

BESTÄMNING AV SPRÄNGÄMNENS PRESTANDA
GENOM UNDERVATTENSSPRÄNGNING.

Gert Bjarnholt

DS 1972:9

29.8.1972

STIFTELSEN
SVENSK DETONIKFORSKNING
SWEDISH DETONIC RESEARCH FOUNDATION

VINTERVIKEN — 117 48 STOCKHOLM
SWEDEN

BESTÄMNING AV SPRÄNGÄMNENS PRESTANDA
GENOM UNDERVATTENSSPRÄNGNING.

Gert Bjarnholt

DS 1972:9

29.8.1972

Sammanfattning

För utvärdering av sprängämnens prestanda iordningställdes vintern 1972 en försöksstation för undervattenssprängning i Vinterviken i Stockholm. Försöksplats och mätutrustning beskrivs. En experimentell metod beskrivs för bestämning av inverkan från vattenbehållarens begränsningar på gasklotets svängningstid varigenom bubbelpulsenergien enkelt kan bestämmas även i de fall där inverkan av vattenbehållarens begränsningar är stor och teoretiskt svårbestämd. Maximaltrycket P_m , impulstätheten I och stötvågsenergien E_S i vattenstötvågen samt bubbelpulsenergien E_B kan bestämmas med tillräcklig noggrannhet för att t.ex. kunna tjäna som god grund för bedömning av ett sprängämnes prestanda vid bergsprängning. Kontroll-experiment gav med 100 g TNT-klot värden på P_m , I , E_S och E_B som väl överensstämmer med de värden R.H. Cole anger /3/.

Inledning

Ett sprängämne, som detonerar under vatten avger primärt huvuddelen av sin energi till vattnet i form av stötvågsenergi och energi i det svängande system, som bildas av spränggaserna och vattnet. Genom att registrera den oscillerande bubblans periodtid (bubbelperioden) samt tryck-tidförloppet i den direkta vattenstötvågen kan energien i bubbelpulsen samt vattenstötvågens energi och impuls beräknas. Dessa värden ger information om sprängämnets energi samt hur snabbt denna energi har frigjorts.

1. Beskrivning av försöksplatsen

Laddning samt tryckmätare upphängdes i en kran, som kunde svängas ut vinkelrätt mot kajkanten enligt fig 1, som visar försöksanordningens utseende i ett snitt vinkelrätt mot kajkanten. Laddning och tryckgivare placerades på vattendjupet 2.50 m med tryckmätaren 2.00 m från laddningens centrum.

2. Beskrivning av mätapparaturen

Mätapparaturen överensstämde i stort med den av författarna i referens /2/ använda. Tryckmätaren utgjordes av en 1/4" turmalinkristallgivare av fabrikat Crystal Research Corp. med en känslighet av 28 pC/bar. Turmalin-givaren var tillsammans med sin koaxialkabel av typ Amphenol 21541 monterad på en 160 cm lång stödjande L-profil av lättmetall som sedan upphängdes i kranen med 2 st 1 mm nylonlinor. Genom denna anordning hölls turmalin-givaren på ett avstånd av 2.00 m till laddningen och inriktad mot denna. Mellan givare och laddningsförstärkare var kabellängden 42.5 m. Den totala kapacitansen hos kabel och givare var 2735 pF.

Givaren var ansluten till en laddningsförstärkare av fabrikat Kiestler, modell 568. Förstärkningen inställdes så att förstärkaren gav en utspänning av 0.01 volt/bar. Enligt fabrikanten är då frekvensgången rak från nära nog likspänning till 150 kHz. Fig. 2 visar ett blockschema över mätapparaturen.

Tryck-tidförloppen registrerades med 2 st polaroidkameraförsedda oscilloskop av typ Tektronic 535 där svephastigheterna var 20 μ s/cm respektive 200 μ s/cm. Gasklotets svängningstider (bubbelperioderna) kunde mätas genom att tryck-tidförloppet dessutom registrerades på en UV-skrivare av fabrikat SE-laboratories. Pappershastigheten valdes till 500 mm/s med tidsmarkering 100 Hz. För att inte UV-skrivarens låga impedans skall belasta laddningsförstärkaren så hårt att förstärkarens utspänning sjunker under det

inställda värdet, kopplades en impedanshöjande och dämpande anordning enligt fig. 3 in mellan laddningsförstärkare och UV-skrivare. Systemet jordades genom att laddningsförstärkarens chassi anslöts till en kopparplatta som sänkts ned i vattnet.

3. Utvärdering av primärdata

Tryck-tidförloppen som registrerades har det utseende som fig. 4 visar.

Den första tryckpuls, som når turmalingivaren kommer från laddningens detonation och har en amplitud av 90-150 bar för en laddning på ca 300 g. Det gasklot med högt tryck, som bildas efter detonationen expanderar snabbt, når ett maximum för att sedan tryckas ihop igen till ett minimum, följt av en ny expansion och implosion o.s.v. Vid varje minimum hos gasklotet utsänds energi i form av en tryckpuls i vattnet, vilket bidrar till att svängningarna dämpas allt mer, medan gasklotet p.g.a. gravitationen stiger mot vattenytan. Registrering av dessa tryckpulser ger svängningstiden hos gasklotet (bubbelpulstiden) varur bubbelpulsenergien E_B kan beräknas. I den direkta vattenstötstågen beräknas dessutom maximaltrycket P_m , impulstätheten I samt stötstågens energien E_S .

3a. Maximaltrycket P_m

Den direkta vattenstötstågen har för de aktuella försöksbetingelserna en synnerligen brant front (stigtid $< 1 \mu\text{sek}$) till sitt maxvärde P_m varefter trycket närmast fronten enligt [3] avtar enligt relationen

$$P = P_m \exp(-t/\theta) \quad (3a.1)$$

där θ är tidskontanten.

Felet vid registreringen av P_m kan uppdelas i:

- Fel p.g.a. turmalinkristallens utsträckning
- Fel p.g.a. begränsning i laddningsförstärkarens högfrekvensåtergivning

Den relativa responsen R_{P_m} hos turmalinkristallen för återgivning av maxtrycket P_m p.g.a fel enligt a/ ovan blir

$$R_{P_m} = 1 - \frac{a}{c_o \theta} \quad (3a.2)$$

$$\text{där } \begin{cases} a = \text{turmalinkristallens radie} \\ c_o = \text{ljudhastigheten i vattnet} \\ \theta = \text{tidskonstanten i vattenstötstågen} \end{cases}$$

definierad enligt (3a.1)

Om t.ex. $a = 4,5 \text{ mm}$, $c_0 = 1,5 \text{ mm}/\mu\text{sek}$ och $\theta = 60 \mu\text{sek}$ fås

$R_{P_m} = 1 - 4,5/1,5 \cdot 60 = 0,95$ d.v.s. P_m återges med ett 5% för lågt värde p.g.a. kristallens utsträckning.

Felet under b/ kan beräknas om man känner pulsformen från turmalin-kristallen och laddningsförstärkarens frekvensgång och kan för den använda apparaturen förväntas ge ett för lågt värde på P_m med ett fel som är mindre än det under a/.

Det verkliga maxtrycket P_m har bestämts genom att rita upp $\log P$ som funktion av t från oscilloskopregistreringarna (fig. 5). För tider t där $t < \theta$ bör man då i diagrammet få en rät linje, utom nära $t = 0$ där de ovan diskuterade begränsningarna hos apparaturen inverkar på återgivningen. Det verkliga max.-trycket P_m fås alltså genom att extrapolera den räta linjen i diagrammet till tiden $t = 0$. Ur registreringen som visas i fig. 4 från ett TNT-klot på 103 g bestämdes P_m (på detta sätt) till 100 bar med tidskonstanten $\theta = 54 \mu\text{sek}$. Medan man direkt kan avläsa 89 bar.

Impulstätheten

Impulstätheten I (impulsen/ytenhet) i vattenstötstången definieras av:

$$I = \int_0^t P(t) dt \quad (3b.1)$$

De bidrag till integralen som kommer från svansen av tryck-förloppet är i praktiken svåra att bestämma, varför integrationstiden t måste begränsas /3,8/. Tiden bör ej heller väljas så kort att det tryckbidrag som härstammar från energi, som frigjorts närmast efter detonationszonen som någon slags efterförbränning ej kommer med i integralen. Den av R.H. Cole /3/ i de flesta fall använda integrationstiden 6.7θ är en kompromiss och har använts vid de praktiska beräkningarna. (Tiden θ är den tid då trycket P har sjunkit till P_m/e d.v.s. till 37% av P_m .)

3c. Stötstågsenergien E_S

Den stötstågsenergi E_S , som finns i vattnet vid tiden när stötstången passerar tryckmätaren och som senare ej kan överföras till energi i det oscillerande system, som bildas av gasklotet och vattnet (bubbelpulsenergi), kan, om integrationstiden väljes lämpligt och under förutsättning av sfärisk utbredning av vattenstötståg och trycknivå under c:a 400 bar där vattnet kan antas vara inkompressibelt /2/, noggrannt beräknas ur:

$$E_S = \frac{4\pi R^2}{\rho_o c_o} \int_0^t P^2(t) dt \quad (3c.1)$$

där

$$\begin{cases} R = \text{avståndet från laddning till tryckmätare} \\ c_o = \text{ljudhastigheten hos vattnet} \\ \rho_o = \text{tätheten hos vattnet} \end{cases}$$

Integrationstiden t väljes liksom för integralen I till 6.7 θ .

3d. Bubbelpulsenergien E_B

Om gasklotets maximala utsträckning är liten i jämförelse med avståndet från gasklotet till vattenytan samt till behållarens botten och väggar, (ideal vattenbehållare) kan energien E_B , som finns i det oscillerande system som består av vattnet och gasklotet beräknas ur /3,4/

$$E_B = K \cdot T^3 \quad (3d.1)$$

där

$$K = \frac{0.683 \cdot p^{5/2}}{\rho_o^{3/2}} \quad (3d.2)$$

och

$$\begin{cases} E_B = \text{bubbelpulsenergien} \\ p = \text{det statiska absoluta trycket på laddningsdjupet} \\ T = \text{tiden för en hel svängning av gasklotet} \end{cases}$$

konstanten 0.683 är dimensionslös

Vid experiment i den i fig. 1 beskrivna vattenbehållaren måste laddningens storlek vara betydligt mindre än l_g , om bubblans svängning skall påverkas så lite av vattenyta, botten och väggar att formel (3d.1) kan användas för bestämning av E_B med tillräcklig noggrannhet. I praktiken är man hänvisad till sådana laddningsstorlekar att kritiska dimensionerna för detonationens fortplantning ej underskrides och initieringsladdningens inverkan lätt kan beräknas. Om experimenten ej utföres i en mycket djup och vidsträckt vattenbehållare, så att laddningen kan placeras långt från botten, yta och väggar, måste alltså inverkan på gasklotets svängning från behållarens begränsningar beräknas, om man vill bestämma bubbelpulsenergien ur den uppmätta svängningstiden för gasklotet.

Det är fördelaktigt att kunna beräkna denna "ideala" bubbelpulsenergi E_B vid jämförelse mellan experiment gjorda på en given försöksplats där ladd-

ningarna givit väsentligt olika bubbelpulstider eller vid jämförelse mellan experiment gjorda på olika platser där vattenbehållarens begränsningar inverkat olika på bubblans oscillation.

Cole /3/ anger en formel, beräknad av Friedman där vattenytans och botten inverkan på bubbelperioden kan bestämmas. Den har formen

$$T = aE_B^{1/3} + bE_B^{2/3} \quad (3d.3)$$

där E_B är "den ideala" bubbelpulsen energi och a och b är konstanter som beror på den aktuella vattenbehållaren och laddningens placering däri.

Nils Lundborg /4/ anger en formel, varigenom enbart väggarnas inverkan på bubbelperioden kan beräknas, om laddningen placeras symmetriskt i vattenbehållaren och som har formen

$$T = aE_B^{1/3} + bE_B^{2/3} + cE_B + dE_B^{4/3} \quad (3d.4)$$

där a , b , c och d är konstanter, som beror på behållarens mått. Om man samtidigt har inverkan från botten och vattenyta samt behållarens väggar blir behållarens samlade inverkan på bubbelperioden teoretiskt svårberäknad. Situationen kan ytterligare kompliceras av, att botten och väggar har en form, som ej enkelt kan beskrivas matematiskt och av att laddningen ej kan placeras symmetriskt i vattenbehållaren. Genom att i en given vattenbehållare mäta bubbelperioden för ett sprängämne, där laddningens storlek varierar inom ett tillräckligt stort intervall, kan dock vattenbehållarens inverkan på bubbelperioden beräknas och beskrivas av ett antal konstanter.

4. Beräkning av bubbelpulsen energi i en vattenbehållare där vattenbehållarens begränsningar stör bubblans oscillation.

Genom att i en given vattenbehållare och med en given laddnings placering däri mäta bubbelperiodtiden T för ett givet sprängämne, kallat s , för några olika massor m_s kan man bestämma $T = F(m_s^{1/3})$.

Genom att rita upp $T = F(m_s^{1/3})$ i ett diagram med T och $m_s^{1/3}$ längs axlarna (se fig. 6) och dra tangenten till kurvan i origo får man en ny kurva

$$T' = \left[\frac{dF(m_s^{1/3})}{d(m_s^{1/3})} \right]_{m_s^{1/3}=0} \cdot m_s^{1/3} \quad (4.1)$$

I en ideal vattenbehållare gäller enligt (3d.1) $T \sim m_s^{1/3}$ eftersom $E_B \sim m_s$. T' är alltså den bubbelperiodtid man skulle få i den givna vattenbehållaren och med den givna laddningsplaceringen däri om vattenbehållarens begränsningar ej stör bubblans oscillation. Bubbelpulsenergien för sprängämnet s med en given massa m_s kan alltså enligt (3d.1) skrivas

$$E_B = e_{B_s} \cdot m_s = k(T')^3 \quad (4.2)$$

Bubbelpulsenergien per viktsenhet av sprängämnet s , e_{B_s} , som är en konstant oberoende av m_s kan alltså beräknas ur

$$e_{B_s} = \frac{k(T')^3}{m_s} \quad (4.3)$$

varigenom T kan uppritas som funktion av $E_B^{1/3}$ (se fig. 6). Denna kurva ger oss alltså möjlighet att från en uppmätt bubbelperiodtid T för ett godtyckligt sprängämne bestämma E_B .

På grund av de variationer i atmosfärens lufttryck som normalt förekommer kommer totaltrycket p på laddningsdjupet h i praktiken att variera under experimenten för bestämning av punkterna (m_s, T) . De tider T_p som uppmäts med laddningarna på djupet h under vattenytan bör alltså korrigeras till tider T som gäller vid samma totaltryck p_N . Om detta tryck är det totaltryck som råder på laddningsdjupet h vid lufttrycket p_{Nl} där p_{Nl} lämpligen väljes till 1 normalatmosfär = 760 mm Hg kan p_N skrivas

$$p_N = (p_{Nl} + \rho_0 gh) \quad (4.4)$$

Tiderna T_p gällande vid totaltrycket p korrigeras till tider T gällande vid totaltrycket p_N genom relationen

$$T = T_p \cdot (p/p_N)^{5/6} = T_p \left[(p_l + \rho_0 gh) / (p_{Nl} + \rho_0 gh) \right]^{5/6} \quad (4.5)$$

som kan fås ur (3d.1) och (3d.2) och där p_l är det aktuella lufttrycket.

Det sprängämne s som användes för att bestämma punkterna (m_s, T) bör ha liten kritisk diameter, initieras säkert till en väldefinierad detonationshastighet av endast en sprängkapsel, lätt kunna formas till önskad form, samt ej ändra egenskaper vid längre tids direkt kontakt med vatten. Förfarandet ovan för bestämning av E_B kan överföras till matematisk form enligt följande.

Funktionen $T = F(m_s)$ kan eftersom $E_B \sim m_s$ enligt (3d.3) och (3d.4) antas vara ett polynom av formen

$$T = F(m_s) = am_s^{1/3} + bm_s^{2/3} + cm_s + dm_s^{4/3} \quad (4.6)$$

där a, b, c och d är konstanter som gäller för sprängämnet s och den givna vattenbehållaren och laddningsplaceringen däri. Konstanterna kan bestämmas genom anpassning med t.ex. minsta kvadratmetoden till de experimentella punkterna (m_s, T) .

Den bubbelperiod T' som skulle erhållits om vattenbehållarens begränsningar ej inverkat på bubblans oscillation blir enligt (4.6) och (4.1)

$$T' = am_s^{1/3} \quad (4.7)$$

E_B kan då enligt formel 3d.1 beräknas ur

$$E_B = k(T')^3 \quad (4.8)$$

som enligt relationen (4.7) blir

$$E_B = ka^3 m_s \quad (4.9)$$

Eftersom $F(m_s)$ i praktiken blir monotont stigande existerar inversen $F^{-1}(T)$ av $F(m_s)$ och m_s kan skrivas

$$m_s = F^{-1}(T) \quad (4.10)$$

och bubbelenergien E_B kan skrivas

$$E_B = ka^3 \cdot F^{-1}(T) \quad (4.11)$$

Speciellt för den i fig 1 beskrivna vattenbehållaren och laddningsplaceringen kunde $T = F(m_s)$ tillfredsställande beskrivas av polynomet

$$T = am_s^{1/3} + bm_s^{2/3} \quad (4.12)$$

(se fig. 6). Enligt (4.10) blir då m_s

$$m_s = \frac{a^3}{8b^3} \left[\sqrt{1 + 4bT/a^2} - 1 \right]^3 \quad (4.13)$$

Enligt formel (4.9), (4.13) och (3d.2) kan då bubbelenergien E_B skrivas

$$E_B = \frac{0.683p_N^{5/2}}{\rho_o^{3/2}} \cdot \frac{a^6}{8b^3} \left[\sqrt{1 + 4bT/a^2} - 1 \right]^3 \quad (4.14)$$

Där p_N är det absoluta tryck på laddningsdjupet som tiderna T vid bestämningen av (m_s, T) korrigerats till enligt (4.5).

Tiden T i (4.14) är den bubbelperiod som uppmättes för ett sprängämne vid totaltrycket p_N på laddningsdjupet.

Genom relationen (4.4) och (4.5) kan (4.14) skrivas

$$E_B = \frac{0.683}{\rho_o^{3/2}} (p_{Nl} + \rho_o gh)^{5/2} \frac{a^6}{8b^3} \left[\sqrt{1 + \frac{4bT_p}{a^2} \cdot \left(\frac{p_l + \rho_o gh}{p_{Nl} + \rho_o gh} \right)^{5/6}} - 1 \right]^3 \quad (4.15)$$

där T_p är den vid totaltrycket $p = (p_l + \rho_o gh)$ uppmätta bubbelperiodtiden. Eftersom konstanten 0.683 i (4.15) enligt (3d.2) är dimensionslös kan enheterna väljas i något godtydligt konsistent enhetssystem t.ex. SI-systemet.

4a. Bestämning av konstanterna a och b

Sprängdeg (86 PETN/14 olja) tagen ur en och samma förpackning användes vid bestämning av punkterna (m_s, T) . Initiering skedde med en sprängkapsel nr 8 utom för de två minsta laddningarna där en sprängkapsel typ GT 1 användes. Laddningen i sprängkapsel nr 8 och typ GT 1 antogs motsvara 1 respektive 0.4 g sprängdeg. För den i fig. 1 beskrivna vattenbehållaren och laddningsplaceringen kunde bubbelpulstiden T hos gasklotets första svängning med tillfredsställande noggrannhet beskrivas av ett polynom av typen $T = am_s^{1/3} + bm_s^{2/3}$, där m_s är massan sprängdeg och där konstanterna a och b bestämdes genom anpassning medelst minsta kvadratmetoden till de experimentellt uppmätta punkterna (m_s, T) samt punkten $(m_s = 0, T = 0)$ (se tabell 1 och fig. 6). Första bubbelperioden T kunde då skrivas

$$T = 0.2562 m_s^{1/3} - 0.0293 m_s^{2/3} \quad (4a.1)$$

där $a = 0.2562 \text{ sek/kg}^{1/3}$
 $b = -0.0293 \text{ sek/kg}^{2/3}$

Tabell 1. Första bubbelperioden för sprängdeg.

Skott nr	m_s (kg)	T (sek)
103	0.0150	0.0612
104	0.0289	0.0757
105	0.0289	0.0759
33	0.0900	0.1087
32	0.0935	0.1104
106	0.102	0.1138
34	0.182	0.136
35	0.183	0.136
85	0.310	0.160
86	0.318	0.161
36	0.381	0.170
37	0.386	0.171

lufttryck $p_{NL} = 760 \text{ mm Hg}$

5. Utvärdering av sprängämnens prestanda

För jämförelse mellan maxtrycks-, impulstäthets-, stötvågsenergi-, och bubblimpulsenergivärden mellan olika sprängämnen, där olika laddningsstorlek och mätavstånd använts övergår man lämpligen till det reducerade maxtrycket p_m , den reducerade impulstätheten i , reducerade stötvågsenergien e_s och reducerade bubblimpulsenergien e_B /3,5/

$$p_m = \frac{P_m \cdot R}{m^{1/3}} \quad (5.1)$$

$$i = I \cdot R/m^{2/3} \quad (5.2)$$

$$e_s = E_s/m \quad (5.3)$$

$$e_B = E_B/m \quad (5.4)$$

där $\begin{cases} R = \text{avståndet mellan laddning och tryckmätare} \\ m = \text{laddningsvikten} \end{cases}$

Integrationstiden t för impuls och stötvågsenergi skall vara 6.7θ .

För ett givet sprängämne är e_B en konstant oberoende av m för sådana m att detonationshastigheten ej ändras nämnvärt och den totala reaktionstiden i laddningen är liten i förhållande till den första bubbelperiodtiden medan $p_{m,i}$ och e_S med god noggrannhet kan betraktas som konstanter oberoende av R och m om den reducerade radien $r = \frac{R}{m^{1/3}}$ hålls inom intervallet $2.5 \leq r \leq 3.3$ [meter/kg^{1/3}] /3/.

Stötvågens amplitud nära laddningen samt reaktionsprodukternas temperatur och sammansättning kan variera från sprängämne till sprängämne.

Detta medför att e_B/Q och e_S/Q samt $(e_S + e_B)/Q$ där Q är den totala frigjorda energin varierar för olika sprängämnen. Normalt får man med den försöksupställning och utvärderingsteknik som beskrivits ovan $e_B/Q = 40-55\%$, $e_S/Q = 20-30\%$ och $(e_S + e_B)/Q = 70-75\%$.

Noggrannheten vid förutsägning av ett sprängämnes prestanda vid t.ex. bergsprängning ökas ytterligare om resultaten kompletteras med uppgifter om detonationshastighet, beräknad explosionstemperatur samt gasvolym hos reaktionsprodukterna vid normaltryck och temperatur.

6. Kontrollexperiment

För kontroll av förfarandet för bestämning av bubbelpulsenergien som beskrivs i avsnitt 4, samt kontroll av mätapparaturens funktion och kalibrering beräknades med formel (4.15) och data från tabell 1 bubbelpulsenergien per viktsenhet för sprängdeg för några olika laddningsvikter.

Dessutom beräknades ur experiment gjorda med klot av pressad TNT ($\phi = 50$ mm, vikt ≈ 100 g, borrarade med $\phi = 7.3$ mm 40 mm djupt för initiering med en sprängkapsel nr 8) de i avsnitt 5 definierade värdena $p_{m,i}$, e_S och e_B för TNT och jämfördes med värden angivna av Cole /3/. Resultatet visas i tabell 2 nedan. Den angivna vikten inkluderar vikten av sprängkapseln som antogs motsvara 2 g TNT.

Tabell 2.

Skott nr	Spräng- ämne	Vikt m kg	tätthet kg/m ³	luft- tryck p mm Hg	l:a bubbelp. T, sek	P _m bar	l bar·sek	P _m	i	e _S	e _B
								$\frac{\text{bar} \cdot \text{m}}{\text{kg}^{1/3}}$	$\frac{\text{bar} \cdot \text{sek} \cdot \text{m}}{\text{kg}^{2/3}}$	$\frac{\text{MJ}}{\text{kg}}$	$\frac{\text{MJ}}{\text{kg}}$
103	spr-deg	0.0150	1480	760	0.0612	-	-	-	-	-	2.02
35	"	0.183	1480	760	0.136	-	-	-	-	-	2.04
37	"	0.386	1480	760	0.171	176	$1.98 \cdot 10^{-2}$	485	$75.0 \cdot 10^{-3}$	1.20	2.04
49	TNT	0.103	1580	762	0.113	101	$0.77 \cdot 10^{-2}$	430	$70.0 \cdot 10^{-3}$	0.98	2.01
91	TNT	0.103	1580	749	0.114	100	$0.78 \cdot 10^{-2}$	427	$71.0 \cdot 10^{-3}$	0.99	2.01
	TNT(Cole)	0.103	1520	-	-	-	-	433	$67.5 \cdot 10^{-3}$	0.96	2.01

7. Feluppskattning

Registreringen av maxtrycket på oscilloskopskärmen ger ett tillfälligt fel i den enskilda mätningen, som kan uppskattas till $\pm 1.5\%$ när förstärkningen är inställd så att hela oscilloskopskärmen utnyttjas.

Det tillfälliga felet i den enskilda mätningen av impulstätheten och stötvågsenergien sammansätts av fel i x och y-led på oscilloskopskärmen, fel vid integreringen som utfördes grafiskt och fel vid bestämning av tidskonstanten θ . Detta gör tillsammans ett fel i I och E_S på ca $\pm 3\%$, om oscilloskopskärmen utnyttjas helt för registreringen. Registrering av bubbelperioden på UV-skrivaren ger ett tillfälligt fel i den enskilda tidmätningen på ca $\pm 0.5\%$, vilket motsvarar ett fel i bubbel-pulsenergi på ca $\pm 1.5\%$.

Slutsatser

De medelvärden som erhålles på maxtrycket, impulstätheten, stötvågs-energien och bubbel-pulsenergien från några experiment med ett sprängämne bör ha så små totala fel att de kan användas som god grund för bedömning av ett sprängämnes prestanda vid t.ex. bergsprängning /7/.

Författaren ber att få framföra sitt tack till fil.dr. Nils Lundborg för hjälp vid minsta kvadratanpassning av konstanterna i formel (4.12) till de experimentella punkterna och till fil.mag Algot Persson och dr. Per-Anders Persson för värdefulla råd och synpunkter.

Referenser

1. Persson, A. Registrering av tryckvågor från undervattensladdningar.
Stiftelsen Svensk Detonikforskning, Rapport DS 1969:34. (1969)
2. Persson, A., och Almgren, L-Å. Stötvågstryck och bubbelpuls vid detonation av några olika sprängämnen under vatten.
Nitro Nobel AB, Rapport DL 1969:39. (1969)
3. Cole, R.H. Underwater explosions.
Princeton University Press, Princeton. (1948)
4. Lundborg, N. Beräkning av bubbelenergin vid sprängning i vatten där väggarna inverkar på resultatet.
Stiftelsen Svensk Detonikforskning, Rapport DS 1969:37. (1969)
5. Sadwin, L.D. Underwater evaluation of the performance of explosives.
Intern. Symposium of Mining Research. Pergamon Press. (1962)
6. Johansson, C.H., och Persson, P-A. Detonics of High Explosives.
Academic Press Inc., London, Ltd. (1970)
7. Persson, P-A., Lundborg, N., och Johansson, C.H. The Basic Mechanisms in Rock Blasting.
Proc. Sec. Congr. Int. Soc. Rock. Mech. Belgrade (1970).
8. Blomqvist, G. Om undervattensverkan av hexotol och hexotonal. FOA I, Rapport A1339-F/102 1966. (1966).
9. Johansson, C.H. Sprängämnets arbetsförmåga vid detonation i vatten.
Stiftelsen Svensk Detonikforskning, Rapport DL 1968:4. (1968)

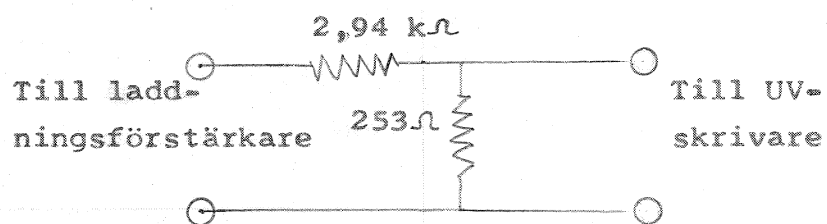
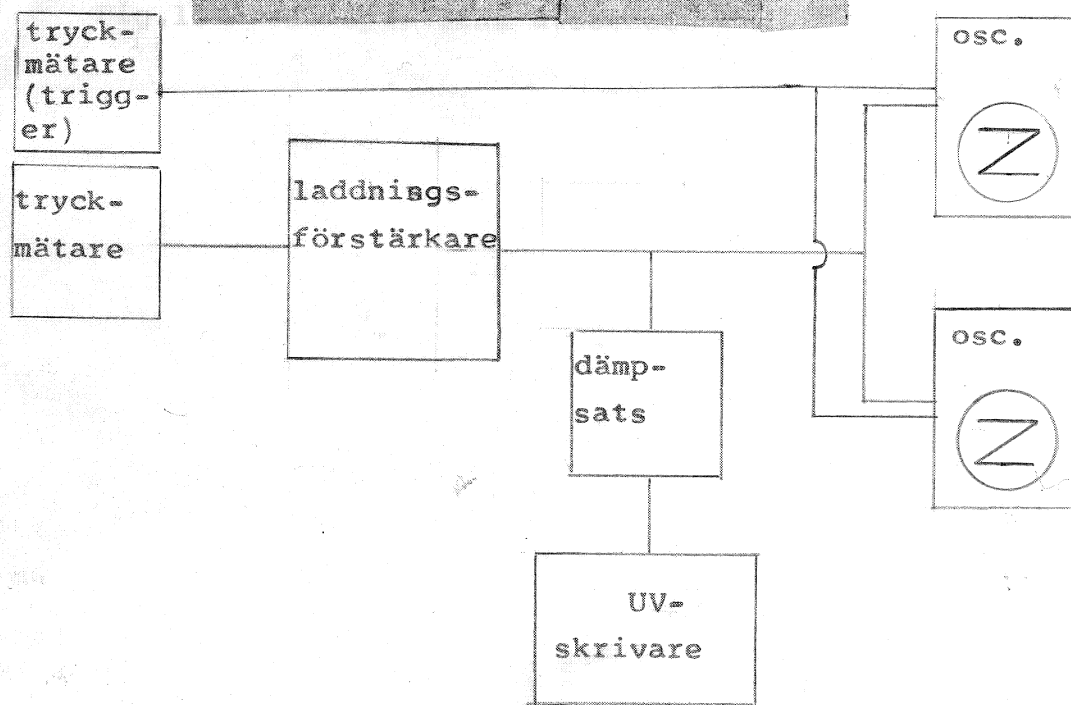
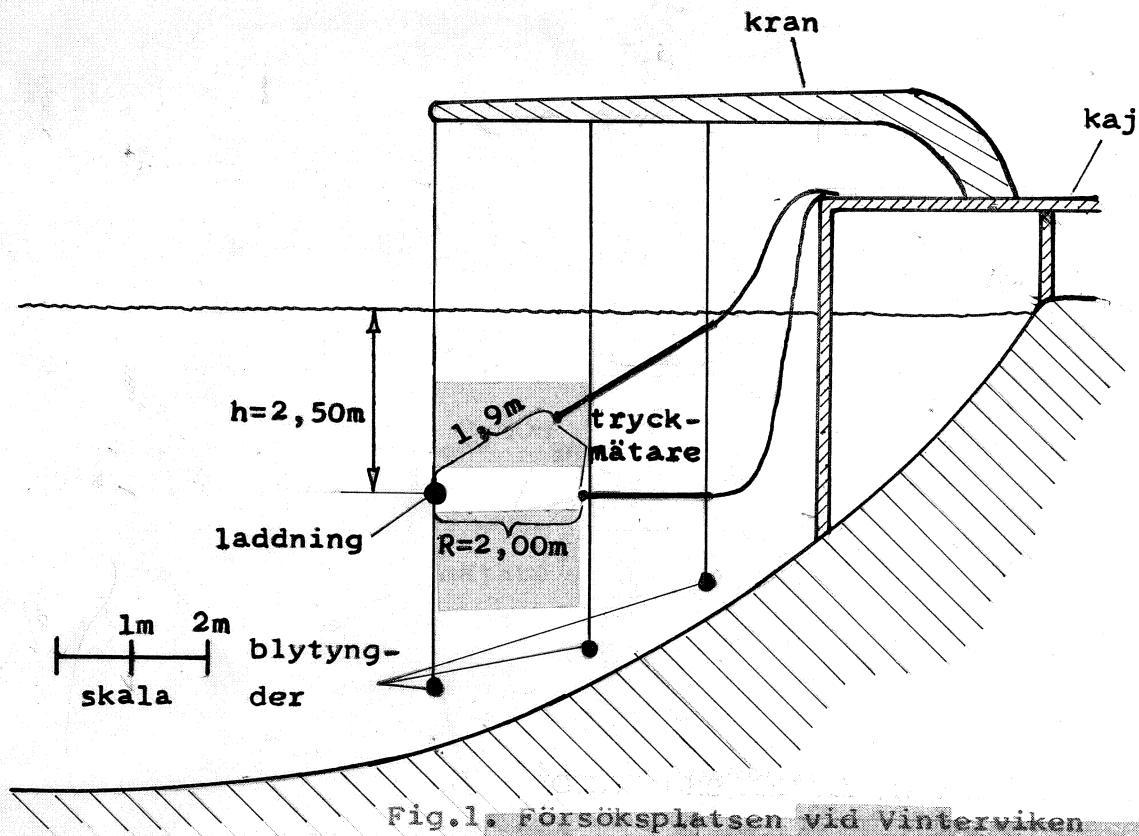
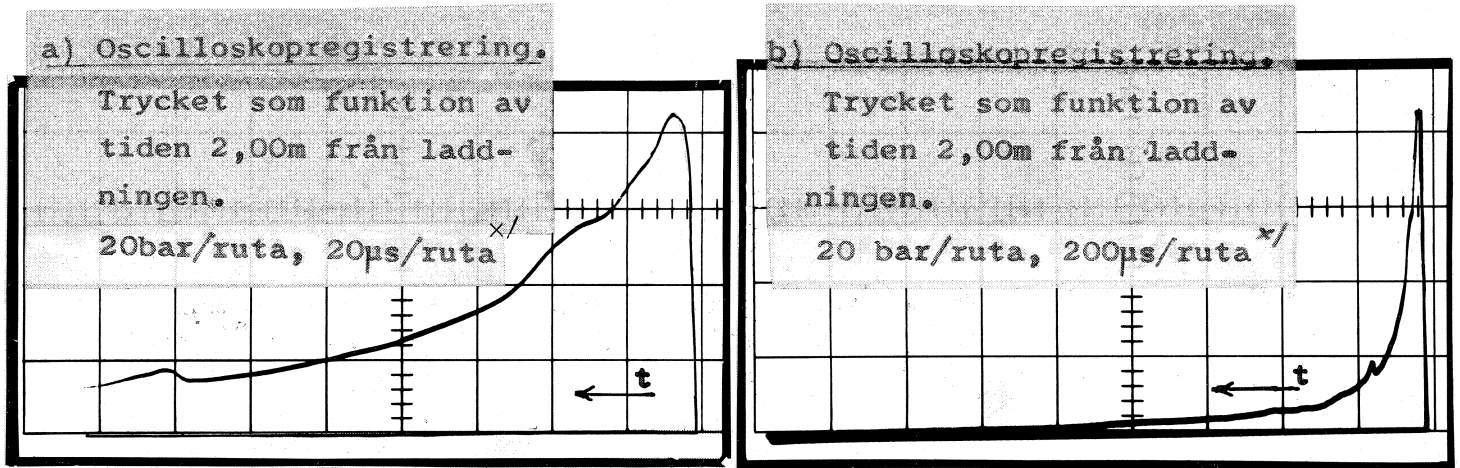


Fig 4. Registreringar från ett 103g TNT-klot.



$\times/$ vid kallibrering erhöjls 20.6 bar/ruta och 20.0 μ s/ruta resp. 196 μ s/ruta

b) Registrering från UV-skrivare.

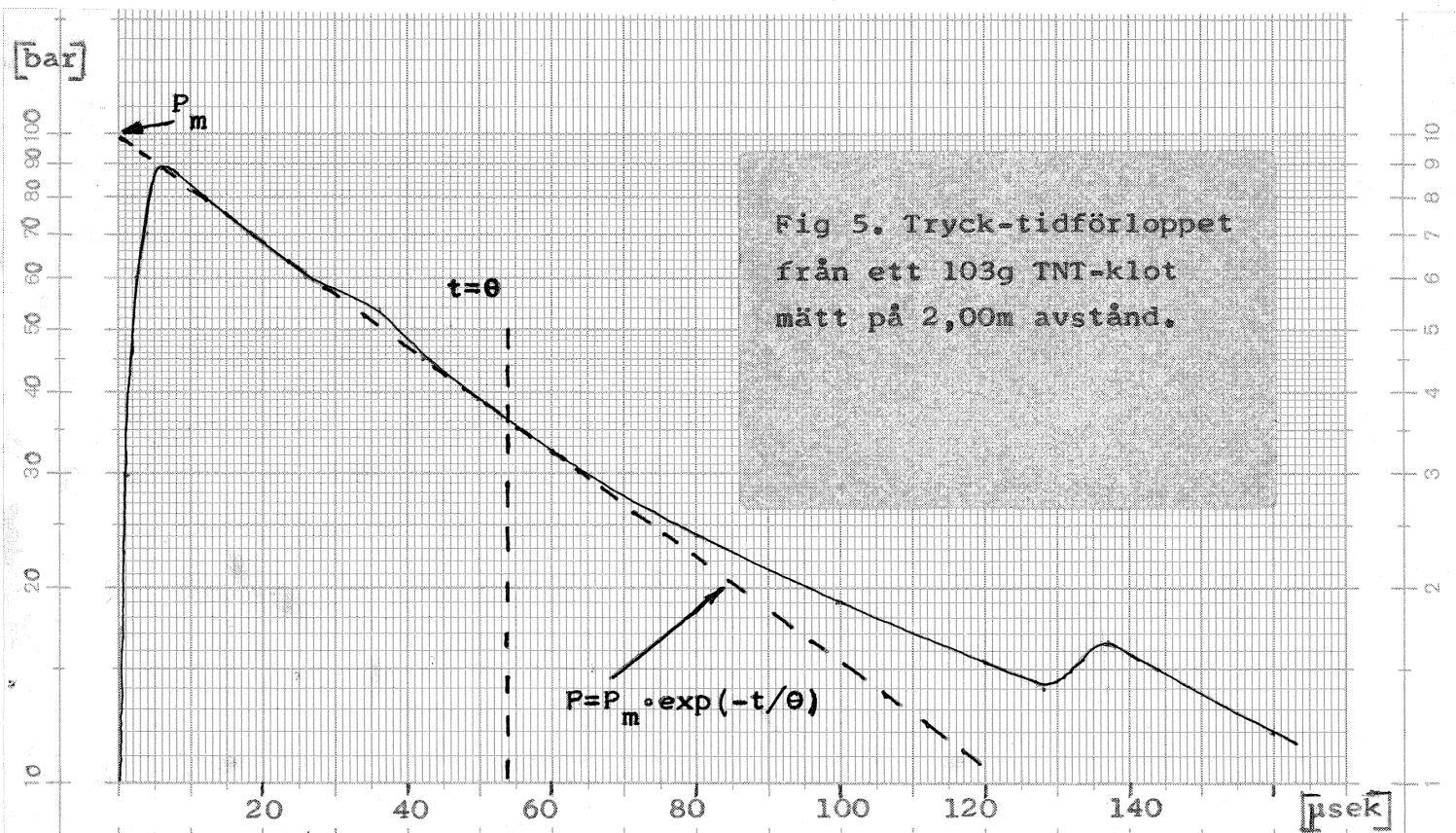
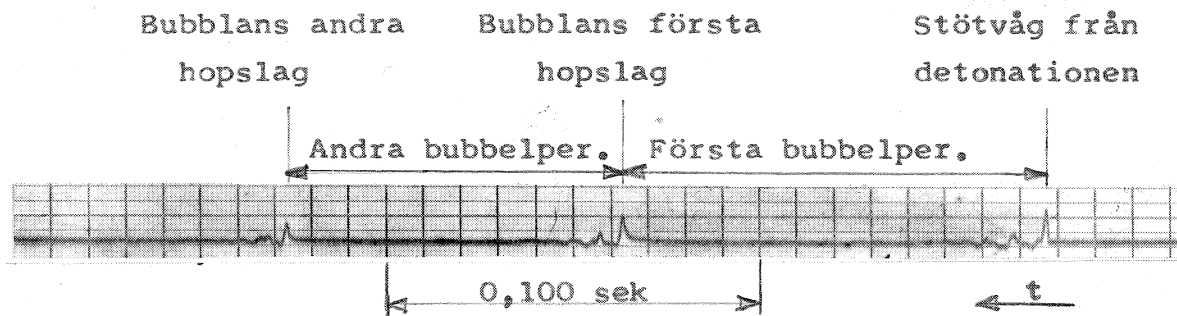


Fig 6. $T=F(m_s^{1/3})$, $T=F(E_B^{1/3})$ samt

$$T' = \left[\frac{dF(m_s^{1/3})}{d(m_s^{1/3})} \right]_{m_s^{1/3}=0} \cdot m_s^{1/3}$$

T [sek]

0,20

⊙ = experimentella punkter

m_s = massan sprängdeg (86PETN/14 olja)

T = första bubbelperiodtid vid lufttrycket

760 mm Hg på försöksplats enl. fig 1.

0,15

$$T' = 0,2562 \cdot m_s^{1/3}$$

0,10

$$T = F(m_s^{1/3}) = 0,2562 m_s^{1/3} - 0,0293 m_s^{2/3}$$

0,05

0,1

0,2

0,2

0,4

0,3

0,6

0,4

0,8

0,5

0,8

0,6

0,8

0,7

$E_B^{1/3} [MJ^{1/3}]$

$m_s^{1/3} [kg^{1/3}]$