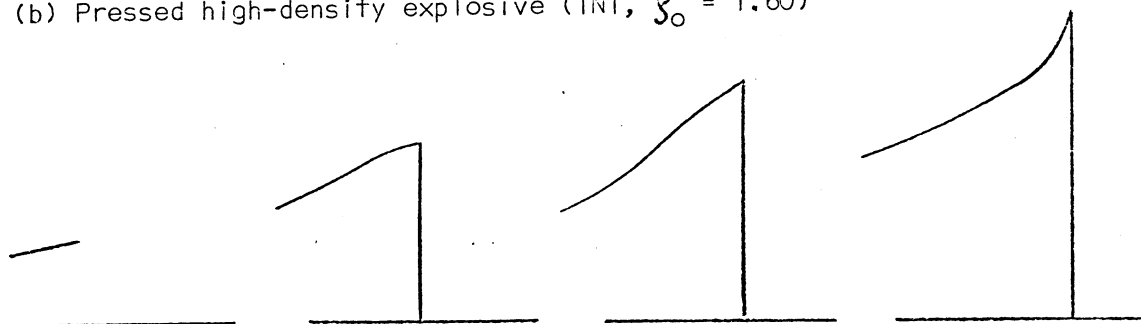
Bild. 18. Growth of front pressure during initiation of cast Comp. B
 $\varphi_0 = 1.72$. After Jacobs et al (1963).



(a) Liquid explosive (tetra nitromethane, NG)



(b) Pressed high-density explosive (TNT, $\rho_0 = 1.60$)



(c) Cast high-density explosive (Creamed TNT, $\rho_0 = 1.63-1.64$)

Fig. 19. Schematic pressure profiles during three stages of initiation.
a/ Liquid explosive; b/ Pressed TNT; c/ Cast, creamed TNT.

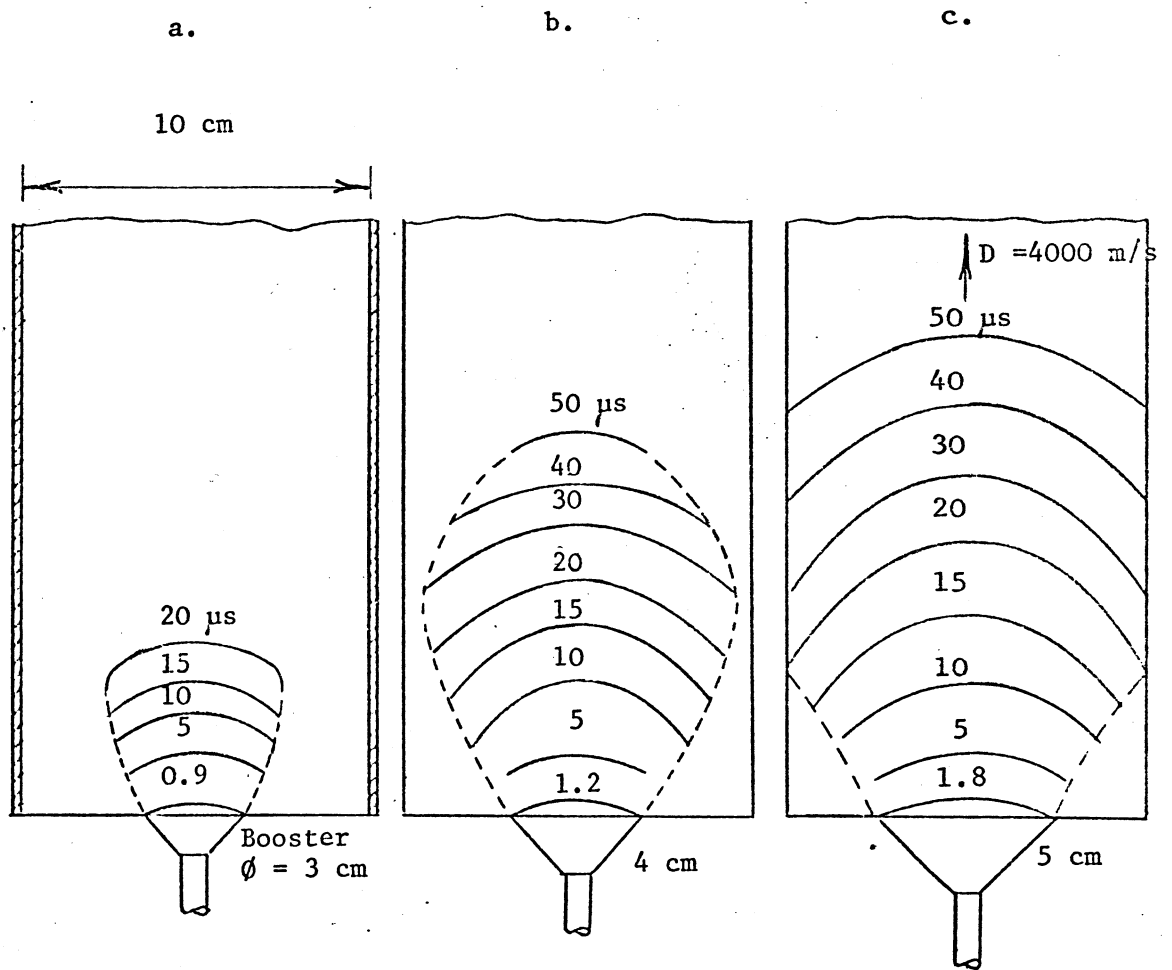


Bild 20. Propagation and limits of high shock strength in low sensitivity charges (Reolit 25) with high explosive boosters of different diameter.

Bild 21. Initiation frequency as a function of drop height and striker mass for nitroglycerine. (After Bowden, Mulcahy, Vines and Yoffe, 1947).

h cm	v ₀ m/sec	m grams	W mWsec	f %		
				Bubble-free	With bubbles	Separate drops
58	3.4	1030	5900	65	-	-
48	3.1	290	1400	57	-	-
21	2.0	850	1750	26	-	-
20	2.0	380	750	10	100	-
20	2.0	180	350	0	100	-
15	1.7	180	270	-	-	100
15	1.7	40	60	0	94	12
10	1.4	180	180	-	62	-

Bild 22. Cavity striker sensitivity of nitroglycerin.

h	v_o	w	n	f
cm	m/sec	mWsec		%
10	1.4	39	85	100
5	1.0	20	41	80
3	0.8	12	18	17

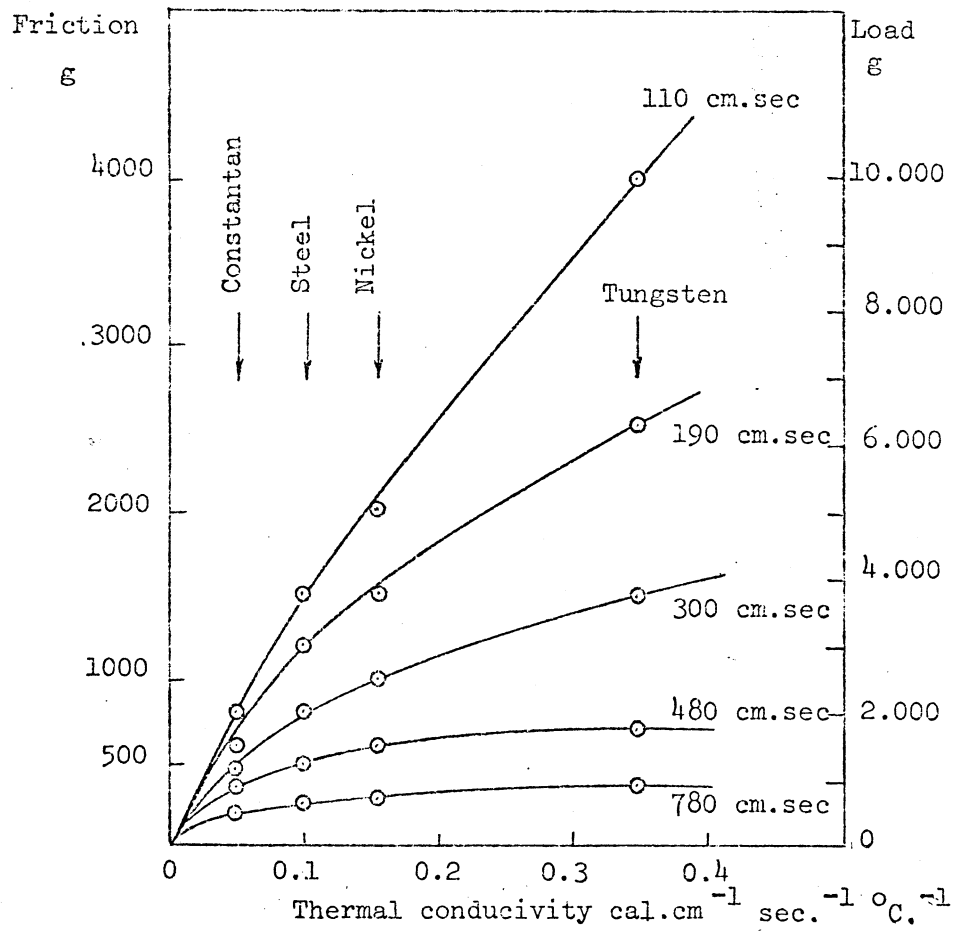


Bild 23.

Initiation of nitroglycerien by friction. Influence of load, velocity and thermal conductivity of slider material.