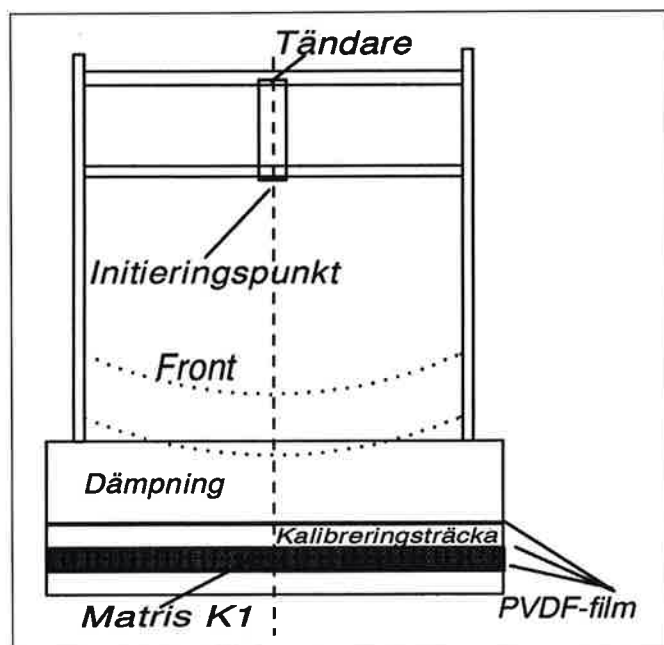




BESTÄMNING AV HUGONIOTPARAMETRAR FÖR ETT EMULSIONSSPRÄNGÄMNES MATRIS

Ulf Nyberg
Junhua Deng

**BESTÄMNING AV
HUGONIOTPARAMETRAR FÖR ETT
EMULSIONSSPRÄNGÄMNES MATRIS**

**Determination of Hugoniot parameters
for an emulsion explosive matrix**

Ulf Nyberg, Junhua Deng, SveBeFo

FÖRORD

SveBeFo:s forskningsprogram spänner över bergbyggandets olika stadier, från undermarksplanering och förundersökningar till bergguttag, förstärkning, tätning och långtidsbeständighet hos anläggningar i drift. Forskningen bedrivs till stor del med externa forskare vid högskolor och företag, medan specialområdet sprängteknik och sprängämnesforskning huvudsakligen genomförs med egna forskare, anställda vid SveBeFo.

Inom detoniken ("detonationsfysiken") är en huvuduppgift att öka kunskaperna om sprängämnens verkningsätt med målet att bättre utnyttja den tillgängliga energin i samband med bergbrytning. Forskningen innefattar både teoriutveckling och experiment för att verifiera uppställda samband mellan olika faktorer under detonationen. Dessa data sammanfattas i en s k brinnmodell för sprängämnet.

I brinnmodellen ingår tillståndsekvationer med materialdata för sprängämnet och de resulterande spränggaserna och en brinnekvation, som beskriver omsättningen i reaktionszonen. Viktiga ingångsparametrar är sprängämnematri-sens s k Hugoniotparametrar som anger sambandet mellan partikelhastighet och chockvågens utbredningshastighet i vågfronten. Föreliggande rapport beskriver en serie försök där dessa parametrar bestäms. Resultatet har använts i det fortsatta arbetet för att beskriva detonationsförloppet.

En referensgrupp bestående av representanter från Nitro Nobel AB, Kimit AB och FOA har följt och givit värdefulla synpunkter på forskningsarbetet, som i huvudsak har genomförts inom ramen för SveDeFo:s tidigare ramprogram 1990 - 93 med Algot Persson som projektledare.

Stockholm i december 1994

Tomas Franzén

SAMMANFATTNING

Ett emulsionsprängämnes matris har undersökts i syfte att bestämma parametrarna i dess Hugoniotekvation. Riktlinjerna drogs upp under SveDeFo:s Ramprogramperiod 1990-1993 i Projekt K1, "TILLSTÅNDSEKVATIONER OCH BRINNMODELLER FÖR KOMMERSIELLA SPRÄNGÄMNEN" delprojekt 5, "Bestämning av det icke detonerande sprängämnets Hugoniot och strömningen bakom detonationsfronten".

Det huvudsakliga målet har varit att bestämma parametrarna för sprängämnesmatrisens Hugoniot $d v s$ sambandet mellan chockvågshastigheten U_s och partikelhastigheten U_p i en vågfront. Hugoniotparametrarna bestämdes först med impedansanpassning till PMMA (polymetylmetakrylat) och därefter med datorsimuleringar med ett hydrodynamiskt finit elementprogram Dyna 2D till $U_s = 2,26 + 1,554 \cdot U_p$ (mm/ μ s).

I rapporten redovisas en mätmetodik där en piezoelektrisk film, s k PVDF-film används för att registrera chockvågens gångtid genom olika materialskikt. Först passerar chockvågen genom ett referensskikt av PMMA, sedan genom ett testskikt bestående av matrisen.

Tekniken med datasimuleringar bygger på att gångtiden genom ett skikt, vid i övrigt lika förutsättningar, enbart beror på Hugoniotparametrarna. Parametrarna varierades tills en acceptabel överensstämmelse mellan beräknade och mätta gångtider genom skikten erhöles.

Det visade sig dock att Hugoniotdata för PMMA från litteraturdata inte gav en acceptabel överensstämmelse med gångtiderna i referensmaterialet. Därför gjordes en särskild kalibrering på försöksuppställningen innan matrisens Hugoniot kunde bestämmas.

Nyckelord: emulsionsprängämnes matris, Hugoniot, impedansanpassning, Dyna 2D, gångtidsskillnader, PVDF-film

EXTENDED SUMMARY

An emulsion matrix has been examined to determine the parameters in the Hugoniot equation. The planning was done during SveDeFo:s programme period 1990-1993 within Project K1, "Equation of States and Burning Models for Commercial Explosives" phase 5, "Determination of Hugoniot of Non-Detonating Explosives and Flow Behind the Detonation Front".

The calculation is based on an experimental method developed at SveDeFo. The analysed time serie data, (Fig. 3) was collected from the PVDF-film, (Fig. 2). The film is sensitive to pressure and gives a short pulse (some nanoseconds rise time) when hit by the shock.

The recording instrument was a LeCroy 7200 oscilloscope connected to the PVDF-film via 50 ohm coaxial cables. No electrical impedance fit was done since the major interest was to establish the exact arrival times and not the shock amplitude.

The Hugoniot parameters of the matrix were first determined approximately by the impedance-match (Fig. 4) with PMMA ($U_s = 2.4718 + 1.591 \cdot U_p$) to $U_s = 2.62 + 1.43 \cdot U_p$, (Fig. 5).

By comparison of the shock travel time differences from the experiment with calculated times by using an hydrodynamic finite element code Dyna 2D, a better determination of the parameters was obtained. In this case $U_s = 2.26 + 1.554 \cdot U_p$, see appendix and (Fig. 6).

It turned out, that Hugoniot data from PMMA-data in literature could not be used directly as a reference material. The calculations show that the PMMA had to be calibrated before it could be used as a reference. In the present study the Hugoniot of PMMA was determined to $U_s = 2.431 + 1.392 \cdot U_p$.

Keywords: explosive emulsion matrix, Hugoniot, impedance-match method, Dyna 2D, shock arrival time, PVDF-film

INNEHÅLL

SAMMANFATTNING	2
EXTENDED SUMMARY	3
1. BAKGRUND	5
2. EMULSIONSMATRISEN OCH RDX-LADDNINGEN	7
2.1 Emulsionsmatrisen	7
2.2 RDX-laddningen	7
3. GRUNDLÄGGANDE SAMBAND	7
4. MÄTMETOD	10
4.1 Mätteknik med PVDF-film	12
5. ONOGGRANNHET I MÄTNINGARNA	15
5.1 Tillfälliga onoggrannheter	16
5.2 Korrektioner	17
5.3 Systematiska onoggrannheter	17
5.4 Egenskaper hos PMMA	18
5.5 Reaktionen i matrisen på grund av höga tryck	19
5.6 Sammanställning av onoggrannheter och felkällor för experimenten och datorberäkningarna	19
6. BERÄKNING AV PARAMETRAR I EN HUGONIOTEKVATION	20
6.1 Impedansanpassning	21
6.2 Dyna 2D beräkningar	24
7. DISKUSSION	27
8. ERKÄNNANDE	29
9. REFERENSER	30
APPENDIX	

1. BAKGRUND

För mer än 30 år sedan beskrevs metoder för bestämning av parametrar i Hugoniotekvationer. Dessa ekvationer är kurvor i ett tryck - volym plan, P-V plan eller i ett chockvågshastighets- partikelhastighetsplan, U_s - U_p plan som beskriver tryck och kompressionsförhållanden hos material som chockas dynamiskt. Höga dynamiska tryck, i GPa - området, kan uppnås i ett material då ett explosivämne t ex, TNT (2, 4, 6-Trinitrotoluen), Dobratz /1/, sänder en chockvåg in i materialet. En vanlig metod har varit att accelerera en metallplatta (driver plate) mot ett mål (target plate) för att erhålla höga dynamiska tryck. Målet kan bestå av en kombination av ett referensmaterial, Marsh /2/, som är i kontakt med ett testmaterial.

Walsh /3/, beskriver bl a hur Hugoniotdata för metaller erhålles med s k impedansanpassning genom att skicka plana chockvågor genom metaller, d v s en referensmetall med kända Hugoniotparametrar, i kontakt med en metall med okända parametrar, med villkoren att trycket och partikelhastigheten är kontinuerliga i ytan mellan metallerna. Man antar också termodynamisk jämvikt och att materialet kan behandlas som en ideal vätska vid höga tryck bakom chockfronten.

McQueen /4/ har undersökt bergarter med metoden. Materialet chockades dynamiskt med hjälp av en s k planvågsgenerator och en givarladdning som accelererar en metallplatta mot målet. Registreringarna gjordes med så kallad svepbildsteknik. Vid användning av svepbildsteknik för att erhålla chockvågors utbredning i tiden genom olika material, är planheten hos chocken viktig, därför att registreringen sker över en yta som begränsas av spalter i kameran parallellt med chockfronten.

Denna undersökning har syftat till att bestämma en Hugoniotekvation utgående från experimentella mätdata, se Tabell 1, för en speciellt framtagen emulsionsmatris, kallad emulsionsmatris K1. Den experimentella metoden, som är en typ av impedansanpassning, har utvecklats på före detta SveDeFo, se Fig. 2. Vi gjorde impedansanpassningen i ytan $\Delta L_1/\Delta L_2$ som en första approximation till en Hugoniotekvation. Utgående från denna och känd geometri för försöksupp-

ställningen, utfördes datasimuleringar med en hydrodynamisk datakod, kallad Dyna 2D, Deng /5/ vilket gav en förbättrad ekvation.

Vid mätningarna erhöles chockvågens gångtider genom kalibreringsträckan och matrisen med hjälp av piezoelektrisk film /6/, s k PVDF-film (polyvinylidenfluorid film). Denna ger ifrån sig laddning och en ström vid tryckbelastning. Filmen placerades med ändarna i centrumaxeln (cylindrisk geometri), på båda sidor om materialen, PMMA (polymetylmetakrylat) eller plexiglas och matris varvid tryckuppgången och tiden då chockvågen passerade registrerades. PMMA, med densitet $1,186 \text{ g/cm}^3$ och ljudvågshastighet $2,72 \text{ km/s}$, användes här som ett kalibreringsmaterial till matrisen. Genom impedansanpassning av matrisen till PMMA, beräknades en Hugoniotekvation för matrisen.

I datasimuleringarna, se Appendix 1, tog vi hänsyn till hela problemställningen, d v s cylindrisk symmetri, punktinitiering, sprängämnesmängden hos chockvågskällan, RDX (1, 3, 5-Triamino-2, 4, 6-trinitrobensen) respektive PETN - sprängdeg, (Pentaerytritoltetranitrat) och dess egenskaper och egenskaperna hos PMMA. Datorberäkningarna för den aktuella försöksuppställningen gav chockvågens gångtider i PMMA och matrisen. Beräknade gångtider jämfördes med de experimentella. Efter ett antal datakörningar erhöles godtagbar överensstämmelse och med nya Hugoniotparametrar för matrisen som resultat.

Rapporten är resultat av arbeten inom Detonikprojekt K1. Övergripande målsättning för detonikprojekten beskrivs i, "Underlag till ramprogram för kollektivforskning inom detonik och bergbrytningsteknik", /7/.

2. EMULSIONSMATRISEN OCH RDX-LADDNINGEN

2.1 Emulsionsmatrisen

Till försöken valde Referensgruppen för Detonik, en matris ($\rho_{02} = 1,38 \text{ g/cm}^3$) som tagits fram speciellt till försöken. Den var av enklare natur än den som normalt användes i kommersiella emulsionsmatriser. Lagringsstabiliteten var betydligt kortare och försöken genomfördes därför relativt kort tid efter det att matrisen levererats. Matrisen som benämns K1, består av följande komponenter.

Saltlösning: 95,2 % varav 16% H_2O , 84% AN

Oljefas: 4,8 % varav 84% mineralolja, 16% emulgeringsmedel

Då matrisen är helt nytillverkad är den genomskinlig. Efter en tid av ca 4 veckor började den att bli något vitare. Den har då troligen börjat att kristallisera.

Om bl a egenskaper hos andra liknande emulsionssprängämnen rapporterar S. Nie, /8/.

2.2 RDX-laddningen

Som chockvågsgivare valdes två stycken cylindriska RDX-cylindrar i kontakt med varandra. Tjockleken var 23,3 mm vardera d v s längden L var 46,6 mm. Inför försöken bestämdes densiteten till $\rho = 1,547 \text{ g/cm}^3$ och detonationshastigheten till $D = 7,818$ respektive 7,851 (mm/ μs) på två likadana cylindrar.

3. GRUNDLÄGGANDE SAMBAND

De grundläggande sambanden för beräkningar som gäller chockvågor finns i flera böcker, t ex av Johansson och Persson /9/, respektive Fickett och Davis, /10/.

Tabell 1. L är dämpningsavståndet RDX-Kanal 1, ΔL är mätavstånd, ΔT är uppmätt tid.
 $\rho_{\text{RDX}} = 1,547 \text{ g/cm}^3$ och $D = 7,818 \text{ mm}/\mu\text{s}$.

L mm RDX- Kanal 1, försök	ΔL_1 mm kanal 1-2	ΔT_1 μs kanal 1-2	U_{s1} mm/ μ Kanal 1-2	ΔL_2 mm kanal 2-3	ΔT_2 μs kanal 2-3	U_{s2} mm/ μs kanal 2-3
10,20 (1)	5,00	1,040	4,808	5,21	1,199	4,345
10,75 (2)	5,00	1,048	4,771	5,17	1,181	4,377
5,00 (3)	5,00	1,061	4,712	5,09	1,160	4,388
14,20 (4)	5,00	1,110	4,504	5,02	1,164	4,313
2,05 (5)	2,05	0,407	5,037	2,05	0,393	5,216
14,00 (6)	2,05	0,488	4,200	2,05	0,479	4,279
26,00 (7)	2,05	0,526	3,897	2,05	0,522	3,927
40,00 (8)	2,05	0,546	3,754	2,05	0,565	3,628
36,40 (9)	2,05	0,537	3,817	2,05	0,508	4,035
32,40 (10)	2,05	0,512	4,004	2,05	0,495	4,141
49,65 (11)	2,05	0,618	3,317	2,05	0,621	3,301
10,00 (12)	2,05	0,453	4,526	2,05	0,429	4,778

Om ett material som komprimeras mycket, (GPa), på grund av passage av en plan chockvåg, behandlas endimensionellt och som ett hydrodynamiskt flöde genom fronten, gäller tre grundläggande samband de s k Rankine-Hugoniot

ekvationerna. Två av dessa, ekvation 1 och 2 gäller massflödet genom chockfronten.

Tryckprofilerna, se Fig. 1, är en ögonblicksbild av två tryckprofiler med en front som utbreder sig i riktningen definierad av U_s . Tillstånden P_0 , V_0 respektive P_1 , V_1 är tryck och volym strax före respektive strax efter chockvågens passage av en viss punkt. U_s och U_p är chockvågens utbredningshastighet respektive partikelhastigheten bakom chockfronten. Profil a) förutsätter obegränsat stor mängd sprängämne där inte tryckavlastning sänker trycket bakom fronten och b) ett realistiskt fall där vågens amplitud är avtagande bakom detonationsfronten. Orsaker till olika former hos detonationsvågor beskrivs av t ex Fickett och Davis under "Piston Problem".

I ett icke reaktivt material uppkommer avlastningsvågor direkt när inte ett högt tryck understöder chockvågsfronten, vilket bidrar till att successivt minska amplituden hos vågen. Tryckprofilens form i detta fall, beror alltså på mängden sprängämne, försökssymmetri och gångavståndet från RDX/PMMA-ytan.

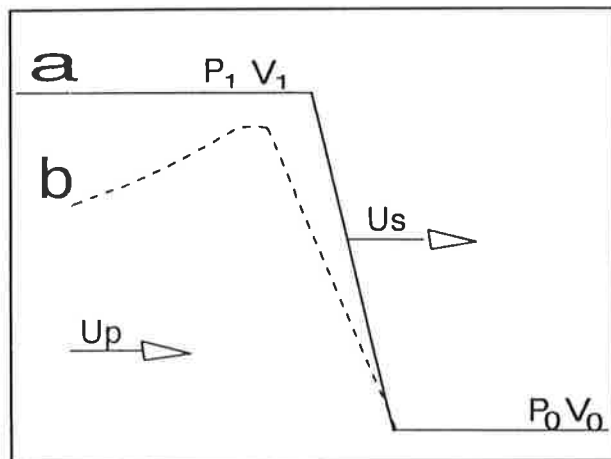


Fig. 1 Tryckprofiler: a) Ideal tryckprofil med plan överyta och, b) typisk våg från en givarladdning.

För att erhålla ett "måttligt" tryckfall bakom fronten, placerades 76 gram sprängdeg på toppen av RDX - cylindrarna.

De aktuella mätningarna kommer från en försöksuppställning med en tryckprofil enligt b), med en chockvåg som utbreder sig ca 2-50 mm i PMMA-dämpningen före det att mätningen ägde rum.

För impedansanpassningen utnyttjades kontinuitetsvilkoren som säger att trycket och partikelhastigheten måste vara lika genom ytan mellan PMMA och matris respektive ekvation 2.

Massflödet in och ut ur chockfronten ska vara lika vilket ges av

$$\rho_0 \cdot U_s = \rho (U_s - U_p) \cdot \quad (1)$$

Newton's andra lag om impuls, se t ex Bueche /11/, kan tillämpas på en enhetsyta genom att nettokraften $P_1 - P_0$ är lika med massflödet $\rho_0 \cdot U_s$ som på tidsenhet genomgår fronten multipliceras med ändringen i partikelhastigheten U_p varvid

$$P_1 - P_0 = \rho_0 \cdot U_s \cdot U_p \cdot \quad (2)$$

Chockvågernas hastigheter erhålles ur

$$U_s = \Delta L / \Delta T \quad (3)$$

där U_s är chockvågshastigheten, ΔL_1 och ΔL_2 är mätsträckorna mellan PVDF-filmerna samt ΔT är den uppmätta tiden.

4. MÄTMETOD

För att bestämma experimentella Hugoniotpunkter, krävs i allmänhet inte direkta registreringar av de termodynamiska parametrarna tryck P , volym V , densitet ρ och specifik inre energi E bakom fronten. Lättare är att registrera chockvågsp parametrar såsom utbredningshastighet U_s , partikelhastighet U_p och fria ytans hastighet U_{fs} Marsh/2/.

För de aktuella mätningarna, se Fig. 2, är det chockvågens utbredning över en sträcka på viss tid nära gränsytan mellan två material som legat till grund för beräkningarna av chockvågshastigheterna i de två materialen.

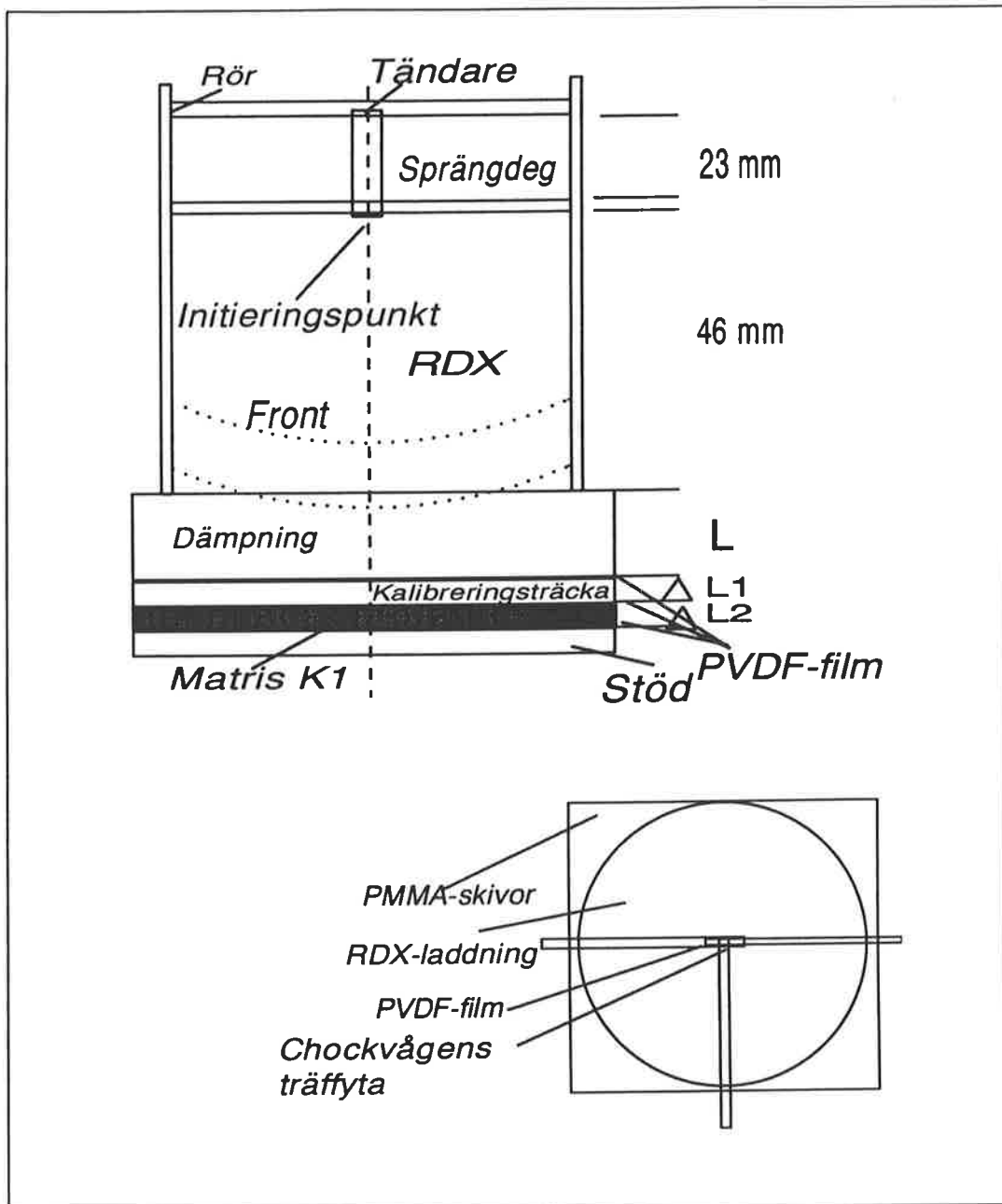


Fig.2 Hugoniotexperiment: Övre bilden visar försöksupställningen från sidan och nedre bilden ett tvärsnitt med PVDF-filmernas placering.

Chockvågen alstrades genom att punktinitiera RDX-laddningarna som sedan gav en krökt chockvåg genom plexiglasdämpningen, kalibreringssträckan och matrisen. Mätningarna som redovisas i Tabell 1 är gjorda över kalibreringssträckan ΔL_1 i PMMA (kanal 1-2) respektive ΔL_2 i matrisen (kanal 2-3). De tillhörande tiderna ΔT_1 , ΔT_2 respektive hastigheterna U_{s1} , U_{s2} gäller för PMMA

och matrisen.

Experimentuppställningen består av en tändare av typ HX20 instucken genom ca 76 gram sprängdeg med en skiktjocklek av ca 23 mm, två stycken RDX-cylindrar (chockvågsgivare) med diameter 62 mm och sammanlagda längden av 46,6 mm, en PMMA - distans (chockvågsdämpring) med konstant tjocklek för respektive försök, en PMMA - platta, ca 2 mm respektive ca 5 mm och ett platt skikt av matris ca 2 mm respektive ca 5 mm. PVDF-filmen placerades i de tre ytorna enligt figuren och fick på detta sätt ett givet avstånd. Samtliga mätningar utfördes med en och samma typ av RDX, PMMA-plattor, mängd PETN, tändare och papprörinneslutning. Det som främst varierades var dämpningsavståndet L mellan givarladdningen och första mätkanalen för att åstadkomma en systematisk variation av stövsamplituden.

4.1 Mätteknik med PVDF - film

Inför en mätning gjordes följande:

- Tillverkning av 3 st mätkablar, ca 5m långa,
- sågning av PMMA-plattor 70·70 mm med ca 2 eller 5 mm tjocklek, chockvågsdämpning, distanser till matrisskiktet, 2 eller 5 mm och trästöd 70·70 mm,
- tillverkning av sensorer av PVDF-film ca 35 mm långa, ca 1 mm breda och ca 30 μ m tjocka med ökad bredd, ca 10 mm, vid kopplingen till den ledande koppartejpen,
- limning av ytorna, distanserna och PVDF-filmen i tre vinkelräta riktningar i det aktiva området (symmetriaxeln) med plexiglaslim,
- sammansättning av delarna med matris i volymen definierad av distanserna,
- torkning i ca 15 minuter under lätt tryck,

- anslutning av ca 10 cm koppartråd på koppartejpen,
- anslutning av koppartejpen till PVDF-filmen,
- anslutning av koaxialkablarna till koppartråden och anslutning till mätinstrumentet och
- kontroll av resistansen genom tejp och lödningar (normalt var resistansen mindre än ca 10 ohm), och eventuell kortslutning i mätsystemet.

Det visade sig vara mycket viktigt att kontrollmäta PVDF-filmens anslutningar till koppartejpen för att förhindra att förorening av ytorna ökade resistansen. Det var också viktigt att noggrant placera PVDF-filmen i ytorna mellan limmade skivor av referensmaterialet, och emulsionsmatrisen.

Fig. 3 visar den snabba typiska spänningsuppgången då PVDF-filmen träffas av chockvågen. Det är tre kanaler med låg brusnivå fram tills dess att filmen träffas av fronten. Kanal 3 skiljer sig något från de övriga, d v s brusnivån ökar en del i samband med att chockvågen ankommit till kanal 2 d v s kommit till matrisen. I det aktuella exemplet är mätningen gjord på tiden mellan ankomsterna till kanal 2 och 3. Avläsningen på 481 ns kunde göras med stor noggrannhet. Avlästa stigtiden uppskattas inte överstiga 5 ns vid några mätningar. De beräknade trycken från alla försöken varierar mellan 2,2 - 11,5 GPa beroende på dämpningsavståndet L.

PVDF-filmen bearbetades till sensorer med en skarp papperskniv. Snittet måste vara perfekt för att inte elektrisk ledning mellan de båda ytorna på filmen skulle uppkomma. Om ytorna varit i kontakt med varandra skulle troligen den elektriska pulsen uteblivit genom kortslutning.

Mätinstrumenten, två tvåkanaliga LeCroy modell 7200 oscilloskop, anslöts till Kanal 1 och Kanal 2 respektive Kanal 2 och Kanal 3, då vi behövde minst tre kanaler till PVDF-filmerna. En kanal från respektive oscilloskop var sammankopplade för att erhålla tidssynkronisering mellan de två oscilloskopen. För att minska störkänsligheten hos mätsystemet användes 50 ohm:s ingångar och

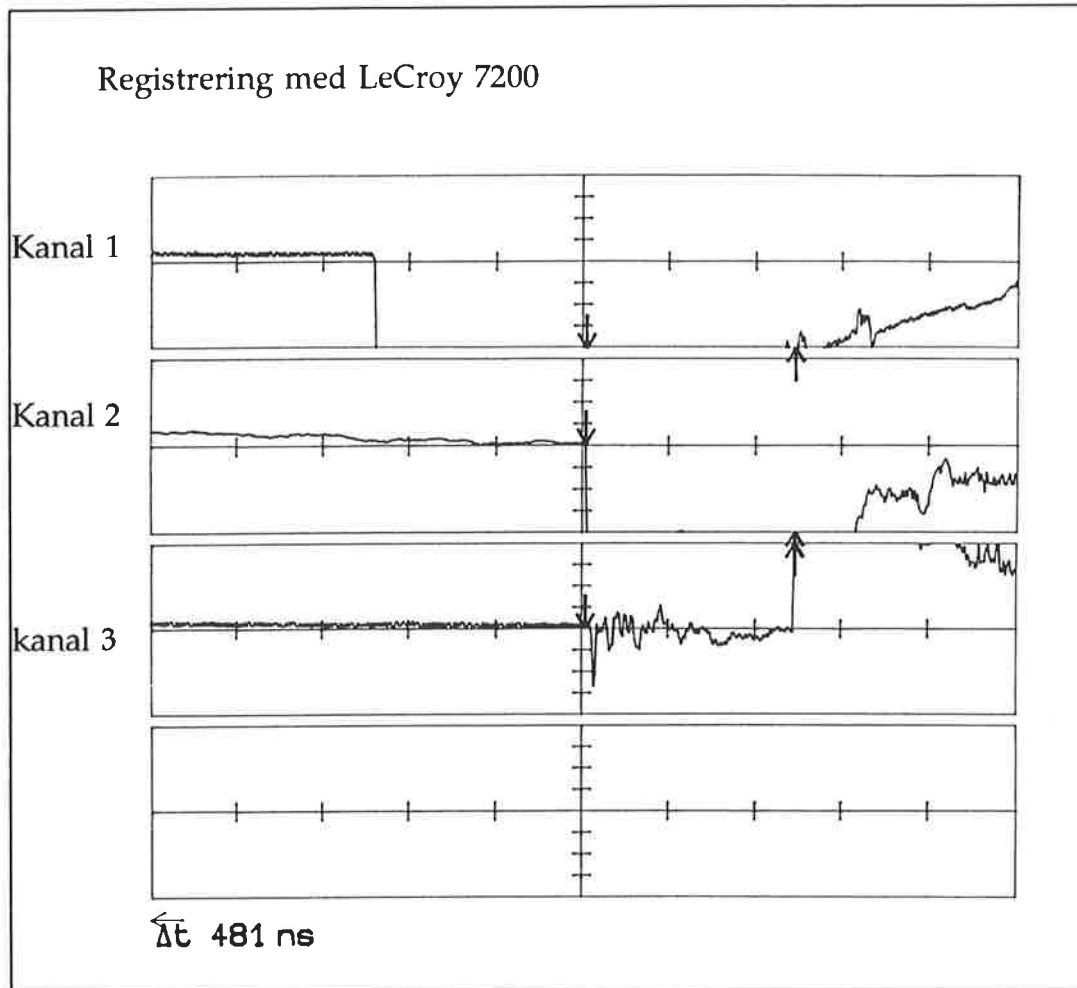


Fig.3 Gångtiderna för chockvågor i PMMA och matris. Aktuell avläst värde för matrisen är 481 ns med noggrannhet av 1 ns.

koaxialkablar. Utspänningen från PVDF-filmen varierade från några volt till över 10 volt på grund av varierande chockvågstryck, PVDF-filmyta och resistans i systemet. Full skala på instrumenten var alltid 10 V och spänningen gick oftast över detta värde.

Då vi använde PVDF-filmen endast till tidmätning hade amplituden mindre betydelse, bara den inte var för låg och understeg brusnivån. Signal till brusförhållandet, S/N, var vanligen mycket stort därför att mätningarna utfördes i "lugn miljö", förutom i själva mätögonblicket.

5. ONOGGRANNHET I MÄTNINGARNA

Onoggrannhet, (Uttrycket "onoggrannhet", användes i stället för det lite äldre "mätfel"), Jönsson /12/, delas vanligen in i tillfällig och systematisk. Tillfällig onoggrannhet kan beräknas statistiskt. Systematiska onoggrannhet och korrekationer uppskattas.

Vid mätningar i material (PMMA och matris) som utsätts för snabba och höga tryck inträffar också andra fenomen som t ex dielektrisk polarisering och reaktion i materialet som chockas. Någon uppskattning om dessa fenomen har betydelse för mätningarna har inte gjorts.

Indelning av onoggrannhet enligt Fig. 2:

- a) Tändaren förskjuten radiellt,
- b) asymmetrisk utbredning av initieringschockvågen från tändaren (både onoggrannhet och felfunktion),
- c) variationer i RDX-laddningarnas längd,
- d) variationer i limfogarnas tjocklek,
- e) asymmetrisk placering av PVDF-film omkring symmetriaxeln,
- f) variationer i PMMA-plattornas tjocklek och
- g) variationer i matrisskiktets tjocklek.
- h) variation i mätavstånd, 2 respektive 5 mm.

De viktigaste onoggrannheterna var troligen punkterna b, d, f, g och h.

5.1 Tillfälliga onoggrannheter

Tändarnas spridningsgeometri och en viss asymmetrisk placering vid initiering av RDX-laddningen var onoggrannhetskällor som vi inte beräknade effekten av. Spridningsgeometrin var inte helt känd och kunde därför inte separeras från eventuell asymmetrisk placering. Delarna till försöken d v s kapselhållare, styrsivor, rörinneslutningar och borrarde hål tillverkades på identiskt vis.

- PVDF-filmen placerades i centrumaxeln utmed en ritsning på en mall och
- mätavstånden över PMMA-plattorna och matrisen bestämdes av plattjockleken i båda fallen.

Beräkning av onoggrannhet:

Onoggrannheten uppskattas i tid och i mätavstånd.

Med uttrycket

$$Sm_{U_s} / U_s = \pm [(Sm_L / \Delta L)^2 + (Sm_t / \Delta T)^2]^{1/2}$$

erhålles onoggrannheteten hos chockvågshastigheten U_s , Sm_{U_s} om onoggrannheten i sträckan ΔL och i tiden ΔT är kända.

Exempel från tabell 1: Enlig Mattson ("Plaster", Prisboken, 1990/92), har akrylplattor i formatet 2000·1200 mm tjocklekstoleranser på $\pm 15\%$ vid plattjocklekar på 3-4 mm. Vi har mätt upp de använda delarna till mindre än ca $\pm 5\%$, d v s PMMA-plattorna i försöken varierade med $\Delta L = 2,05 \pm 0,1$ mm.

Om inte frontens mittpunkt träffar de tre PVDF-folierna först, kan en tidskillnad uppkomma av storleken $\Delta T = 0,407 \pm 0,02 \mu s$ på ett avstånd 2 mm från centrumaxeln 48 mm från tändaren. Vid $U_s = 5,037$ (mm/ μs) ger insättning, $Sm_{U_s} / U_s = \pm 0,069$ d v s en onoggrannhet mindre än 7%, varför $U_s = 5,04 \pm 0,35$ (mm/ μs).

5.2 Korrektioner

Vid tidigare tillämpningar av impedansanpassningstekniken har man förutsatt en plan vågfront och konstant amplitud inom mätsträckorna. I våra försök är fronten krökt, amplituden avtar inom mätsträckorna och tekniken är därför approximativ. Vi har inte förfinat impedansanpassningstekniken vid dessa försök, därför att resultatet rimligen inte skulle bli bättre än det från Dyna 2D - beräkningarna.

5.3 Systematiska onoggrannheter

Försöken inleddes med att mäta chockvågshastigheten över sträckan ca 5 mm. Vi bedömde senare ca 2 mm mätavstånd lämpligare.

Valet av mätavstånd berodde på huvudsakligen två saker:

- a) Ökande relativ, onoggrannhet om absolutfelet är konstant, mellan PVDF-filmerna med minskande avstånd ΔL , och
- b) ökande avvikelser från det verkliga trycket i gränsytan med ökande mätavstånd.

Vid impedansanpassning har både a) och b) betydelse för resultatet. Vid datorsimuleringar är troligen a) mer dominerande.

Tjockleken av limfogar med PVDF-film är uppmätta med mikrometer till 0,11 mm. Tjockleken av mellanytan (limfogen) RDX - PMMA är inte känd men bedöms mindre viktig då den ej påverkar chockvågens gångtider. Vågen måste alltså passera gränsytorna RDX/PMMA, PMMA/PMMA och PMMA/matris. Onoggrannheten i avstånd ΔL , beräknas vara ca 5 % vid 2,05 mm och mindre vid 5,00 mm. Onoggrannheten är systematisk på så vis att vågen måste gå 0,11 mm + 2,05 mm. För PVDF-film i PMMA / matris - ytan kan korrektion göras med PVDF-filmens tjocklek d_v s ca 30 μm .

Avläsningen på instrumentet för de aktuella mätningarna gjordes med 1 ns noggrannhet och totala stigtiden bedömdes mindre än 5 ns för alla mätningarna. Kalibreringen och utskrift av instrumentfel var automatisk och det har troligen inte uppkommit systematiska fel på oscilloskopet.

5.4 Egenskaper hos PMMA

Till försöken användes PMMA som dämpningsmaterial mellan laddningen och mätsträckorna och som kalibreringsmaterial, vilket medförde vissa problem.

På tidsregistreringarna har vi uppmärksammat en relativt långsam spänningsuppgång på mätkanalerna strax före det att chockvågen faktiskt träffade PVDF-folierna. Undersökningar visar att PMMA kan bli elektriskt polariserat då en chockvåg utbreder sig i materialet. Enligt Allison /13/ ökar den chockvågsinducerande polarisationen med chockvågstrycket. Fenomenet har registrerats från tryck av ca 2,5 GPa. Det är därför troligt att våra registreringar, där trycken är väl över 2,5 GPa, kan ha uppvisat liknande fenomen. Stigtiderna hos "störningarna" var dock relativt långa, och har därför ej förväxlat med de mycket korta stigtider som PVDF - filmen gav.

Vid impedansanpassningen har vi antagit att PMMA kan approximeras med en rät linje $U_s = 2,472 + 1,591 \cdot U_p$ i området 0,0 - 3,0 GPa. Punkterna ligger väl samlade utmed linjen inom intervallet 0,5 - 3,0 (mm/μs). Förutom i interceptpunkten saknas data i intervallet 0,0 - 0,376 (mm/μs), March /2/.

Barker och Hollenbach /14/, har funnit att data inte kan approximeras med en rät linje för $U_p < 0,4$ (mm/μs). Schuler och Nunziato /15/ har kommit till liknande slutsatser för data i tryckområdet 0,0 till 2,2 GPa.

För övrigt menar Carter /16/, att aluminiums egenskaper vid låga tryck icke följer en "ideal Hugoniot", varför experimentella intercepthastigheter varit 2,7 % för höga för 2024 Al.

5.5 Reaktionen i matrisen på grund av höga tryck

I samband med analys av data från en s k EMV-sensor (elektromagnetisk givare) i ytan mellan TNT och PMMA rapporterar Erkman /17/, om risken för reaktioner i shockkänsligt material. Han menar att under en registreringstid av $0,5 \mu\text{s}$ sker en viss reaktion i TNT. Reaktionen i gränsytan startar dock från noll och dess initialvärdet U_p ligger på en Hugoniot för oreagerat material.

För mätningar över en sträcka ΔL_2 i den aktuella emulsionsmatrisen däremot, finns en viss risk för att en reaktion kan ha påverkat mätningarna. Därför valdes en sprängämnesmatris i stället för ett sprängämne med mikrobällor bl a för att minska risken för en reaktion.

Tiderna som vi registrerade i exemplet figur 3, mättes på en sträcka av 2,05 mm. Detta innebär, att under den tid det tog för chockvågen att förflytta sig mätsträckan 2,05 mm i matrisen, dvs 481 ns kan en reaktion ha påbörjat och därmed ökat chockvågshastigheten. Några slutsatser om reaktionen verkligen inträffade i matrisen har inte dragits, på grund av att andra onoggrannheter i registreringsmetoden ej säkert kunnat separeras bort. Det är också svårt att beräkna hur mycket en reaktion skulle påverkat resultatet.

5.6 Sammanställning av onoggrannheter och felkällor för experimenten och datorberäkningarna

Vid mätningarna har tillfälliga och systematiska onoggrannheter uppkommit. De tillfälliga beräknades till mindre än 7 % och de systematiska i limfogarna till mindre än 5 %.

Onoggrannheten i mätningarna, som diskuteras i avsnitt 5, syns bl a som spridningen i data, Fig. 5.

Vid datorberäkningarna eliminerades den systematiska onoggrannheten i limfogarna på så sätt att ca 0,11 mm adderades till PMMA-plattornas tjocklek. De tillfälliga onoggrannheterna följde med vid formuleringen av försöksuppställningen i Dyna 2D. Skillnaderna mellan de experimentella och beräknade parametrarna, beror troligen till stor del på att i datormodellen ingår detaljer om försöksuppställningen. Vid impedansanpassningen utnyttjas endast de grundläggande ekvationerna och kontinuitetsvilkoret.

6. BERÄKNING AV PARAMETRAR I EN HUGONIOTEKVATION

Vid beräkningen av parametrarna har två tillvägagångssätt använts. Det ena sättet är att räkna framåt från chockvågens gångtider och göra impedansanpassning i $P-U_p$ -planet, se Fig. 4, för att erhålla tryck P_2 och partikelhastighet U_{p2} i matrisen, Tabell 2. Chockvågshastigheterna U_{s1} (PMMA) och U_{s2} (matris), se Tabell 1, uppmättes vid experimenten varför U_{s2} kunde plottas mot U_{p2} och anpassas till en rät linje för tryck mellan ca 2,2 - 11,5 GPa. Vid tillfället för försöken hade vi inte möjligheter att mäta ljudvågshastigheten för matrisen varför denna uppskattades. Uppskattningen gjordes med hjälp av kurvanpassning på mätningar som är gjorda på en liknande emulsion /19/. Tillvägagångssättet är emellertid approximativt, eftersom uppmätta tider är medelvärden över mätsträckan och inte punktvärden nära gränsytan PMMA - emulsion.

Det andra sättet är att simulera försöket med en datormodell som tar mer detaljerad hänsyn till försöksuppställningen. Principen är att med ett antal datakörningar minimera skillnaden, e , mellan de uppmätta (observerade) och beräknade (predikterade) gångtider, ΔT , d v s minimera $e_i = \Delta T_i^{obs} - \Delta T_i^{pre}$ genom att variera parametrarna i Hugoniotekvationen.

Tabell 2. I P- U_p -planet är $\rho_0 \cdot U_s$ en rät linje, U_{p1} , U_{p2} gäller för PMMA respektive matris.

Im	$\rho_{02} \cdot U_{s2}$	U_{p1} mm/ μ s	U_{p2} mm/ μ s	P_2 GPa
1	5.996	1.468	1.443	8.685
2	6.040	1.445	1.412	8.495
3	6.055	1.498	1.396	8.288
4	5.952	1.278	1.227	7.301
5	7.198	1.725	1.652	11.50
6	5.905	1.086	1.013	5.998
7	5.419	0.896	0.836	4.532
8	5.007	0.806	0.763	3.819
9	5.568	0.876	0.807	4.495
10	5.714	0.963	0.888	5.096
11	4.555	0.531	0.491	2.251
12	6.594	1.291	1.219	7.570

6.1 Impedansanpassning

Då en chockvåg går genom referensmaterialet in i testmaterialet kan två saker hända. Chockvågen reflekteras som en chockvåg eller som en avlastningsvåg. För de aktuella mätningarna hade testmaterialet högre relativ chockimpedans d v s $\rho_{02} \cdot U_{s2} > \rho_{01} \cdot U_{s1}$, vilket syns på att linjen, Fig. 4 för matrisen ligger till

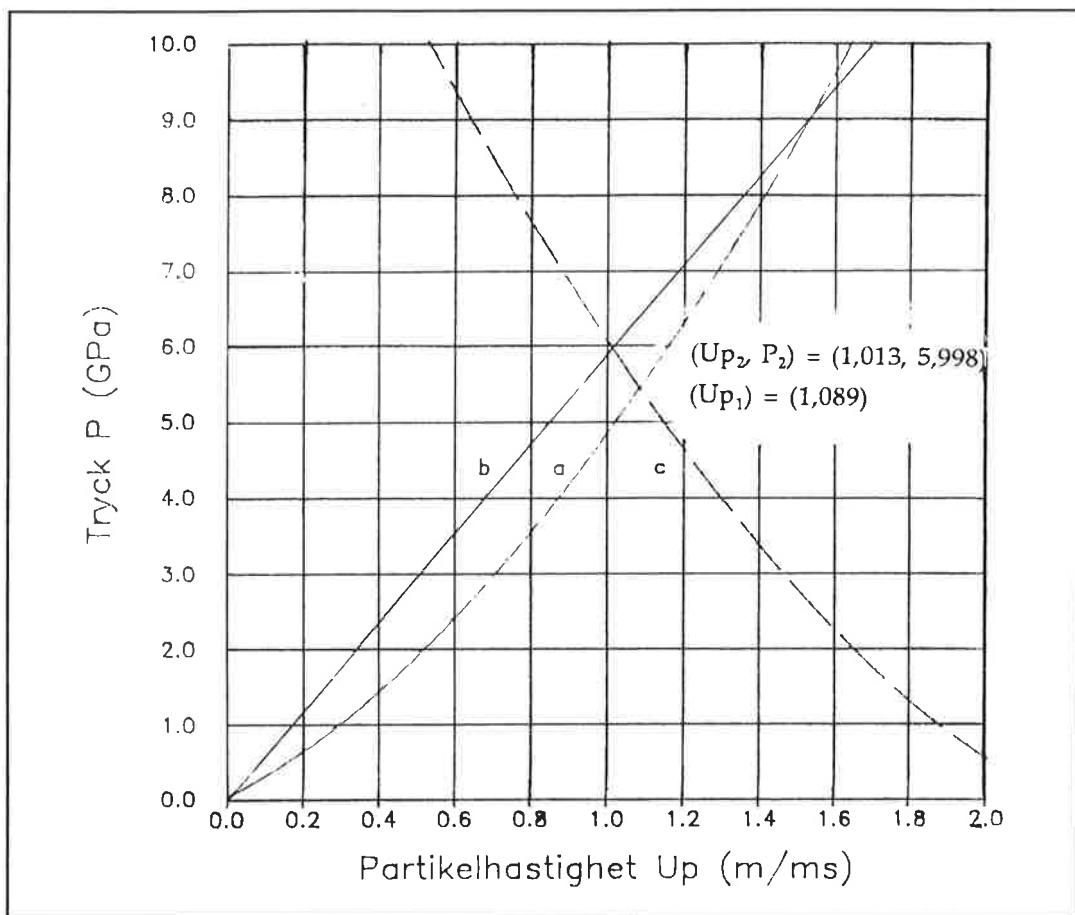


Fig.4 Skärningen mellan den reflekterade chockvågen, och räta linjen genom origo, utgör en Hugoniotpunkt i U_s - U_p -planet.

vänster om speglingspunkten och den reflekterade vågen är därför en chockvåg. Partikelhastigheten på båda sidor om gränsskiktet kunde därför beräknas med impedansanpassning. Hugoniotekvationen för PMMA anses känd /2/,

$$U_s = C_0 + S_1 \cdot U_p \quad (4)$$

där $C_0 = 2,4718$, och $S_1 = 1,591$ med U_s , U_p i (mm/ μ s) och $U_p < 3$ (mm/ μ s). Några andra litteraturvärden på parametrarna är $C_0 = 2,561$ och $S_1 = 1,595$ (mm/ μ s), Klee /18/ respektive $C_0 = 2,432$ och $S_1 = 1,5785$ (m/ μ s) Sanchidrian /19/.

Med $\rho_{01} = 1186 \text{ kg/m}^3$ ger ekv. 2 således

$$P(U_p) = 2,932 \cdot U_p + 1,887 \cdot U_p^2 \quad (5)$$

i GPa som utgör kurva a i Fig. 4.

Reflektions - Hugoniotkurvan för PMMA erhålls genom spegling av ekv. 5 m a p aktuell mätpunkt, U_{s1} . Ekvationen ger U_{p1} och sedan ger ekv. 5 med $P = P(2 \cdot U_{p1} - U_p)$ speglingen, se kurva c, på vilken alla tillstånd i PMMA måste ligga.

De tillåtna tillstånden i matrisen måste ligga på en kurva (ekv. 2) med lutningen $\rho_{02} \cdot U_{s2}$ där $\rho_{02} = 1380 \text{ kg/m}^3$, kurva b i Fig. 4. Skärningspunkten mellan b och c uppfyller kontinuitetsvillkoren och ger värdet U_{p2} . För varje försök erhålles ett punktpar (U_{p2}, U_{s2}) för matrisen som avsätts i ett U_p - U_s plan. Ur detta kan matrisens Hugoniot $U_s(U_p)$ beräknas med linjär regression.

Tabell 2 visar beräknade värden för de 12 försöken, Fig. 4 illustrerar den grafiska konstruktionen för försök nummer 6 och Fig. 5, U_s - U_p planet för matrisen. Resultatet av regressionen blev

$$U_s = 2,62 + 1,43 \cdot U_p \quad (6)$$

Detta resultat skiljer sig ganska mycket från det som Lee m fl, /20/ beräknat för en emulsion med $\rho = 1353 \text{ kg/m}^3$, $U_s = 2,55 + 2,01 \cdot U_p$. Förutom att de använt en annan emulsion skiljer sig deras mätmetod, ett s k "wedge test" med svepbildsregistrering, från vår.

Impedansanpassningen är approximativ, vilket beskrivits ovan, och ger därför bara en första uppskattning av emulsionsmatrisens Hugoniot. I syfte att erhålla noggrannare värden så användes ett hydrodynamiskt finit elementprogram (Dyna 2D, Hallqvist /21/) för att simulera försöken och att från gångtids-skillnaderna ΔT_1 och ΔT_2 bestämma Hugoniotkurvan.

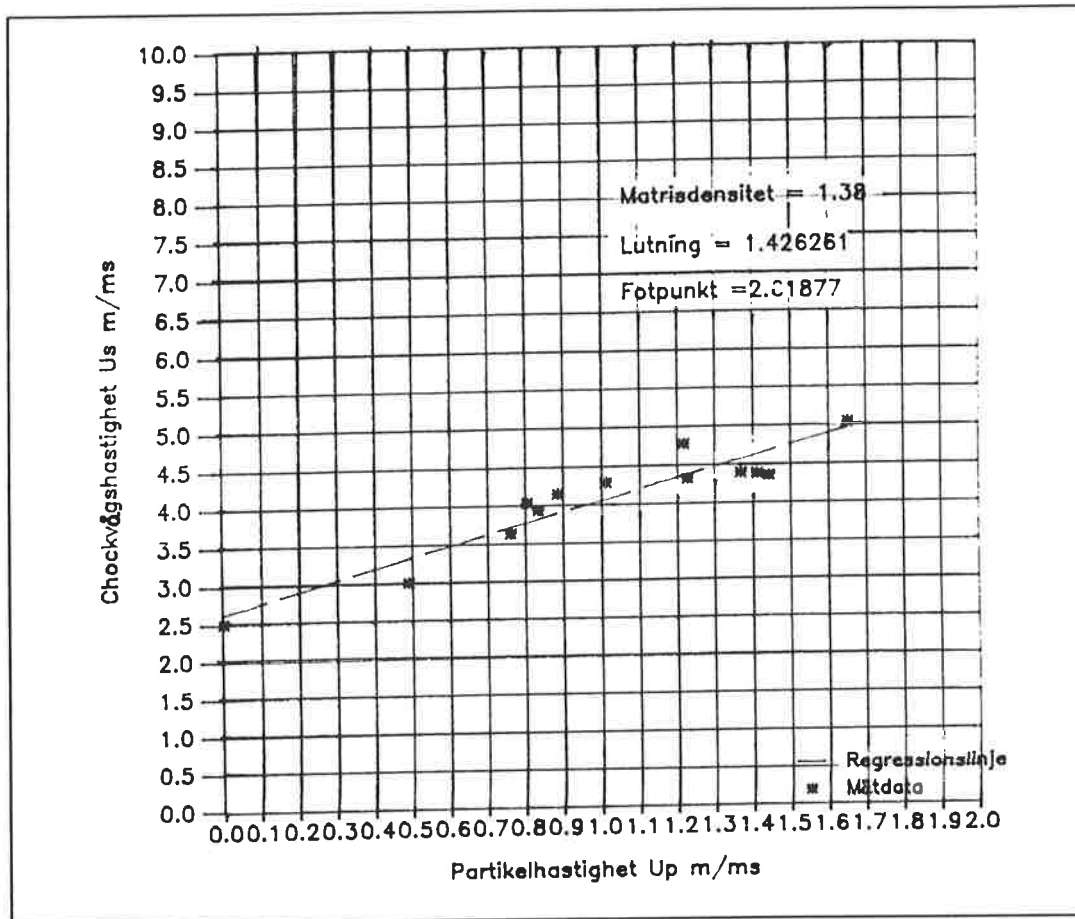


Fig.5 Hugoniotparametrar från impedansanpassning i U_s - U_p -planet. Den rätta linjen $U_s = C_0 + S \cdot U_p$ är regressionlinjen.

6.2 Dyna 2D beräkningar

Dyna 2D beräkningarna, redovisas i detalj 1 Appendix 1.

För varje experiment (konstant geometri och givarladdning) är chockvågens gångtidsskillnad endast en funktion av Hugoniotparametrarna:

$$\Delta T = f(C_0, S_1)$$

där: ΔT är chockvågens gångtidsskillnad mellan två mätpunkter och f är en funktion som är kontinuerligt deriverbar av första ordningen med avseende på parametrarna C_0 och S_1 .

Denna ekvation relaterar skillnaden i chockvågens gångtid till emulsionsmatri-sens Hugoniotparametrar. Gångtider för olika Hugoniotparametrar beräknades med Dyna 2D och jämfördes direkt med experimentella mätningar. På detta sätt kunde Hugoniotekvationen för emulsionsmatrisen beräknas utan att introducera onoggrannhet på grund av medelhastighetsmätningar, se 5.2.

Det visade sig emellertid vid kotrollräkning på referenssträckan ΔL_1 i PMMA att Hugoniotekvationen (4) gav en dålig överensstämmelse mellan beräknade och mätta gångtider, ΔT_{1ber} var skilt från ΔT_{1exp} . Därför varierades Hugoniot-parametrarna för PMMA tills en acceptabel överensstämmelse erhöles. Detta skedde för PMMA när

$$U_s = 2,431 + 1,392 \cdot U_g. \quad (7)$$

Detta skiljer sig något från ekv. 4, framför allt beträffande den andra koefficien-ten.

Efter denna kalibrering av försöksuppställningen genomfördes motsvarande passningsräkning på mätsträckan ΔL_2 med emulsionsmatrisen. Som utgångs-värde användes den Hugoniot som räknats fram med impedansanpassnings-metoden i avsnitt 6.1, ekv. 6 ovan.

Fig. 6 visar ΔT_{2ber} som funktion av ΔT_{2exp} . Vid exakt överensstämmelse, $\Delta T_{2ber} = \Delta T_{2exp}$ skall alla punkterna falla på den heldragna 1:1 - linjen. Resultatet för ekv. 6 faller runt den grovstreckade medellinjen och avviker således en hel del från det ideala. En tvåstegs iterationsprocess, se Appendix 1, ger resultat som är betydligt bättre då de faller runt den finstreckade medellinjen i Fig. 6. Motsvarande Hugoniotvärden ges av följande ekv. för matrisen

$$U_s = 2,26 + 1,554 \cdot U_p. \quad (8)$$

Denna skiljer sig rätt avsevärt från den approximativt beräknade enligt ekv. 6.

Hugoniotkurvan i ekv. 8 är därmed huvudresultatet av våra försök. Den har sedan använts av Niemelä /22/ för att bestämma det lägsta initieringstrycket för ett sprängämne bestående av vår matris känsliggjord med mikrosfärer. Den kommer också att användas som ingångsdata för en bestämning av parametrar i en brinnekvation för sprängämnet.

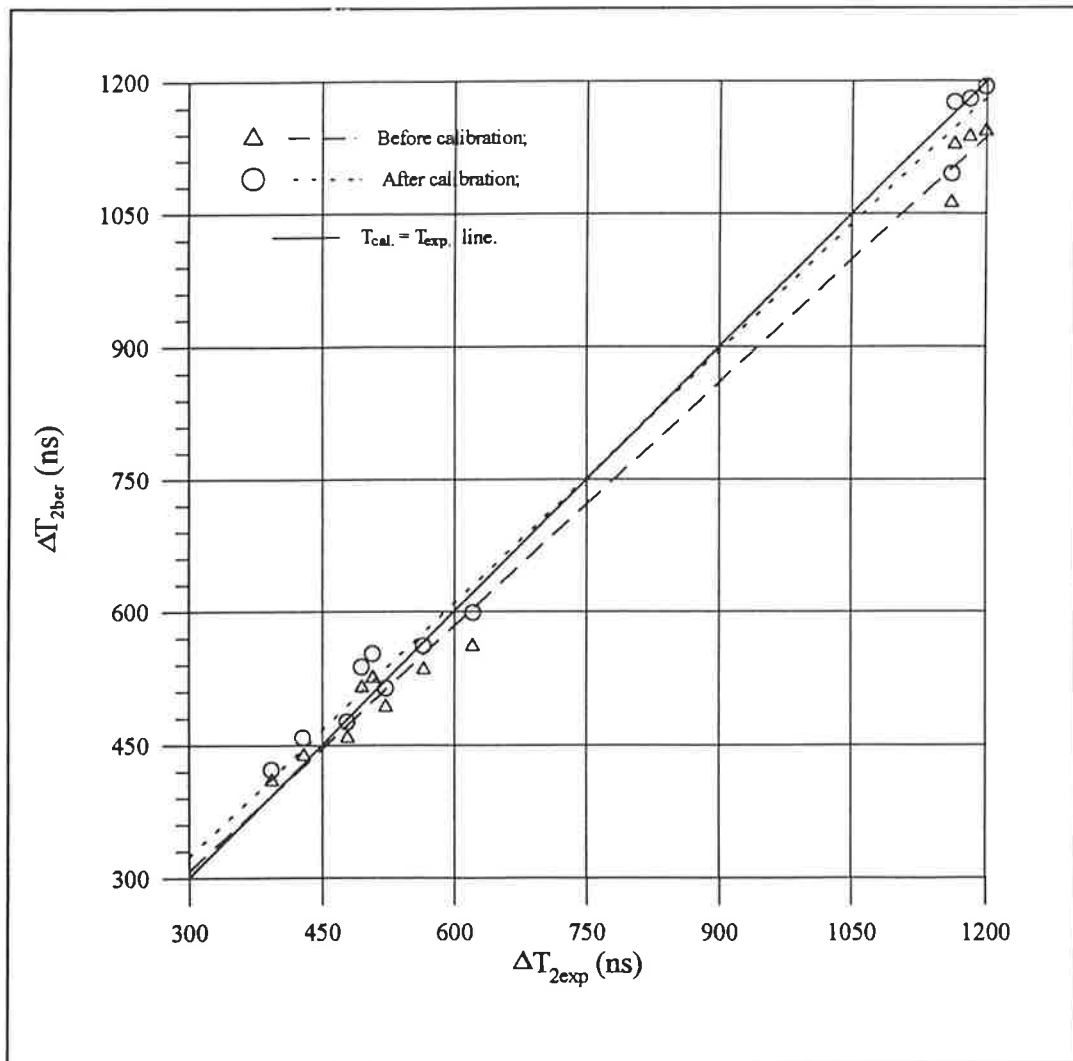


Fig. 6 Experimentella och beräknade intervalltidsskillnader med $U_s = 2,62 + 1,43 \cdot U_p$ och $U_s = 2,26 + 1,554 \cdot U_p$ (mm/ μs).

7. DISKUSSION

För bestämning av Hugoniotparametrarna har vi utvecklat en metod som är en variant av den s k impedansanpassningsmetoden. Detta gav först ett approximativt värde på Hugoniotparametrarna, ekv. 6. Det slutliga resultatet, ekv. 8, erhöles sedan med datorberäkningar.

Vid datorsimuleringarna användes punktinitiering, se Appendix 1, som i mätningarna. I datasimuleringarna togs också hänsyn till försökens geometri, storlek, givarladdning, limfogar och referensmaterial (PMMA).

Korrektioner och andra förbättringar av mätmetoden har inte ansetts nödvändiga i detta arbete.

Experimenten utfördes på SveBeFo:s detoniklaboratorium hos, FOA 2, på Ursvik. Vid försöken utnyttjade vi s k PVDF-film och två LeCroy 7200 oscilloskop vid intervalltidsmätningar. PVDF-filmen formades med en papperskniv vilket gav varierande form på sensorerna. Då det var endast tid som mättes bortsåg vi från amplitudvariationernas beroende av filmytan eller filmens temperaturkänslighet. Mätmetoden som vi använde var enkel och framgångsrik. Det enda vi behövde utöver ordinär mätutrustning var ett snabbt mätinstrument, PVDF-film och PMMA-plattor.

Mätningarna utfördes på sträckorna ca 2 respektive ca 5 mm. Att använda flera mätavstånd är mindre lämpligt med hänsyn till Dyna 2D simuleringarna. En och samma försöks- och mätgeometri gör simuleringarna snabbare och enklare.

Registreringarna med PVDF-film, Fig. 3, innehåller vissa störningar. Dessa har huvudsakligen uppkommit på kanal 3. Kanal 1 och 2 har sällan haft några störningar. Chockvågen utbredde sig först genom PMMA utan att störa kanal 1 eller 2. Först när vågen träffar ytan PMMA/matris och kanal 2, uppträder störningar på kanal 3. Störningarna som tas upp av PVDF-filmen tycks bero på i vilket material som vågen går i. Normalt har inte dessa störningarna förväxlats med den snabba spänningsuppgången när fronten träffar filmen, främst på grund av att amplituden varit låg. Observera att dessa störningar inte ska

förväxlas med det som kallas "Egenskaper hos PMMA" och som diskuteras i avsnitt 5.4 under elektrisk polarisering.

Det visade sig att litteraturdata för PMMA inte kunde användas direkt som referensmaterial. Beräkningarna visade att vi behövde kalibrera PMMA d v s bestämma PMMA:s Hugoniot för försöksuppställningen före det att PMMA kunde användas som referens. Denna kalibrering gjordes före bestämning av parametrarna för matrisen. För att eventuellt kunna undvika kalibrering av referensmaterialet, är Aluminium ett alternativ till PMMA. March /2/, anger tre olika typer av s k standardmaterial. Dessa är Al 2024, Al 1100 och Al 921-T.

Vid bestämning av Hugoniotparametrarna för matrisen med impedansanpassning hade vi inte möjlighet att bestämma ljudvågshastigheten, utan denna uppskattades. Uppskattningen gjordes med hjälp av data från försök på en liknande matris, Lee /20/.

Slumpmässig onoggrannhet vid mätningarna uppskattades till mindre än 7 % i längd och tid på grund av variationer i mätavstånd och frontens krökning. Limfogarnas tjocklek gav en systematiskt onoggrannhet i avstånd på ca 5%. Nämnade procenttal kommer från en enkel uppskattning av onoggrannheter i mätuppställningen och chockfrontens krökning på grund av punktinitiering.

Avståndet från givarladdningen till första mätkanalen varierades mellan ca 2 och 50 mm. Tryckavlastning bör redan vid gränssytan RDX/PMMA d v s efter 0 mm, successivt ha börjat att påverka trycket bakom chockvågsfronten och frontens amplitud blir därför avtagande i PMMA och matrisen. Chockvågstrycket och chockvågshastigheten har således varit avtagande över mätintervallen och de mätta hastigheterna var medelhastigheter. Om mycket större givarladdningar använts skulle trycket avta långsammare inom mätintervallet och de uppmätta gånghastigheterna vara i det närmaste konstanta.

Om försöken utförts med ett färdigt sprängämne d v s med mikroballengerna i, skulle dessa kollapsa redan vid relativt låga tryck och Hugoniotekvationen för höga tryck troligen blir densamma som den vi nu erhöll om inte en reaktion börjat.

8. ERKÄNNANDE

Ulf Nyberg har haft huvudansvaret för försöken och Junhua Deng har utfört Dyna 2D - beräkningarna. Tack för värdefull hjälp riktas till Algot Persson som var projektledare vid arbetets inledningen, Shulin Nie som hjälp till vid laboratoriearbetet, Henrik Almström, FOA 2, för stöd i teoretiska frågor, referensgruppen i Detonik och Finn Ouchterlony som slutgranskat rapporten.

9. REFERENSER

1. B. M. Dobratz, "Properties of Chemical Explosives and Explosives Simulants". Lawrence Livermore Laboratory, 1972.
2. S. P. Marsh, LASL, "Shock Hugoniot Data". University of California Press, Ltd, London, England, 1980.
3. J. M. Walsh, "Shock-Waves Compression of Twenty-Seven Metals, Equation of States of Metals". Physics. Rev. vol 108, nr 2, 1957.
4. R. G. McQueen, S. P. Marsh and J. N. Fritz, "Hugoniot Equation of States of Twelve Rocks". J. of Geoph. Res. vol 72, no 20, 1967.
5. J. Deng, "Dyna 2D Manual". SveDeFo Rapport DU 1991:9.
6. Produktbeskrivning från Solvay Svenska AB, "Piezoelectric Solef PVDF Polyvinylidene Fluoride Films".
7. Underlag till ramprogram för kollektivforskning inom detonik och bergbrytningsteknik 1990-93, SveDeFo Rapport DS 1990:5.
8. S. Nie, "Dynamic Dead-Pressing of Three Emulsion Explosives". SveBeFo Rapport 2, 1993.
9. C.H Johansson och P.A. Persson, "Detonics of High Explosives". Academic Press Inc, London 1970.
10. W. Fickett och W. C. Davis , "Detonation". University of California Press, 1979.
11. F. J. Bueche, "Introduction to Physics for Scientists and Engineers". McGraw - Hill, 1980.

12. G. Jönson, "Uträkning av Mätfel vid Fysikaliska Experiment". Fysikaliska Institutionen, Lunds Universitet, 1981.
13. F. E. Allison, "Shock-Induced Polarisation in Plastics 1. Theory, Shock - Induced Polarisation in Plastics 2. Experimental Studies of Plexiglass and Polystyrene". J. of Appl. Physics, vol 36, no 7, 1965.
14. L. M. Barker and R. E. Hollenbach, "Shock-Wave Studies of PMMA, Fused Silica, and Sapphire". J. of Appl. Physics, 41(10), 4208-26, 1970.
15. K. W. Schuler and J. W. Nunziato, "High Dynamic Mechanical Behavior of Polymethylmetacrylate". Sixth Int. Congress of Rheology, Lyon, France, 1972 (Preprint).
16. W. J. Carter m fl, "The Equation of States of Selected Materials for High-Pressure References". University of California, Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, New Mexico, Sym of Accurate Characterisation of High-Pressure Environment at N B S, okt 1968.
17. J. O. Erkman and D. J. Edwards, "Computed and Experimental Hugoniot for Unreacted Porous High Explosives". Proceedings Sixth Symp. on Detonation, s 766-776, 1976.
18. Ch. Klee, M. Kroh, D. Ludwig, "Experiments on the Attenuation of Waves in Condensed Matter". AIP Conferences Proceeding No 78, Shock Waves in condensed Matter, Ed. W. J. Nellis, L. Seaman. R. A. Graham, 1981, pp. 486-490.
19. J. A. Sanchidrian, "Analytical and Numerical Study of the Shock Pressures in the Gap Test". Propellants, Explosives, Pyrotechnics 18, 325-331, 1993.
20. J. Lee, F. W. Sandstrom, B. G. Craig and P-A. Person, "Detonation and Shock Initiation Properties of Emulsion Explosives". Preprints Ninth. Symp. on Detonation s 573-582.

21. J. O. Hallquist, "LS-DYNA 2D: An Explicit Two-Dimensional Hydrodynamic Finite Element Code with Interactive Rezoning and Graphical Display". Livermore Software Technology Corporation, 1990.
22. S. Nie, J. Deng, U. Nyberg och A. Persson, "Barriärprovsbestämning av ett emulsionssprängämnes minsta initieringstryck". SveBeFo rapport 12, 1994.

Appendix: Hugoniot Coefficient Determination of Emulsion Matrix by DYNA2D

1. Method of determination

In order to determine the Hugoniot coefficients of the emulsion matrix, shock arrival time experiments were carried out. The recorded quantity is shock travel time differences between two points over a given distance in the measured material.

For a certain experimental set-up (fixed geometry and donor explosives), the shock travel time difference between two points is only a function of these Hugoniot coefficients:

$$T = f(C_0, S_1) \quad (\text{A-1})$$

where: T — shock travel time differences between two measured points;

f — any function which is continuously differentiable to the first order with respect to the Hugoniot coefficients C_0 and S_1 .

Although the function (which is determined by the donor, experiment geometry and material properties) is unknown, the partial derivatives to each coefficient can be estimated by running DYNA2D /21/ for different Hugoniots. The total change of the calculated shock travel time difference for a new Hugoniot can be approximated by the following equation:

$$\delta T \approx \frac{\partial f}{\partial C_0} \delta \hat{C}_0 + \frac{\partial f}{\partial S_1} \delta \hat{S}_1 \quad (\text{A-2})$$

The solution of the problem is to find values of $\delta \hat{C}_0$ and $\delta \hat{S}_1$, which satisfy the following function:

$$T_{\text{cal}} + \delta T_{\text{cal}} \approx T_{\text{exp}} \quad (\text{A-3})$$

or

$$\frac{\partial f}{\partial C_0} \delta \hat{C}_0 + \frac{\partial f}{\partial S_1} \delta \hat{S}_1 \approx T_{\text{exp}} - T_{\text{cal}} \quad (\text{A-4})$$

where: T_{cal} — calculated arrival time difference for the Hugoniot (C_0, S_1);

T_{exp} — experimental arrival time difference;

$\frac{\partial f}{\partial C_0}$ and $\frac{\partial f}{\partial S_1}$ — the partial derivatives with respect to the coefficients C_0 and S_1 .

More than one set of values is needed to solve the above equation, since it has two unknowns. In fact, n sets of experiments were carried out with different lengths of the barrier gaps. The solution to the problem, finally, is to solve the following system of equations in the least squares sense:

$$\frac{\partial f_i}{\partial C_0} \delta C_0 + \frac{\partial f_i}{\partial S_1} \delta S_1 \approx T_{\text{exp}i} - T_{\text{cal}i} \quad (i = 1, 2, \dots, n) \quad (\text{A-5})$$

The calculation starts with an initial Hugoniot (C_0^0, S_1^0), which can be determined from tabulated results or by a calculation with another method. The two partial derivatives are calculated by the following equations:

$$\frac{\partial f_i}{\partial C_0} \approx \frac{T_{\text{cal}i}^{\delta C_0} - T_{\text{cal}i}^0}{\delta C_0} \quad (\text{A-6})$$

$$\frac{\partial f_i}{\partial S_1} \approx \frac{T_{\text{cal}i}^{\delta S_1} - T_{\text{cal}i}^0}{\delta S_1} \quad (\text{A-7})$$

where: $T_{\text{cal}i}^0$ — calculated time differences for the Hugoniot (C_0^0, S_1^0);

$T_{\text{cal}i}^{\delta C_0}$ — calculated time differences of Hugoniot ($C_0^0 + \delta C_0, S_1^0$);

$T_{\text{cal}i}^{\delta S_1}$ — calculated time differences of Hugoniot ($C_0^0, S_1^0 + \delta S_1$);

δC_0 and δS_1 — finite small changes of the coefficient values used to calculate the partial derivatives of $f(C_0, S_1)$.

Equation (A-5) contains n linear equations in $\delta \hat{C}_0$ and $\delta \hat{S}_1$. These equations can be written in a matrix form:

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial C_0} & \frac{\partial f_1}{\partial S_1} \\ \frac{\partial f_2}{\partial C_0} & \frac{\partial f_2}{\partial S_1} \\ \vdots & \vdots \\ \frac{\partial f_n}{\partial C_0} & \frac{\partial f_n}{\partial S_1} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \delta C_0 \\ \delta S_1 \end{bmatrix} \approx \begin{bmatrix} T_{\text{exp}1} - T_{\text{cal}1}^0 \\ T_{\text{exp}2} - T_{\text{cal}2}^0 \\ \vdots \\ T_{\text{exp}n} - T_{\text{cal}n}^0 \end{bmatrix} \quad (\text{A-8})$$

The estimated values of the Hugoniot coefficients of the emulsion matrix, then, are:

$$\left. \begin{aligned} C_0 &\approx C_0^0 + \delta C_0 \\ S_1 &\approx S_1^0 + \delta S_1 \end{aligned} \right\} \quad (\text{A-9})$$

The accuracy of this method depends on both the experiments and the DYNA2D computations. From mathematics point of view, the initial Hugoniot and the amount of these changes of the Hugoniot coefficients for partial derivative calculations are also important. If the initial values are close to the real Hugoniot, and the amount of coefficient changes are small, the results should be accurate. The accuracy of the calculation can be judged by the solution $\hat{H} = [\hat{\delta C}_0 \quad \hat{\delta S}_1]^T$. If the two values are small, the result is accurate. Otherwise, the routine should be reused. Then the result of the first calculation can be used as the starting point for the next calculation. The calculation continues until the values of both elements in $\hat{H}$, are small enough.

2. Hugoniot coefficients of the emulsion matrix

The method described above was used to calculate the Hugoniot coefficients of the emulsion matrix. A computational set-up is shown in Figure A-1. The same method was first used to calibrate the set-up by calculating the Hugoniot of the PMMA in the barrier. It was found to be $U_s = 2.431 + 1.392U_p$ km/s, which is slightly different from the reference values given by LASL /2/, $U_s = 2.4918 + 1.591U_p$ km/s.

The donor consists of two cylindrical disks of RDX and PETN of the same diameter, 63 mm. The thicknesses of the two disks are 46 mm and 16.9 mm, for RDX and PETN, respectively. The cell dimension used is 1 element per millimetre in both radial and axial directions. The detonation is started by initiating 32 nodes in the area of the lower part of

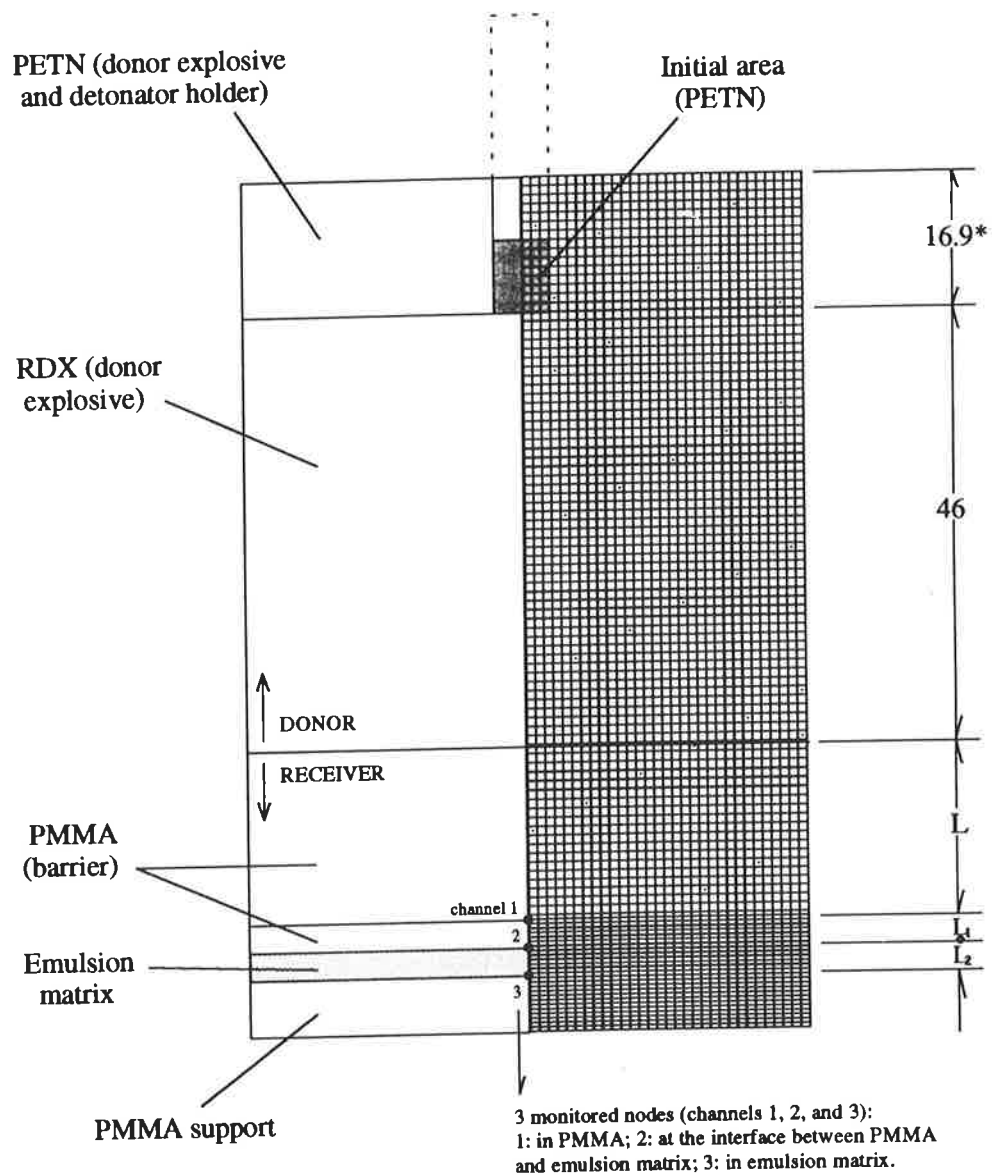


Figure A-1. One of the computational set-ups for calculating shock travel times.

*: Compared with the experimental set-up (see Figure 2), the detonator and PETN are simply simulated by one piece of PETN of the same diameter as the RDX. The thickness of PETN is determined by the total amount of the explosive used in the experiments. The above simplification saved a lot of computation time, and its influence on the results is judged to be negligible.

the detonator. The JWL equation of state is used for the two explosives. The dimensions and the explosive properties of the donor part are fixed for all computations.

The receiver part of the computation contains the barrier material, PMMA, and the test material, emulsion matrix. At the bottom of the set-up, another piece of PMMA is used for smoothing pressure history for the last monitored node. Different cell dimensions are used: 1 element per millimetre in radial direction and in the axial direction for part of the barrier PMMA; 2 elements per millimetre in axial direction for the part of the set up, thereby increasing the accuracy of the computation.

The dimensions of the receiver parts and the results of the experiments are tabulated in Table A-1.

Table A-1: Results from shock travel time measurements.

Exp. No.	Relative foil positions (mm)			Time Differences (μ s)	
	L	L ₁	L ₂	CH1 - CH2	CH2 - CH3
1	2.05	2.05	2.05	0.407	0.393
2	5.0	5.0	5.09	1.061	1.160
3	10.0	2.05	2.05	0.453	0.429
4	10.20	5.0	5.21	1.040	1.199
5	10.75	5.0	5.17	1.048	1.181
6	14.0	2.05	2.05	0.488	0.479
7	14.20	5.0	5.02	1.110	1.164
8	26.0	2.05	2.05	0.526	0.522
9	32.40	2.05	2.05	0.512	0.495
10	36.40	2.05	2.05	0.537	0.508
11	40.0	2.05	2.05	0.546	0.565
12	49.65	2.05	2.05	0.618	0.621

The initial Hugoniot values for the emulsion matrix were taken as $C_0^0 = 2.619$ km/s, and $S_1^0 = 1.426$. They were calculated by the impedance-match technique (see section 6.1), where the shock velocities on the two sides of the interface between PMMA and the matrix were simply calculated by dividing the distances with the shock travel times.

The first step of the computation consists of changing C_0 from C_0^0 to $C_0^0 - 0.1$ and with $S_1 = S_1^0$ fixed for calculating $\partial f_i / \partial C_0$ and changing S_1 from S_1^0 to $S_1^0 + 0.1$ while keeping $C_0 = C_0^0 - 0.1$ fixed for calculating $\partial f_i / \partial S_1$. The calculated coefficients for matrices in Equation (A-8) are shown in Table A-2.

The solution of Equation (A-8) in the first step is $\delta \hat{C}_0 = -0.276$ and $\delta \hat{S}_1 = 0.139$. The new estimates of the Hugoniot coefficients for the emulsion matrix, then, are $C_0 \approx 2.34$ km/s and $S_1 \approx 1.57$ (Equation (A-9)). The result is not so good, since both coefficient changes are rather big. Further calculations are needed.

The second step starts with the previous Hugoniot of $C_0^0 = 2.34$ km/s and $S_1^0 = 1.57$. The finite small changes are C_0 from C_0^0 to $C_0^0 - 0.05$ and S_1 from S_1^0 to $S_1^0 + 0.05$. The calculated coefficients for the matrices in equation (A-8) are shown in Table A-3.

The solution of Equation (A-8) of this step is $\delta \hat{C}_0 = -0.08$ and $\delta \hat{S}_1 = -0.16$. These changes are relatively small. Therefore, the final estimates of the Hugoniot coefficients for the emulsion matrix are $C_0 = 2.26$ km/s and $S_1 = 1.554$.

Comparisons of shock travel time differences for the different Hugoniots are shown in Table A-4 and in Figure A-2, where both the RMS average and mean differences are given. This shows that calculated travel times have converged nicely about the 1:1 line even if they are somewhat skewed. In the future, when all the steps of our procedure to determine burn models for explosives have been refined, further steps can easily be added to our Hugoniot calculations but at the cost of using a finer mesh in the DYNA2D model.

Table A-2: Determination of Hugoniot coefficients of emulsion matrix (first step).

Exp. no.	Exp.	Hugoniot (initial): $C_0^0 = 2.62$ $S_1^0 = 1.43$	Hugoniot ($\delta C_0 = -0.1$): $C_0 = 2.52$ $S_1 = S_1^0$	Hugoniot ($\delta S_1 = 0.1$): $C_0 = 2.52^*$ $S_1 = 1.53$	Elements in the matrices of Equation (A-8)		
	$T_{\text{expi}} (\mu\text{s})$	$T_{\text{cali}}^0 (\mu\text{s})$	$T_{\text{cali}}^{\delta C_0} (\mu\text{s})$	$T_{\text{cali}}^{\delta S_1 + \delta C_0} (\mu\text{s})$	$\partial f_i / \partial C_0$	$\partial f_i / \partial S_1$	$T_{\text{expi}} - T_{\text{cali}}^0$
1	0.393	0.409	0.415	0.403	-0.06	-0.12	-0.016
2	1.160	1.062	1.082	1.056	-0.20	-0.26	+0.098
3	0.429	0.438	0.451	0.445	-0.13	-0.06	-0.009
4	1.199	1.143	1.161	1.136	-0.18	-0.25	+0.056
5	1.181	1.137	1.161	1.131	-0.24	-0.30	+0.044
6	0.479	0.458	0.469	0.458	-0.11	-0.11	+0.021
7	1.164	1.128	1.148	1.127	-0.20	-0.21	+0.036
8	0.522	0.492	0.506	0.500	-0.14	-0.06	+0.030
9	0.495	0.514	0.526	0.514	-0.12	-0.12	-0.019
10	0.508	0.525	0.536	0.525	-0.11	-0.11	-0.017
11	0.565	0.534	0.545	0.534	-0.11	-0.11	+0.031
12	0.621	0.560	0.575	0.570	-0.15	-0.05	+0.061

*: In this case, $\partial f_i / \partial S_1$ is calculated by $\partial f_i / \partial S_1 \approx (T_{\text{cali}}^{\delta S_1 + \delta C_0} - T_{\text{cali}}^{\delta C_0}) / \delta S_1$ (see Equation (A-7)).

Table A-3: Determination of Hugoniot coefficients of emulsion matrix (second step).

Exp. no.	Exp.	Hugoniot (initial): $C_0^0 = 2.34$ $S_1^0 = 1.57$	Hugoniot ($\delta C_0 = -0.05$): $C_0 = 2.29$ $S_1 = S_1^0$	Hugoniot ($\delta S_1 = 0.05$): $C_0 = 2.29^*$ $S_1 = 1.62$	Elements in the matrices of Equation (A-8)		
		$T_{\text{expi}} \text{ (}\mu\text{s)}$	$T_{\text{cali}}^0 \text{ (}\mu\text{s)}$	$T_{\text{cali}}^{\delta C_0} \text{ (}\mu\text{s)}$	$T_{\text{cali}}^{\delta S_1 + \delta C_0} * \text{ (}\mu\text{s)}$	$\partial f_i / \partial C_0$	$\partial f_i / \partial S_1$
1**	0.393	0.415	0.415	0.409	0.0	-0.12	-0.022
2	1.160	1.076	1.089	1.070	-0.26	-0.38	+0.084
3	0.429	0.445	0.451	0.451	-0.12	0.0	-0.016
4	1.199	1.161	1.174	1.155	-0.26	-0.38	+0.038
5	1.181	1.155	1.167	1.149	-0.24	-0.36	+0.026
6	0.479	0.464	0.469	0.464	-0.10	-0.10	+0.015
7	1.164	1.155	1.168	1.154	-0.26	-0.28	+0.009
8	0.522	0.506	0.513	0.514	-0.14	+0.02	+0.016
9**	0.495	0.532	0.531	0.532	+0.02	+0.02	-0.037
10	0.508	0.541	0.546	0.541	-0.10	-0.10	-0.033
11	0.565	0.550	0.555	0.550	-0.10	-0.10	+0.015
12	0.621	0.584	0.589	0.589	-0.10	0.0	+0.037

*: In this case, $\partial f_i / \partial S_1$ is calculated by $\partial f_i / \partial S_1 \approx (T_{\text{cali}}^{\delta S_1 + \delta C_0} - T_{\text{cali}}^{\delta C_0}) / \delta S_1$ (see Equation (A-7)).

** : Since $T_{\text{cali}}^{\delta C_0}$ didn't change when $\delta C_0 = -0.05$, the DYNA2D model for experiments no. 2 and 9 was insensitive and the results couldn't be used in the determination of the Hugoniot. The cause for this may be related to the cell size but a limited investigation wasn't conclusive on this point.

Table A-4: Comparison of shock travel time differences for the different Hugoniot.

Exp. no.	Experiment (ns)	Computation (ns)		
		$C_0 = 2.619$ $S_1 = 1.426$	$C_0 = 2.34$ $S_1 = 1.57$	$C_0 = 2.26$ $S_1 = 1.554$
1	393	409	415	422
2	1160	1062	1076	1095
3	429	438	445	458
4	1199	1143	1161	1193
5	1181	1137	1155	1179
6	479	458	464	475
7	1164	1128	1155	1176
8	522	492	506	513
9	495	514	532	537
10	508	525	541	552
11	565	534	550	560
12	621	560	584	598
$\sqrt{\frac{1}{n-1} \sum (T_{\text{expi}} - T_{\text{cali}})^2}$ (ns)		45.7	36.3	30.8
$\frac{1}{n} \sum (T_{\text{expi}} - T_{\text{cali}})$ (ns)		26.3	11.1	-3.5

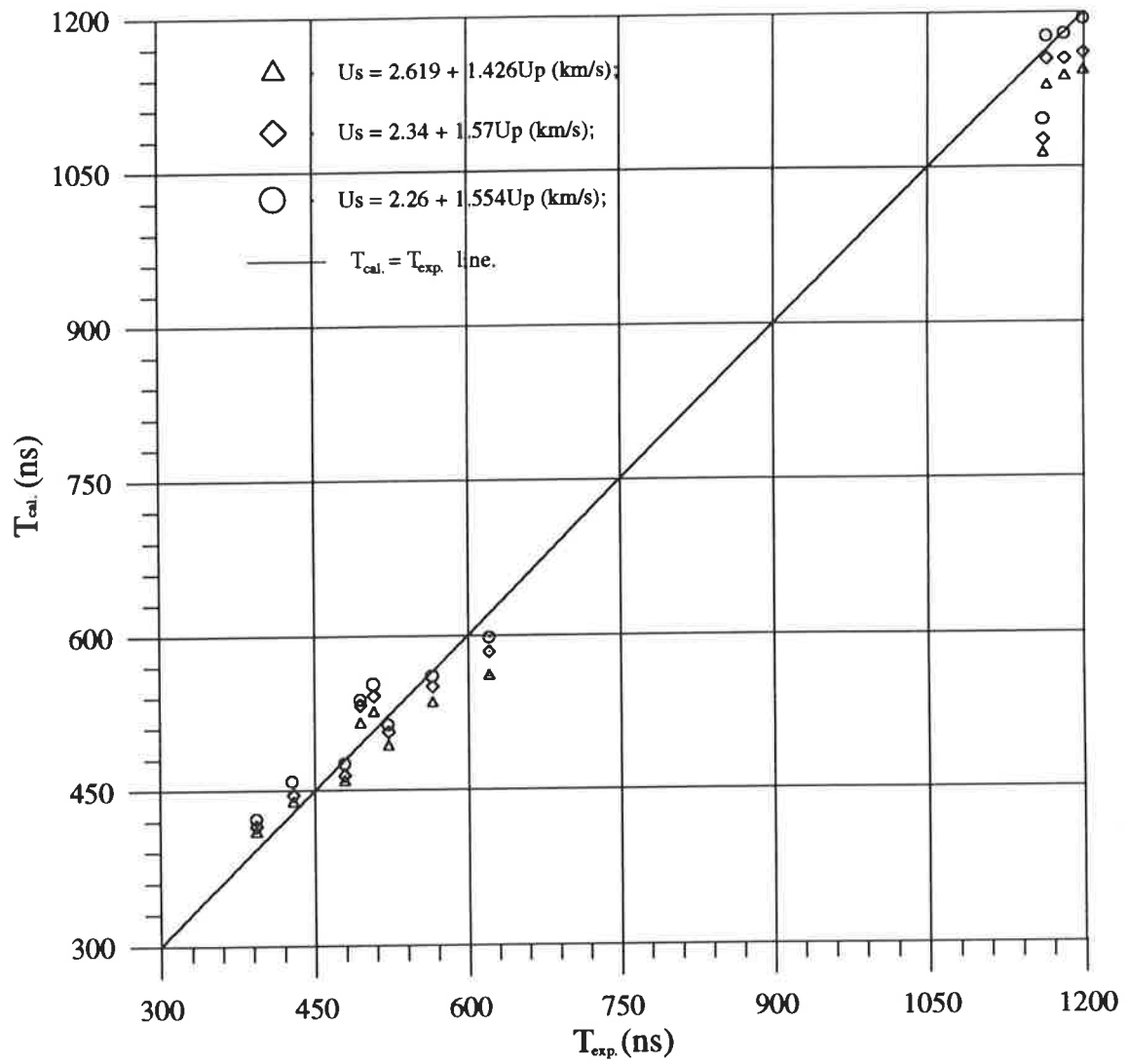


Figure A-2. Comparison of shock travel time differences of different Hugoniot for the emulsion matrix.