

Anders Tjernberg

Modellering av hårdmetall som projektilmaterial

Utgivare Totalförsvarets Forskningsinstitut - FOI Vapen och skydd 147 25 Tumba	Rapportnummer, ISRN FOI-R--0834--SE	Klassificering Användarrapport
	Forskningsområde 5. Bekämpning	
	Månad, år Mars 2003	Projektnummer E2022
	Verksamhetsgren 5. Uppdragsfinansierad verksamhet	
	Delområde 51. VVS med styrda vapen	
Författare/redaktör Anders Tjernberg	Projektledare Ewa Lidén	
	Godkänd av	
	Uppdragsgivare/kundbeteckning	
	Tekniskt och/eller vetenskapligt ansvarig	
Rapportens titel MODELLERING AV HÅRDMETALL SOM PROJEKTILMATERIAL		
Sammanfattning (högst 200 ord) Simuleringar är utförda med pansarbrytande ammunition med en kärna av volframkarbid. Ammunitionen betecknas 7.62*51 mm AP8 och har utgångshastigheten ca 970 m/s. Avsikten med studien är att undersöka vilka materialparametrar som kan vara lämpliga för volframkarbid, för att simuleringarna skall stämma med praktiska skjutprov. Det fåtal materialdata som kan fås från litteraturen redovisas. Experimentella data finns för penetrationsdjup i pansarstål (Armox 500S) samt penetrationsdjup i keramskikt med bakomliggande pansarstål. Experimentella data finns även för snett projektilanslag mot tunna plåtar. Simuleringarna uppvisar en kvalitativt men ej kvantitativt korrekt beskrivning av verkligheten. Vid vinkelrätt anslag mot pansarstål till exempel, måste materialdata avseende tryckhållfastheten (för volframkarbid), sättas betydligt högre än de data som redovisas i litteraturen. Detta kan möjligen delvis bero på att materialmodellen inte innehåller något deformationshårdnande. Det kan även tänkas att projektilmaterialet har dynamiska tryckhållfasthetsdata som ligger något över de data som kan hittas i litteraturen. Vid snett anslag mot tunna plåtar visar simuleringarna att böjspänningarna i projektilen kan bli ganska stora.		
Nyckelord Volframkarbid, hårdmetall, AP-projektiler, penetrationssimulering, pansarbrytande		
Övriga bibliografiska uppgifter	Språk Svenska	
ISSN 1650-1942	Antal sidor: 36 s.	
Distribution enligt missiv	Pris: Enligt prislista	

Issuing organization FOI – Swedish Defence Research Agency Weapons and protection SE-14725 Tumba	Report number, ISRN FOI-R--0834--SE	Report type User report
	Programme Areas 5. Combat	
	Month year March 2003	Project no. E2022
	General Research Areas 5. Contract research	
	Subcategories 51. Weapons and protection	
Author/s (editor/s) Anders Tjernberg	Project manager Ewa Lidén	
	Approved by	
	Sponsoring agency	
	Scientifically and technically responsible	
Report title (In translation) MODELLING OF CEMENTED CARBIDE AS PROJECTILE MATERIAL		
Abstract (not more than 200 words) <p>Simulations have been performed with armour piercing ammunition with a core of tungsten carbide. The ammunition is called 7.62*51 mm AP8 and the muzzle velocity is 970 m/s.</p> <p>The intention with the study is to determine suitable material parameters for tungsten carbide, to obtain correspondence with simulations and practical tests. Material data from the literature is shown. Experimental result from penetration in armour steel and ceramic tile with backing is available. Experimental result from oblique impact against thin steel plates is also available.</p> <p>The simulations show a qualitative but not quantitative correct description of the reality. Simulations of impact at right angle against armour steel show that the material data must be set much higher than the data published in the literature. It can depend on the material model inability to consider post yielding. Another possibility is that dynamic compressive strength for the projectile material is slightly higher than data in the literature.</p> <p>Oblique impact against thin steel plate shows that the bending stress in the projectile can be relatively high.</p>		
Keywords Tungsten carbide, cemented carbide, AP-projectile, penetration simulation, armour piercing		
Further bibliographic information	Language Swedish	
ISSN 1650-1942	Pages 36 p.	
	Price acc. to pricelist	

INNEHÅLLSFÖRTECKNING

1	INLEDNING	5
1.1	Bakgrund	5
1.2	Materialmodell	6
2	MATERIALDATA FÖR VOLFRAMKARBID	7
3	METODER ATT FRAGMENTERA PROJEKTILER	8
4	JÄMFÖRANDE EXPERIMENTELLT UNDERLAG	9
5	RESULTAT	10
5.1	Simuleringsmetoder	10
5.2	Allmänna erfarenheter vid simuleringar med olika metoder	10
5.3	Simuleringar av penetration i pansarstål vid vinkelrätt anslag	12
5.3.1	Bromskraft på projektilen vid vinkelrät penetration i pansarstål	13
5.3.2	Spänning i projektilen analytisk metod	17
5.4	Simuleringar av penetration i pansarstål plus keram vid vinkelrätt anslag	18
5.5	Simuleringar av penetration i tunn plåt vid snett anslag	21
5.5.1	Analytisk beräkning av böjspänning orsakad av transversalkraft	25
6	FORTSATTA STUDIER	30
7	SAMMANFATTNING	31
8	REFERENSER	32
Bilaga 1	Hållfasthetsdata för simuleringar	33
Bilaga 2	Hållfasthetsdata för simuleringar	34
Bilaga 3	Jämförelse av egenfrekvenser Timoshenko-Euler	35
Bilaga 4	Hållfasthetsberoende bromskraft på projektil	36

1 INLEDNING

1.1 Bakgrund

Uppgiften med rapporten har varit att undersöka möjligheten att modellera samt simulera finkalibriga AP-projektilers (Armour-Piercing) penetration i pansarstål och keramer. Projektillen består i detta fall av en kärna av volframkarbid. Denna typ av projektil har i praktiken visat sig ha utmärkta penetrationsegenskaper vid vinkelrätt anslag i stål. Detta beror främst på att volframkarbid har en mycket hög tryckhållfasthet, samt att densiteten är mycket hög. Vid snett anslag mot tunna plåtar har dock experimentella försök visat att dessa projektiler lätt fragmenterar, vilket beror på att volframkarbid är sprött och har en relativt låg draghållfasthet. Denna fragmentering försämrar i hög grad restpenetrationen. Det har även visat sig att ganska tunna keramiska skikt limmade mot stål kan fragmentera projektillen, så att penetrationen i det bakomliggande stålet nästan elimineras.

Simuleringarna i denna rapport avser Nammos ammunition 7.62*51 mm AP8 (WC-11% Co) med hastigheten 970 m/s. Försvarets beteckning för denna ammunition är 7.62 mm sk ptr 10 pprj. Med pansarstål avses i denna rapport stål av kvalitén ArmoX 500S.

Förmåga att simulera dessa projektilers penetration är viktig eftersom detta skulle medge att nya skyddskoncept eller projektilutformningar skulle kunna utvärderas snabbt. Penetrations-simuleringar kan också skapa förståelse för vissa fenomen som äger rum under penetrationsförloppet. Detta gäller även om simuleringen inte stämmer helt med verkligheten i alla detaljer.

Simuleringarna har utförts med ett finit differensprogram som kallas AUTODYN och är speciellt framtaget för penetrationssimuleringar. Programmet är utvecklat av Century Dynamics i USA. Programmet finns i både en 2-dimensionell och en 3-dimensionell version.

I rapporten verifieras även simuleringarna i AUTODYN med enklare analytiska överslagberäkningar. En litteraturstudie har även genomförts för att hitta materialdata för volframkarbid.

De flesta tidigare simuleringsarbeten inom området har gällt KE-pilars penetrationsförmåga. Materialet i KE-pilar består av volframlegeringar som har väsentligt lägre tryckhållfasthet än volframkarbid. Hållfasthetsdata för volframlegeringar ger därför ingen vägledning då det gäller att bestämma hållfasthetsdata för volframkarbid. I allmänhet är det lättare att simulera KE-pilars (konsumerande projektilers) penetration i pansarstål, än att simulera volframkarbids penetration i pansarstål. Eftersom volframkarbid lätt fragmenterar, vilket drastiskt försämrar penetrationsförmågan. Projektillens hållfasthetsdata måste därmed vara väl kalibrerade mot verkligheten. Det är även lättare att simulera penetration av projektiler som har väsentligt högre hållfasthet än målet, eftersom det då är känt på förhand att projektillen inte deformeras eller fragmenterar. Det kan även nämnas att det i litteraturen inte har gått att finna några exempel på penetrationssimuleringar med volframkarbid.

För att ge en uppfattning av beräkningstider på en ordinär PC (1.5 GHz), kan nämnas att en 2-dimensionell beräkning (vinkelrätt anslag) med finkalibrig ammunition tar ca 2-6 timmar. En 3-dimensionell beräkning (snett anslag) kan ha beräkningstider på ca 24-80 timmar. Vid 3-dimensionella beräkningar måste vanligen noggrannhetsnivån i beräkningen minskas, för att få rimliga beräkningstider. Eftersom 3-dimensionella beräkningar tar så pass lång tid, är dessa inte speciellt lämpliga att använda, om det gäller att undersöka olika materialparametrars inflytande. Det förekommer därför ibland att snett anslag förenklas till en 2-dimensionell beräkning (i plan töjning). Detta motsvarar att en bred plåt (som motsvarar projektilen) träffar en annan plåt med ett snett anslag. I denna studie har det dock konstaterats att dessa typer av förenklingar inte kan göras, eftersom resultatet skiljer sig väsentligt från en ”riktig” beräkning i 3 dimensioner.

1.2 Materialmodell

Svårigheten med att simulera penetration med volframkarbid beror i hög grad på att hållfasthetsdata vid höga deformationshastigheter till stor del är okända för detta material. I den öppna litteraturen finns inte mycket data att hämta. Det finns inte heller någon speciell materialmodell framtagen för detta material. Den materialmodell som är mest lämplig för att beskriva volframkarbids hållfasthet är den så kallade Johnson-Holmquists materialmodell, som beskrivs i ref. (1) och (2). Några exempel i litteraturen där denna materialmodell använts för volframkarbid har dock inte gått att finna.

Johnson-Holmquists materialmodell är ursprungligen framtagen för att beskriva keramers hållfasthet. Keramer har en stor skillnad mellan tryckhållfastheten och draghållfastheten, vilket även gäller för volframkarbid, även om skillnaden inte är lika stor. En betydande skillnad är dock att keramer i stort sett saknar deformationshårdnande (dvs. kvoten mellan brottgräns och flytgräns är liten), därför ingår inte detta element i Johnson-Holmquists materialmodell. Volframkarbid har däremot ett inte helt försumbart deformationshårdnande som således inte kan modelleras med Johnson-Holmquists materialmodell.

Vid extremt snabba deformationsförlopp har de flesta material en högre tryckhållfasthet än vid statiska drag- eller tryck- prov. Detta gör att statiska provdata inte säger så mycket om hållfastheten. Att hållfastheten ökar beror dels på att flytspänningen ökar med töjningshastigheten och dels på att flytgränsen ökar med det hydrostatiska trycket i materialet (gäller ej stål). Eftersom båda dessa effekter ger en ökning av flytspänningen kan det i praktiska experiment vara svårt att exakt särskilja hur mycket som beror av respektive effekt. I Johnson-Holmquists modell tas det var för sig hänsyn till att flytspänningen ökar både med töjningshastigheten och det hydrostatiska trycket.

Johnson-Holmquists modell kan vidare beskriva hållfastheten både hos intakt och fragmenterat material. Detta görs genom att materialdata successivt överförs från intakt hållfasthet till fragmenterad hållfasthet, beroende på hur mycket plastisk töjning som ackumulerats i materialet. Fragmenterad hållfasthet, existerar dock bara då materialet är utsatt för ett positivt hydrostatiskt tryck. Precis som för den intakta hållfastheten ökar flytspänningen med det hydrostatiska trycket för den fragmenterade hållfastheten. Vid ett negativt hydrostatiskt tryck (dvs. allsidig dragspänning) finns som förut påpekats ingen hållfasthet för det fragmenterade materialet.

Ur simuleringarna finns möjlighet att plotta hur stor del av projektilen som består av fragmenterat material och till vilken grad fragmenteringen skett. Detta görs genom att plotta en "damage" variabel, där "damage" lika med ett betyder fullt fragmenterat material. "Damage" lika med noll betyder helt intakt material, värden däremellan betyder material med en viss andel mikrosprickor. För att jämföra simuleringarna med verkligheten är det av vikt att studera hur stora områden av projektilen som har fragmenterat.

I Johnson-Holmquists modell beskrivs materialhållfastheten av 11 stycken parametrar (se bilaga 1), dessutom finns ytterligare ca 8 parametrar som bland annat ingår i tillståndsekvationen. Tillståndsekvationen beskriver sambandet mellan det hydrostatiska trycket, densiteten och den interna energin. När trycken inte är alltför höga, räcker det vanligen med en linjär tillståndsekvation. Av de parametrar som har primär betydelse för hållfastheten hos volframkarbid går det endast att hitta en eller två i litteraturen. Övriga parametrar måste uppskattas så att simuleringarna stämmer med experimentella skjutprov, som redovisas översiktligt i kapitel 4.

2 MATERIALDATA FÖR VOLFRAMKARBID

I ref. (3) gjordes kvasistatiska tryckprov med två olika typer av volframkarbider. Båda dessa material används som kärnmaterial i projektiler. Skillnaden mellan materialen var endast halten av legeringsämnet kobolt (8 och 11 %). Den aktuella projektilen innehåller 11 % kobolt. Proven visade att tryckbrottgränsen varierade mellan 5.0 till 5.9 GPa, beroende på kobolthalten. Lägre kobolthalt ger högre hållfasthet, men samtidigt blir materialet sprödare. Som jämförelse kan nämnas att tryck/dragbrottgränsen för pansarstål (Armox 500S) anges till 1.45-1.75 GPa, det vill säga ca 3 gånger lägre än för volframkarbid. Vidare uppmättes flytgränsen (vid tryckbelastning) för volframkarbid till ca 3.3-4.0 GPa i ref. (3). Som flytgräns räknas i detta fall 0.2-gränsen, det vill säga den spänningen som ger 0.2 % kvarstående töjning efter avlastning. Av detta framgår att deformationshårdnandet kan medföra ungefär en 50-procentig ökning av flytgränsen, vilket Johnson-Holmquists modell inte tar hänsyn till. Något prov på dragbrottgränsen gjordes inte i ref. (3), främst beroende på experimentella svårigheter.

De statistiska data som redovisats ovan är inte tillräckliga när det gäller att bedöma hållfastheten vid mycket snabba deformationer. Vid snabba deformationer anges istället det så kallade HEL-värdet (Hugoniot elastic limit), som är den maximala tryckspänningen för endimensionell linjär elastisk vågutbredning (enaxlig töjning). Detta är också en mycket central parameter i Johnson-Holmquists modell. I litteraturen redovisas detta värde oftast något otydligt eftersom det inte framgår om det är effektivspänningen (von Mises) som avses, eller om det är spänningen i vågutbredningsriktningen. Effektivspänningen för volframkarbid är ca 27 % lägre än spänningen i vågutbredningsriktningen vid enaxlig töjning, vilket inte är en obetydlig skillnad. Vidare anges inte i litteraturen vilken töjningshastighet som avses för HEL-värdet, vanligen rör det sig dock om töjningshastigheter av storleksordningen 10^5 s^{-1} .

Kortfattat kan sägas att HEL-värdet i viss mån symboliserar tryckhållfastheten vid snabba deformationsförlopp. Hänsyn är då tagen till att det hydrostatiska trycket är högre än vid statisk tryckbelastning, vilket ger en högre hållfasthet enligt Johnson-Holmquists modell. Hänsyn är även tagen till att töjningshastigheten är hög, vilket även detta ger en högre hållfasthet. Flyttryckspänningen kan dock bli högre än vad HEL-värdet anger, beroende på det faktiska spänningstillståndet och på övriga materialparametrar.

I ref. (4) anges HEL-väret till 4-6 GPa för volframkarbid. Med ganska stor sannolikhet anges i detta fall spänningen i vågutbredningsriktningen (dvs. inte effektivspänningen). Detta motsvarar ett effektivvärde på 2.9-4.4 GPa, vilket kan jämföras med 0.2-gränsen 3.3-4.0 GPa i ref. (3), vid statisk tryckprovning. Detta indikerar att hållfastheten inte är speciellt mycket högre vid snabba deformationer (materialen är dock inte identiska i ref. (3) och (4)). De simuleringar och jämförelser med verkligheten som gjorts i denna rapport indikerar att HEL-värdet borde vara högre för det aktuella projektilmaterialet.

I ref. (4) anges för draghållfastheten den så kallade ”spall”-hållfastheten (utstötningshållfastheten). Vilket innebär att en tryckspänningsvåg (vid enaxlig töjning) reflekteras mot en fri yta som en dragspänningsvåg. Den största dragspänningsvåg som materialet klarar att utstå betecknas då ”spall”-hållfastheten. Även i detta fall kan det finnas en viss osäkerhet om det är effektivspänningen eller spänningen i vågutbredningsriktningen som avses. I ref. (4) anges ”spall”-hållfastheten till 2.5-3.0 GPa, vilket avser spänningen i vågutbredningsriktningen.

I ref. (5) anges HEL-värdet till 6.6 GPa för volframkarbid. Det påpekas också i ref. (5), att detta värde inte på ett adekvat sätt representerar den dynamiska flytgränsen, beroende på att deformationshårdnandet inte är försumbart. ”Spall” hållfastheten anges till mellan 0.9-2.2 GPa.

I ref. (6) anges den statiska tryckbrottgränsen till 4.0 GPa för volframkarbid med 10 % kobolt. Den statiska böjbrottgränsen anges till 1.77 GPa och den dynamiska till 1.99 GPa. Det framgår även att brottsegheten ökar med belastningshastigheten. I ref. (7) anges HEL-värdet till 4.1 GPa för volframkarbid. I ref. (8) anges den statiska flytgränsen vid höga hydrostatiska tryck till 8.6 GPa för volframkarbid med 3 % kobolt.

Sammanfattningsvis kan sägas att materialdata från litteraturen visar en ganska stor spridning, vilken i de flesta fall beror på att kobolthalten varit olika. Om HEL-värdet för det aktuella projektilmaterialet antas ligga på ca 6 GPa eller något däröver. Indikerar detta att tryckspänningsvågor av denna storleksordning kan deformera projektilen och i värsta fall få den att fragmentera. När det gäller dragspänningar och böjspänningar är det troligt att spänningar av storleksordningen 1.5-2.5 GPa kan fragmentera projektilen.

Den låga duktiliteten hos volframkarbid är också en starkt bidragande orsak till att fragmentering så lätt sker. Mera duktil volframkarbid skulle möjligen kunna minska risken för fragmentering vid snett anslag. Detta skulle möjligen kunna åstadkommas med en ökning av kobolthalten. Nackdelen är att penetrationsförmågan vid vinkelrätt anslag troligen skulle minska, eftersom hållfastheten minskar med ökad kobolthalt.

3 METODER ATT FRAGMENTERA PROJEKTILER

Teoretiskt går det att tänka sig tre olika huvudprinciper att fragmentera projektiler av volframkarbid. För det första kan projektilen utsättas för en så stor bromskraft när den penetrerar målet att tryckhållfastheten överskrids. Detta kan dock vara svårt i praktiken eftersom tryckhållfastheten (HEL-värdet) är så hög. För att åstadkomma detta krävs vanligen att keramiska skikt används, alternativt att stål med högre hållfasthet än Armox 500S används (möjligen skulle så kallade maråldningsstål kunna användas).

De andra två metoderna går ut på att utnyttja den förhållandevis låga draghållfastheten för att fragmentera projektilen. Om projektilen till exempel utsätts för en stor bromskraft som sedan avlägsnas momentant, så skulle en dragspänningsvåg kunna genereras som fragmenterar projektiler. Den tredje metoden går ut på att en böjspänning av tillräcklig storlek anbringas på projektilen. Böjspänningar i projektilen kan i praktiken uppnås om projektilen träffar en plåt snett. Dessa böjspänningar orsakas av den stora transversalkraft som uppstår vid snett anslag. De metoder som översiktligt beskrivits ovan kommer närmare att förklaras i rapporten.

4 JÄMFÖRANDE EXPERIMENTELLT UNDERLAG

För att kalibrera simuleringarna mot verkligheten har följande tre olika typer av skjutresultat använts. Avsikten är att fastställa parametrarna i materialmodellen så att överensstämmelse med skjutproven erhålls.

1. Vid inträngning i pansarstål är penetrationsdjupet känt. Det är även känt att projektilen varken fragmenterar, eroderar eller deformerar.
2. Vid inträngning i keramskikt ($t=6$ mm, Al_2O_3) med bakomliggande stål, fragmenterar projektilen så att nästan ingen restinträngning sker i stålet.
3. Vid snett anslag mot tunna plåtar ($t=2$ mm) fragmenterar projektilen. Detta händer vanligen när vinkeln mellan plåtens normal och projektilens infallsriktning är större än 60° . Resultaten är relativt oberoende av plåtens hållfasthet.

Det föreligger emellertid en del svårigheter att utnyttja dessa resultat för kalibrering av projektilens materialdata, eftersom inte heller materialmodellerna för målen är säkert fastställda. För pansarstål används ofta en mycket enkel materialmodell (elastisk-idealplastisk). Detta innebär att materialmodellen inte i alla avseenden beskriver hela penetrationsprocessen men att slutresultatet överensstämmer med experiment. Förhoppningsvis ger denna modell en tillräckligt bra beskrivning av belastningen på projektilen. Materialdata för det i detta fall använda pansarstålet (Armox 500S) anpassas så att lika penetrationsdjup erhålls i simuleringarna som vid försöken i punkt 1 ovan. Den andra svårigheten är att hållfasthetsdata för keramskiktet Al_2O_3 , som anges i ref. (9) inte är helt tillförlitliga. Detta diskuteras närmare i kapitel 5.4.

Ett annat mindre problem är att i simuleringarna uppstår alltid en liten fragmentering (skadeutveckling) i vissa mindre områden av projektilen, om inte extremt höga hållfasthetsdata används. Detta stämmer till exempel inte med punkt 1 ovan, då ingen synbar fragmentering uppstår. Det kan dock tänkas att det även i verkligheten finns vissa mikrosprickor i projektilen som inte är synbara med blotta ögat. Det föreligger därför vissa svårigheter att uppskatta hur mycket skadeutveckling i projektilen, som skall anses rimlig vid simuleringar av penetration i pansarstål. Hållfasthetsdata för projektilen måste anpassas så att en lagom skadeutveckling uppstår.

5 RESULTAT

5.1 Simuleringsmetoder

Simuleringarna kan i princip utföras med tre olika huvudtyper, dessa är:

- Euler
- Lagrange
- SPH (smooth particle hydrodynamic)

Med Euler-formulering är elementnätet fixerat i rummet och distorderas inte vid belastning. Vid penetration transporteras således material genom det fixa elementnätet. I Lagrange är däremot elementnätet fixerat till materialet, så att det distorderas vid belastning. I detta fall behövs även en algoritm som successivt tar bort element/celler som har distorderats för mycket. SPH kan kortfattat beskrivas som en partikelmetod utan elementnät, en fördel är därmed att ingen distorsion sker.

För övrigt finns även kombinationer mellan dessa, till exempel att projektilen modelleras med Lagrange och målet i Euler. Idealet vore förstås att alla dessa metoder ger lika resultat i simuleringarna, så är dock inte alltid fallet, se kapitel 5.4. I denna studie har därför relativt mycket arbete lagts på att jämföra metoder, att fastställa vilken metod som är lämpligast och som ger mest realistiska resultat, vilket diskuteras närmare i följande kapitel.

5.2 Allmänna erfarenheter vid simuleringar med olika metoder

I alla dynamiska beräkningar uppstår problem med numeriska oscillationer, vilket innebär att på de beräknade värdena överlagras ett högfrekvent brus (med ett brett frekvensspektrum). Detta omnämns även i ref. (10) kapitel 6.6, ref. (9) kapitel 10, ref. (12) kapitel 13.10. Detta brus kan ha ganska ansenliga amplituder vilket kan göra det något osäkert att exakt ange vilken den faktiska beräknade spänningen är vid en viss tidpunkt (se diagram 1). Vad som emellertid är värre, är att dessa numeriska oscillationer genererar en överdriven skadeutveckling om Johnson-Holmquists materialmodell används. För de flesta andra materialmodeller antas oscillationerna inte ha lika mycket inflytande.

Numeriska oscillationer uppstår mer eller mindre i alla beräkningsprogram, men speciella integrationsalgoritmer finns framtagna för att i möjligaste mån reducera dessa oscillationer. En del av oscillationerna orsakas troligen även av kontaktalgoritmen, som möjliggör interaktion mellan projektil och mål. En integrationsalgoritm som kallas Newmark, anses allmänt vara bäst, när det gäller att dämpa ut oscillationerna, ref. (12) kapitel 13.12. Tyvärr är inte denna algoritm implementerad i AUTODYN, där används istället en artificiell linjär dämpning för att dämpa oscillationerna. Det har i simuleringarna konstaterats att denna artificiella dämpning inte förmår att dämpa oscillationerna speciellt mycket. Detta leder således till en överdriven skadeutveckling av projektilen. Vilket i sin tur innebär att för höga hållfasthetsdata måste ansättas för projektilen.

I diagram 1 visas ett försök att sortera bort de numeriska oscillationerna från den beräknade spänning-tid funktionen. Detta kan göras genom att filtrera den beräknade funktionen eller att använda någon form av "smoothing"-funktion för att utjämna de beräknade värdena. I båda fallen krävs att utdata från AUTODYN överförs till ett externt program. I diagram 1 är utjämningen gjord med en så kallad "smoothing"-funktion. Denna typ av efterbearbetning kan emellertid inte undvika en överdriven skadeutveckling i projektilen, den underlättar endast avläsningen av värden.

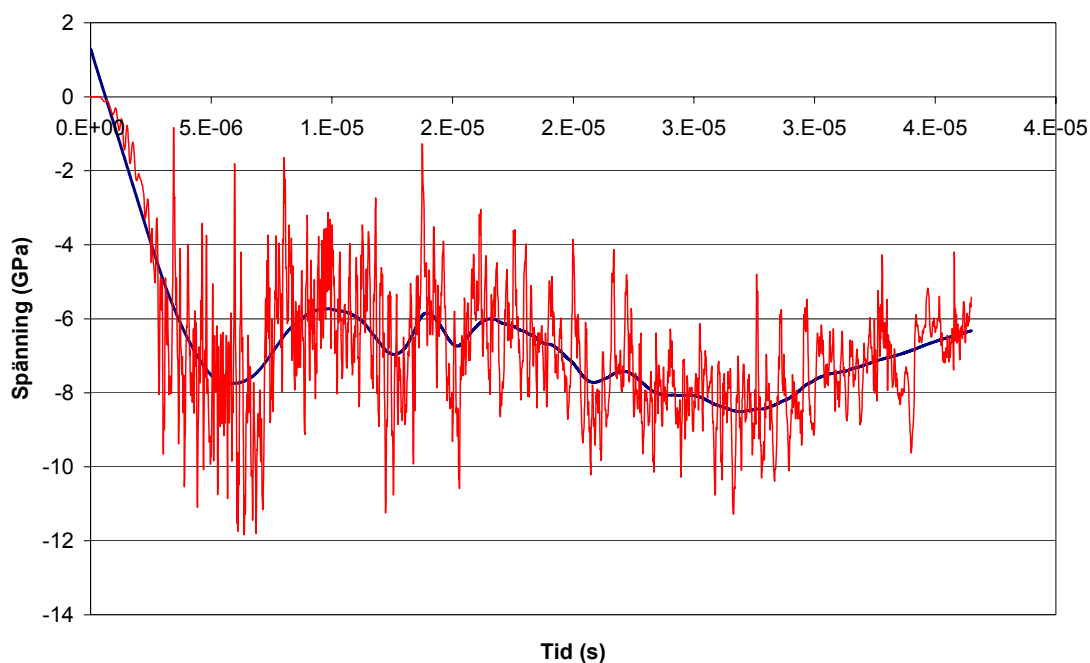


Diagram 1: Exempel på spänning i projektilen, dels med ett överlagrat brus och dels utan brus.

Vid jämförelse mellan Euler- och Lagrange-beräkningar, är det allmänna intrycket att de numeriska oscillationerna är något mindre med Euler än med Lagrange. Detta skulle i så fall tala för beräkningar med Euler-formulering. Dessutom går beräkningarna snabbare, eftersom kontaktalgoritmen drar ned tidssteget i Lagrange. Det finns dock andra problem med Euler. Det allvarligaste är att följningen av materialgränserna inte är tillräckligt exakt i nuvarande version av AUTODYN. Detta är en känd brist i programmet och påstås vara avhjälpt i version 5.0. Samma fenomen som orsakar att materialgränsen inte följs exakt, leder till att skada i keramskiktet (målet) kan ledas över till projektilen och orsaka en överdriven skada. Fenomenet kan även ses då en projektil skjuts genom tomrum, en skadeutveckling uppstår då i projektilens spets. Det är givetvis helt ofysikaliskt att projektilen skall skadas vid transport genom tomrum. Följden av den oexakta materialföljningen blir även att projektilen blir "självläkande", så att skadeutvecklingen minskar i vissa områden. Skada (damage) i projektilen är en ackumulativ storhet, som inte skall kunna minska.

En annan tänkbar nackdel med Euler är att det uppstår mycket hög friktion mellan projektilen och målmaterialet. Med Lagrange finns det däremot möjlighet att ansätta en friktionskoefficient mellan projektil och målmaterial. I de flesta beräkningar som gjorts med Lagrange har ingen friktion använts mellan projektil och mål. Det har konstaterats i denna studie att om materialmodellen för målet har en flytgräns som sjunker med ökad temperatur, påverkas inte penetrationsdjupet speciellt mycket av friktionskoefficienten.

Vid Lagrange-formulering deformeras elementnätet vid belastning, detta kan leda till stora distorsioner av vissa element. För att undvika för stora distorsioner måste elementen eroderas artificiellt (tas bort automatiskt) under beräkningens gång. De element som uppnår ett visst fördefinierat töjningsmått tas därmed bort. Som töjningsmått bör i detta fall "instantaneous strain" användas, eftersom numeriska oscillationer av den plastiska töjningen annars kan orsaka att element tas bort i onödan eller för tidigt.

Med SPH-metoden har det noterats att den volym av projektilen som fragmenterar vid penetration av pansarstål är betydligt större än med Euler och Lagrange. Detta är uppenbarligen ett direkt fel i programmet och detta har rapporterats till programvaruleverantören. SPH som är en relativt ny metod, framstår för närvarande inte som något realistiskt alternativ i vart fall för att simulera volframkarbid.

Sammanfattningsvis kan sägas att trots nackdelen med Lagrange-formuleringen framstår den totalt sett ändå som det mest realistiska metoden, vid simuleringar med volframkarbid.

5.3 Simuleringar av penetration i pansarstål vid vinkelrätt anslag.

I inga av de simuleringar som gjorts har den (låg hållfasta) mantel som omger volframkärnan medtagits i modellen. Inverkan av manteln är endast att den bakre delen av manteln bidrar med lite ökad projektilmassa (ca 1 g).

Om materialdata för volframkarbid ansätts så att endast en mindre del av projektilen fragmenterar, erhålles i stort sett lika penetrationsdjup med Euler och Lagrange. Även volymen av det fragmenterade området i projektilen är ungefärligen lika, positionen av de områden som fragmenterar kan dock skilja sig något. Slutsatsen är att vid penetration i stål verkar det inte finnas någon större skillnad mellan Euler och Lagrange, åtminstone om fragmenteringen av projektilen är ringa. De materialdata som använts redovisas i bilaga 1.

En märklighet med Lagrange (2-dimensionell), som uppstår i alla typer av mål, är att längs projektilens centrumaxel uppstår alltid fragmentering. Fragmentering uppstår från spetsen och nästan ända till projektilens bakre del, se bild 2. Detta motsvarar nästan att ett litet hål skulle borrar genom projektilen, vilket givetvis inte stämmer med verkligheten. Orsaken till detta är inte helt klarlagd, men det har konstaterats att nära projektilens centrumaxel är de numeriska oscillationerna större än längre ut från centrumaxeln. Detta skulle i så fall kunna förklara att skadeutvecklingen blir högre nära centrumaxeln. En begränsad preliminär undersökning tyder på att detta fenomen inte inträffar om en 2-dimensionell beräkning görs som en 3-dimensionell beräkning med Lagrange 3-D.

För både Euler och Lagrange gäller att betydligt högre hållfasthetsdata (bilaga 1) än vad som anges i litteraturen måste ansättas för att endast en mindre del av projektilen skall fragmentera (verkliga skjutprov visade ju ingen synbar fragmentering). Två till tre gånger högre hållfasthetsdata måste vanligen ansättas (HEL-värde=20 GPa, exakt). Detta antas bero på att de numeriska oscillationerna skapar en överdriven skadeutveckling. Det kan även bero på att deformationshårdnandet inte finns med i materialmodellen. En tredje anledning kan vara att det aktuella materialet i projektilen har något bättre tryckhållfasthet än de som redovisas i litteraturen. Antagligen är det en kombination av alla tre orsakerna.

Simuleringar med Euler visar att penetrationsdjupet sjunker ca 70 % om projektilen är helt fragmenterad redan innan anslaget. Hållfastheten hos projektilen har således en stor betydelse för penetrationsdjupet. I de fall då sneda störplåtar används för att fragmentera projektilen blir penetrationen i huvudpansaret ännu mindre än vad som anges ovan. Detta beror på att i dessa fall får fragmenten i projektilen även radiella hastigheter, samt en snedställning, vilket minskar penetrationen. Simuleringar med Euler visar även att projektilspetsen är viktig. Om spetsen tas bort, men projektilens massa är oförändrad sjunker penetrationsdjupet ca 55 %, förutsatt att inte projektilen börjar fragmentera alltför mycket.

Simuleringar visar även att, för att uppnå ett penetrationsdjup som stämmer med verkligheten måste flytgränsen för pansarstålet sättas till 2.0 GPa, om en elastisk-idealplastisk modell används för stålet. Om den bakre delen av den omgivande manteln (ca 1 g) räknas med som verksamt massa, ger ett överslag (kapitel 5.3.1) att flytgränsen måste sättas till 2.4-2.6 GPa, för att uppnå ett penetrationsdjup som stämmer med verkligheten. En flytgräns på ca 2.4 GPa kan tyckas ganska mycket med tanke på att den statistiska nominella brottgränsen är 1.45-1.75 GPa.

Ett grovt överslag ger även att för handelsstål måste flytgränsen sättas till ca 1.1 GPa, för att uppnå ett penetrationsdjup som stämmer med verkliga skjutprov. Den nominella statistiska brottgränsen är ca 0.4 GPa för handelsstål.

Några beräkningar gjordes även för att kontrollera konvergensen och att modellen har tillräcklig upplösning, dvs. tillräckligt antal celler/element. Det visade sig att en fördubbling av antalet celler inte åstadkom någon förändring av penetrationsdjupet eller hur stor del av projektilen som fragmenterades. Slutsatsen är att upplösningen i modellen är tillräcklig för den noggrannhet som krävs. Storleken på elementen/cellerna i simuleringarna är ca 0.1-0.15 mm i intressanta områden.

5.3.1 Bromskraft på projektilen vid vinkelrät penetration i pansarstål.

I AUTODYN finns möjlighet att studera hur bromskraften på projektilen ser ut som funktion av penetrationsdjupet eller tiden. Detta kan ibland vara användbart för att ge en bättre förståelse för de krafter som påverkar projektilen. Framförallt kan detta vara användbart vid snett anslag, då stora transversella krafter kan uppstå på projektilen. Dessutom kan AUTODYN-beräkningarna verifieras genom att bromskraften kan uppskattas, i alla fall vid vinkelrätt anslag, med analytiska beräkningar. När väl krafterna på projektilen är kända, finns det även möjlighet att göra ytterligare förenklade analytiska beräkningar av spänningen i projektilen, för att jämföra mot spänningar beräknade i AUTODYN.

Krafterna på projektilen kan beräknas genom att medelhastigheten för hela projektilen som funktion av tiden finns tillgänglig i AUTODYN. Denna hastighet kan plockas ut till ett externt program, som applicerar en "smoothing" funktion för att eliminera det numeriska bruset. Funktionen deriveras och multipliceras sedan med projektilens massa, för att få bromskraften på projektilen. I detta fall är det viktigt att eliminera bruset innan deriveringen, i annat fall uppstår ett brus med mycket höga amplituder vid deriveringen.

I diagram 2 och 3 visas den beräknade bromskraften (halvoändligt mål) från AUTODYN med en elastisk-idealplastisk materialmodell med flytgränsen 2.0 GPa. Den beräknade bromskraften beror inte i någon större utsträckning av materialdata för projektilen så länge projektilen inte deformeras nämnvärt. Som framgår av diagram 2 och 3 är bromskraften relativt konstant under en stor del av penetrationsförloppet. I diagram 4 visas den på motsvarande sätt beräknade bromskraften för plåtar (flytgräns 2.0 GPa), med tjockleken 2 mm respektive 4 mm. I diagram 2 och 4 framgår även att bromskraften inte reduceras momentant. Det har med simuleringar och med metoden i kapitel 5.3.2 konstaterats att några stora dragspänningar inte bör kunna genereras i projektilen om bromskraften inte reduceras momentant. Simuleringarna har även visat att det inte heller lokalt bör kunna genereras några större dragspänningar.

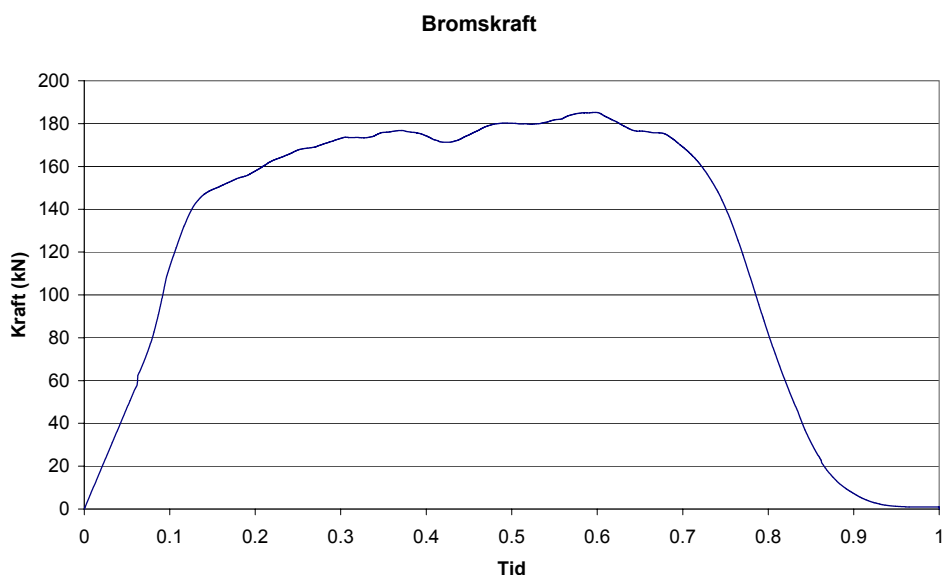


Diagram 2: Bromskraft som funktion av tid av normaliserad mot tiden när penetrationen upphört.

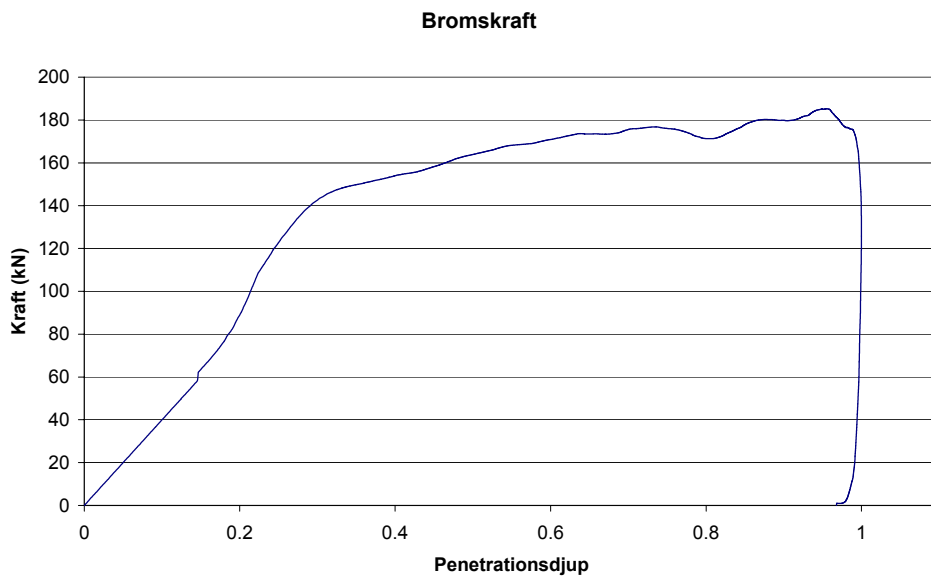


Diagram 3: Bromskraft som funktion av penetrationsdjup normaliserat med slutligt penetrationsdjup.

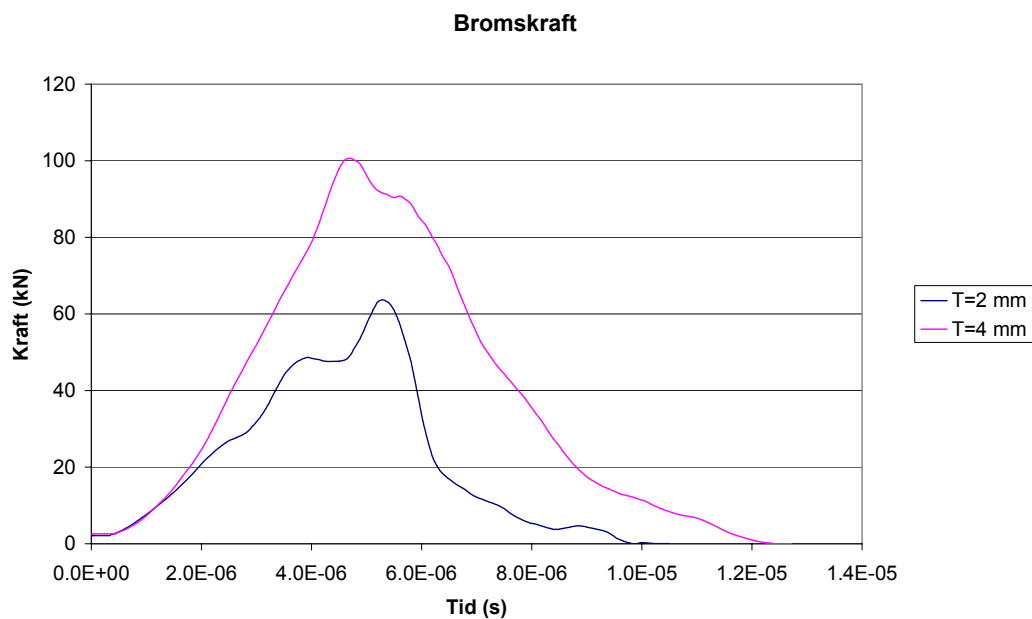


Diagram 4: Bromskraft för en plåt med tjockleken 2 mm, respektive 4 mm.

Det visar sig att den bromskraft som på detta sätt fås från AUTODYN stämmer bra med resultat som kan fås med enkla överväganden med flytlinjefält teori (ref. (13)). Dessa typer av överväganden kan dock bara göras för stål (och halvoändligt material), för keramiskt material är det inte möjligt att göra några förenklade beräkningar.

Bromskraften kan allmänt sett sägas bestå av två delar, den första delen beror på målets hållfasthet, den andra beror på målets densitet och på penetrationshastigheten. Även den första delen av bromskraften kan bero på penetrationshastigheten, eftersom hållfastheten kan bero på töjningshastigheten. Den andra delen av bromskraften är proportionell mot densiteten och penetrationshastigheten i kvadrat (ref. (14-15)). Detta innebär att den totala bromskraften schematiskt kan skrivas enligt ekv. 1. Där den hållfasthetsberoende bromskraften kan fås från resultat från flytlinjefältsteori, ref. (13). Från AUTODYN kan dock endast den totala bromskraften erhållas.

$$F_{\text{Total bromskraft}} = F_{\text{Hållfasthet}} + F_{\text{Densitet}} \quad (1)$$

Den densitets- och hastighets- beroende bromskraften kan uppskattas med ekv. 2. I bilaga 4 beskrivs hur den hållfasthetsberoende bromskraften kan uppskattas.

$$F_{\text{Densitet}} = \rho \cdot C_w \cdot A \cdot v^2 / 2 \quad (2)$$

I ekv. 2, är ρ densiteten, A är tvärsnittsarean, v är penetrationshastigheten och C_w är en motståndskoefficient som enbart beror av projektilspetsens geometri. Enligt ref. (14, 15) kan denna motståndskoefficient beräknas approximativt med funktionalen i ekv. 3.

$$C_w = \frac{4}{r^2} \int_0^b \frac{y(x) \left(\frac{d}{dx} y(x) \right)^3}{1 + \left(\frac{d}{dx} y(x) \right)^2} dx \quad (3)$$

I ekv. 3, är r projektilradien, b är längden av projektilspetsen och $y(x)$ är en funktion som beskriver radien på projektiltoppen som funktion av det axiella avståndet x , från projektilspetsen. För den aktuella koniska projektilspetsen blir $C_w=0.46$.

Genom att minimera denna funktional är det möjligt att optimera formen på projektilspetsen, i avseende att minska bromskraften som beror av densiteten, detta studeras även i ref. (14, 15). Detta innebär dock inte nödvändigtvis att detta också är en optimal form med avseende på den hållfasthetsberoende bromskraften. Beräkningar visar att den optimala spetsformen som fås genom att minimera funktionalen (ekv. 3), ligger någonstans emellan den koniska och den ogivala projektilspetsformen.

Simuleringar och ekv. 2-3 visar att för penetration i pansarstål ($v=970$ m/s) är den hållfasthetsberoende bromskraften betydligt större än den densitetsberoende bromskraften. Detta innebär att det inte lönar sig speciellt mycket att försöka att minska den densitetsberoende bromskraften. Vid penetration i handelsstål kan däremot dessa två bromskrafter vara av nästan lika storleksordning. Även vid penetration av tunna plåtar i pansarstål kan båda dessa bromskrafter vara av liknande storleksordning.

I diagram 5 visas den uppskattade totala bromskraften tillsammans med den densitetsberoende bromskraften, som i princip beräknats med ekvationerna 1-3. Bromskraften gäller för en elastisk-idealplastisk materialmodell med flytgränsen 2.0 GPa och är därmed jämförbart med diagram 3.

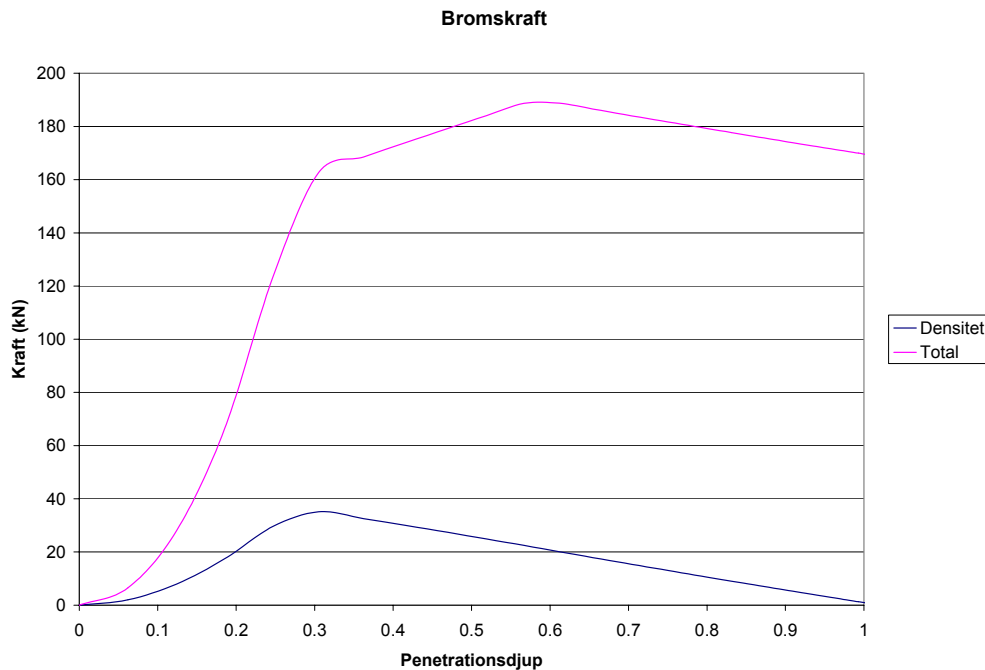


Diagram 5: Totalbromskraft och densitetsberoende bromskraft som funktion av penetrationsdjupet normaliserat med slutligt penetrationsdjup.

Det förtjänar även att nämnas att det finns ganska många empiriska penetrationsmodeller i litteraturen, en del av dessa redovisas kortfattat i ref. (16). En nyare analytisk modell som kan nämnas redovisas i ref. (17). Denna beräknar penetrationen av en stel projektil i ett elastiskt-plastiskt mål. I ref. (18) redovisas även en analytisk modell för penetration i stålmal med keramiska skikt. Nackdelen med dessa metoder är emellertid att de blir ganska svåröverskådliga.

5.3.2 Spänning i projektilen, analytisk metod.

När bromskrafter som funktion av tiden på projektilen är beräknade, endera med AUTODYN, eller från överväganden med flytlinjefältsteori och ekv. 2-3, finns möjligheter att även beräkna spänningen i projektilen på ett förenklat sätt. Det förutsätts då att materialmodellen är linjärt elastisk. Detta torde inte vara någon allvarlig inskränkning då praktiken har visat att projektilen inte deformeras synbart vid inträngning. Vidare måste även projektilspetsen försummas och töjningen förutsättas vara enaxlig. Projektilen är därmed förenklad till en cylinder som påförs en transient axial last (bromskraft som funktion av tiden) i ena änden. I detta fall kan den transienta lösningen för de longitudinella svängningarna skrivas som en modal superposition av egenmodfunktioner ($X(x)$) multiplicerade med generaliserade koordinater ($q(t)$) (ref. (19) kapitel 4). I ekv. 4, visas principen för denna modala lösning, där $u(x,t)$ är den axiella förskjutningen. För att ställa upp jämviktsekvationerna för denna lösning måste även Lagrange-ekvationer användas, ref. (19) kapitel 8.

$$u(x,t) = \sum q(t) \cdot X(x) \quad (4)$$

Fördelen med en analytisk lösning är att de numeriska oscillationerna blir mindre än i AUTODYN. Detta beror antagligen till stor del på att bromskraften (som anses känd) påföres direkt och inte via någon kontaktalgoritm som sker vid penetrationssimuleringar. En annan fördel är att det går mycket snabbt att studera spänningarna i projektilen vid eventuella alternativa bromskraftfunktioner. Därutöver fås även en verifiering av de beräknade spänningarna i AUTODYN.

Beräkning visar att i detta fall bör ungefär 15 stycken egenmoder tas med i beräkningen för att spänningarna skall anses ha konvergerat. Vidare analys visar att den maximala spänningen i projektilen stämmer ganska bra med spänningen i AUTODYN (om oscillationerna undertrycks). Båda beräkningarna visar att tryckspänningen i projektilen kan bli av storleksordningen 10 GPa. Det är förstås ganska mycket om HEL-värdet ligger på ca 6 GPa. Vilket tyder på högre värde i verkligheten än vad som anges i litteraturen. Det kan också vara deformationshårdnandet som orsakar att tryckspänningen kan bli så hög, i detta fall är det förstås inte helt korrekt med en linjär materialmodell. Antagligen kan det vara en kombination av båda effekterna. Eftersom belastningen på projektilen blir så pass hög vid penetration av Armox 500S är det tänkbart att det inte krävs alltför hög hållfasthetsökning hos målmaterialet, innan projektilen börjar deformeras (synbart) eller fragmentera. Beräkningarna visade även att den maximala tryckspänningen, föga förvånande, approximativt kan beräknas som den maximala bromskraften dividerad med projektilens tvärsnittsarea. En noggrann beräkning ger endast 20-30 % högre spänningsvärden.

Vid alternativa bromskraftfunktioner, framgår med ovanstående beräkningsmodell, att stora dragspänningsvågor enbart kan uppstå om bromskraften sänks momentant. Vidare framgår att materialdämpningen är viktig, även om den förstås är liten för volframkarbid. Om en modal relativ dämpning på 2 % används, blir den maximala dragspänningen ca 1 GPa, om bromskraften som funktion av tiden från AUTODYN används (se diagram 2). I AUTODYN blir dragspänningen dock något lägre än 1 GPa, även där finns en artificiell dämpning, dock inte direkt jämförbar med den modala dämpningen. En dragspänning på 1 GPa bör inte räcka till att fragmentera projektilen, praktiken visar ju även att projektilen inte fragmenterar. Det finns förstås heller ingen anledning att försöka fragmentera projektilen när den redan har stannat i målet, fragmenteringen bör ju göras på ett tidigt stadium.

5.4 Simuleringar av penetration i pansarstål plus keram vid vinkelrätt anslag.

Simuleringar har utförts både med Euler- och Lagrange- formulering med ett 6 mm tjockt keramiskt Al_2O_3 skikt med ett bakomliggande skikt av pansarstål (halvoändligt mål). I simuleringarna har keramskiktet inte varit inneslutet eller belastat med kompressiva förspänningar. Det vill säga lika förutsättningar som i verkliga skjutprov gäller.

Alla data i Johnson-Holmquists materialmodell för Al_2O_3 i ref. (9) har använts. HEL-värdet anges till 6.6 GPa (se bilaga 1), vilket kan förefalla lågt med tanke på att HEL-värdet anges till 11-12 GPa i ref. (4), för Al_2O_3 . Visserligen kan HEL-värdet variera med renhetsgraden hos keramen, men skillnaden verkar lite väl stor.

Då hållfasthetsdata från ref. (9) används (dvs. det lägre HEL-värdet), konstaterades att keramskiktet inte gav speciellt mycket motstånd mot penetration, speciellt vid Lagrange-formulering. Detta innebär att bromskraften på projektilen är lägre när den penetrerar keramskiktet, än när den penetrerar det bakomliggande stålet. För att få projektilen att fragmentera vid penetration av keramskiktet bör rimligen bromskraften på projektilen vara större i detta stadium än vid inträngning i det bakomliggande pansarstålet.

Vid jämförelse mellan Euler och Lagrange erhöles även en mycket stor skillnad i slutresultatet. Med Euler fragmenterar nästan hela projektilen och restinträngningen i pansarstålet blir ganska måttlig, dvs. tämligen lika som i verkligheten, se bild 1. De röda områdena i bild 1 och 2 visar områden med fragmenterat material (damage =1). Vid Lagrange däremot, fragmenterar projektilen nästan inte alls och restpenetrationen i pansarstålet blir omfattande, se bild 2. De materialdata som har använts redovisas i bilaga 1.

Totalt sett blir penetrationen nästan dubbelt så stor med Lagrange som med Euler. Denna skillnad är rapporterad till programleverantören. De anser dock att Lagrange är mest korrekt i detta fall, trots att resultatet stämmer sämre med verkligheten. Att resultatet inte stämmer med verkligheten anses bero på felaktiga materialdata för endera volframkarbid eller Al_2O_3 . Programleverantören menar huvudsakligen att den oexakta materialföljningen i Euler orsakar att skadan i keramen läcker över till projektilen, vilken orsakar en ökad fragmentering av projektilen. En ökad fragmentering av projektilen medför även att restinträngningen i pansarstålet minskar markant. Programleverantören tror dock att problemen med Euler kommer att vara lösta i version 5.0 av AUTODYN.

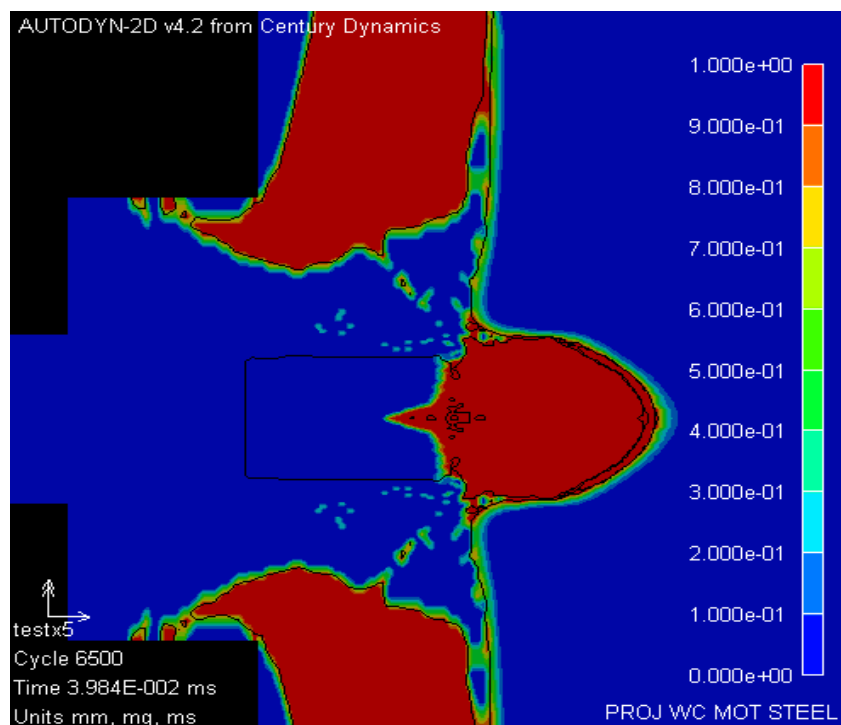


Bild 1: Euler simulering med keramskikt.

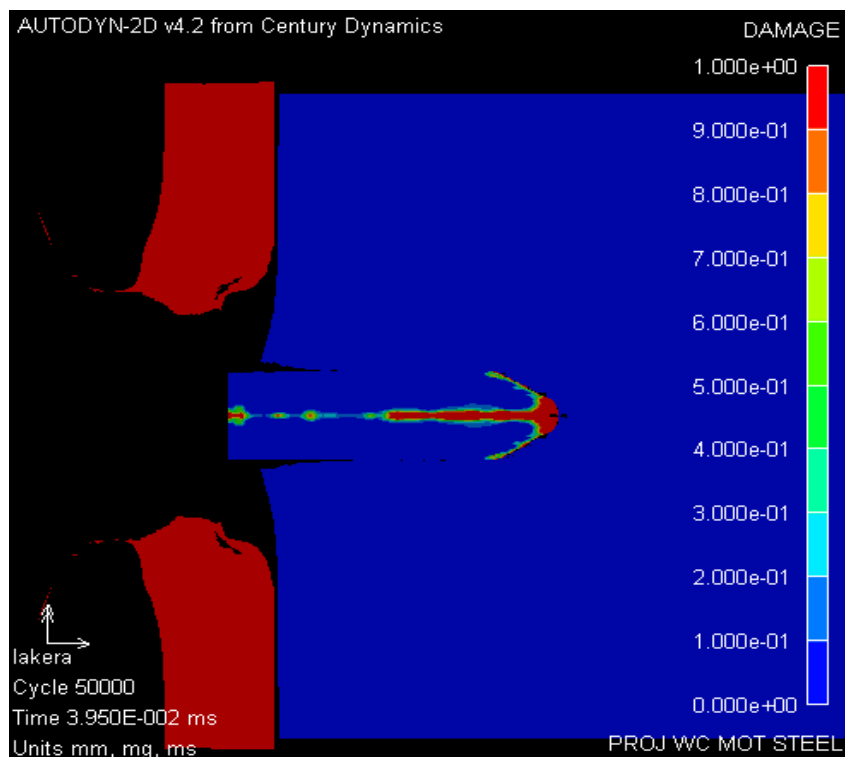


Bild 2: Lagrange simulering med keramskikt.

Eftersom keramskiktet erbjuder så lite motstånd mot penetration (Lagrange), finns det anledning att misstänka att materialdata är felaktiga i ref. (9). I ref. (9) har både praktiska prov och simuleringar gjorts med KE-pilar mot mål med mycket tjockt keramskikt. Syftet var att verifiera materialdata för Al_2O_3 . Simuleringarna gjordes dock inte med AUTODYN, utan med ett annat simuleringssystem. I syfte att kontrollera resultaten i ref. (9) gjordes simuleringar med AUTODYN med lika försöksupställning som i ref. (9). Simuleringarna med AUTODYN, visade en ganska bra överensstämmelse med de simuleringar som gjordes i ref. (9). Det finns därför ingenting som direkt pekar på några större felaktigheter med materialdata. Vad som gäller för keramens (Al_2O_3) materialdata får dock anses något osäkert för närvarande.

En simulering gjordes även med HEL-värdet 12 GPa, för Al_2O_3 , som redovisas i ref. (4). I övrigt användes samma hållfasthetsparametrar som i ref. (9). Inte heller denna simulering visar på någon omfattande fragmentering av projektilen. Simuleringsresultatet liknar i hög grad det som visas i bild 2.

5.5 Simuleringar av penetration i tunn plåt vid snett anslag (3-dimensionell beräkning).

Simuleringarna gjordes i detta fall mot en 2 mm tjock plåt av pansarstål. Vinkeln mellan plåtens normal och projektilens infallsriktning är 60° . Simuleringarna har gjorts utan pendling av projektilen, dvs. hastighetsvektorn sammanfaller med projektilens axiella riktning.

Simuleringarna gjordes med något bättre hållfasthetsdata för projektilen än normalt, för att inte omfattande fragmentering eller plasticering skulle fås. Detta eftersom syftet på detta stadium mera var att studera kontaktkrafter och böjspänningar i projektilen. I dessa simuleringar uppstod därför enbart lokal fragmentering av projektilspetsen.

I de förstsatta simuleringarna har en mera komplicerad materialmodell använts för att beskriva pansarstålets hållfasthet (se bilaga 2), jämfört med de inledande simuleringarna vid vinkelrätt anslag. Den materialmodell som kallas Johnson-Cook med materialparametrar enligt ref. (20) har använts i simuleringarna, denna modell tar även hänsyn till deformationshårdnandet. Anledningen är att vid snett anslag är det antagligen viktigare att beskriva målets hållfasthet på ett korrekt sätt för att kontaktkrafterna och belastningen på projektilen skall bli riktiga. Vid vinkelrätt anslag räckte det med en elastisk-idealplastisk materialmodell för att få en korrekt belastning på projektilen. Om de materialparametrar som redovisas i bilaga 2 används i simulering av vinkelrätt anslag i pansarstål erhålls ett penetrationsdjup som är något större än i experiment. Detta innebär att dessa materialparametrar efterliknar ett stål som har något lägre hållfasthet än det aktuella materialet. Materialparametrarna motsvarar snarare stål kvalitén SIS2541-03 än Armox 500S.

För att beräkna kontaktkrafterna, togs både den axiella och den transversella medelhastigheten för projektilen ut från AUTODYN. På samma sätt som beskrivits förut beräknades sedan den axiella och den transversella kontaktkraften. Detta gjordes för att få en bättre uppfattning av hur belastningen på projektilen ser ut. Vidare gjordes även jämförelser mellan en konisk (7.62*51 mm, AP8) och en ogival projektilspetsform. Det finns ganska stora tidsvinster att göra i 3D-beräkningar om spetsen har ogival form istället för konisk. Detta beror på att för en konisk form, fås mycket små celler i projektilens spets, vilket minskar tidsstegen. I övrigt gjordes även jämförelser med en cylindrisk projektil med helt platt front.

Vid en konisk projektilspets, konstaterades i simuleringen att den maximala transversalkraften uppgick till ca 41 kN, medan den maximala axialkraften uppgick till ca 27 kN. Det framgår av diagram 6 att tidsförloppet för transversalkraften är mycket kortvarigt. Den maximala kraften uppstår redan efter ca 1 μ s och tidsförloppet är i princip avslutat efter ca 2.5 μ s. Detta ger en transversell impuls på ca 0.08 Ns och en axiell impuls på ca 0.18 Ns. Vid en ogival projektilspetsform, uppstod ganska lika kraftnivåer som vid en konisk form. Projektilspetsformen verkar därmed inte påverka transversalkraften speciellt mycket. Att funktionen i diagram 6 ser ut att vara konstant en kort tid i början, beror på ”smoothing” funktionen. När simuleringen gjordes med en plåt helt utan hållfasthet erhöles en transversalkraft som var mycket lika som i diagram 6. Detta tyder på att transversalkraften kontrolleras huvudsakligen av plåtens densitet (konisk spets), vilket troligen innebär att plåtens tjocklek inte kommer att påverka storleken av den maximala transversalkraften särskilt mycket. Att försöka att uppskatta transversalkraften utgående från enkla analytiska beräkningar är troligen ganska svårt.

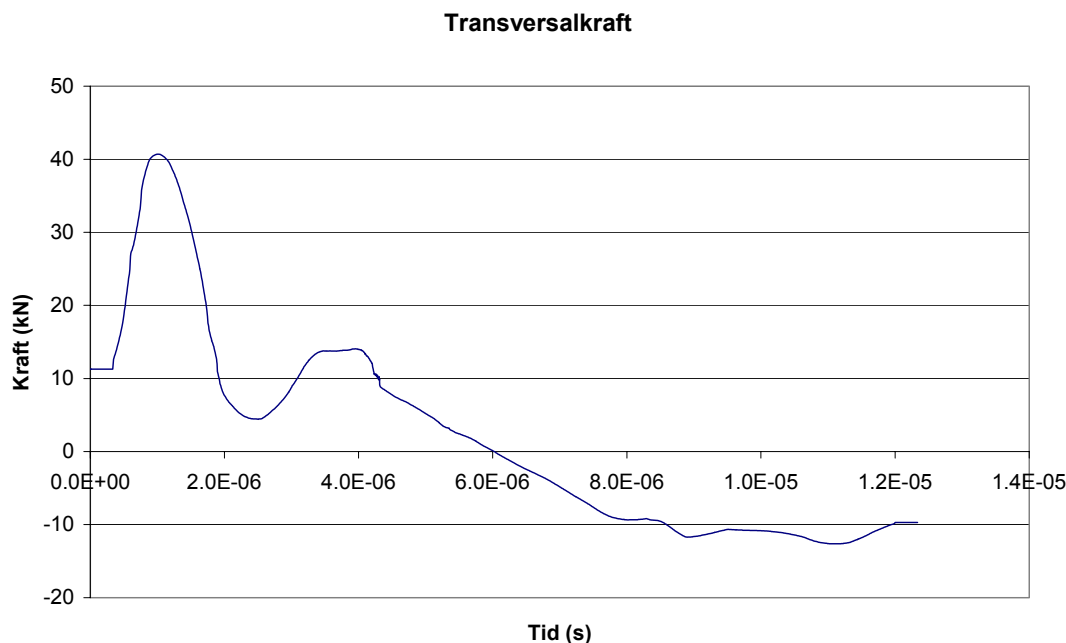


Diagram 6: Transversalkraft för en projektil ($r=2.75$ mm) med konisk projektilspets.

Det går förstås inte att förvänta sig att kraften som funktion av tiden är helt korrekt in i minsta detalj. Däremot går det att avläsa den maximala kraften och ungefärligen få en uppfattning om hur tidsförloppet ser ut, vilket påverkar spänningarna.

Ett överslag ger att en transversell impuls (i spetsen) på 0.08 Ns vrider projektile ca 90° på en gångsträcka på 270 mm (om rotationsstabiliseringen försummas). Detta innebär att om avståndet mellan störplåtarna och huvudpansaret är 270 mm, träffar projektile detta pansar med långsidan först. I praktiken behövs dock inte så stora avstånd, eftersom projektile fragmenterar.

Då en elastisk-idealplastisk materialmodell med flytgränsen 2.0 GPa används, istället för Johnson-Cook, ökade den maximala transversalkraften till ca 68 kN. Sänktes flytgränsen till 1.0 GPa, blev den maximala transversalkraften ca 54 kN. Slutsatsen av detta är att transversalkraften inte beror så mycket på flytgränsen, men att det ändå kan ha en viss betydelse vilken materialmodell som används. Transversalkraften bestäms i hög grad av den densitets- och hastighets- beroende bromskraften, som tidigare har beskrivits i kapitel 5.3.1. Det kan nämnas att i praktiken har fragmentering även uppstått i tunna stålplåtar med låg hållfasthet. Vanligen erhålls dock en bättre fragmentseparation om plåten har hög hållfasthet. Praktiken har även visat att fragmentering kan ske vid snett anslag mot aluminiumplåtar.

Den transversella kraften är uppenbarligen tillräckligt stor för att åstadkomma ganska stora böjspänningar i projektile, vilket kan leda till fragmentering. Däremot är den axiella kraften så pass liten vid spetsiga projektiler (och snett anslag mot tunna plåtar), att denna belastning på projektile helt bör kunna försummas (se tabell 1). I avseende att öka risken för fragmentering bör därför den transversella kraften vara så hög som möjligt.

Vid simuleringar med en cylindrisk projektil med platt front och längden 40 mm uppstod endast ungefär hälften så stora transversalkrafter som vid en konisk spets, se diagram 7. I denna simulering var radien 2.75 mm, dvs. lika som tidigare. Eftersom tidsförloppet är långsammare blir dock den transversella impulsen något större än för en projektil med konisk spets.

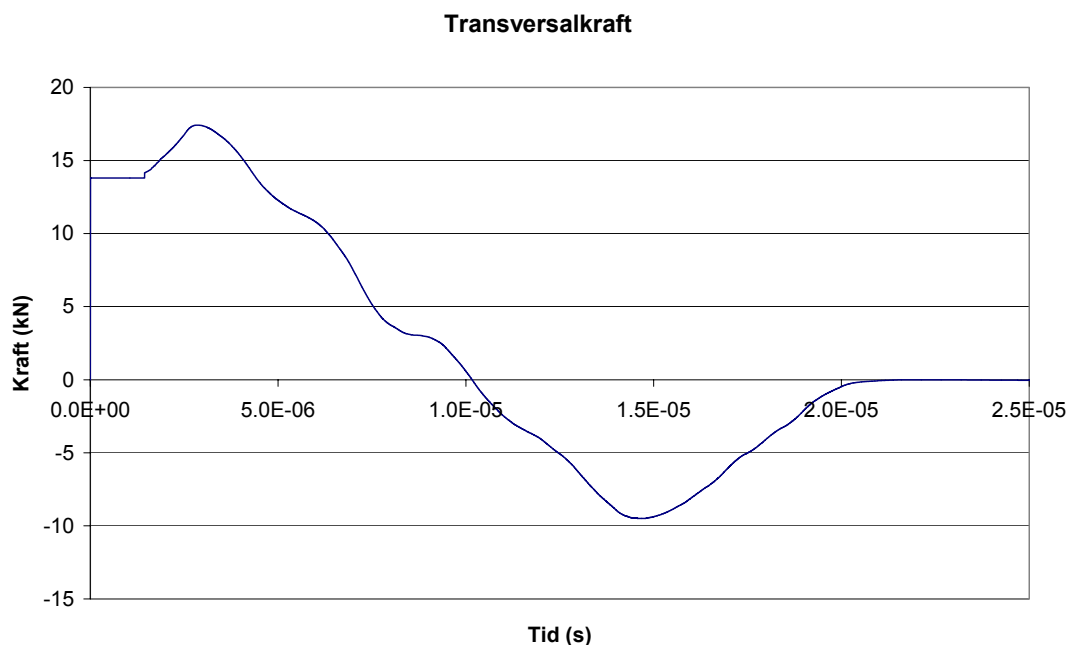


Diagram 7: Transversalkraft för cylindrisk projektil (platt front) med längden 40 mm.

I diagram 7 visas den transversella kraften på projektillen som funktion av tiden för en cylindrisk projektil. Det kan noteras att extremvärdet vid tiden 14 μ s inträffar då den övre delen av cylindern träffar den sneda ytan. En simulering med cylinderlängden 20 mm visade att transversalkraften var ganska lika som i diagram 7, dock saknas extremvärdet vid 14 μ s. För projektiler med platt front, till skillnad från spetsiga projektiler, är det tänkbart att även den axiella kraften kan ha en viss påverkan på spänningen i projektillen (se tabell 1).

I AUTODYN är det även möjligt att studera böjspänningarna i projektillen, om de beräknade spänningarna hanteras av ett externt program. Det visar sig då att den maximala böjspänningen blir ca 5 GPa för en konisk spets, när oscillationerna utjämnats. Denna böjspänning borde med bred marginal räcka för att fragmentera projektillen. För en cylindrisk projektil (platt front) blir de maximala böjspänningarna något lägre, se tabell 1, men även denna böjspänning räcker för att fragmentera projektillen.

Möjligen skulle dessa resultat kunna indikera att extremt trubbiga projektiler inte fragmenterar lika lätt som spetsiga, vid snett anslag. Detta innebär ett motsatsförhållande till vinkelrätt anslag, då projektillen måste vara spetsig för att uppnå ett stort penetrationsdjup.

Tabell 1: Maximala böjspänningar (GPa) och axiella spänningar för olika projektiler från AUTODYN.

Radie=2.75 mm	Konisk projektil (7.62*51 mm, AP8)	Cylindrisk projektil Längd=20 mm	Cylindrisk projektil Längd=40 mm
Axialspänning tryck/drag	-1.5/0.5	-2.2/0.3	-3.0/1.1
Böjspänning	5.0	3.2	3.9

Det måste dock framhållas att vid produktutvecklingen av den projektil som simulerats i denna rapport gjordes ganska omfattande praktiska prov med olika spetsformer, geometrier, vikter och typer av volframlegeringar. Det utförande som slutligen valdes representerar således någon form av sammanvägt optimum.

I bild 3 visas en projektil med mycket låga hållfasthetsdata, där de röda områdena representerar helt fragmenterat material. I detta fall är "spall" hållfastheten endast ca 1.0 GPa, vilket är något sämre än de materialdata som redovisas i kapitel 2. Trots den låga draghållfastheten verkar ändå den fragmenterade volymen vara något mindre än i verkliga skjutprov, hur mycket fragmentering som uppstår påverkas ju även av duktiliteten i materialmodellen. I bild 3 framgår att fragmenteringen av projektilen verkar ha orsakats av böjning av projektilen. Att fragmenteringen blir större på undersidan av projektilen beror förstås på att det i första skedet är på undersidan som det uppstår dragspänningar. Sammanfattningsvis kan sägas att simuleringen åtminstone kvalitativt ger en någorlunda korrekt beskrivning av verkligheten. Materialdata för simuleringen framgår av bilaga 2.

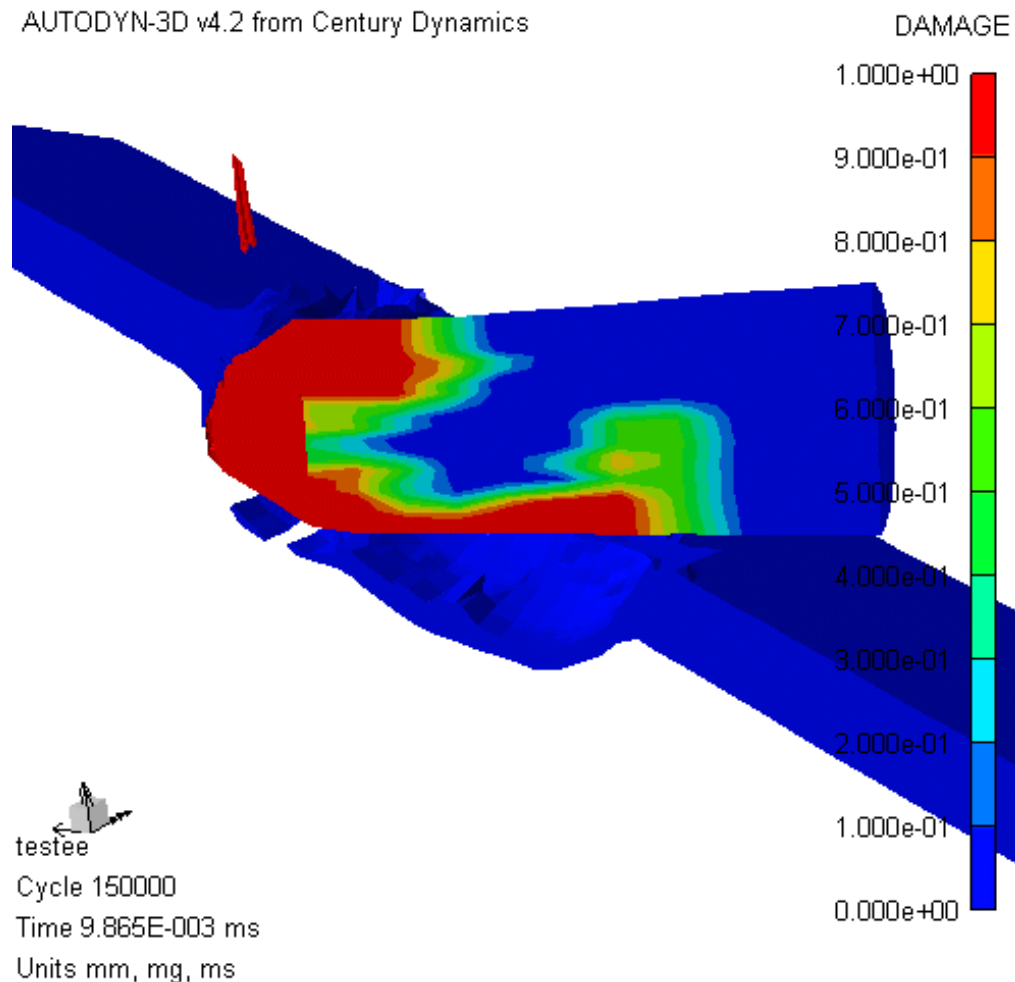


Bild 3: Genomskärbningsbild av projektil med ”spall” hållfastheten 1.0 GPa.

5.5.1 Analytisk beräkning av böjspänning orsakad av transversalkraft.

För att verifiera de böjspänningar som fås från AUTODYN, gjordes även ganska omfattande analytiska beräkningar. Projektilen förenklades då till en kort cylindrisk linjär elastisk balk. På denna balk anbringas den transienta transversallast som erhållits från AUTODYN. Den axiella lasten på balken försummas då denna last är ganska liten om projektilen är spetsig. Eftersom balken är kort och dess rotationströghetsmoment är ganska viktigt, bör teorin för en Timoshenko-balk användas (se ref. (19), kapitel 7, 11). Denna teori tar hänsyn till både balkens skjuvstyvhet och tröghetsmoment. Lösningen kan sedan skrivas som en superposition av moder, på liknande sätt som i kapitel 5.3.2. Det visar sig i beräkningarna att endast ca 4 stycken egenmoder behövs för att spänningarna skall konvergera. Om balken är lång ($L=40$ mm) och belastningen varierar mycket snabbt (tex. enligt diagram 6) kan dock flera moder behövas. I bilaga 3 visas exempel på beräknade egenfrekvenser med Timoshenko-teori samt motsvarande med ”vanlig” (Euler-Bernoulli-balk) balk-teori. I ref. (21) visas en annan metod att med Timoshenko-teori beräkna spänningen i en projektil. Problemställningen är dock något annorlunda i ref. (21).

I denna balkberäkning angriper den transversella lasten således i den främre kanten på cylindern, vilket även är fallet i simuleringarna med cylindriska projektiler (platt front). Vid en spetsig projektil kan däremot verkningslinjen för den transversella kraften flyttas något bakåt längs projektilen, men under den korta tid som kraften verkar är denna förflyttning ganska liten. Om snedställningen av målet är tillräckligt stor kan det även inträffa att verkningslinjen för den transversella kraften inte angriper i spetsen på projektilen. För cylindriska projektiler (platt front) angriper den axiella kontaktkraften på kanten av cylindern initialt, detta kan även ge upphov till ett visst böjmoment. Inverkan av detta har dock försumrats i balkmodellen. I AUTODYN finns det inget enkelt sätt exakt bestämma verkningslinjen.

För att balkteori skall kunna användas strikt i närheten av balkens ände, där transversalkraften angriper, måste kraften påföras enligt den skjuvspänningsfördelning som är en följd av de antaganden som görs i balkteorin. Detta stämmer inte med verkligheten för en cylindrisk projektil, eftersom transversalkraften där påförs på kanten av cylindern. Detta är dock ingen allvarlig inskränkning i beräkningsmodellen eftersom enligt Saint-Venats princip (ref. (22), kapitel 10.11), så avklingar störningarna i randvillkoren med avståndet från randen. Detta innebär att ett stycke från balkens främre ände bör spänningen ändå bli relativt korrekt.

Fördelen med balkberäkningarna är att det går snabbt att beräkna spänningarna med olika ansatser för tidsförloppet hos transversalkraften. I AUTODYN finns även möjlighet att göra simuleringar med balkelement. Tidsförloppet för transversalkraften kan dock bara beskrivas med ett fåtal punkter i AUTODYN. De jämförelser som gjorts mellan de analytiska beräkningarna och balkelementen i AUTODYN har uppvisat bra överensstämmelse.

En mycket grov förenkling vore att anse att projektilen är en stel cylinder (eller mycket styv), som får en kortvarig transversallast. En stel cylinder är emellertid ett stort avsteg från verkligheten, då transversallasten har ett så snabbt tidsförlopp. Om denna förenkling ändå görs, går det att visa att den maximala böjspänningen kan skrivas som ekv. 5. Detta gäller under förutsättning att transversallasten är så kortvarig, att projektilen inte får någon nämnvärd rotation under den tid kraften verkar. Projektillängden bör även vara minst 4-5 gånger längre än radien, för att ekv. 5 skall vara giltig.

$$\sigma_{\max} = \frac{16}{27} \cdot F_{\max} \cdot \frac{L}{\pi \cdot r^3} \quad (5)$$

I ekv. 5, är F_{\max} den maximala transversalkraften, L är cylinderns längd och r är radien. Den maximala böjspänningen uppstår på avståndet $2/3$ av cylinderns längd, räknat från den bakre änden. Även F_{\max} beror av radien, en halvering av cylinderns radie ger ungefär en halvering av F_{\max} , enligt AUTODYN. Detta tyder på att F_{\max} växer ungefär linjärt med projektilradien (platt front). Den axiella kraften växer däremot snarare kvadratisk med radien. Detta indikerar, med ledning av ekv. 5, att projektiler med en stor radie inte fragmenterar lika lätt. Detta skulle kunna tyda på att det är betydligt svårare att skydda sig mot grovkalibrig AP-ammunition.

Projektilen skulle även kunna fragmentera genom skjuvning. Enligt balkteorin blir dock skjuvspänningen betydligt lägre än böjspänningen, vilket gör att skjuvbrott är mindre troligt. Dessutom antyder simuleringarna (med Johnson-Holmquists materialmodell) att fragmenteringen mera orsakas av böjning (bild 3) än av skjuvning. Det är dock tänkbart att projektilspetsens form kan ha en viss inverkan över hur projektilen fragmenterar.

I tabell 2 redovisas böjspänningar beräknade med olika metoder. I rad 2 och 3 har transversalkraften som redovisas i diagram 7 använts. I rad 1 redovisas de böjspänningar som erhållits från AUTODYN (tabell 1) vid snett anslag mot en plåt och innehåller således både axiella och transversella kontaktkrafter. I stort sett framgår att överensstämmelsen mellan en Timoshenko-balk och AUTODYN är acceptabel. Även överensstämmelsen mellan en stel balk (ekv. 5) och AUTODYN är acceptabel. Anledningen till diskrepanserna är antagligen att verkningslinjen för den axiella kraften inte går längs balkens centrumlinje, vilket orsakar ett extra böjmoment. Om simuleringen i AUTODYN görs med enbart en pålagd transversallast (dvs. ingen penetrationssimulering) kan väsentligt bättre överensstämmelse med Timoshenko-teorin uppnås.

I tabell 2 kan det även noteras att ekv. 5 (stel cylinder) både kan ge högre och lägre böjspänning än en Timoshenko-balk, beroende på cylinderns längd. Vid en stel cylinder uppstår den maximala spänningen när transversalkraften har maximum. Vid en flexibel balk uppstår däremot den maximala spänningen med en tidsfördröjning i förhållande till transversalkraften (se diagram 8). Om en Timoshenko-balk skall ge ungefär lika spänningsnivåer som ekv. 5, krävs att E-modulen för volframkarbid ökas minst 100 gånger.

Tabell 2: Maximala böjspänningar (GPa) beräknade med olika metoder för cylindrar med platt front.

		Cylinderlängd=20 mm	Cylinderlängd=40 mm
1	AUTODYN	3.2	3.9 *
2	Timoshenko-balk	5.2	5.4
3	Ekv. 5 (stel cylinder)	3.1	6.2

* I detta fall missades troligen den maximala spänningen i simuleringen eftersom den uppstod i en oväntad position.

En beräkning gjordes även med en Timoshenko-balk av längden 20 mm och med den transversalkraft som redovisas i diagram 6 (konisk spets). Denna beräkning visade på en maximal böjspänning på 4.9 GPa vilket är nästan exakt lika som i AUTODYN simuleringen (se tabell 1). Om beräkningen istället görs med ”vanlig” balkteori blir den maximala böjspänningen 6.1 GPa.

I diagram 8 visas böjspänningar som funktion av tiden vid olika positioner. Beräkningen är gjord med en Timoshenko-balk med längden 20 mm och med en transversalkraft enligt diagram 7. Beräkningen är gjord med en modal relativ dämpning på 2 %, storleken på dämpningen påverkar förstås maxvärdena något. För att ge en indikation på hur mycket denna materialhysteres innebär kan det nämnas att spänningarna minskar ungefär 80 % på en tidsrymd av 250 μ s. Om en betydande plasticering skulle inträffa kan materialdämpningen bli betydligt större. Detta fall kan dock inte hanteras med Timoshenko-teori eftersom denna förutsätter en linjär materialmodell. I diagram 9 visas även böjspänningar som funktion av balkens längsgående koordinat vid olika tidpunkter.

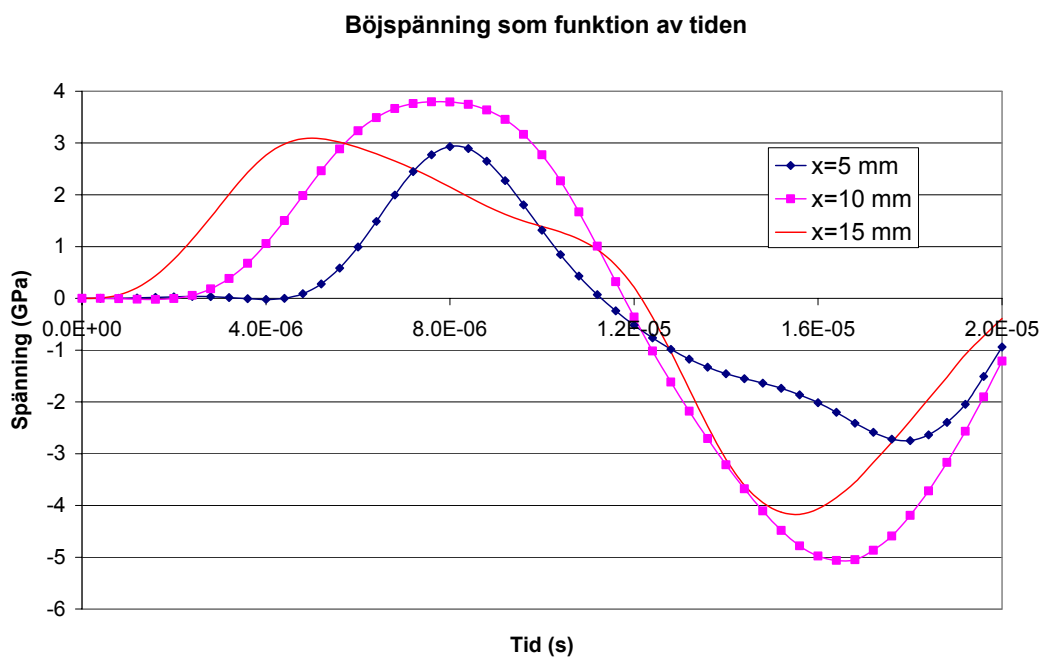


Diagram 8: Böjspänningar som funktion av tiden vid olika positioner, där x betecknar avståndet från balkens bakre kant ($L=20$ mm). Transversalkraft enligt diagram 7.

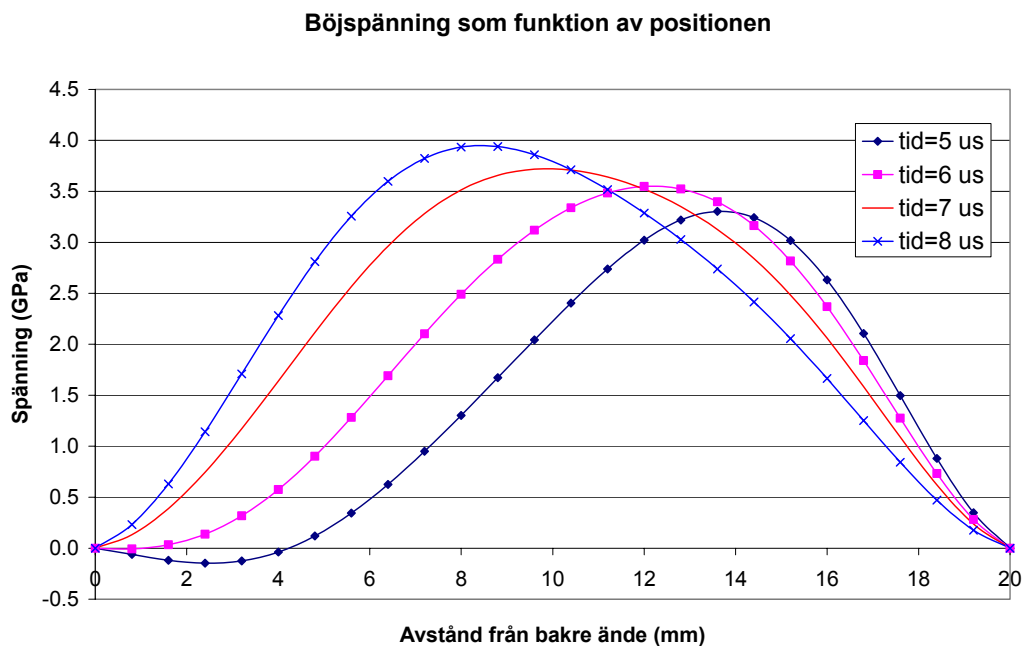


Diagram 9: Böjspänningar ($L=20$ mm) som funktion av positionen vid olika tidpunkter (tid=5, 6, 7, 8 μ s). Transversalkraft enligt diagram 7.

Sammanfattningsvis kan sägas att de beräknade transversella kontaktkrafterna räcker för att skapa så stora böjspänningar, med hänsyn till materialdata i kapitel 2, att projektilen fragmenterar. Beräkningarna har även indikerat att grovkalibriga och ganska trubbiga projektiler bör vara ganska svåra att fragmentera med hjälp av snedställda plåtar. Denna projektilgeometri är dock inte optimal vid vinkelrätt anslag.

När det gäller att beräkna maximala böjspänningar utgående från transversalkraften har det visats sig att enkla balkberäkningar ger ganska korrekta resultat. Om det däremot gäller att studera spänningen i en viss punkt som funktion av tiden har det visat sig att en balkmodell inte riktigt räcker till. Detta eftersom det har visat sig att tidsförloppet inte blir helt och hållet i överensstämmelse med en simulering i AUTODYN (som har både axiella och transversella kontaktkrafter).

6 FORTSATTA STUDIER

Eftersom det finns misstankar om att en del problem i simuleringarna kan bero på programkoden, vore det önskvärt att kunna verifiera en del av resultaten med simuleringsprogrammet LS-DYNA (som finns inom FOI). Framförallt bör det undersökas om storleken på de numeriska oscillationerna är desamma i LS-DYNA. I detta program finns även Johnson-Holmquists materialmodell implementerad. Det vore även önskvärt att undersöka om det föreligger samma skillnad i resultat för keramiska skikt mellan Euler och Lagrange i LS-DYNA, som har konstaterats i AUTODYN. I detta sammanhang vore det även önskvärt att undersöka AUTODYN version 5.0 (finns nu som beta version), eftersom Euler-beräkningarna anses exaktare än tidigare versioner.

Om det skulle visa sig att det är nödvändigt att modellera deformationshårdnandet, finns det möjligheter att modifiera Johnson-Holmquists modell genom att skriva en egen programsekvens. Denna möjlighet finns både i AUTODYN och LS-DYNA. Det kan även vara tänkbart att helt nya materialmodeller måste utvärderas, om det visar sig att Johnson-Holmquists modell inte är tillämplig. Eventuellt måste nya brottmodeller testas.

En annan utvecklingsriktning vore en mera detaljerad studie av kontaktkrafterna vid snett projektilanslag. Det skulle då kunna undersökas hur kontaktkrafterna beror av anslagsvinkel, materialdata och plåttjocklek till exempel. Vidare skulle även inverkan av projektilspetsens geometri på kontaktkrafterna kunna undersökas mer noggrant. Fördelen med dessa undersökningar är att ingen exakt materialmodell behövs för projektilen. Samtidigt som kontaktkrafterna undersöks kan även böjbelastningen av projektilen studeras. Detta behövs för att möjliggöra en bättre förståelse mellan uppkomna transversalkrafter och böjspänningar i projektilen. En bra förståelse av belastningen på projektilen är även nödvändig för att utvärdera nya skydds-koncept.

7 SAMMANFATTNING

Simuleringar är utförda med pansarbrytande ammunition med en kärna av volframkarbid. Ammunitionen betecknas 7.62*51 mm AP8 och har utgångshastigheten ca 970 m/s. Av speciell vikt är att kunna simulera hur projektilen fragmenterar.

Avsikten med studien är att undersöka vilka materialparametrar som kan vara lämpliga för volframkarbid, för att simuleringarna skall stämma med praktiska skjutprov. Det fåtal materialdata som kan fås från litteraturen redovisas. Experimentella data finns för penetrationsdjup i pansarstål (ArmoX 500S) samt penetrationsdjup i keramiskt med bakomliggande pansarstål. Experimentella data finns även för snett projektilanslag mot tunna plåtar.

Simuleringarna uppvisar en kvalitativt men ej kvantitativt korrekt beskrivning av verkligheten. Vid vinkelrätt anslag mot pansarstål till exempel, måste materialdata avseende tryckhållfastheten (för volframkarbid), sättas betydligt högre än de data som redovisas i litteraturen. Materialdata för volframkarbid måste ökas 2-3 gånger för att fragmentering av projektilen inte skall ske. Detta kan möjligen delvis bero på att materialmodellen inte innehåller något deformationshårdnande. Det kan även tänkas att projektilmaterialet har dynamiska tryckhållfasthetsdata som ligger något över de data som kan hittas i litteraturen.

Vid vinkelrätt anslag mot keramiska skikt, har simuleringarna inte visat på någon uppenbar fördel med keramiska skikt ur skyddssynvinkel. Det keramiska skiktet har i simuleringarna nämligen inte kunnat fragmentera projektilen. Detta stämmer dock inte med praktiska prov.

Vid snett anslag mot tunna plåtar visar simuleringarna att böjspänningarna i projektilen kan bli ganska stora. Trots detta krävs att ganska låga materialdata ansätts, med avseende på draghållfastheten, för att projektilen skall fragmentera. Detta är en direkt motsatt till vinkelrätt anslag då för hög tryckhållfasthet måste ansättas.

I denna studie har det inte gått att finna någon uppsättning av materialparametrar, som i alla situationer ger korrekta simuleringsresultat. Simuleringarna kan därför bara användas för att studera delfenomen och olika materialdata kan behövas för olika situationer.

8 REFERENSER

1	Johnson G. R., Response of boron carbide subjected to large strains, high strain rates and high pressures. <i>Journal of Applied Physics</i> , vol. 85, no. 12, 1999.
2	Holmquist T. J., Johnson G. R., Response of silicon carbide to high velocity impact, <i>Journal of Applied Physics</i> , vol. 91, no. 9, 2002.
3	Skoglund P., Kvasistatistisk tryckprovning av volframkarbid/koboltlegeringar, FOA-R—00-01411-310—SE, 2000.
4	Grady D. E., Shock-wave compression of brittle solids, <i>Mech. Of Materials</i> 29, 181-203, 1998.
5	Dandekar D., Grady D., Shock equation of state and dynamic strength of tungsten carbide, <i>Bull. of the American Physical Soc.</i> , 46(2001):4.
6	Devin L. N., Vaisband M. D., Strength of tool materials under single impact loading, <i>Strength of Materials</i> 24(1993):7.
7	Grady D. E., Impact failure and fragmentation properties of tungsten carbide, <i>Int. J. of Impact Eng.</i> 23, 307-317, 1999.
8	Ruoff A. L., J. Wanagel, The yield stress of cemented tungsten carbide, <i>Journal of Applied Physics</i> , vol. 46, no. 11, 1975.
9	Anderson C. E., Johnson G. R., Holmquist T. J., Ballistic experiments and computations of confined 99.5 % Al ₂ O ₃ ceramic tiles, 15 th Int. Symp. on Ballistics, Jerusalem, Israel, 21-24 May, 1995.
10	Meyers M. A., <i>Dynamic behaviour of materials</i> , John Wiley & Sons, USA, 1994.
11	Zukas J. A., Nicholas T., Swift H. F., Greszczuk L. B., Curran D. R., <i>Impact dynamics</i> , John Wiley & Sons, 1982.
12	Cook R. D., Malkus D. S., Plesha M. E., <i>Concepts and applications of finite element analysis</i> , third edition, John Wiley & Sons, 1989.
13	Mendelson A., <i>Plasticity: Theory and applicaton</i> , The Macmillan Company, New York, 1968.
14	Jones S. E., William K. R., On the optimal for a rigid penetrator, including the effects of pressure-dependent friction, <i>Int. J. Impact Eng.</i> 24 (2000) 403-415.
15	Ben-Dor G., Dubinsky A., Elperin T., Shape optimization of penetrator nose, <i>Theoretical and Applied Fracture Mechanics</i> 35 (2000) 261-270.
16	Lidén E., Holmberg L., Mellgard I., Westerling L., <i>Stridsdelar, skydd växelverkan</i> , FOA-R--94-00035-2.3--SE, 1994.
17	Yarin A. L., Rubin M. B., Roisman I. V., Penetration of a rigid projectile into an elastic-plastic target of finite thickness, <i>Int. J. of Impact Eng.</i> 16(1995) 801-831.
18	Fellows N. A., Barton P. C., Development of impact model for ceramic-faced semi-infinite armour, <i>Int. J. of Impact Eng.</i> 22(1999) 793-811.
19	Thomson W. T., <i>Theory of vibrations with applications</i> , 2 nd edition, George Allen & Unwin, 1983.
20	Westerling L., Penetration of tungsten long rod projectiles into ceramic targets at and above ordnance velocities, Lic. thesis, Uppsala University, 2001.
21	Satapathy S., Bedford A., Bless S., Behaviour of yawed projectile penetrating a thin plate, <i>Int. J. Impact Engng.</i> Vol. 21, No. 7, pp. 597-608, 1998.
22	Fung Y. C., <i>Foundations of solid mechanics</i> , Prentice-Hall Inc., 1965.

Styrkmodell Johnson-Holmquist, som används för volframkarbid vid vinkelrätt anslag.

Shear modulus	240 GPa
Hugoniot elastic limit (HEL), enaxligt	20 GPa
Intact strength constant, A	0.699
Intact strength exponent, N	0.6
Strain rate constant, C	0.015
Fracture strength constant, B	0.5
Fracture strength exponent, M	0.5
Max. fracture strength ratio	0.7
Damage constant, D1	0.026
Damage constant, D2	0.5
Bulking constant Beta	1
Hydro tensile limit, Pmin	-3.964 GPa
Tensile failure model	Hydro tens. lim.
Failure type	Cumulative
Instantaneous geometric strain limit	1.0

Styrkmodell Johnson-Holmquist, som används för Al₂O₃, ref (11).

Shear modulus	152 GPa
Hugoniot elastic limit (HEL), enaxligt	6.57 GPa
Intact strength constant, A	0.88
Intact strength exponent, N	0.64
Strain rate constant, C	0.007
Fracture strength constant, B	0.47
Fracture strength exponent, M	0.5
Max. fracture strength ratio	1
Damage constant, D1	0.01
Damage constant, D2	0.7
Bulking constant Beta	1
Hydro tensile limit, Pmin	-0.262 GPa
Tensile failure model	Hydro tens. lim.
Failure type	Cumulative
Instantaneous geometric strain limit	1.0

Styrkmodell Johnson-Holmquist, som används för volframkarbid vid snett anslag.

Shear modulus	240 GPa
Hugoniot elastic limit (HEL), enaxligt	14 GPa
Intact strength constant, A	0.836
Intact strength exponent, N	0.6
Strain rate constant, C	0.015
Fracture strength constant, B	0.5
Fracture strength exponent, M	0.5
Max. fracture strength ratio	0.7
Damage constant, D1	0.026
Damage constant, D2	0.5
Bulking constant Beta	1
Hydro tensile limit, Pmin	-0.485 GPa
Tensile failure model	Hydro tens. lim.
Failure type	Cumulative
Instantaneous geometric strain limit	1.0

Styrkmodell Johnson-Cook som används för pansarstål, ref. (20).

Reference density	7850 kg/m ³
Bulk modulus	175 GPa
Reference temperature	293 K
Specific heat	460 J/KgK
Shear modulus	81.8 GPa
Yield stress	0.792 GPa
Hardening constant	0.51 GPa
Hardening exponent	0.26
Strain rate constant	0.06
Thermal softening exponent	1.03
Melting temperature	1700 K
Instantaneous geometric strain limit	1.0

Jämförelse av de fyra första egenfrekvenserna (radianer/s) för Timoshenko- och Euler-Bernoulli-balkar.

Radie=2.75 mm, E-modul=580 GPa, G-modul=238 GPa, Densitet=14300 kg/m³.
Randvillkor fri-fri.

Längd=20 mm

Timoshenko-balk	Euler-Bernoulli-balk
$4.15 \cdot 10^5$	$4.90 \cdot 10^5$
$9.28 \cdot 10^5$	$1.35 \cdot 10^6$
$1.50 \cdot 10^6$	$2.65 \cdot 10^6$
$2.04 \cdot 10^6$	$4.37 \cdot 10^6$

Längd=40 mm

Timoshenko-balk	Euler-Bernoulli-balk
$1.16 \cdot 10^5$	$1.22 \cdot 10^5$
$2.97 \cdot 10^5$	$3.37 \cdot 10^5$
$5.30 \cdot 10^5$	$6.62 \cdot 10^5$
$7.92 \cdot 10^5$	$1.09 \cdot 10^6$

För ett stelt-idealplastiskt material (halvoändligt mål) med flytgränsen Y , kan den hållfasthetsberoende bromskraften approximativt beräknas med ekv. B1, om projektilen (som är stel) befinner sig nära ytan på mål materialet.

$$\text{Bromskraft} = 2 \cdot \frac{Y}{\sqrt{3}} \cdot \left(1 + \frac{\theta}{2}\right) \cdot r^2 \cdot \pi \quad \text{B1}$$

Befinner sig projektilen djupt i målmaterialet (djupare än en kaliber ungefär) kan bromskraften beräknas med ekv. B2.

$$\text{Bromskraft} = 2 \cdot \frac{Y}{\sqrt{3}} \cdot \left(1 + \frac{\theta}{2} + \frac{\pi}{2}\right) \cdot r^2 \cdot \pi \quad \text{B2}$$

I ekv. B1 och B2 är θ den koniska projektilens toppvinkel (i radianer), r är projektilens radie.

Dessa ekvationer gäller egentligen bara vid plan deformation och vid kvasistatisk deformation. Simuleringarna i AUTODYN visar dock att ekvationerna ovan bör kunna användas något mera generellt.