

UNDERSÖKNING AV LUFTSTÖTVÅGOR FRÅN TVÅ
SAMTIDIGT DETONERANDE LIKA SPRÄNGLADDNINGAR

Leif Jerberyd

DS 1973:23

14.11.1973

STIFTELSEN
SVENSK DETONIKFORSKNING
SWEDISH DETONIC RESEARCH FOUNDATION

VINTERVIKEN – 117 48 STOCKHOLM
SWEDEN

UNDERSÖKNING AV LUFTSTÖTVÅGOR FRÅN TVÅ
SAMTIDIGT DETONERANDE LIKA SPRÄNGLADDNINGAR

Leif Jerberyd

DS 1973:23

14.11.1973

Sammanfattning.

Undersökningen omfattar dels en litteraturstudie av plana luftstöt vågors reflexion och inverkan på varandra dels en experimentell undersökning av luftstöt vågornas trycktidförlopp i olika riktningar vid samtidig detonation av två lika sprängladdningar i tryckområdet < 3 bar.

Tryckförhållandet, vinkelrätt sammanbindningslinjen, mellan två laddningar och en laddning uppmätes till 2.1-1.3 beroende på mätavstånd. Vid växande avstånd går förhållandet asymptotisk mot värdet $\approx 2^{1/3}$. Det konstaterades att trycket utefter mittnormalen till sammanbindningslinjen i samtliga undersökta fall var större än motsvarande tryck i sammanbindningslinjens förlängning.

INNEHÅLL

Beteckningar

Inledning

Akustiska fallet

allmän teori

två mötande vågor

Överljudsfallet

tryck-tidförloppet utmed mittnormalen till sammanbindningslinjen mellan två laddningar

normalreflexion

sned reflexion

machreflexion

avståndsgränser för machreflexion

relativa övertrycket

övertrycken utmed sammanbindningslinjens förlängning

Multipelladdningar

Teoretisk bestämning av övertrycken från luftstöt vågor vid två lika detonerande laddningar

övertrycken utefter mittnormalen till sammanbindningslinjen

övertrycken utefter sammanbindningslinjens förlängning

Experimentell undersökning av luftstöt vågor från två lika detonerande laddningar

mätutrustning

felkällor

mätresultat

slutsatser

Litteraturreferenser

Figurer och tabeller

BETECKNINGAR

P_o	absoluta trycket i ostört medium, dvs atmosfärstrycket
P_i	absoluta trycket omedelbart bakom infallande stöt våg
p_i	övertrycket omedelbart bakom infallande stöt våg
P_r	absoluta trycket omedelbart bakom reflekterande stöt våg
p_r	övertrycket omedelbart bakom reflekterande stöt våg
p_s	övertrycket omedelbart bakom machreflexion
P_+	uppmätt övertryck med LC-13
P_{+korr}	korrigerat värde för uppmätt övertryck
Δ_t	tidsskillnad
M_i	infallande stöt vågs machtal
M_r	reflekterande stöt vågs machtal
M_s	machreflexionens machtal
M_l	inloppsmachtal
$\gamma = c_p/c_v$	där c_p och c_v är specifikt värde för konstant tryck resp. volym
M_2	utloppsmachtal
α	infallsvinkel (vinkel mellan infallande våg och reflekterande plan
θ	avlänkingsvinkel
δ	reflexionsvinkel
Q	laddningsvikt räknat i kg
R	verkligt avstånd
r	reducerat avstånd
$2h$	avstånd mellan laddningar (h reducerat avstånd)
β	reflexionskoefficient
d	avstånd från mittnormalen till sammanbindningslinjen till mätpunkt (d reducerat avstånd)
ξ	stöttal
t_+	positiv varaktighet
τ_+	specifik varaktighet
c	hastighet
l	höjd över mark i experimentell del

Inledning.

Förutsättningen är att två lika sprängladdningar, med laddningsvikten Q , detonerar samtidigt. Avståndet mellan laddningarna är $2h$.

Uppgiften är att utvärdera tryck-tidförloppet, dels utefter mittnormalen till laddningarnas sammanbindningslinje och dels i sammanbindningslinjens förlängning (se fig. 1).

Vid detonation kommer två identiska sfäriska stöt vågor att utbreda sig. Dessa stöt vågor kommer efter en viss tid att stöta ihop, passera igenom varandra och därvid ge upphov till ett resulterande stöt vågsfält.

Fallet med två lika laddningar på avståndet $2h$ från varandra kan identifieras med det fall då en laddning detonerar på avståndet h från en reflekterande yta /4/.

Det akustiska fallet.

Allmän teori

För det akustiska fallet gäller att man beräknar strömningsfältet såsom genererat av ljudvågor, vilka utbreder sig i gasmassan med ostörd ljudhastighet. För en sfärisk våg kan den akustiska vågekvationen skrivas /5/

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} (R \phi) = c^2 \frac{\partial^2}{\partial R^2} (R \phi) \quad \dots\dots\dots (1)$$

där R = avståndet från symmetri centrum, c = ljudhastighet och t = tiden.

Ekvationens allmänna lösning är:

$$\phi = \frac{F(R-ct) + G(R+ct)}{R}$$

Lösningen visar att amplituden avtar med $1/R$. F betecknar en utåtgående våg och G en inåtgående våg.

Två mötande vågor

I vårt fall skall undersökas vad som händer när en våg med ljudhastighet reflekteras i en yta. Om ytan har stor dimension i förhållande till ljudvåglängden reflekteras den på liknande sätt som ljuset /5/. Detta medför att den reflekterade vågen kommer att utbreda sig som en sfär med centrum i en punkt bakom ytan (se fig. 2).

Enligt den akustiska teorin kommer det att ske en superponering av de infallande och reflekterande trycken vid reflexion mot en yta. Detta medför att övertrycket p_i (p_i = övertrycket från en laddning) kommer att dubblas utefter mittnormalen till sammanbindningslinjen då två lika laddningar detonerar

samtidigt (se fig. 3).

Det statiska övertrycket för små tryck (≤ 10 mbar) är /6/:

$$p_i = 700 \cdot \frac{Q^{1/3}}{R} \quad \dots\dots\dots (2)$$

där Q = laddningsvikt räknat i kg och R = avstånd till laddningens centrum.

För att erhålla samma tryck från en laddning som från två lika laddningar måste då dess laddningsvikt, på stora avstånd från laddningen, ökas 8 gånger. Även tryck-tidförloppet i sammanbindningslinjens förlängning identifieras med en utbredning från en laddning vid reflexion i en yta. Sammanbindningslinjen motsvaras då av en linje genom laddningen vinkelrätt mot ytan (se fig. 2). I observationspunkten sker först en tryckökning p_i som härrör från den direkt ankommande vågen. Den reflekterade vågen ger ytterligare en tryckökning p_r . Avståndet $2h$ medför en viss tidsfördröjning Δt mellan p_i och p_r . Om observationspunkten förflyttas från sammanbindningslinjens förlängning till dess mittnormal kommer Δt att successivt minska till noll.

Vid ändlig varaktighet av tryck-tidförloppet kommer den direkta vågens tryck på grund av Δt att ha hunnit sjunka något innan den reflekterade vågens tryck når fram /3/ (se fig. 4). När avståndet från observationspunkten till laddningen blir stor i förhållande till avståndet $2h$ kommer stötvågorna att sammanfalla.

Överljudsfallet.

Då två identiska sfäriska stötvågor från två lika laddningar Q är riktade mot varandra, blir deras sammanslagna verkan lika med en laddning Q :s stötvågsfält vid reflexion i en plan yta /4/.

Detta instationära system av vågor reduceras till ett stationärt system genom att betrakta systemet från ett koordinatsystem som följer med rörelsen /2/.

Mycket svaga stationära stötar avlänkas inte när de skär varandra. Vid reflexion blir den infallande vågens vinkel mot ytan lika med den reflekterade vågens. Resultaten är samma som i fallet med ljudhastighet.

Vid starkare stötvågor sker en avlänkning när två stötvågor skär varandra. Den svagare stötvågen bryts mer än den starkare. Även då stötvågorna är lika starka sker en avlänkning, varför man i en yta ej får spegelreflexion /2/. Reflexionen visas i figur 5.

När två lika stötvågor skär varandra kommer det att uppstå en symmetrisk avlänkning (se fig. 6). På båda sidor om den från skärningspunkten utgående kontaktytan kommer det att råda samma täthet, temperatur, hastighet, machtal, strömning, tryck m.m.

Tryck-tidförloppet utmed mittnormalen till sammanbindningslinjen mellan två laddningar.

Om stötvågorna enligt ovanstående identifieras med en laddnings stötvåg och dess reflexion i en yta, kan trycket bestämmas genom att studera hur stötvågen reflekteras i ytan. Man skiljer på tre fall av reflexion nämligen, normalreflexion, sned reflexion (dessa två är s.k. reguljära reflexioner) och machreflexion (även benämnd "mach-stem" eller oreguljär reflexion).

Normalreflexion.

Normalreflexion inträffar när stötvågen faller in vinkelrätt mot en yta (se fig. 7). Det reflekterade trycket P_r kan för ideal gas skrivas /4/:

$$\frac{P_r}{P_o} = \frac{P_i(8P_i - P_o)}{P_o(P_i + 6P_o)} \quad \text{eller} \quad \frac{P_r}{P_o} = \frac{(4M_i^2 - 1)(7M_i^2 - 1)}{3(M_i^2 + 5)} \quad \dots\dots\dots (3)$$

där P_o = atmosfärstrycket, P_i = trycket bakom infallande stötvåg och M_i = infallande stötvågs machtal.

Sned reflexion

En sned reflexion erhålles då en stötvåg infaller i en viss vinkel (α) mot en yta (se fig. 5). Stötvågen reflekteras sedan under en annan vinkel (δ) ut från ytan igen. Beräkning av förloppet vid sned reflexion förutsätter att man känner förhållandet vid sned stöt. Betraktas stöten som ett stationärt flödessystem (se fig 9) så tänkes stötfronterna ligga stilla medan gasen strömmar in mot dessa. För att kunna lösa ut machtalet M_r och övertrycket p_r för den reflekterade stötvågen användes följande samband som gäller för sned stöt:

Sambandet mellan inloppsmachtalet M_1 och utloppsmachtalet M_2 (stationärt flöde) skrives /2/:

$$M_2^2 \sin(\alpha - \theta) = \frac{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2 \sin^2 \alpha}{\gamma M_1^2 \sin^2 \alpha - \frac{\gamma - 1}{2}} \quad \dots\dots\dots (4)$$

där α = stötvinkel, θ = flödets avlänkingsvinkel och γ = 1.4 för luft.

Sambandet mellan α och θ skrives /2/:

$$\tan \theta = \sin 2\alpha \cdot \frac{M_1^2 \sin^2 \alpha - 1}{\gamma + 1 + (\gamma + 1 - 2 \sin^2 \alpha)(M_1^2 \sin^2 \alpha - 1)} \quad \dots\dots\dots (5)$$

Detta kan utvecklas och sambandet kan skrivas /4/:

$$\frac{\tan(\alpha - \theta)}{\tan \alpha} = \frac{5 + (M_1 \sin \alpha)^2}{6(M_1 \sin \alpha)^2} \quad \dots\dots\dots (6)$$

I figur 8 är sambanden mellan α , θ , M_1 och M_2 inritade för $\gamma = 1.4$.

För varje inloppsmachtal har ekv. (4) två lösningar, en starkare och en svagare. Bakom den svagare råder alltid överljudsfart och bakom den starkare råder underljudsfart.

Om den infallande stötvågen har machtalet M_1 och infallsvinkeln α blir $M_1 = M_1 / \sin \alpha$ (se fig. 9). Med hjälp av figur 8 bestäms då utloppsmachtalet M_2 och avlänkningsvinkeln θ . Vid den reflekterade fronten blir M_2 inloppsmachtal. Den nya infallsvinkeln α^1 bestäms med ekv. (6) och passningsräkning då avlänkningsvinkeln θ^1 är samma som vinkeln θ i första fallet. Reflexionsvinkeln δ blir då $(\alpha^1 - \theta)$. Machtalet M_r för reflexionsstötvågen blir $M_2 \sin \alpha^1$. Med hjälp av stöttabeller för rak stöt (se fig. 16) bestäms sedan motsvarande övertryck p_r .

Det kan nämnas att på motsvarande sätt som vid sned stöt finns det vid sned reflexion två lösningar, men den starka reflekterade lösningen har i detta fall ingen fysikalisk mening utan endast den svagare lösningen är tillåten /3, 4/.

Den sneda reflexionen, oberoende om den är svag eller stark, är endast möjlig under vissa förhållanden. I figur 10 är tillåtna områden för reguljär reflexion uppritad som funktion av infallsvinkel och machtalet för den infallande vågen /4/.

Machreflexion (Mach-stem).

En teoretisk betraktelse av en sned stötvågs infallsvinkel (α) då den ökar från 0° till 90° , resulterar i att de två reflekterade stötvågslösningarna närmar sig varandra för att så småningom sammanfalla. Detta sker för en viss infallsvinkel α_e . Överstiges denna gränsvinkel uppstår en machreflexion. Hur stor vinkeln α_e är för olika övertryck i den infallande stötvågen visas i figur 11. För ett övertryck av c:a 2 bar har det lägsta gränsvärdet $\alpha_e \sim 40^\circ$ nåtts.

Hur machreflexionen approximativt ser ut för två mötande stötvågor visas i figur 12 (m betecknar machreflexionen).

Figur 13 visar hur machreflexionen approximativt ter sig när en laddning detonerar över en reflekterande plan yta.

Kinney /4/ beräknar machreflexionens våghastighet M_s på följande sätt (se fig. 14):

$$M_s = M_1 / \sin \alpha$$

där M_i = machtalet för den infallande stötvågen och α = infallsvinkeln.

Vid denna beräkning har antagits att stötvågorna är plana (i sfäriska fallet är stötvågorna krökta, se fig. 19), att stötvågsfrontens hastighet är lika i alla punkter och lika med trippelpunktens hastighet (trippelpunkt: där infallande stötvåg, reflekterad stötvåg och machreflexionens stötvåg möts). Dessutom antages det inte existera några energiförluster.

Figur 15 visar schematiskt de geometriska avstånden från laddningen till punkten där den infallande stötvågen träffar ytan.

Ovanstående ekvation kan nu skrivas /4/:

$$M_s = M_i \cdot \frac{\text{lutande avstånd}}{\text{horisontellt avstånd}}$$

Machtalet M_i kan bestämmas med hjälp av data för övertrycket i den infallande stötvågen genom att i stöttabeller (se fig. 16) avläsa övertryckets motsvarande machvärde. För olika laddningsvikt och avstånd till laddningen kan man med hjälp av reducerade värden ($r = R/Q^{1/3}$) och Granströms tryckkurvor (se fig. 17) bestämma övertrycken i olika fall. Om ovanstående är känt kan M_s bestämmas. Machvågens övertryck erhålles sedan med stöttabeller.

På avstånd från laddningarna som är stora i förhållande till laddningshöjden (motsvarande halva avståndet mellan laddningarna vid ett system med två laddningar) kommer den direkta och machreflekterade stötvågen att sammanfalla till en stötvåg.

Avståndsgränser för machreflexion.

Trippelpunkten är den punkt där infallande stötvåg, reflekterad stötvåg och machreflexionens stötvåg skär varandra. Figur 19 visar hur trippelpunktens avstånd från ytan (kontaktytan) ökar med horisontella avståndet från laddningarna. Stötvågens gränsvinkel α_e för reguljär reflexion motsvaras av ett horisontellt avstånd d_o från laddningen. Den beräknade horisontella gränsen för reguljär reflexion vid detonation av 1 pound (453,5 gr) TNT är uppritat som funktion av laddningshöjden i figur 20. I figuren är även inritat reducerade avståndet. Genom att använda skallagarna är det möjligt att beskriva kurvor för olika laddningsvikter /3/, (se även avsnittet "övertrycken utefter mittnormalen till sammanbindningslinjen").

På liknande sätt har Kinney /4/ visat hur machreflexionen beror av horisontella avståndet från laddningen och på laddningens höjd över ytan (se fig. 21). Även här kan skallagarna användas.

Kinney påpekar dock att det inte är så lätt som det framgår av figuren att säga när machreflexionen bildas, ty i praktiken har man påverkan av bl.a. intensiteten i stötvågsfronten och förlorad energi i ytan.

Hur höjden på machreflexionen för en ursprunglig sfärisk stötvåg växer med avståndet från laddningen visas i figur 22 /4/. Kurvan är grundad på empiriska data. Höjden på machreflexionen är här uttryckt i laddningshöjd och horisontellt avstånd på gränsvärden för machreflexionens bildande.

Relativa övertrycket.

Figur 23 visar hur det relativa övertrycket vid en reguljär reflexion varierar som funktion av ursprungliga stötvågens infallsvinkel och styrka. För en mycket stark stötvåg framgår att reflekterade övertrycket kan bli 8 gånger större än den infallande stötvågens övertryck /3/.

När den reflekterade stötvågen når en viss given punkt på en yta stiger trycket genast till βp_i där p_i är infallande stötvågsövertryck och β är reflexionskoefficienten uttryckt som förhållandet mellan totala övertrycket och den infallande stötvågens övertryck p_i .

Hur en stark respektive svag stötvågs reflexionskoefficient varierar längs ytan som funktion av den ursprungliga stötvågens infallsvinkel i respektive punkt, visas i figur 24 /3/.

Övertrycket utmed sammanbindningslinjens förlängning.

De från två lika sprängladdningar utgående stötvågorna har en viss separation från varandra i sammanbindningslinjens förlängning. Detta beror på avståndet mellan laddningarna. För ett visst avstånd mellan laddningarna stiger övertrycket i två steg. Först stiger trycket till p_i , som kommer från den närmast belägna laddningen. På grund av övertryckets ändliga varaktighet hinner detta tryck sjunka något innan stötvågsövertrycket p_i^1 från den andra laddningen hunnit fram (se fig. 4), (p_i^1 motsvaras där av P_r). Tidsintervallet Δt mellan dessa tryckökningar går mot noll då avståndet till laddningarna ökar /3/.

Detta beror på att den andra stötvågen så småningom kommer in i den närbelägna stötvågens övertrycksdel, den kommer då att passera genom ett redan komprimerat medium, vilket medför att dess hastighet blir större.

Multipelladdningar.

Reed /7/ anger sambandet mellan den faktor som maximaltrycken skall multipliceras med vid momentan avfyring av en laddningsrad bestående av n stycken laddningar.

Vinkelrätt raden är trycken störst och från n stycken laddningar följer trycken formeln:

$$P_{\max}(n \cdot Q \text{ kg}) = k \cdot P_{\max}(Q \text{ kg})$$

där k är en konstant som fås ur diagrammet (se fig. 25) för olika antal laddningar. Resultaten avser dikessprängningar.

Teoretisk bestämning av övertrycken från luftstöt vågor vid två lika detonerande laddningar.

Vid beräkning av övertrycken används metoder som redovisats i ovanstående text.

Följande data är givna:

Sprängladdningarna skall bestå av två 100 g TNT-klot ($\rho = 1.56$). Avståndet mellan dessa är 1 meter. Övertrycken skall beräknas utefter mittnormalen till laddningarnas sammanbindningslinje på avstånden 1, 2, 5 och 10 meter från laddningarna till den aktuella punkten. Dessutom skall trycken beräknas på punkter utefter sammanbindningslinjen för samma avstånd som ovan (se fig. 26). Stöt vågsfältet runt två lika samtidigt detonerande laddningar är analogt med det fall då en sprängladdning detonerar över en reflekterande yta.

Uppgifter om tryck-tidförloppen för infallande stöt våg är hämtade från mätningar på TNT-klot (100 g) som har utförts med tryckgivaren LC-13 (Atlantic Research) /9/. Aktuella värden är redovisade i figur 27.

Övertrycken utefter mittnormalen till sammanbindningslinjen.

De geometriska avstånden, mellan laddningarna ($2h$), från laddning till mätpunkt (R) och från sammanbindningslinjens mitt till mätpunkt (d), är redovisade för de olika fallen i figur 26. Med hjälp av dessa värden bestäms stöt vågens vinkel (α) mot ytan. Infallsvinklarna för de olika fallen är beskrivna i tabell (se fig. 27).

De fyra fallen med olika övertryck i den infallande stöt vågen inprickas för sina respektive vinklar (α) i figur 28. Den inprickade kurvan ligger i området för machreflexion. Vid beräkning av övertrycken används då formeln:

$$M_s = \frac{M_i}{\sin \alpha} = M_i \frac{\text{lutande avstånd}}{\text{horisontellt avstånd}}$$

Resultatet av machreflexionens övertryck p_s är redovisat i figur 27 och inprickat i ett log-log diagram som funktion av reducerade avståndet från sammanbindningslinjens mitt till mätpunkten (se fig. 29).

För att bestämma den punkt d_0 där machreflexionen börjar används figur 20. Höjden h över ytan är 0.5 meter, detta värde omräknas till reducerat avstånd $h' = \frac{0.5}{\sqrt[3]{0.1}} = 1.08$, vilket medför att d_0' enligt figur blir 0.8 vilket resulterar i att gränsvinkeln blir $\sim 39^\circ$. d_0' görs om till verkligt värde $d_0 = \sqrt[3]{0.1} \cdot 0.8 = 0.37$ meter.

Övertrycken utefter sammanbindningslinjens förlängning.

Då positiva varaktigheten t_+ för en singelladdning TNT 100 g /9/ jämföres med den tid stötvågen behöver för att förflytta sig 1 meter (se fig. 30), finner man att den närmaste laddningens övertryck i samtliga fall sjunkit till noll innan nästa stötvågs övertryck hunnit fram. Trycktidförloppen bör i princip följa de förlopp som är skisserade i figur 31. Observera att trycket p_i från den längst bort belägna laddningen hinner sjunka så pass mycket på en sträcka av 1 meter att den inte påverkar den maximala trycktoppen. De förväntade övertrycken är angivna i figur 31.

Experimentell undersökning av luftstötvågor från två lika detonerande laddningar.

Mätutrustning.

För att experimentellt kunna göra en undersökning av luftstötvågor från två lika laddningar användes följande försökuppställning:

I ett stativ uppsattes på tunna träribbor två lika sprängladdningar. Laddningarna bestod av två 100 g TNT-klot ($\rho = 1.56$). För att få momentan initiering användes sprängkapslar av typ μ s-P2, som har kort reaktionstid och inbördes en spridning om $\pm 0.1 \mu$ s. Avståndet mellan laddningarnas centrum-punkter var 1 meter och laddningarnas höjd över marken varierade mellan 2.0 och 2.7 meter beroende av mätgivarnas placering. Mätgivarna var av piezokeramisk typ (LC-13, Atlantic Research). Dessa placerades dels utefter mitt-normalen till laddningarnas sammanbindningslinje på fyra olika avstånd dels på fyra olika avstånd i sammanbindningslinjens förlängning (se fig. 32). Kalibreringskurvor och data över mätgivarna finns angivna i figur 33a och b. Mätgivarna anslöts via kablar av low-noise typ till laddningsförstärkare (Kistler 568). Den anslutna totala kapacitansen till laddningsförstärkarna blir då 3160 pF respektive 3362 pF. Förstärkningskurvan kommer då att vara rak inom -2dB upp till 100 kHz. Tryck-tidförloppen registrerades på en mätbandspelare (Sangamo, Sabre III) med (120 i.p.s.) bandhastighet.

Vid avspelning användes en U.V.-skrivare (SE Laboratories typ SE 3006). Avspelning av bandet gjordes med en hastighet av $1\frac{7}{8}$ i.p.s.

Felkällor.

Flera felkällor påverkar resultatet, nämligen: mätgivarens stigtid, förstärkarfel, mätfel i mätbandspelare, mätfel i U.V.-skrivare och avläsningsfel vid utvärdering av utskrivna kurva.

Givarens stigtid är beroende av stötvågens gångtid över det tryckkännande elementet och tidskonstanten för tryckets avtagande /9/. Detta har korrigerats genom att utföra en extrapolation i samband med utvärderingen av kurvorna. Felet i laddningsförstärkarna är högst 1 %. Mätbandspelarens bandhastighet är 0.1 % av vald bandhastighet. Det dynamiska tidsförskjutningsfelet mellan kanalerna är mindre än $1.5\ \mu\text{s}$. Dessa fel är försumbara i förhållande till övriga felkällor. U.V.-skrivaren ger vid utskrift översvängningar, vilka för ena kanalen varierar mellan 6 till 9 % och för den andra mellan 13 till 18 % i de olika mätfallen. Varje utskrivet resultat har korrigerats för detta genom att vid varje mättillfälle bestämma översvängningen med en kalibreringssignal. Drivhastigheten på U.V.-skrivaren har ett fel på $\pm 3\%$. Avläsningsfelet är beroende på kurvlinjens utbredning och uppgår till 2 %. Det totala felet torde vara $\pm 6\%$.

Mätresultat.

I figur 34 visas registreringar av tryck-tidförloppet för mätpunkter i de båda undersökta riktningarna.

Tabellen i figur 35 visar resultaten av mätningarna. Maximala övertrycket P_+ , positiva varaktigheten t_+ , reducerade radien för avståndet 1, 2, 5 och 10 m i sammanbindningslinjens förlängning och avstånden 0.86, 1.93, 4.97 och 9.98 vinkelrätt sammanbindningslinjen samt laddningens höjd över marken återfinns i tabellen.

Mätgivare nr 315, med laddningskänsligheten 7585 pC/bar, var kopplad till de mot sammanbindningslinjen vinkelräta mätpunkterna Nr 520, med laddningskänslighet 9587 pC/bar, var kopplad till de andra mätpunkterna. De uppgivna laddningskänsligheterna, vilka inställdes på mätförstärkarna, är medelvärden över givarnas hela kalibreringskurva. Mätresultaten ligger i kalibreringskurvornas nedre del. I denna del är laddningskänsligheten endast 7240 pC/bar respektive 9250 pC/bar, vilket innebär att de uppmätta värdena är 4 respektive 3.5 % för låga. En korrigering för detta har utförts.

De med hänsyn till stigtid, översvängning och givarkänslighet korrigerade värdena för övertrycket har betecknats $p_{+ \text{ korr}}$. Den spridning som förekommer,

speciellt vid korta avstånd från sprängladdningarna, beror förmodligen på ofullständig detonation.

Övertrycket utefter mittnormalen till sammanbindningslinjen är större än motsvarande värden i sammanbindningslinjens förlängning (se fig. 35). För $R = 1$ och 2 m är övertrycken vinkelrätt sammanbindningslinjen större än de beräknade trycken. Detta torde bero på att beräkningarna är utförda för plana stöt vågor. I praktiken är stöt vågorna krökta vilket innebär att machfronten är snabbare vid frontens mitt än vid trippelpunkten. På längre håll blir approximationen med plana stöt vågor mer exakt, vilket visas genom att mätresultaten överensstämmer med förväntade värden. Övertrycken är inritade och jämförbara med beräknade värden i figur 29.

Reed /7/ har funnit vid dikessprängningar att förhållandet mellan maximaltrycken för en och två laddningar vinkelrätt mot deras sammanbindningslinje är 1.6. På samma sätt uppritas i figur 36 förhållandet mellan uppmätta övertryck och övertrycken från en laddning. På korta avstånd ($R = 1$ m) var förhållandet 2.1. Detta sjönk sedan med avståndet för att vid $R = 10$ m bli ca 1.3. Då uppgifter saknas på laddningsvikter och mätavstånd i referens /7/ är det omöjligt att göra några jämförelser med mätresultaten. Den specifika varaktigheten τ_+ är uppritad som funktion av det skalade avståndet vinkelrätt sammanbindningslinjen (se fig. 37). Den ligger som väntat högre än specifika varaktigheten från en laddning (jmf fig. 39).

I sammanbindningslinjens förlängning blir max. trycket och specifika varaktigheten densamma som från en laddning, vilket visas i fig. 38 och 39 (jmf fig. 17 och 18). Detta betyder att luftstöt vågen från den längst bort belägna laddningen ej når fram innan den närmast laddningens övertryck sjunkit till noll. Detta framgick även av de teoretiska beräkningarna. På grund av reflexioner från marken och omkringliggande bergväggar var det omöjligt att bestämma tryck förloppet för den stöt våg som härrör från den längst bort belägna laddningen. Avvikelserna i den specifika varaktigheten τ_+ vid jämförelse med Granströms /8/ värden, beror på mätgivarnas temperaturkänslighet (orsakar drift) och ojämnheter i pappersframmatningen på U.V.-skrivaren.

Stöt vågornas hastighet bestäms med hjälp av stöttabeller. Resultatet är redovisat i figur 40. Det visade sig att stöt våghastigheten inte i något fall överskridit machtalet 3, som är gräns för givarnas förmåga att återge det statiska trycket. Av figuren syns att fortplantningshastigheten går ned till ljudhastigheten för avstånd > 10 m.

Slutsatser.

Mätresultaten utvisar att övertrycken utefter mittnormalen till sammanbindningslinjen mellan laddningarna är 2.1 till 1.3 gånger större än övertrycken från en laddning. Skillnaden är beroende på vilket avstånd mätpunkten befinner sig från laddningen. Figur 36 visar att förhållandet asymptotiskt närmar sig värdet $\approx 2^{1/3}$, dvs. samma tryck som skulle erhållas från en laddning med dubbla mängden sprängämne.

Experimentet bör upprepas med större laddningsvikter. Inverkan av bl.a. avståndet mellan laddningarna bör undersökas för att avgöra när det akustiska fallet är förhanden.

I sammanbindningslinjens förlängning stämmer resultaten bra med beräknade värden. För att kunna bestämma stötvågens tryck-tidförlopp från den längst bort belägna laddningen bör man utföra mätningarna på högre höjd över marken och på sådan plats att inga störande reflexer erhålles. I båda fallen bör även mätningar utföras på längre avstånd från laddningarna för att undersöka hur trycken varierar i det akustiska fallet.

Litteraturreferenser.

1. Courant, R. and Friedrichs, K.O. Supersonic Flow and Shock Waves.- Interscience Publishers, INC, New York (1948).
2. - Kompendium i Gasdynamik a.k. KTH (1963).
3. U.S. Atomic Energy Commission and Department of Defense. The Effects of Atomic Weapons.- Mc Graw-Hill Book Company, IVC (1950).
4. Kinney, G.F. Explosive Shocks in Air.- The Mac Millan Company, New York, (1962).
5. Gadefeldt, G. Kompendium i bullerteknologi.- KTH (1964).
6. Lundborg, N. Något om luftstöt vågor, ljudbangar och buller.- Stiftelsen Svensk Detonikforskning, Stockholm, rapport DS 1970:11.(1972).
7. Reed, J.W. Air Blast from Plowshare projects.- Proceedings of the Symposium on Education for the peaceful uses of Nuclear explosives, Tucson University of Arizona, Press, Tucson (1970).
8. Granström, S.A. Loading Characteristics of Air Blasts from Detonating Charges.- KTH handlingar nr 100 (1956).
9. Jerbryd, L. och Persson, A. Mätning av luftstöt vågens maximaltryck från några olika sprängämnen.- Stiftelsen Svensk Detonikforskning, Stockholm, rapport DS 1972:17.(1972).

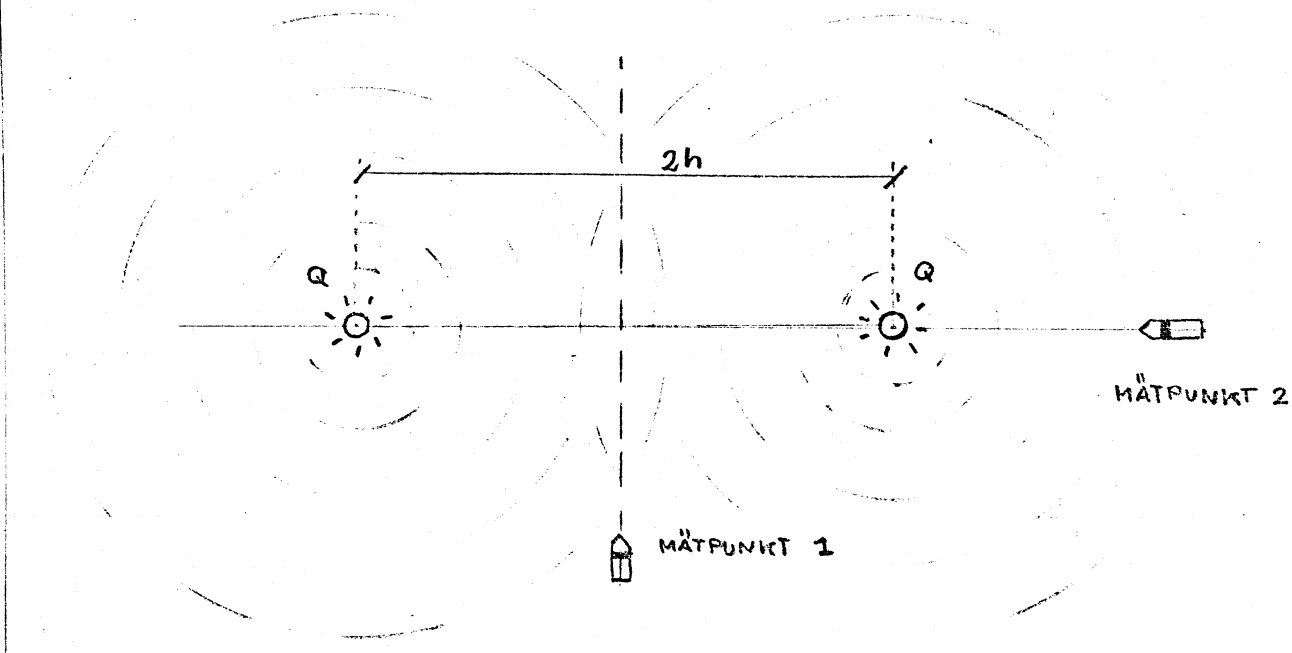


Fig. 1. Stötvågsutbredningen från två lika detonerande laddningar i det akustiska fallet.

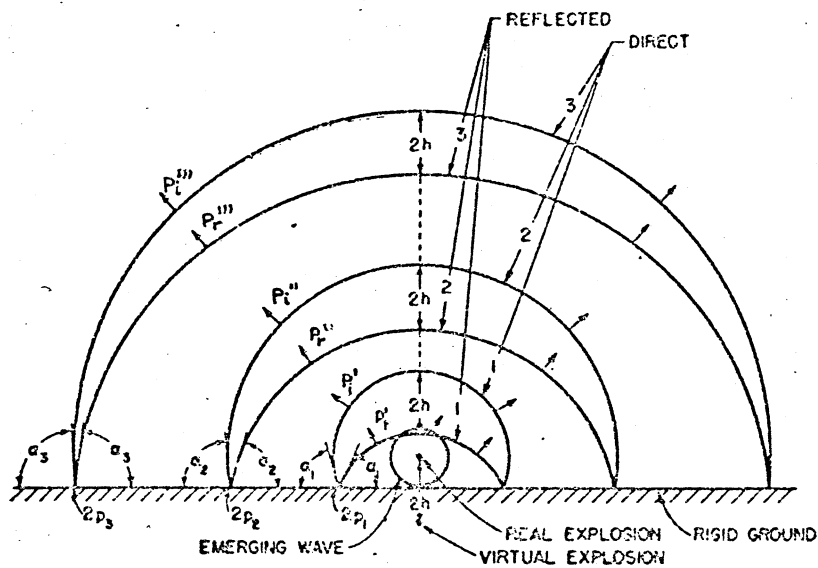


Fig. 2. Successiva reflexionstillstånd för en sfärisk stötvåg vid reflexion i en yta för det akustiska fallet.

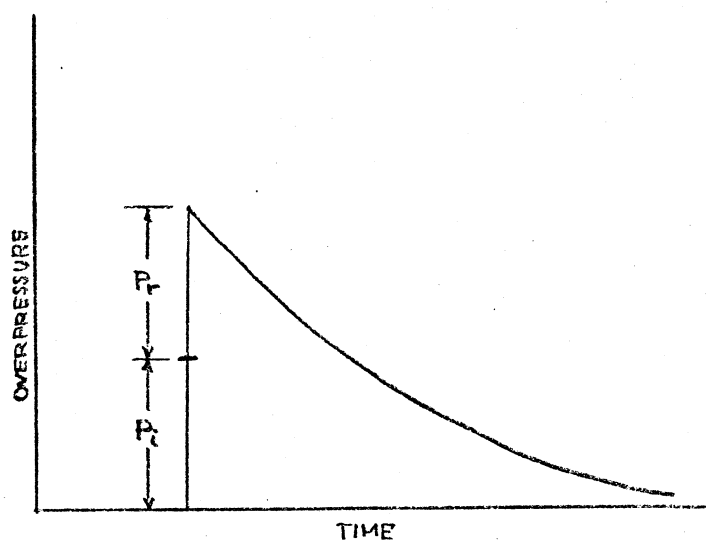


Fig. 3. Tidsvariationen av övertrycket vid en punkt på den reflekterande ytan (stötvågen har ändlig varaktighet) /3/.

(I akustiska fallet är $p_i = p_r$).

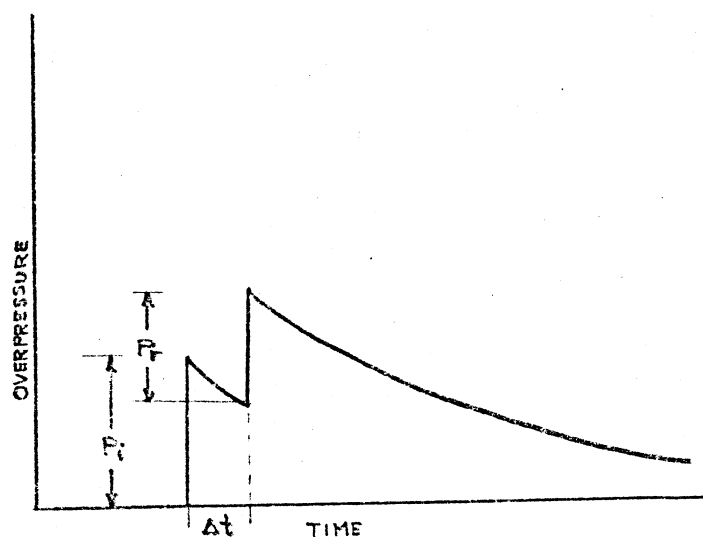


Fig. 4. Tidsvariationen av övertrycket vid en punkt ovanför den reflekterande ytan /3/.

(då $t > 0$ är $p_i > p_r$)

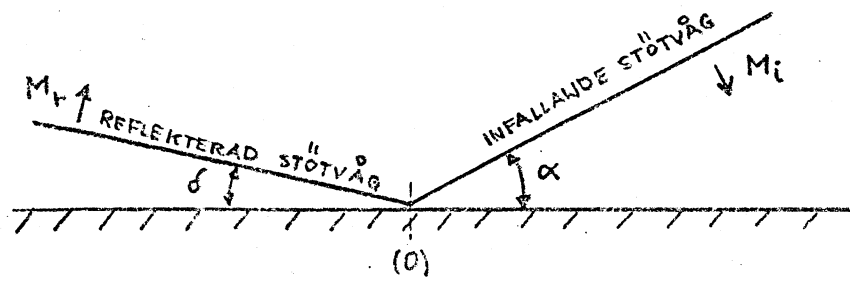


Fig. 5. Sned reflexion av en stötvåg, infallsvinkeln α och reflexionsvinkeln δ /4/.

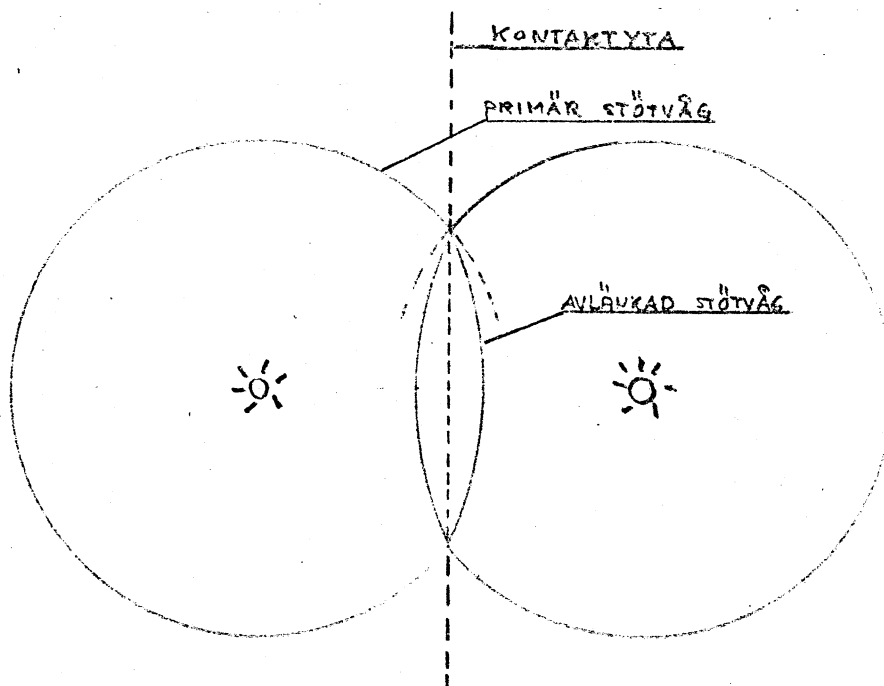


Fig. 6. Stötvågornas avlänkning vid skärning i överljudsfaller /1/.

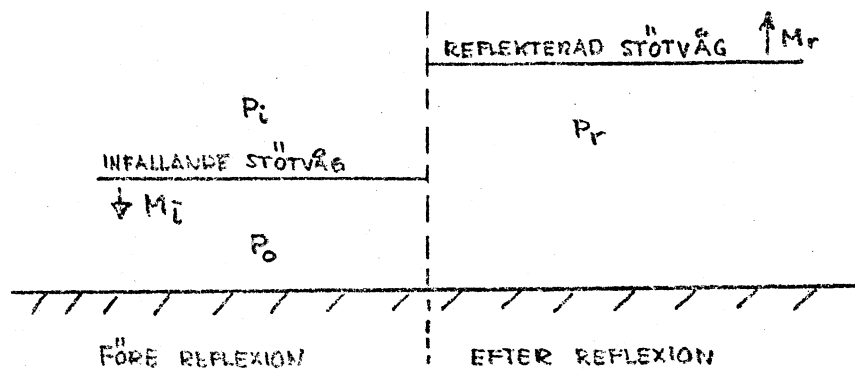


Fig. 7. Normalreflexion mot en reflekterande yta. Den reflekterade stötvågen rör sig med machtalet M_r in i ett medium som har passerats av den infallande stöten /4/.

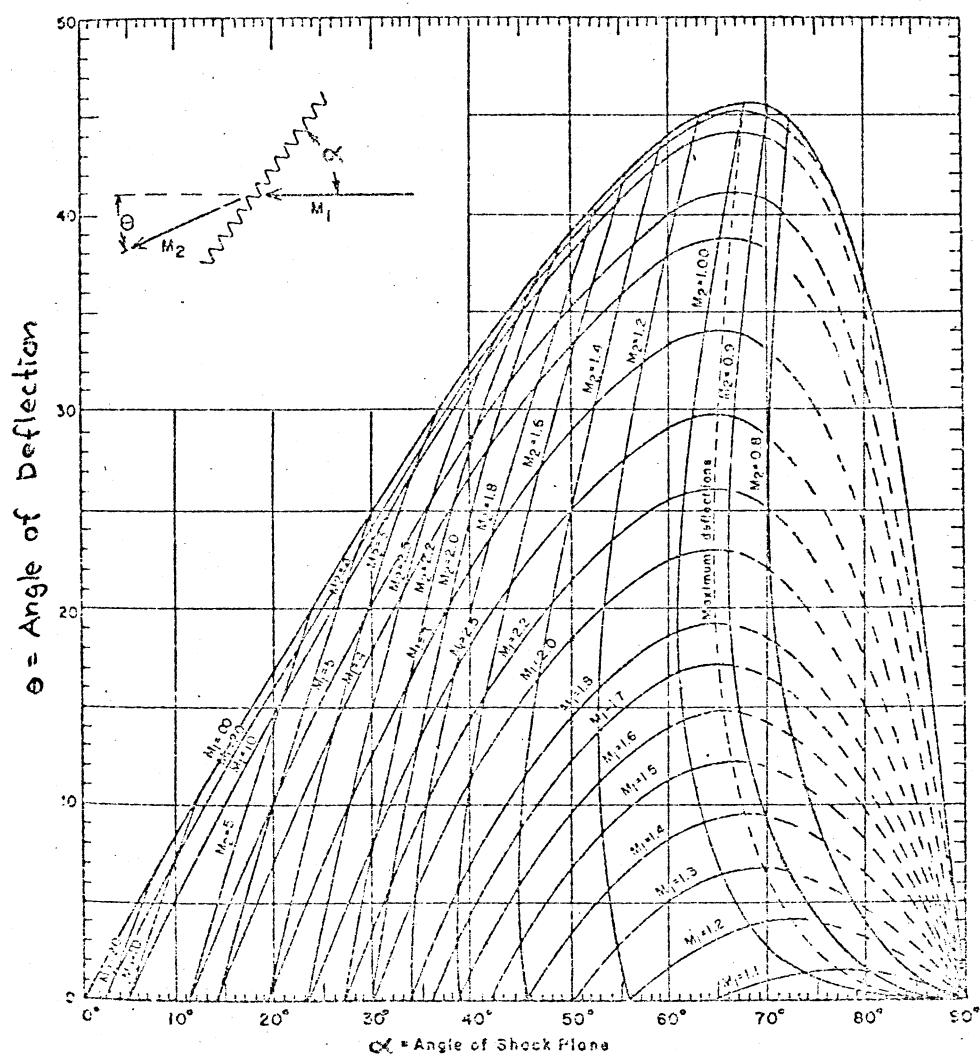


Fig. 8. Diagram över sned stöt. Samband mellan inloppsmachtal M_1 , utloppsmachtal M_2 , stötvinkel α och avlänkningsvinkeln θ för flödet /4/.

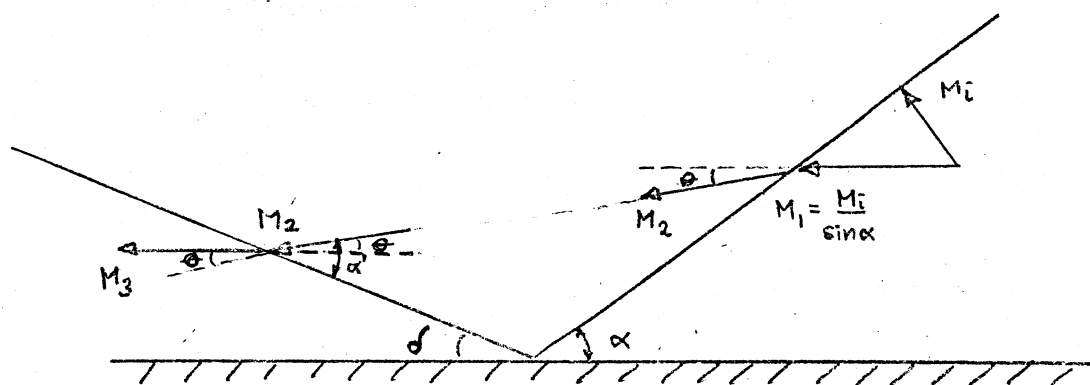


Fig. 9. Sned reflexions motsvarighet i stationär strömning /4/.

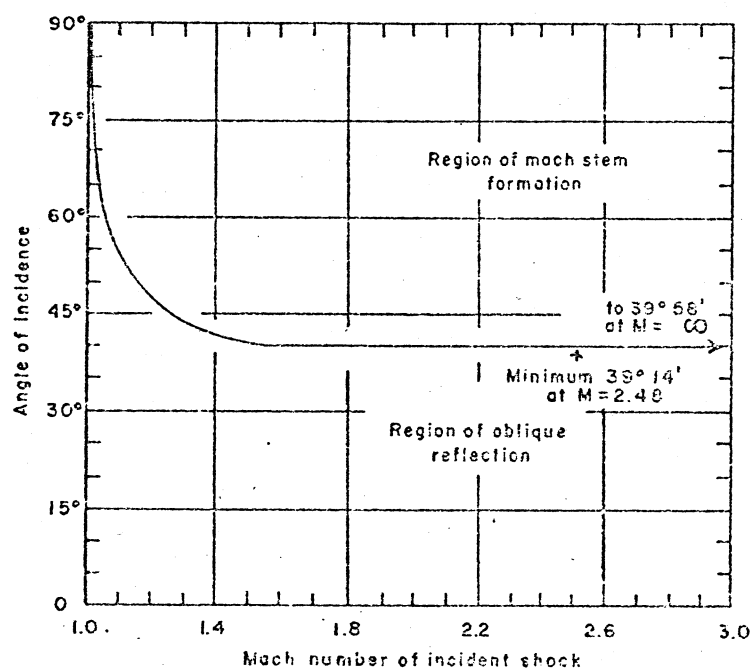


Fig. 10. Maximal infallsvinkel för sned reflexion vid plan stötvåg som funktion av machtalet för infallande stötvåg /4/.

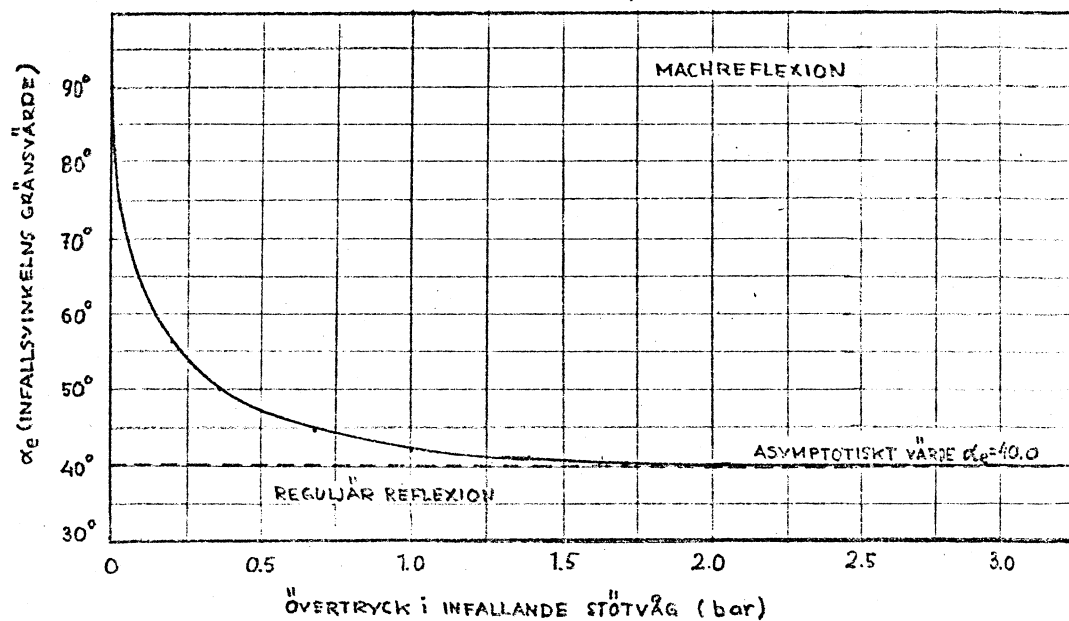


Fig. 11. Infallsvinkelns gränsvärde som funktion av övertrycket hos den infallande stötvågen /3/.

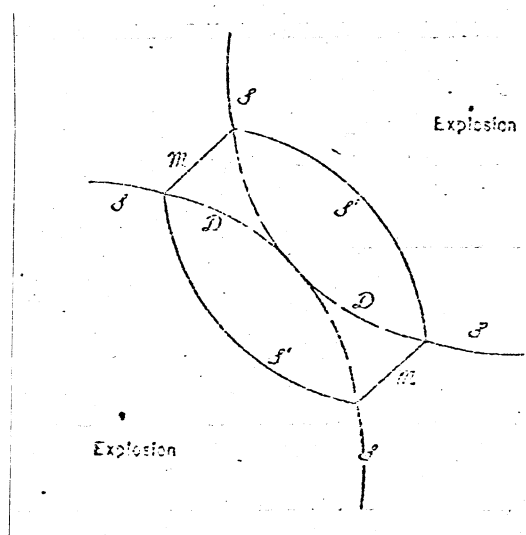


Fig. 12. Machbildningsresultat från två simultana detonationer /1/.

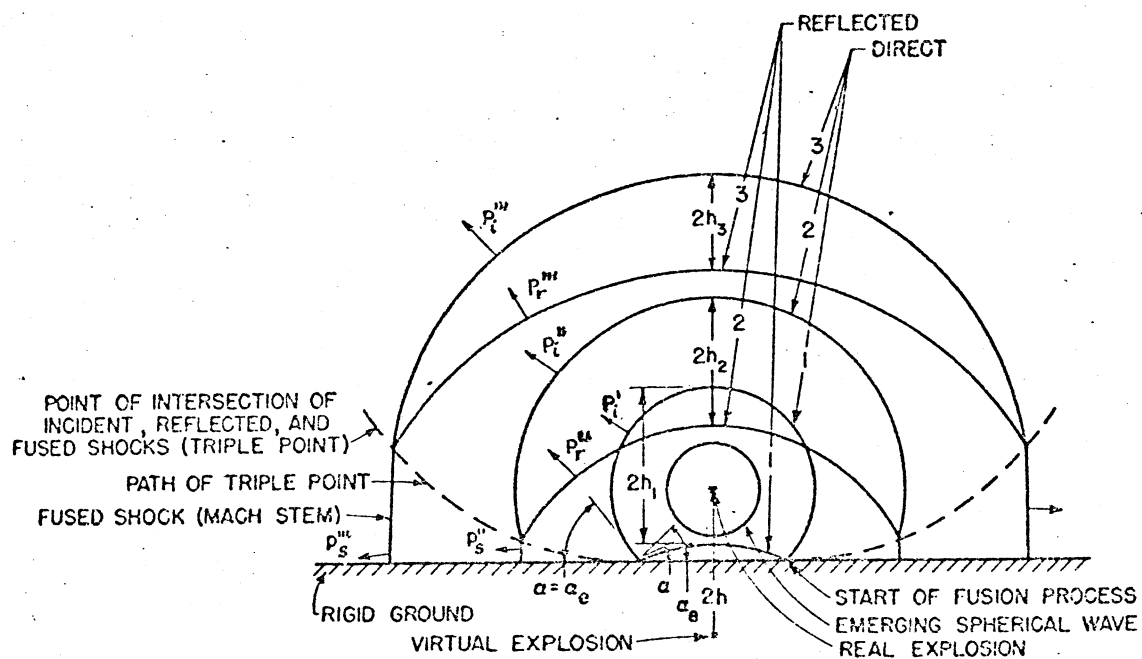


Fig. 13. Successiva reflexionstillstånd från en sfärisk stötvåg med ändlig amplitud [3/].

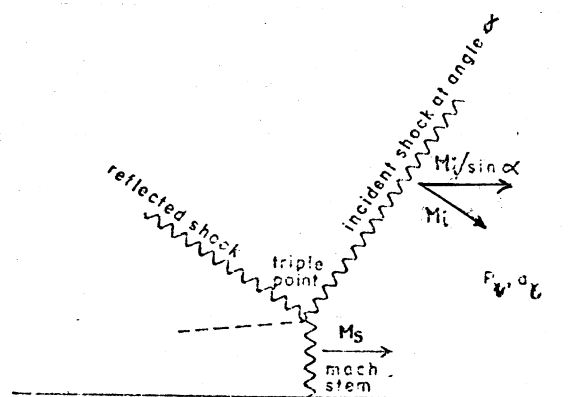


Fig. 14. Machreflexion vid en yta, bildad av en stötvåg från en detonation [4/].

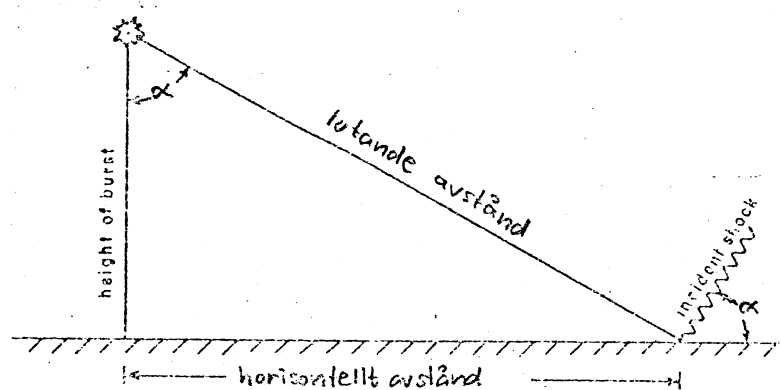


Fig. 15. Geometrin av machreflexion bildad från en detonation [4/].

TABELLER FÖR KOMPRESSIBEL STRÖMNING AV IDEAL GAS.

RAK KOMPRESSIÖNSSTÖT MED $\gamma = 1.40$

M_1	p/p_1	ρ/ρ_1	T/T_1	p_0/p_{01}	M
1.00	1.000	1.000	1.000	1.0000	1.0000
1.02	1.047	1.033	1.013	1.0000	.9805
1.04	1.095	1.067	1.026	.9999	.9620
1.06	1.144	1.101	1.039	.9998	.9444
1.08	1.194	1.135	1.052	.9994	.9277
1.10	1.245	1.169	1.065	.9989	.9118
1.12	1.297	1.203	1.078	.9982	.8966
1.14	1.350	1.238	1.090	.9973	.8820
1.16	1.403	1.272	1.103	.9961	.8682
1.18	1.458	1.307	1.115	.9946	.8549
1.20	1.513	1.342	1.128	.9928	.8422
1.22	1.570	1.376	1.141	.9907	.8300
1.24	1.627	1.411	1.153	.9884	.8183
1.26	1.686	1.446	1.166	.9857	.8071
1.28	1.745	1.481	1.178	.9827	.7963
1.30	1.805	1.516	1.191	.9794	.7860
1.32	1.866	1.551	1.204	.9758	.7760
1.34	1.928	1.585	1.216	.9718	.7664
1.36	1.991	1.620	1.229	.9676	.7572
1.38	2.055	1.655	1.242	.9630	.7483
1.40	2.120	1.690	1.255	.9582	.7397
1.42	2.186	1.724	1.268	.9531	.7314
1.44	2.253	1.759	1.281	.9476	.7235
1.46	2.320	1.793	1.294	.9420	.7157
1.48	2.389	1.828	1.307	.9360	.7083
1.50	2.458	1.862	1.320	.9298	.7011
1.52	2.529	1.896	1.334	.9233	.6941
1.54	2.600	1.930	1.347	.9166	.6874
1.56	2.673	1.964	1.361	.9097	.6809
1.58	2.746	1.998	1.374	.9026	.6746
1.60	2.820	2.032	1.388	.8952	.6684
1.62	2.895	2.065	1.402	.8877	.6625
1.64	2.971	2.099	1.416	.8799	.6568
1.66	3.048	2.132	1.430	.8720	.6512
1.68	3.126	2.165	1.444	.8640	.6458
1.70	3.205	2.198	1.458	.8557	.6405
1.72	3.285	2.230	1.473	.8474	.6355
1.74	3.366	2.263	1.487	.8389	.6305
1.76	3.447	2.295	1.502	.8302	.6257
1.78	3.530	2.327	1.517	.8215	.6210
1.80	3.613	2.359	1.532	.8127	.6165
1.82	3.698	2.391	1.547	.8038	.6121
1.84	3.783	2.422	1.562	.7948	.6078
1.86	3.870	2.454	1.577	.7857	.6036
1.88	3.957	2.485	1.592	.7765	.5996
1.90	4.045	2.516	1.608	.7674	.5956
1.92	4.134	2.546	1.624	.7581	.5918
1.94	4.224	2.577	1.639	.7488	.5880
1.96	4.315	2.607	1.655	.7395	.5844
1.98	4.407	2.637	1.671	.7302	.5808

Fig. 16. Stöttabeller /2/.

RAK KOMPRESSIÖNSSTÖT MED $\gamma = 1.40$

M_1	p/p_1	ρ/ρ_1	T/T_1	p_0/p_{01}	M
2.00	4.500	2.667	1.688	.7209	.5773
2.02	4.594	2.696	1.704	.7115	.5740
2.04	4.689	2.725	1.720	.7022	.5707
2.06	4.784	2.755	1.737	.6928	.5675
2.08	4.881	2.783	1.754	.6835	.5643
2.10	4.978	2.812	1.770	.6742	.5613
2.12	5.077	2.840	1.787	.6649	.5583
2.14	5.176	2.868	1.805	.6557	.5554
2.16	5.277	2.896	1.822	.6464	.5525
2.18	5.378	2.924	1.839	.6373	.5498
2.20	5.480	2.951	1.857	.6281	.5471
2.22	5.583	2.978	1.875	.6191	.5444
2.24	5.687	3.005	1.892	.6100	.5418
2.26	5.792	3.032	1.910	.6011	.5393
2.28	5.898	3.058	1.929	.5921	.5368
2.30	6.005	3.085	1.947	.5833	.5344
2.32	6.113	3.110	1.965	.5745	.5321
2.34	6.222	3.136	1.984	.5658	.5297
2.36	6.331	3.162	2.002	.5572	.5275
2.38	6.442	3.187	2.021	.5486	.5253
2.40	6.553	3.212	2.040	.5401	.5231
2.42	6.666	3.237	2.059	.5317	.5210
2.44	6.779	3.261	2.079	.5234	.5189
2.46	6.894	3.285	2.098	.5152	.5169
2.48	7.009	3.310	2.118	.5071	.5149
2.50	7.125	3.333	2.138	.4990	.5130
2.60	7.720	3.449	2.238	.4601	.5039
2.70	8.338	3.559	2.343	.4236	.4956
2.80	8.980	3.664	2.451	.3895	.4882
2.90	9.645	3.763	2.563	.3577	.4814
3.00	10.33	3.857	2.679	.3283	.4752
3.10	11.05	3.947	2.799	.3012	.4695
3.20	11.78	4.031	2.922	.2762	.4643
3.30	12.54	4.112	3.049	.2533	.4596
3.40	13.32	4.188	3.180	.2322	.4552
3.50	14.13	4.261	3.315	.2129	.4512
3.60	14.95	4.330	3.454	.1953	.4474
3.70	15.80	4.395	3.596	.1792	.4439
3.80	16.68	4.457	3.743	.1645	.4407
3.90	17.58	4.516	3.893	.1510	.4377
4.00	18.50	4.571	4.047	.1388	.4350
4.10	19.45	4.624	4.205	.1276	.4324
4.20	20.41	4.675	4.367	.1173	.4299
4.30	21.41	4.723	4.532	.1080	.4277
4.40	22.42	4.768	4.702	.9948-1	.4255
4.50	23.46	4.812	4.875	.9170-1	.4236
4.60	24.52	4.853	5.052	.8459-1	.4217
4.70	25.61	4.893	5.233	.7809-1	.4199
4.80	26.71	4.930	5.418	.7214-1	.4183
4.90	27.85	4.966	5.607	.6670-1	.4167

Fig. 16. Stöttabeller /2/.

RAK KOMPRESSIÖNSSTÖT MED $\gamma = 1.40$

M_1	p/p_1	ρ/ρ_1	T/T_1	p_0/p_{01}	M
5.00	29.00	5.000	5.800	.6172-1	.4152
5.10	30.18	5.033	5.997	.5715-1	.4138
5.20	31.38	5.064	6.197	.5297-1	.4125
5.30	32.61	5.093	6.401	.4913-1	.4113
5.40	33.85	5.122	6.610	.4560-1	.4101
5.50	35.13	5.149	6.822	.4236-1	.4090
5.60	36.42	5.175	7.038	.3938-1	.4079
5.70	37.74	5.200	7.258	.3664-1	.4069
5.80	39.08	5.224	7.481	.3412-1	.4059
5.90	40.45	5.246	7.709	.3180-1	.4050
6.00	41.83	5.268	7.941	.2965-1	.4042
6.10	43.25	5.289	8.176	.2767-1	.4033
6.20	44.68	5.309	8.415	.2584-1	.4025
6.30	46.14	5.329	8.658	.2416-1	.4018
6.40	47.62	5.347	8.905	.2259-1	.4011
6.50	49.13	5.365	9.156	.2115-1	.4004
6.60	50.65	5.382	9.411	.1981-1	.3997
6.70	52.21	5.399	9.670	.1857-1	.3991
6.80	53.78	5.415	9.933	.1741-1	.3985
6.90	55.38	5.430	10.20	.1634-1	.3979
7.00	57.00	5.444	10.47	.1535-1	.3974
7.10	58.65	5.459	10.74	.1443-1	.3968
7.20	60.31	5.472	11.02	.1357-1	.3963
7.30	62.01	5.485	11.30	.1277-1	.3958
7.40	63.72	5.498	11.59	.1202-1	.3954
7.50	65.46	5.510	11.88	.1133-1	.3949
7.60	67.22	5.522	12.17	.1068-1	.3945
7.70	69.01	5.533	12.47	.1008-1	.3941
7.80	70.81	5.544	12.77	.9510-2	.3937
7.90	72.65	5.555	13.08	.8982-2	.3933
8.00	74.50	5.565	13.39	.8488-2	.3929
8.20	78.28	5.585	14.02	.7592-2	.3922
8.40	82.15	5.603	14.66	.6806-2	.3915
8.60	86.12	5.620	15.32	.6114-2	.3909
8.80	90.18	5.636	16.00	.5504-2	.3903
9.00	94.33	5.651	16.69	.4964-2	.3898
9.20	98.58	5.665	17.40	.4486-2	.3893
9.40	102.9	5.679	18.12	.4061-2	.3888
9.60	107.4	5.691	18.86	.3683-2	.3884
9.80	111.9	5.703	19.62	.3346-2	.3880
10.00	116.5	5.714	20.39	.3045-2	.3876
100.00	1167+1	5.997	1945	.3593-7	.3781
∞					

Fig. 16. Stöttabeller /2/

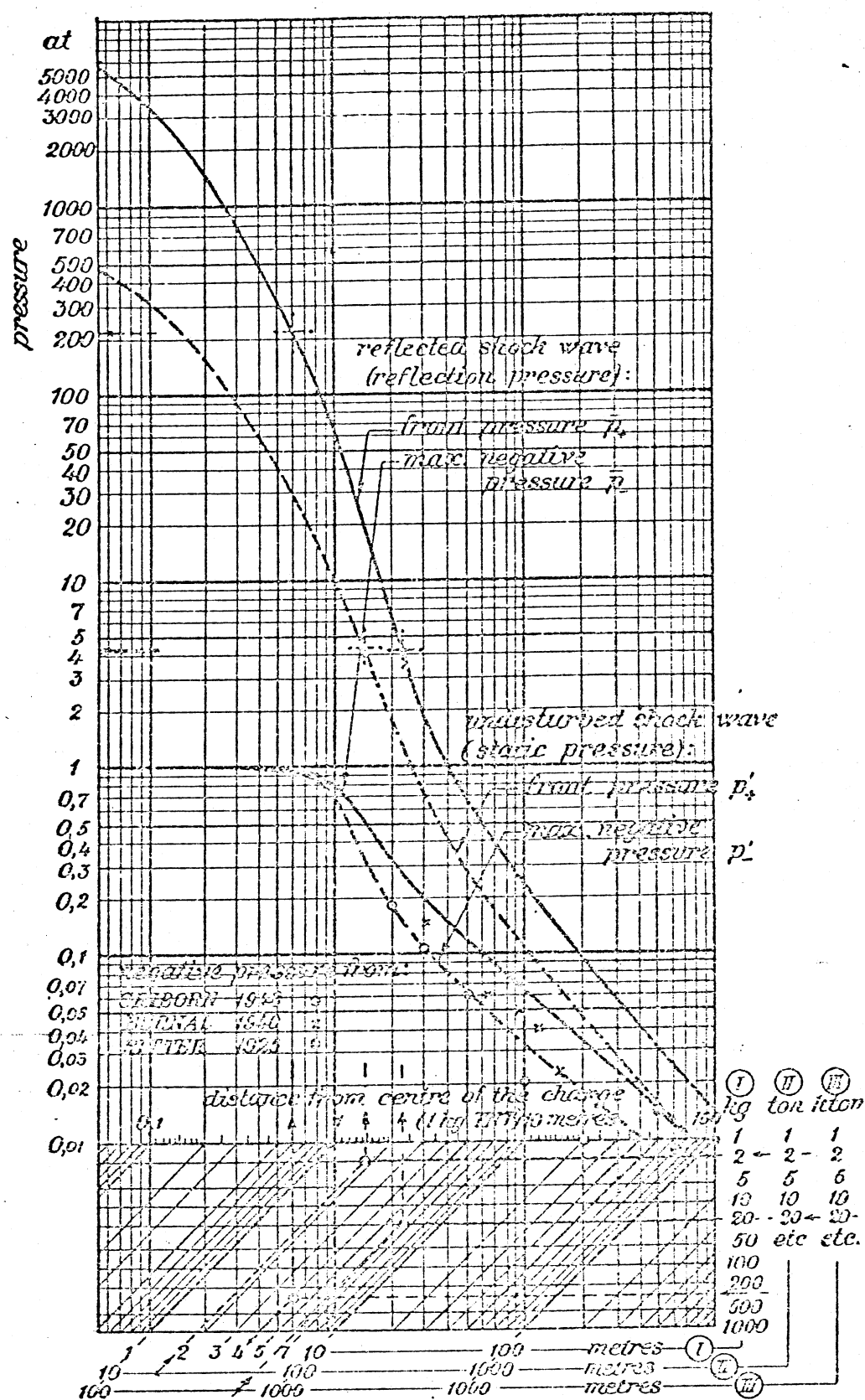


Fig. 17. Fronttryck och maximalt negativt tryck som funktion av laddningsvikt och avstånd för TNT ($\rho = 1.52$) /8/.

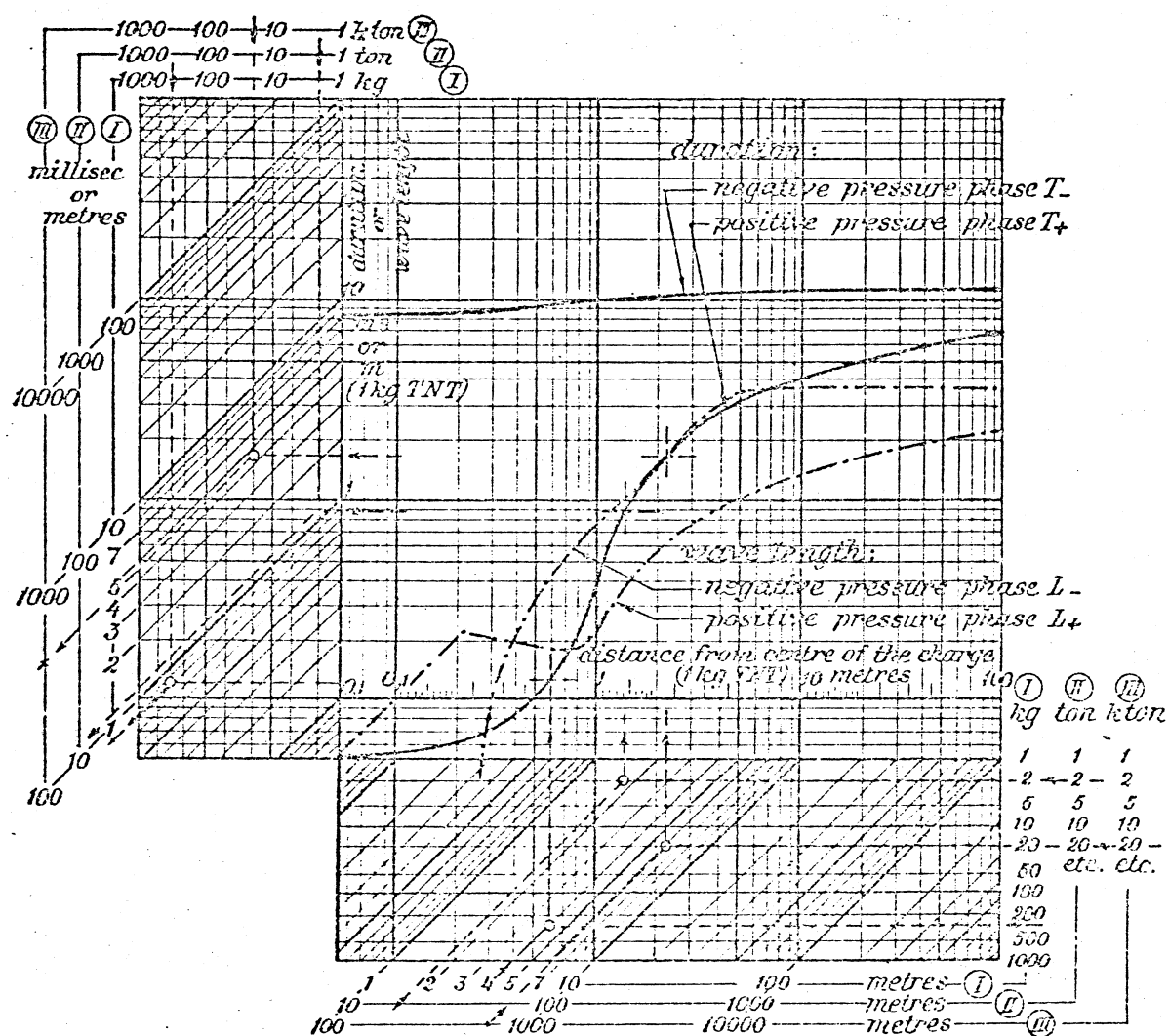


Fig. 18. Varaktighet och våglängd som funktion av laddningsvikt och avstånd, TNT, $\rho = 1.52$ /8/.

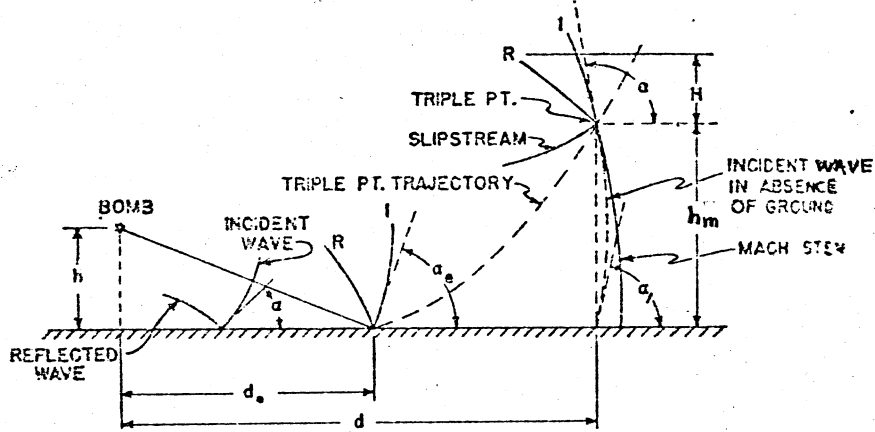


Fig. 19. Sfärisk stötvåg reflekterad i en plan yta /3/.

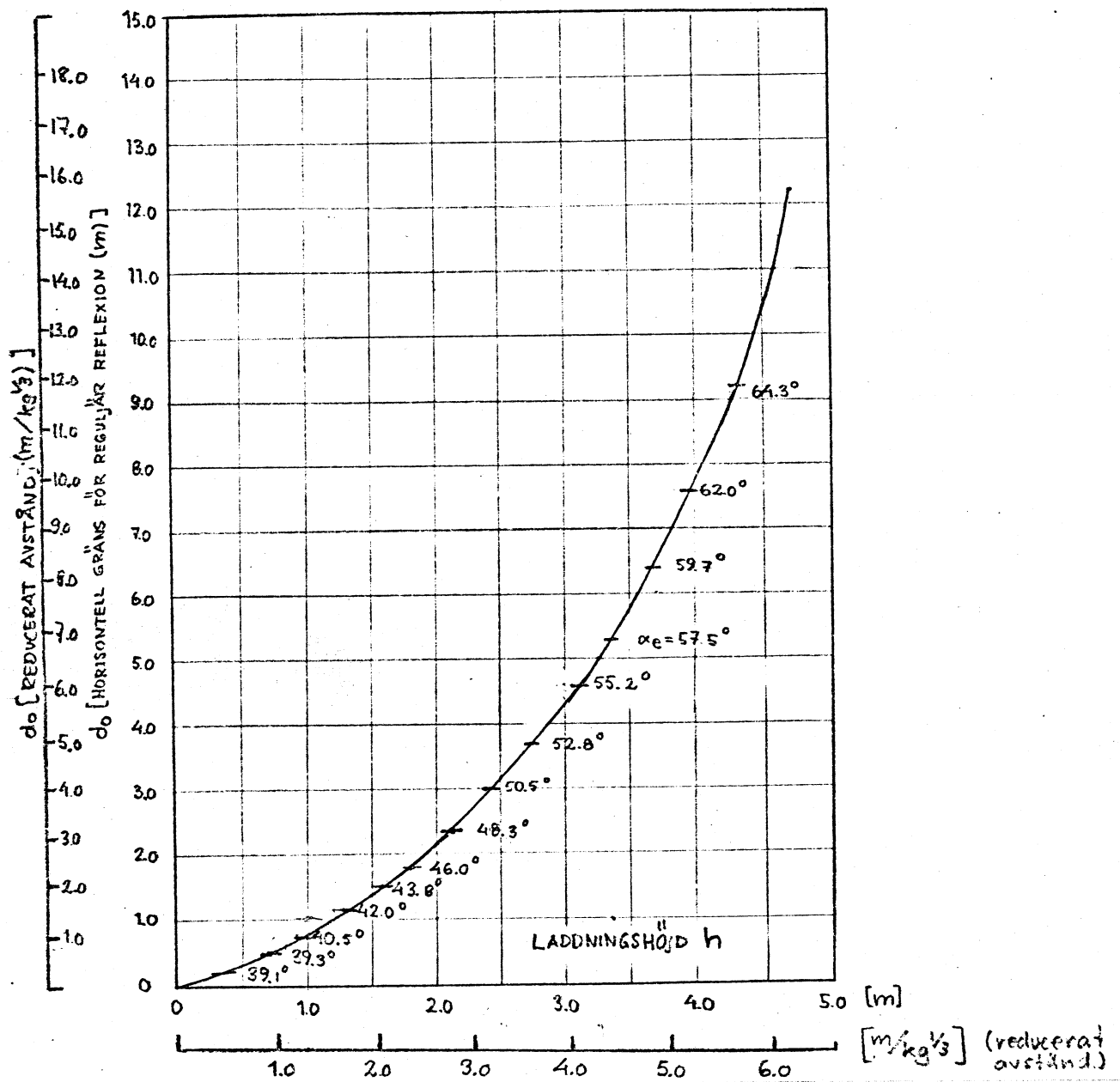


Fig. 20. Beräknad gräns för reguljär reflexion som funktion av laddningens höjd över marken för 1 pound TNT. (1 pound = 453.5 g) /3/. I figuren är inritat de reducerade avstånden för 1 kg TNT.

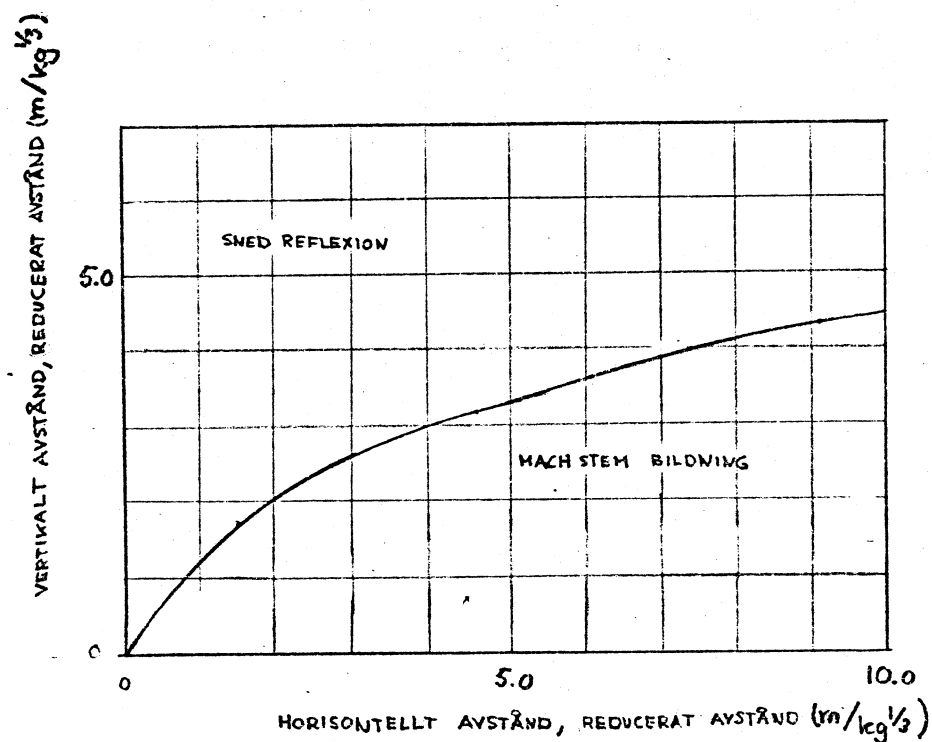


Fig. 21. Gränsvstånd för bildning av machreflexion för punktkälla - explosion av TNT /4/.

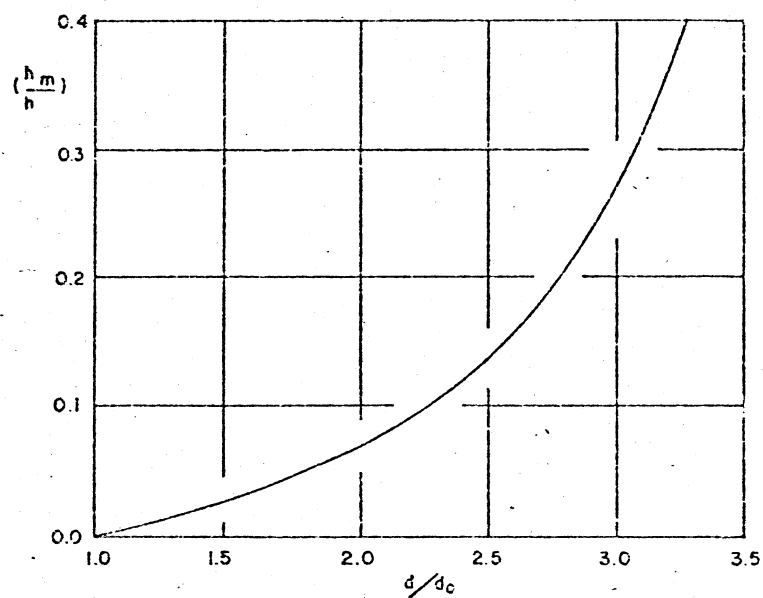


Fig. 22. Höjden av machreflexionen (h_m) på ett avstånd (d) från nollpunkten i markplanet, uttryckt i laddningshöjd (h) och minimum-avståndet (d_0) för bildande av machreflexion /4/.

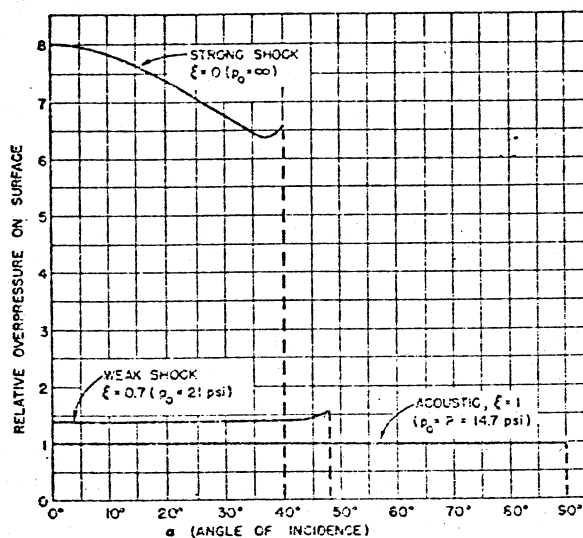


Fig. 23. Relativa övertrycket som funktion av infallsvinkeln för stark ($\xi = 0$), svag ($\xi = 0.7$) och akustisk ($\xi = 1.0$) stöt för reguljär reflexion i en ideal gas med $\gamma = 1.4$. /3/.

$$\xi = \frac{\text{atmosfärstryck}}{\text{atmosfärstryck} + \text{övertryck}} = \frac{P_0}{P_i}$$

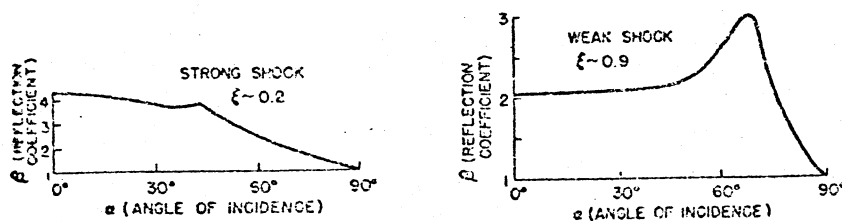
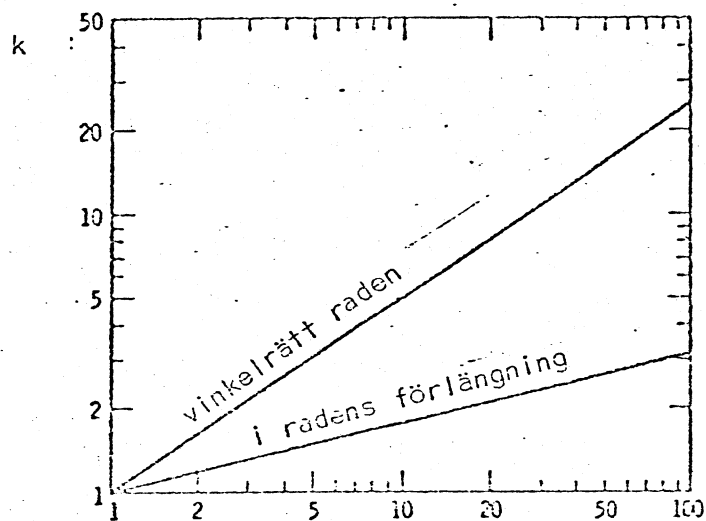


Fig. 24. Reflexionkoefficienten för stark och svag stöt som funktion av infallsvinkeln /3/.



n = antal laddningar

Fig. 25. Ökningen i ljudtrycksvågens maximaltryck som funktion av antalet lika stora laddningar i en laddningsrad som avfyras momentant //.

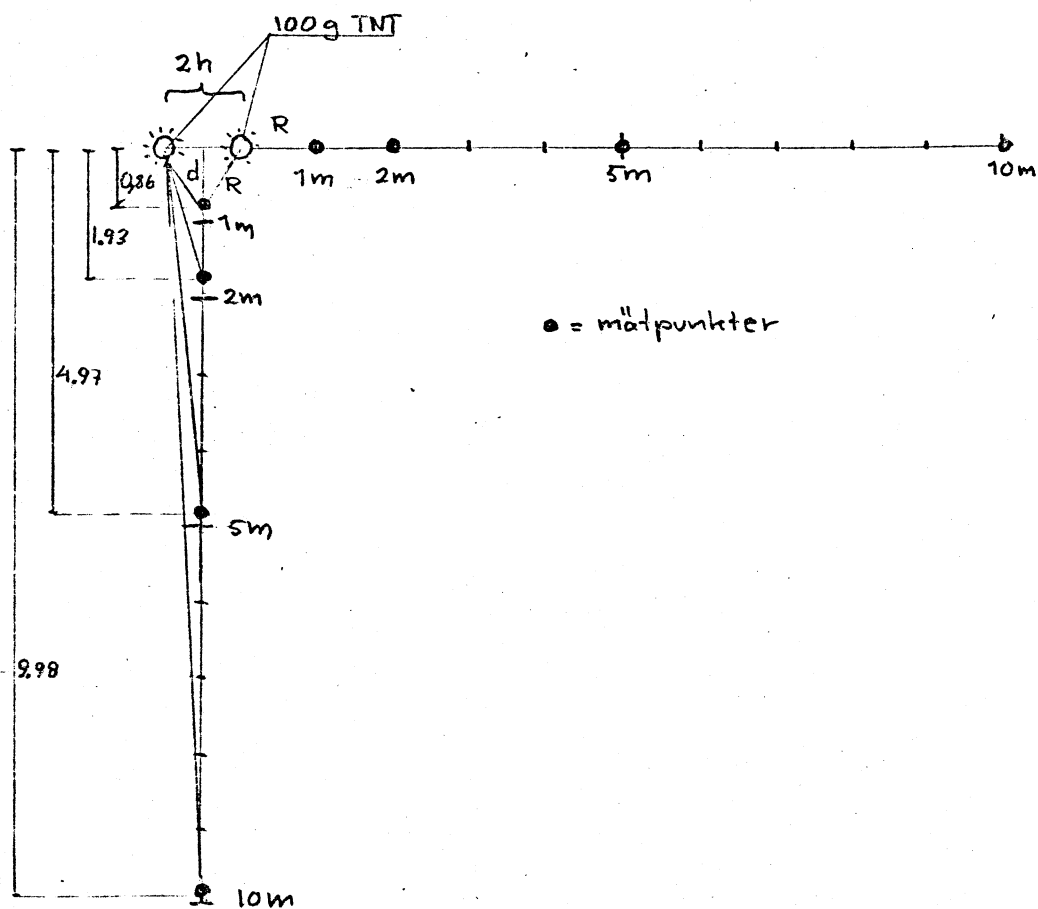


Fig. 26. Data över mätavstånd vid teoretisk bestämning av övertryck från två lika sprängladdningar.

TNT g	R m	r m	P_i mb	P/P_i	M_i	α °	$M_s = \frac{M_i}{\sin \alpha}$	P_s/P_i	P_s mb
100	1	2.15	1530	2.530	1.52	60	1.78	3.488	2488
100	2	4.31	325	1.325	1.13	75	1.17	1.431	431
100	5	10.77	99	1.099	1.04	85	1.05	1.120	120
100	10	21.54	41	1.041	1.017	86	1.02	1.047	47

Fig. 27. Resultat av övertrycket P_s i machreflexionen, machreflexionens machtal M_s och ursprungliga vågens övertryck P_i , då utgångsvärdena är resultat från singelladdningar bestående av TNT-klot hämtade från referens /9/. (P_i är trycket före stötvågspassagen dvs. P_i är här lika med atmosfärstrycket P_0).

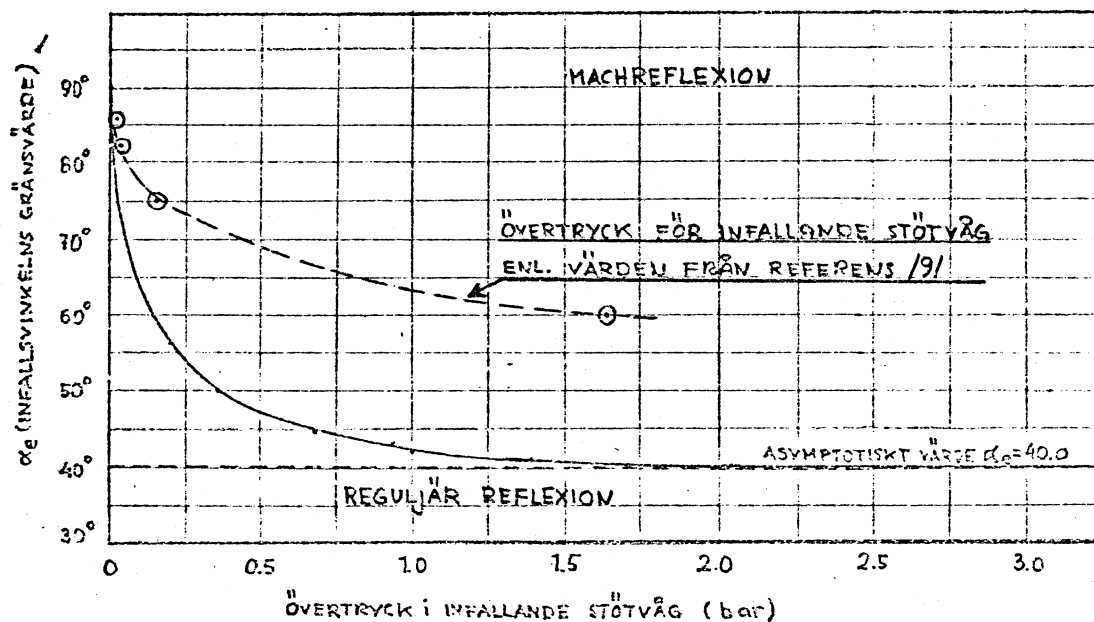


Fig. 28. Stötvågen från ett 100 grams TNT-klot inprickat i en kurva över infallsvinkelns gränsvärde som funktion av övertrycket i den infallande stötvågen.

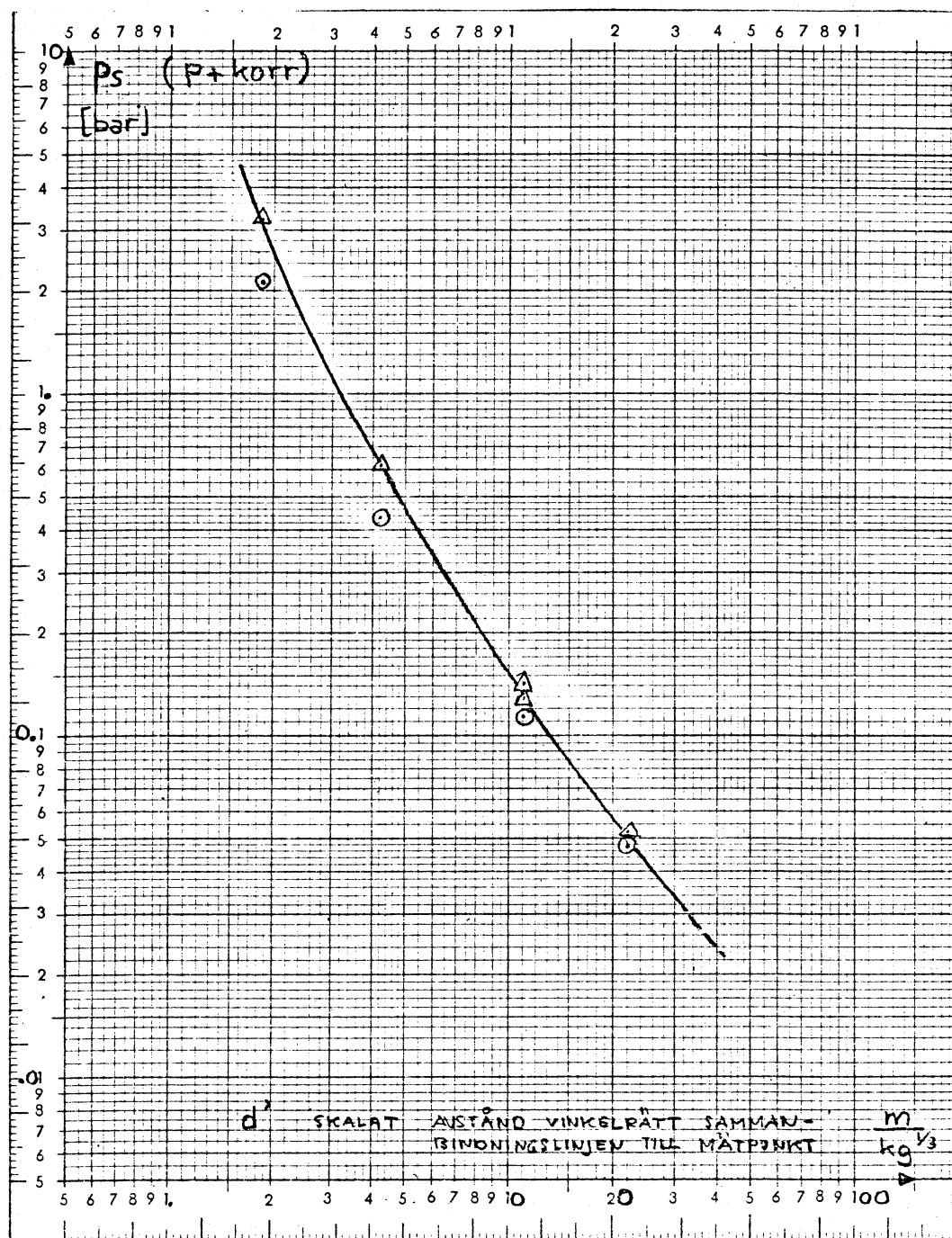


Fig. 29. Övertrycket, mätt utefter mittnormalen till sammanbindningslinjen mellan två laddningar (2 st 100 grams pressade TNT-klot), avstånd mellan laddningarna är en meter.

M_x	Stöt vågens hast. m/s	Gångtid (m) μs	Pos. varaktighet μs
1.52	516	1900	800
1.13	384	2600	1250
1.05	357	2800	1810
1.00	340	2900	2190

Fig. 30. Förhållandet mellan gångtiden för 1 m och motsvarande vågs positiva varaktighet.

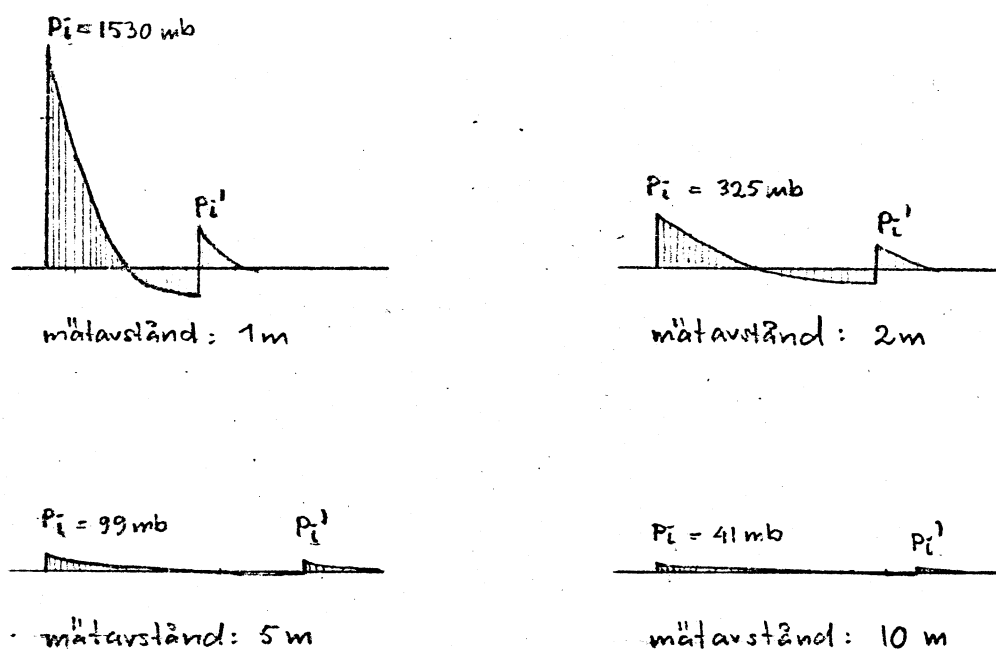


Fig. 31. Principskiss på hur tryck-tidförloppet i sammanbindningslinjens förlängning bör bli vid detonation av två TNT-klot på 100 gram. (Avstånd mellan laddningarna är 1 m).

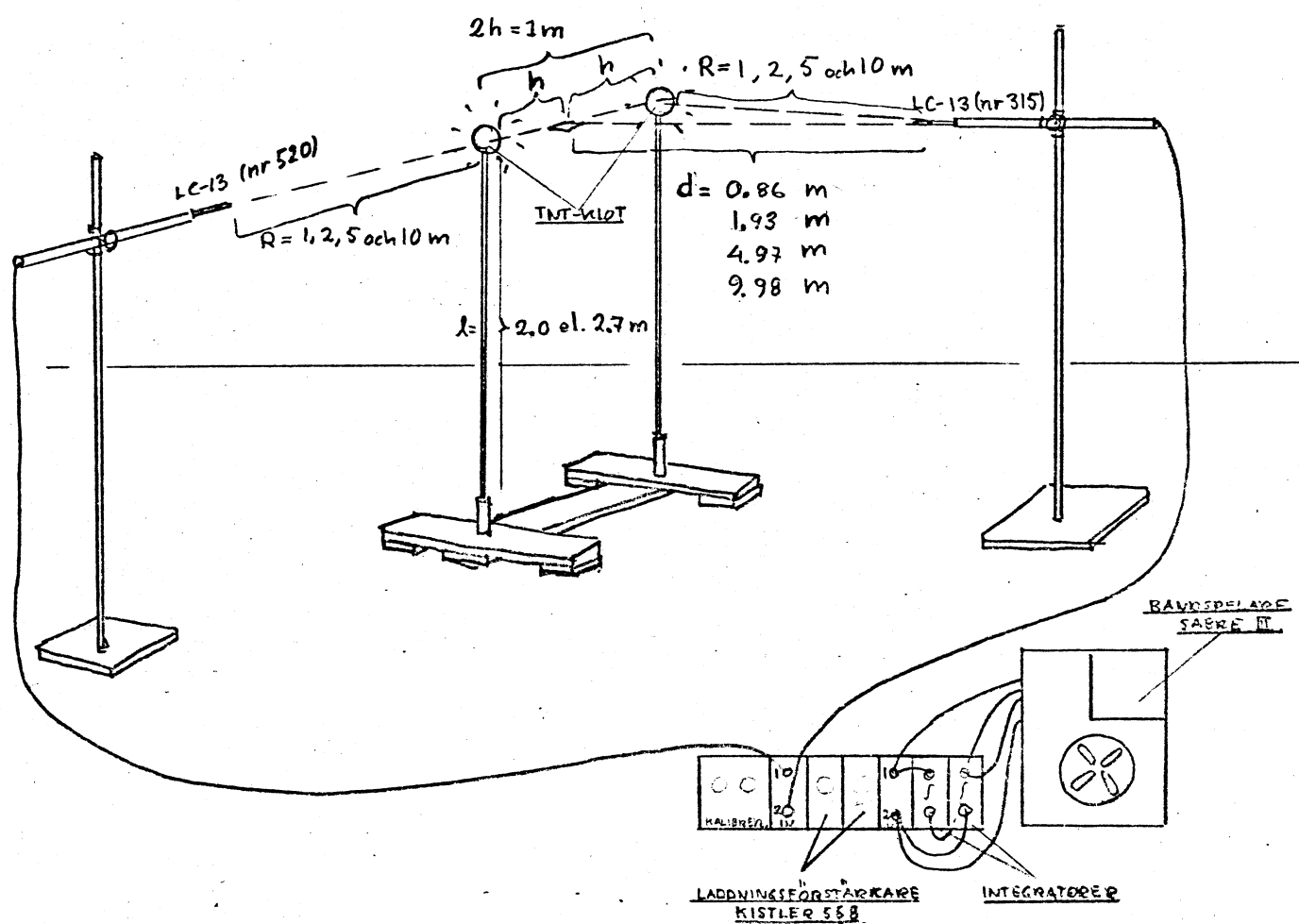


Fig. 32. Försöksupställning för mätning av samverkan mellan stötvågor från två lika detonerande laddningar.

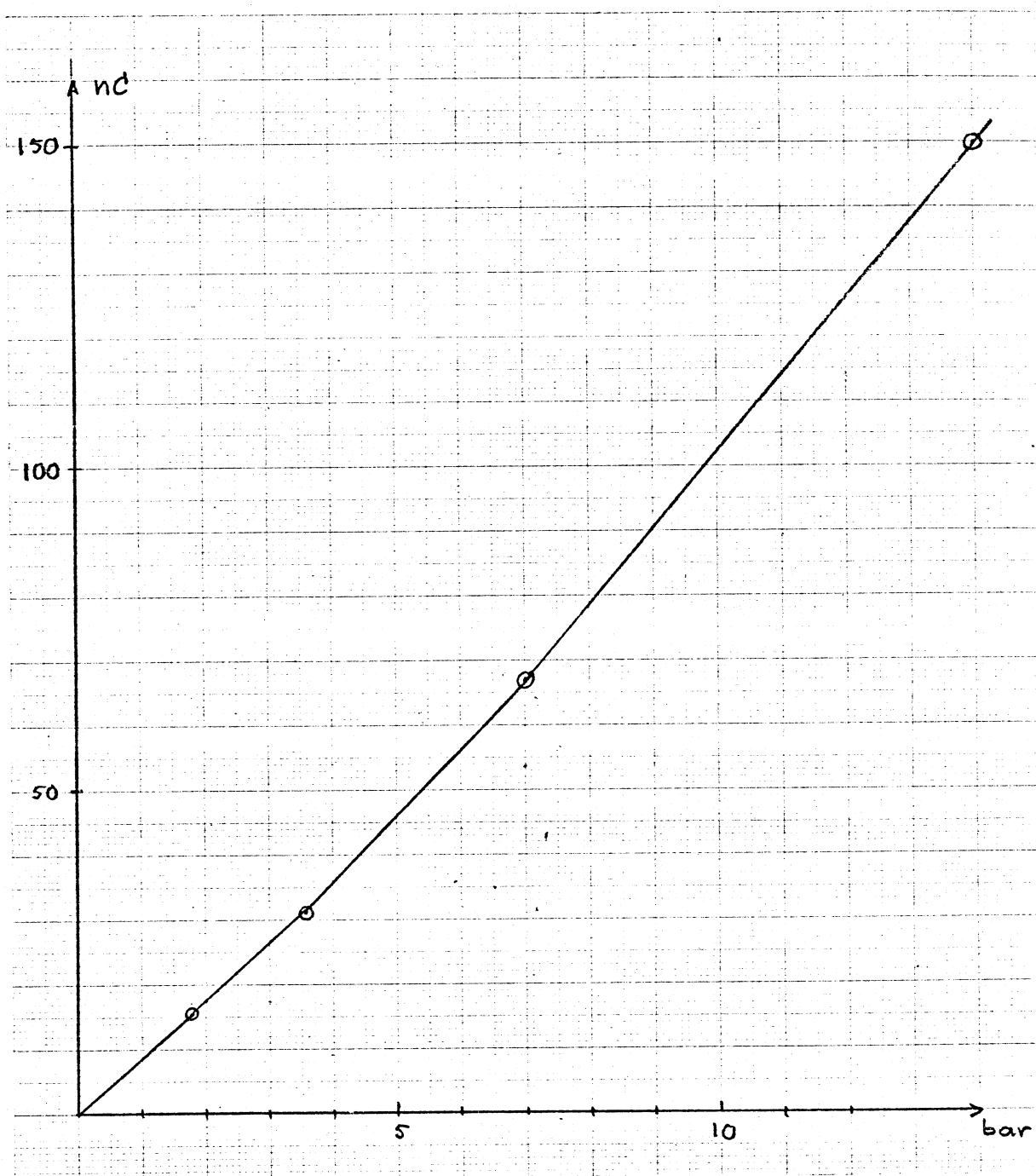


Fig. 33a. Kalibreringskurva för LC-13 nr 520

Laddningssensivitet: 9587 pC/bar

Kapacitans: 1992 pF

Stigtid: 10 μ s

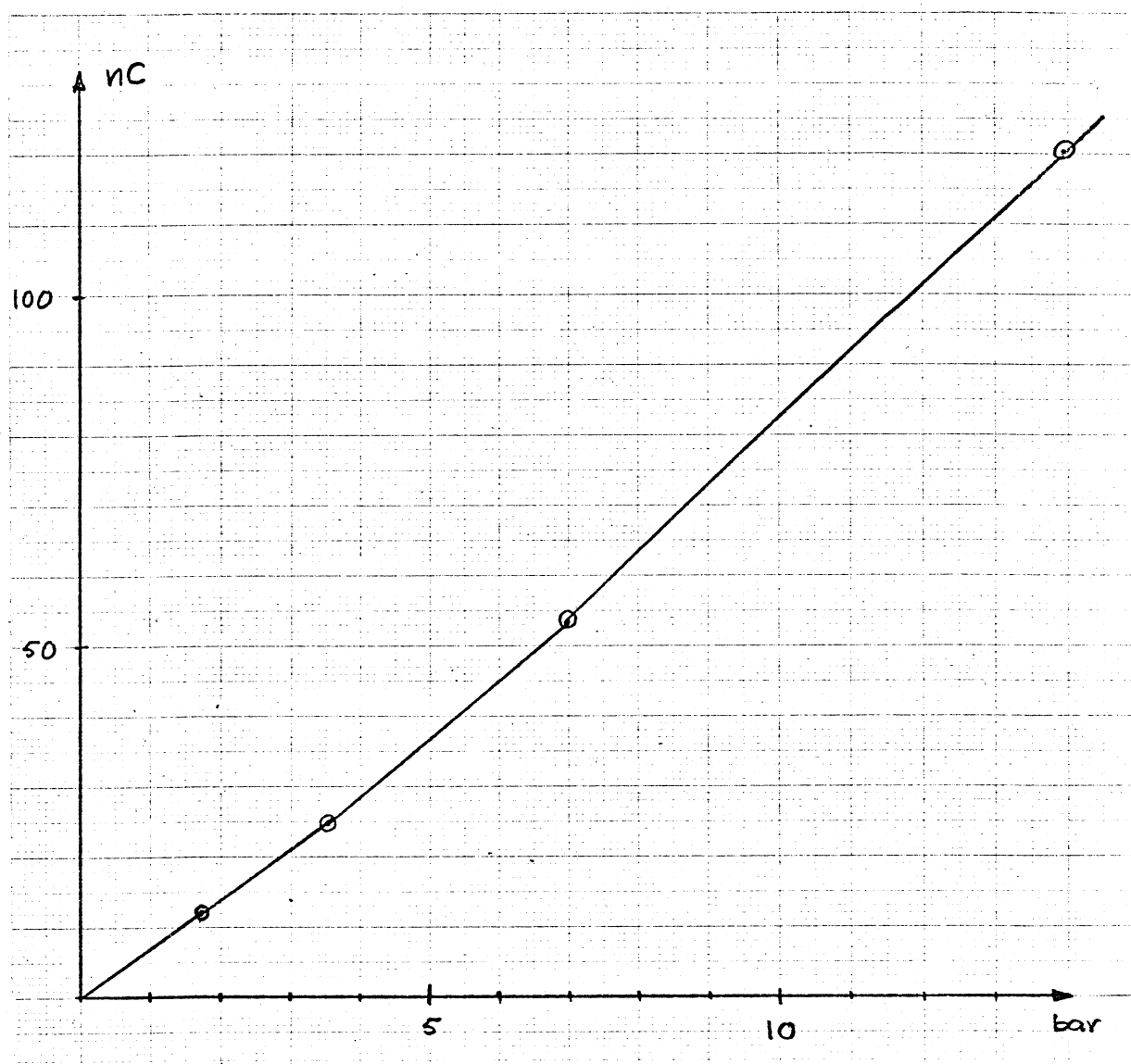


Fig. 33b. Kalibreringskurva för LC-13 nr 315

Laddningssensivitet: 7585 pC/bar

Kapacitans: 1790 pF

Stigtid: 10 μs

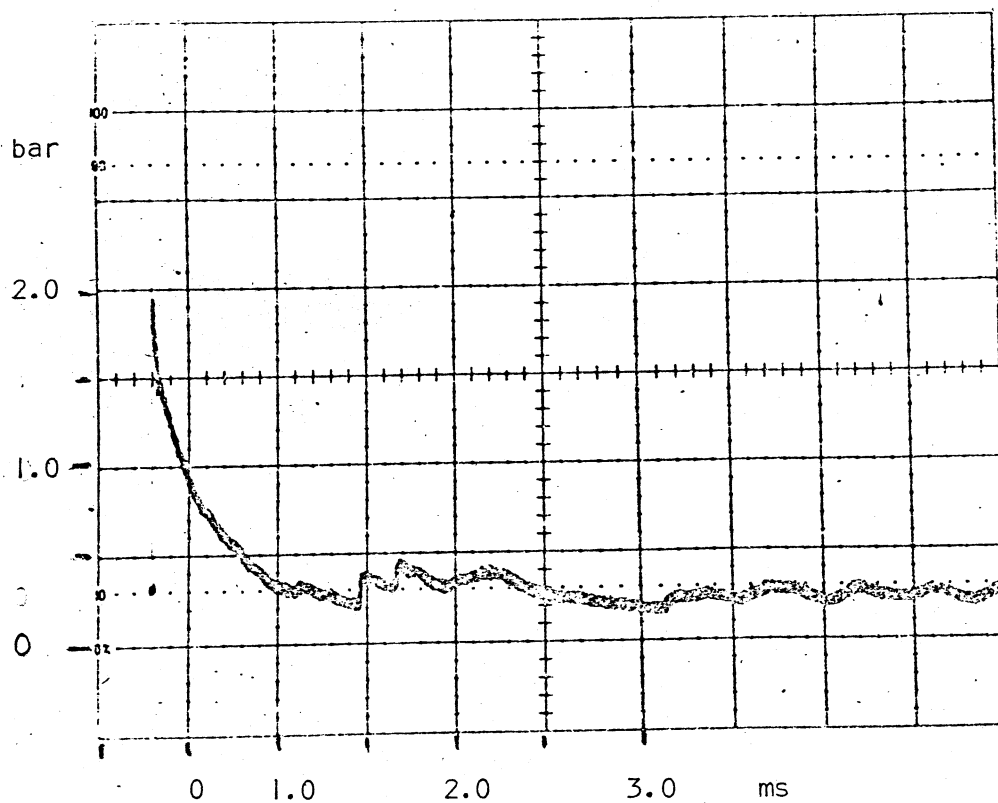
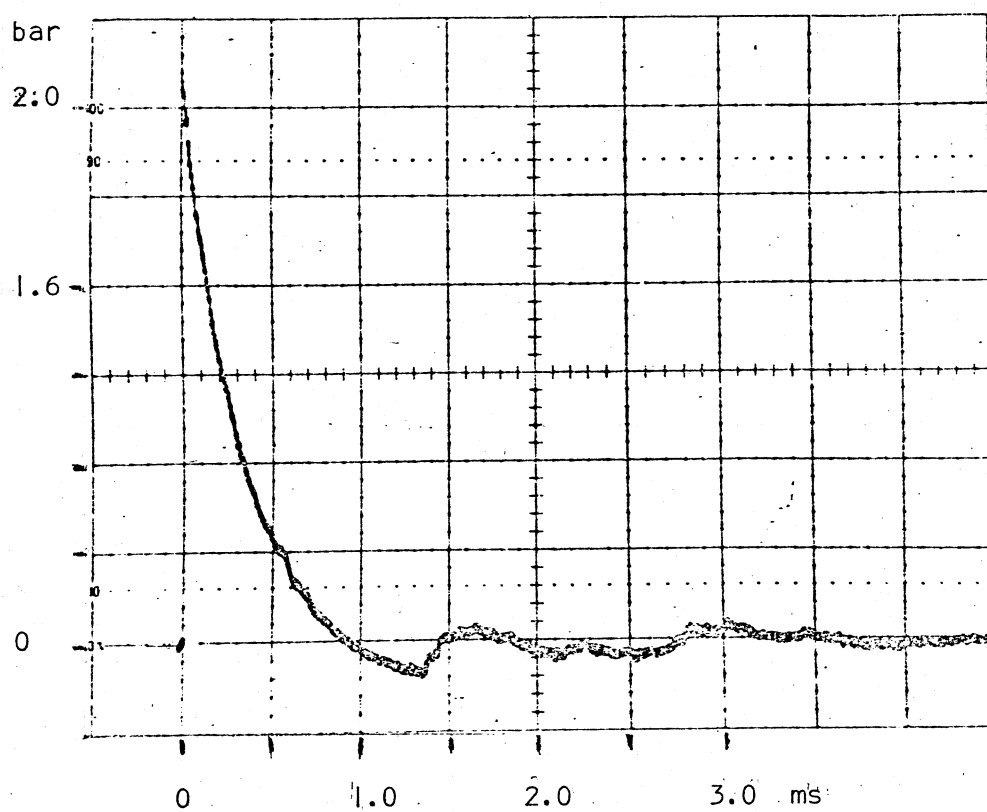


Fig. 34. Registreringar av tryck-tidförloppet på 1 m avstånd, dels på mittnormalen till sammanbindningslinjen mellan laddningarna, dels på sammanbindningslinjens förlängning.

Resultat vinkelrätt sammanbindningslinjen							
vikt g	R m	d m	d' m/kg ^{1/3}	l m	t ₊ μs	P ₊ avläst mb	P ₊ korr. mb
100	1.0	0.86	1.85	2.0	1120	2670	2630)*
100	1.0	0.86	1.85	2.0	1020	3060	3210
100	2.0	1.93	4.16	2.0	1400	627	613
100	5.0	4.97	10.71	2.0	2430	147	144
100	5.0	4.97	10.71	2.0	2380	142	138
100	10.0	9.98	21.50	2.7	2700	53	53
100	10.00	9.98	21.50	2.7	3120	53	53

Resultat i sammanbindningslinjens förlängning						
vikt g	R m	r m/kg ^{1/3}	l m	t ₊ μs	P ₊ avläst mb	P ₊ korr. mb
100	1.0	2.15	2.0	870	1640	1560
100	1.0	2.15	2.0	720	1440	1490
100	2.0	4.31	2.0	1300	405	345
100	5.0	10.77	2.0	1770	100	93
100	5.0	10.77	2.0	1860	100	93
100	10.0	21.54	2.7	1970	41	37
100	10.0	21.54	2.7	2120	41	37

Fig. 35. Resultat av mätningar på luftstöt vågor från två lika laddningar 100 g TNT-klot.

*värdet missvisande då givaren ej var exakt placerad på mitt-normalen till sammanbindningslinjen mellan laddningarna.

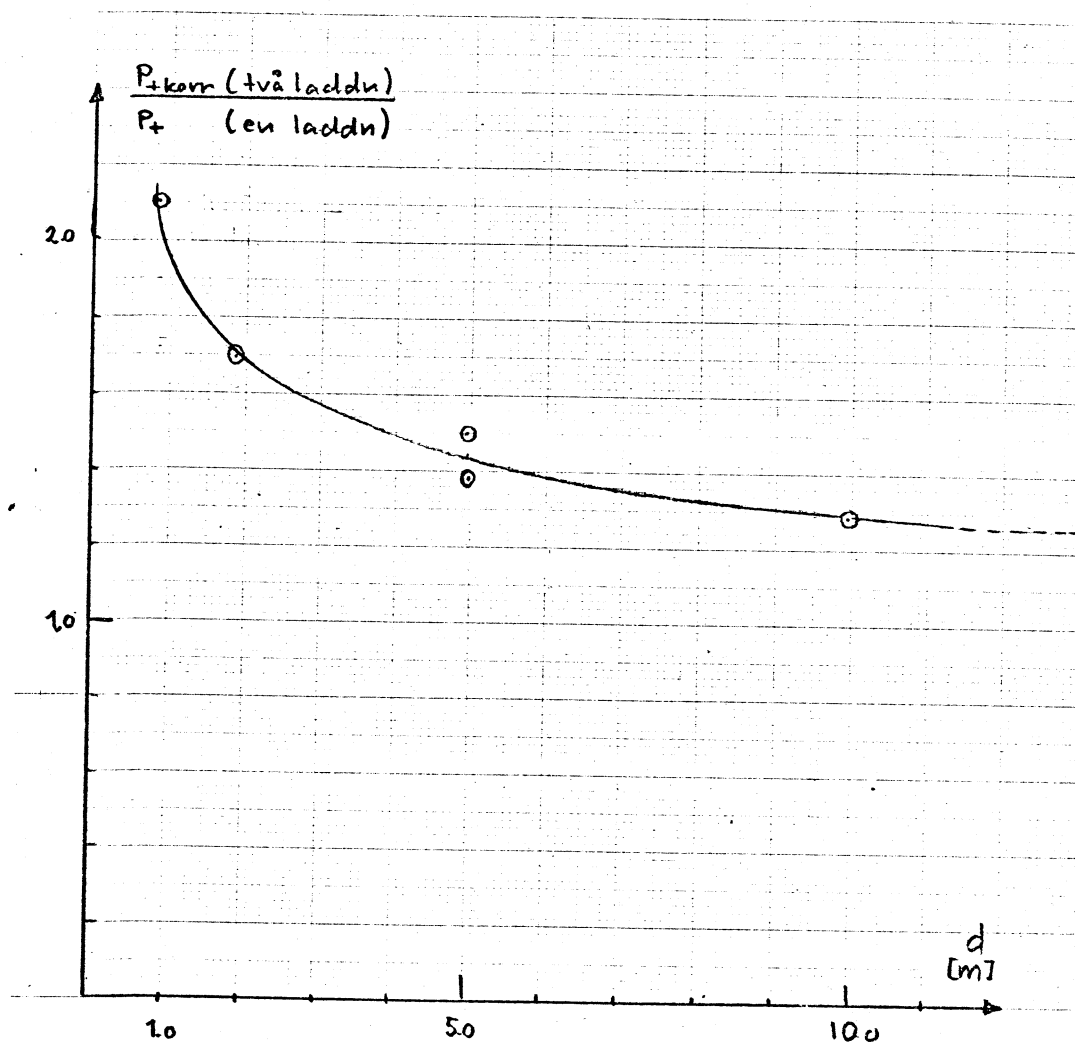


Fig. 36. Förhållandet mellan övertrycken från två laddningar och en laddning som funktion av vinkelräta avståndet från sammanbindningslinjen.

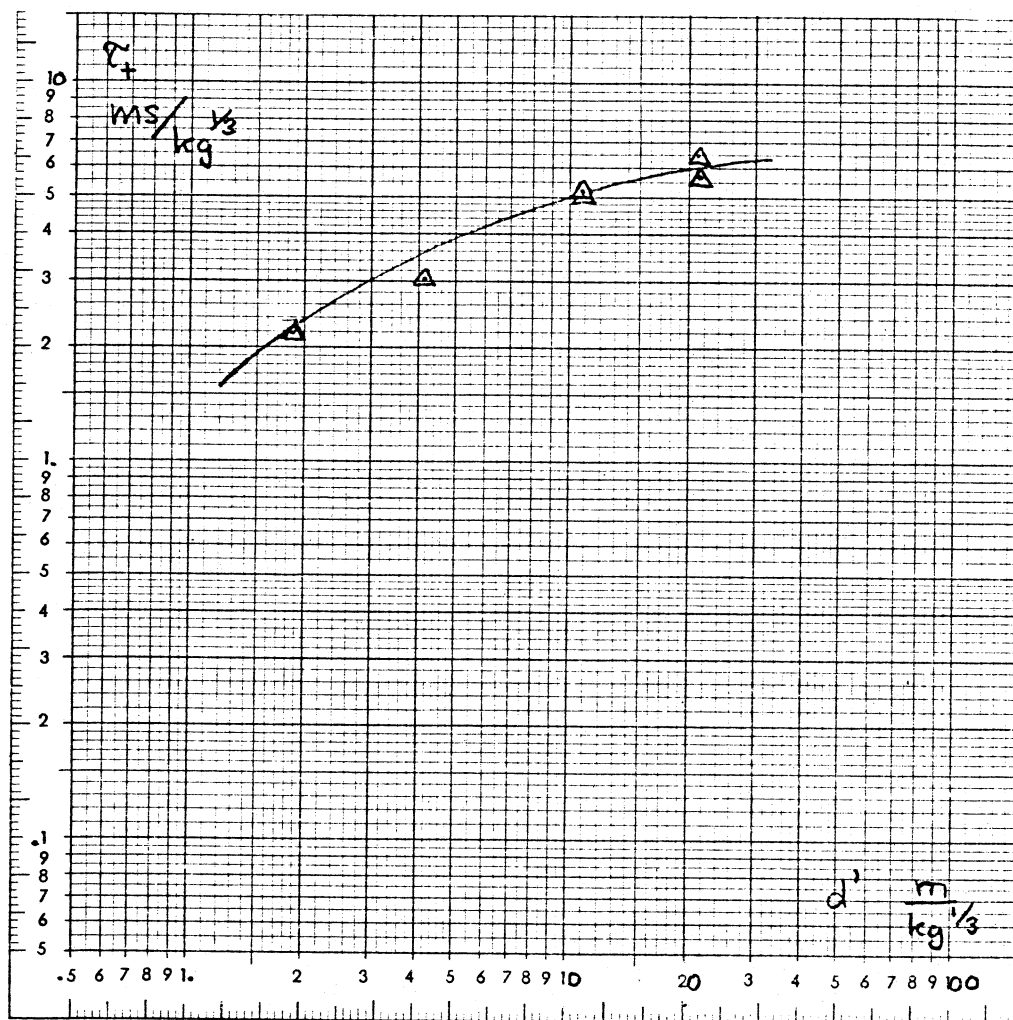


Fig. 37. Specifika varaktigheten τ_+ , för resultat vinkelrätt sammanbindningslinjen, som funktion av reducerade avståndet från sammanbindningslinjen till mätpunkten.

$\triangle$ och heldragen kurva experimentella värden.

(avståndet reducerat m.a.p. en laddning med laddningsvikten $Q=0.1 \text{ kg}$).

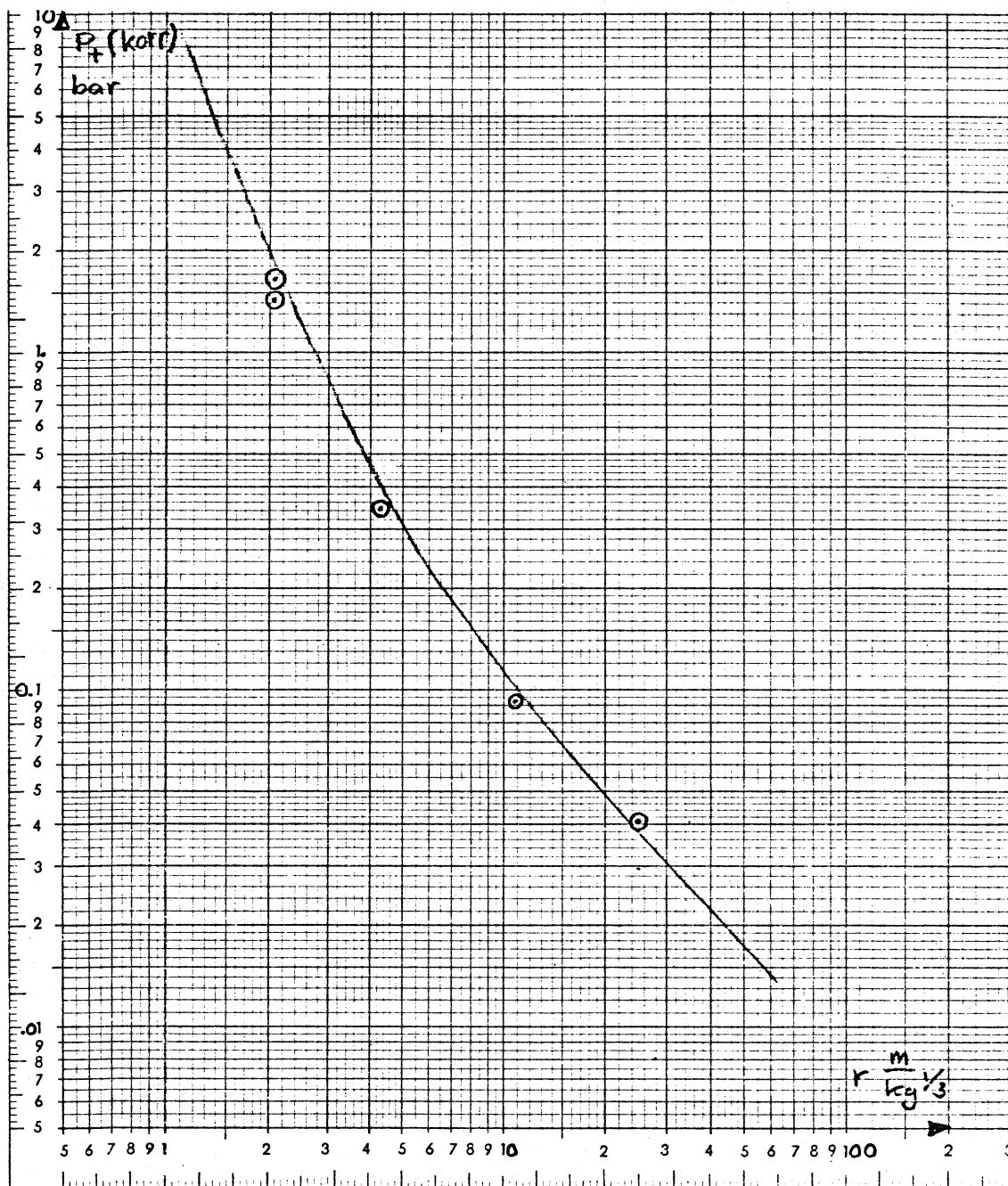


Fig. 38. Övertrycket P_+ längs sammanbindningslinjens förlängning.

Heldragen kurva övertrycket från en laddning enligt Granström /8/.

(avståndet är reducerat m.a.p. en laddning med laddningsvikten $Q=0.1 \text{ kg}$)

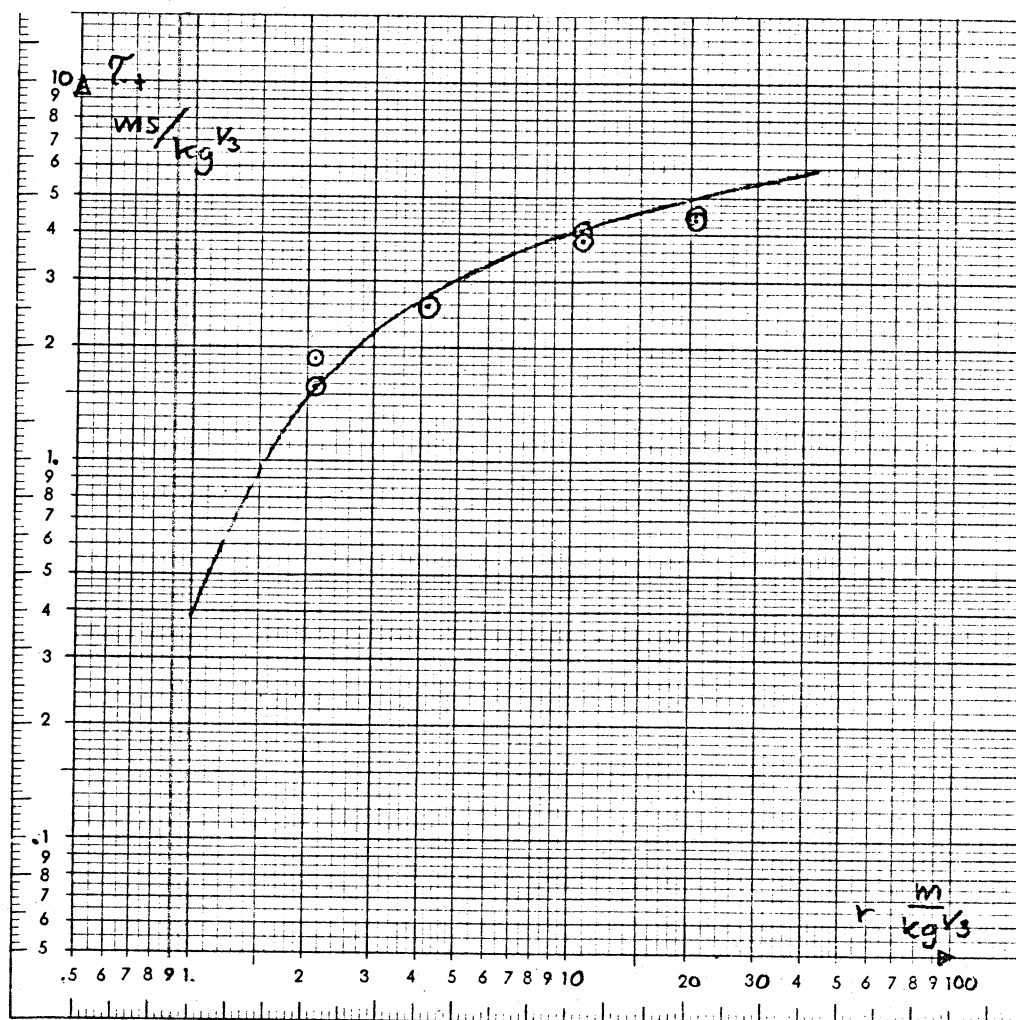


Fig. 39. Specifika varaktigheten τ_+ , för resultat i sammanbindningslinjens förlängning, som funktion av reducerade avståndet.

Heldragen kurva enligt Granström (fig. 18) /8/.

(avståndet är reducerat m.a.p. en laddning med laddningsvikten $Q=0.1$ kg

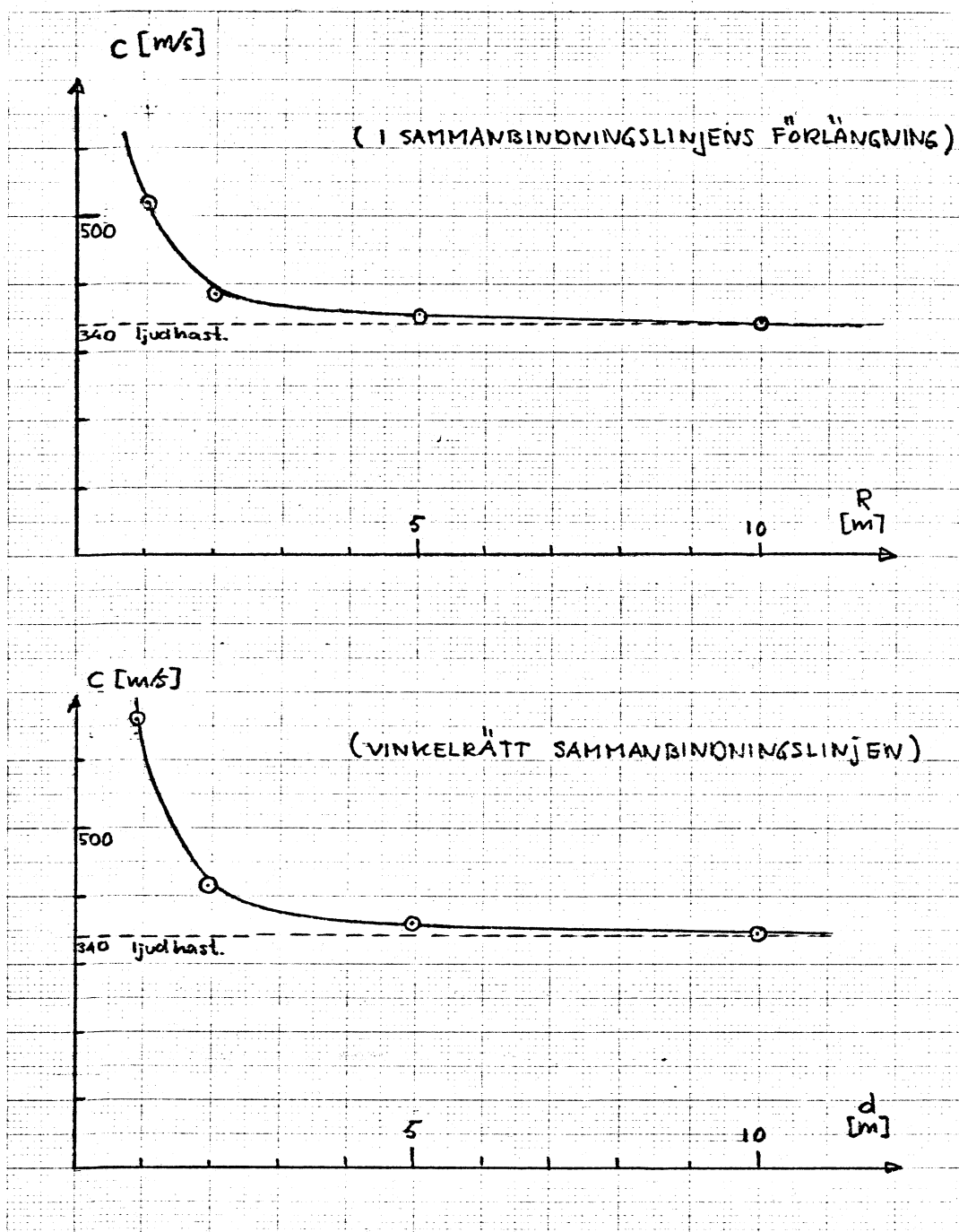


Fig. 40. Stötvågsfrontens hastighet som funktion av mätavstånden.
(utvärderat med hjälp av stöttabeller).