

Vidareutvecklad spridningsmodellering för räddningstjänst

Projektsammanfattning och nya modeller
i programvaran Spridning Luft

CHRISTIAN LEJON, DANIEL VÅGBERG, JOAKIM ERIKSSON
RYDMAN, OSCAR BJÖRNHAM, RICKARD FORSÉN, SANNA
ANDERSSON, ALEXANDRA JOHANSSON



Christian Lejon, Daniel Vågberg, Joakim Eriksson
Rydman, Oscar Björnham, Rickard Forsén, Sanna
Andersson, Alexandra Johansson

Vidareutvecklad spridningsmodellering för räddningstjänst

Projektsammanfattning och nya modeller i programvaran
Spridning Luft

Titel	Vidareutvecklad spridningsmodellering för räddningstjänst – Projektsammanfattning och nya modeller i programvaran Spridning Luft
Title	Improved dispersion modelling for first responders; new models for highly pressurized gases, deposition fields, and gas explosions
Rapportnr/Report no	FOI-R--5284--SE
Månad/Month	Januari
Utgivningsår/Year	2022
Antal sidor/Pages	57
ISSN	1650-1942
Uppdragsgivare/Client	MSB
Forskningsområde	CBRN-frågor
FoT-område	CBRN
Projektnr/Project no	E4067
Godkänd av/Approved by	Niklas Brännström
Ansvarig avdelning	CBRN-skydd och säkerhet

Bild/Cover: FOI

Detta verk är skyddat enligt lagen (1960:729) om upphovsrätt till litterära och konstnärliga verk, vilket bl.a. innebär att citering är tillåten i enlighet med vad som anges i 22 § i nämnd lag. För att använda verket på ett sätt som inte medges direkt av svensk lag krävs särskild överenskommelse.

This work is protected by the Swedish Act on Copyright in Literary and Artistic Works (1960:729). Citation is permitted in accordance with article 22 in said act. Any form of use that goes beyond what is permitted by Swedish copyright law, requires the written permission of FOI.

Sammanfattning

Spridning Luft ingår i ett programpaket, MSB RIB, som används av Myndigheten för samhällsskydd och beredskap (MSB). Mjukvaran används bland annat för att beräkna och simulera utsläpp och spridning av farliga gaser. 2019 inleddes projektet *Vidareutvecklad spridningsmodellering för räddningstjänst*, med målsättning att vidareutveckla programvaran med ytterligare funktionaliteter för att täcka en bredare hotkala, inkluderande bland annat nya modeller för komprimerad gaskälla, spridning av kemiska stridsmedel och deposition över mark och vatten. Projektet innehåller också beräkningshjälp vid scenarion med brandfarliga gaser och explosioner. Denna rapport ger en förklarande dokumentation till de nya modellerna och deras tillämpningar.

Nyckelord: Dispersion Engine, simuleringar, spridningsmodell, kemiska stridsmedel, komprimerad gas, deposition, brandfarliga gaser, explosioner.

Summary

Spridning Luft is part of the program suite MSB RIB, which is developed and used by the Swedish Civil Contingencies Agency (MSB). The main purpose of *Spridning Luft* is calculating and simulating emissions and dispersion of hazardous gases. In 2019, the project *Improved dispersion modelling for first responders* was initiated, with the goal to further develop the software by improving the capability to handle threats in an even broader scale by including more functionalities, such as new models handling sources for compressed gas, dispersion of chemical warfare agents and deposition over land and water. Through the project support for scenarios of flammable gases and explosions was also added. This report serves as explaining documentation for the new models and their applications.

Keywords: Dispersion Engine, simulations, dispersion modeling, chemical warfare agents, compressed gas, deposition, flammable gases, explosions.

Innehållsförteckning

1	Inledning	8
2	Källmodell för komprimerade gaser – metan och vätgas	9
2.1	Bakgrund.....	10
2.2	Modellbeskrivning.....	10
2.2.1	Termodynamisk utveckling i tanken – gasutströmningsmodellen	10
2.2.2	Gasens utbredning i atmosfären	11
2.2.2.1	Expansionsfasen	12
2.2.2.2	Jetmodellen	13
2.2.2.3	Lyftkraft och övergång till PUMA	14
2.2.3	Koncept/Ekvationer/Antaganden	15
2.3	Validering	16
2.3.1	Vätgas.....	17
2.3.2	Metan.....	17
2.4	Modellantaganden och begränsningar	19
3	Deposition över mark och vatten – klor, svaveldioxid och ammoniak	21
3.1	Bakgrund.....	21
3.2	Modellbeskrivning.....	21
3.2.1	Markegenskaper	22
3.2.2	Ämnesparametrar	23
3.2.3	Deposition över vatten	24
3.2.4	Anpassning till PUMA	24
3.2.5	Modellbegränsningar	25
4	Källmodell för kemiska stridsmedel – en granatkälla	26
4.1	Partikelstorlekar.....	26
4.2	Falltid.....	27
4.3	Atmosfärisk transport	29
4.4	Övriga antaganden.....	30
4.5	Sammanfattande algoritmbeskrivning	30
4.6	Exempelfall.....	30
5	Beräkningshjälp vid scenarion med brandfarliga gaser och explosioner	32
5.1	Tryck och skador av tryck enligt MEM (Multi Energy Method)....	32
5.1.1	Beräkning av deltagande mängd och energiinnehåll	32
5.1.2	Beräkning av explosionsstyrka	34
5.1.3	Beräkning av tryck och impulstäthet	36
5.1.4	Beräkning av skadenivå av tryck	38
5.1.4.1	Människa	38
5.1.4.2	Byggnadsvägg.....	39

5.1.4.3	Fönster	40
5.1.5	Beräkningsexempel och jämförelser	40
5.1.5.1	Beräkningsexempel med vald modell.....	41
5.1.5.2	Jämförelse med TNT-metoden.....	43
5.1.5.3	Beräkningsexempel med vald modell men med mindre konservativa antaganden	44
5.2	Splitterkast	45
5.3	Värmestrålning	46
5.4	Sammanfattande slutsatser	47
6	Bilaga 1 – Förenklad modell för beräkning av värme- och tryckskador	48
6.1.1	Introduktion.....	48
6.1.2	Nomenklatur	48
6.1.3	Indata	49
6.1.4	Beräkning av skador orsakade av värme	50
6.1.5	Beräkning av skador orsakade av tryck.....	51
6.1.5.1	Beräkning av tryck och impulstätheter	51
6.1.5.2	Beräkning av hörselskador.....	52
6.1.5.3	Beräkning av lungskador.....	52
6.1.5.4	Beräkning av dödliga skador av tryck.....	53
6.1.5.5	Beräkning av kastskada	53
6.1.5.6	Byggnadsväggar av betong	53
6.1.5.7	Byggnadsväggar av murat tegel.....	53
6.1.5.8	Byggnadsväggar av trä	54
6.1.5.9	Fönster av glas.....	54
7	Referenser	55

1 Inledning

Programvaran *Spridning Luft* ingår i mjukvarupaketet MSB RIB och används idag av myndigheten för samhällsskydd och beredskap (MSB), bland annat för att beräkna spridningsförlopp i händelse av utsläpp av farliga ämnen. Spridning Luft baseras på en spridningsmodell, PUMA (Puff Model of Atmospheric Dispersion), som finns implementerad i ett insticksprogram som heter Dispersion Engine (DE). DE är ett programpaket för atmosfärisk spridning av olika substanser och inkluderar en stor mängd komponenter och förmågor för att hantera ett komplett spridningsförlopp. Projektet *Vidareutvecklad spridningsmodellering för räddningstjänst* är en vidareutveckling av *Spridning Luft* med syfte att bredda förmågan, att hantera och beräkna scenarion inom en bredare hotskala. Detta resulterade i följande nya funktionaliteter inom DE:

- källmodell för komprimerade gaser (metan och vätgas)
- torrdeposition av klor, svaveldioxid och ammoniak över mark och vatten
- inverkan av vattenytor på spridningsförlopp
- relevanta modeller för kemiska stridsmedel till stöd vid räddningstjänst under höjd beredskap.

Utöver detta bidrar även FOI med beräkningshjälp vid scenarion med brandfarliga gaser och explosioner.

Projektet genomfördes mellan 2019 och 2021. De delarna som implementerats inom DE är utvecklade på avdelningen CBRN-skydd och säkerhet. Den delen som hanterar brandfarliga gaser och gasmolnsexplosioner är utvecklade på avdelningen Vapen, skydd och säkerhet och detta arbete har sedan legat till grund för implementering i *Spridning Luft* utförd av MSB.

Syftet med denna rapport är att redogöra för de modeller och funktionaliteter som tagits fram och den litteratur som ligger till grund för dessa.

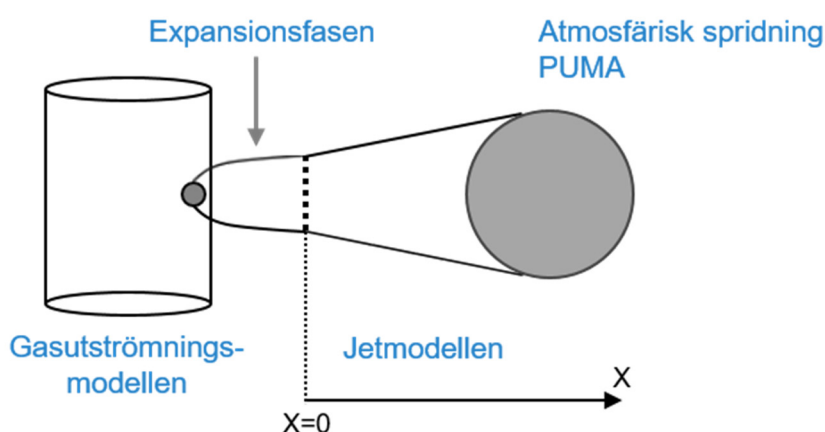
2 Källmodell för komprimerade gaser – metan och vätgas

Inom projektet *Vidareutvecklad spridningsmodellering för räddningstjänst* har en källterm för komprimerade gaser tagits fram i syfte att beräkna massflöden och riskavstånd vid tömning av en högt trycksatt gastank där utströmningen således är turbulent. Fokus ligger på metan (CH_4), vilket är en huvudkomponent i naturgas, och vätgas (H_2). Dessa gaser anses vara speciellt intressanta för räddningstjänsten, och vid de specifika scenarion som behandlats här är dessa just i superkritiskt tillstånd i tanken. De övriga fysikaliska fallen med trycksatta gaser är tryckkondenserad gas (där gasen har kondenserat till vätska) och trycksatt gas med laminärt utflöde ur tanken då trycket är lägre, ca $1,83 \cdot \text{atmosfärstryck}$ [1]. Dessa två fall behandlas inte här. Vid turbulent utströmning skiljer vi också på *kritiskt* och *icke-kritiskt* flöde. Det kritiska flödet har uppnått ljudets hastighet ($\text{Mach} = 1$) och för att ytterligare mängd gas ska kunna komma ut ur hålet ökar istället densiteten i flödet, till skillnad från det icke-kritiska fallet där gasen har atmosfärstryck och med given temperatur därmed given densitet. De jetar som bildas benämns därför *underexpanderade* (fortsatt tryckexpansion sker efter hålet innan själva jeten bildas) respektive *expanderade*.

Nedan ges en övergripande beskrivning av den implementerade källmodellen, vilken är uppdelad i fyra processer, enligt **Figur 2.1**. Dessa processer består av 1) massutflöde ur tanken och dess termodynamiska utveckling (gasutströmningsmodellen) 2) expansion av gasen precis utanför utgångshålet (expansionsfasen) 3) utbredning av jeten (jetmodellen) 4) atmosfärisk spridning (PUMA). Vi presenterar valda modeller och relevant litteratur, validering av modellen för metan och vätgas, samt redogör för modellens begränsningar. Kriterium för val av modellerna har varit

- allmängiltig och beräkningsmässigt snabb modell (dvs. en analytisk/empirisk modell) som är kompatibel med spridningsberäkningar med PUMA i DE
- validering mot experiment över så varierande förhållanden som möjligt, speciellt höga tryck och stora hål
- fysikalisk rimlighet i antaganden, och i tveksamma fall konservativa antaganden.

Sist i detta kapitel, i sektion 2.2.3, finns en kort sammanställning med förklaring av de fysikaliska begrepp som används i kapitlet.



Figur 2.1. Övergripande beskrivning av källmodellen för komprimerade gaser med dess fyra delprocesser.

2.1 Bakgrund

På våra svenska vägar kör tiotusentals gasdrivna fordon. Dessa drivs till stor del av naturgas vars huvudkomponent är metan, men det ökade intresset för att använda icke-fossila drivmedel gör att även vätgas bli alltmer intressant som fordonsbränsle. Både metan och vätgas används även som råvaror inom industrin. Dessa är ofta komprimerade och förvarade under höga tryck. På grund av det höga trycket samt att båda dessa gaser är brännbara och kan orsaka kvävning vid vissa koncentrationer finns det ett behov att kunna beräkna riskavstånd vid avsiktlig och icke avsiktlig uttömning.

Vätgas, H_2 , är en lukt- och färglös gas som är extremt lättantändlig. Den är icke-toxisk men kan orsaka kvävning. Vätgas används idag främst som råvara inom industrin, men spås få ökat användningsområde som fordonsbränsle i framtiden [2]. Vätgas har mycket låg molekylvikt (2.01588) jämfört med omgivande luft (28.08 g/mol baserat på 20% O_2 och 80% N_2) då den endast består av två väteatomer. Det gör att den jämfört andra gaser är mycket diffusiv, har hög lyftkraft och stiger uppåt när den kommer ut i atmosfären.

Dessutom blir vätgas varmt till skillnad från de flesta andra gaser på grund av s.k. Joule-Thomson expansion, vilket ökar lyftkraften ytterligare. Brännbarhetsområdet ligger mellan 4 vol% (LFL) och 75 vol% (UFL) [1] (eng. lower- och upper flammability level, LFL och UFL). Spontan självantändning kan ske av de chockvågor som uppstår vid utsläpp från högtrycksreservoarer då självantändningsenergin är mycket låg, 0.017 mJ [3].

Metan, CH_4 , är också en färg- och luktfri gas som har ett brännbarhetsområde mellan 5 vol% (LFL) och 15 vol% (UFL) [1]. Metan används både som bränsle, som råvara inom industrin och i drivmedel för gasdrivna fordon [2]. För relevanta scenarion för uttömning av metan gäller tryck mellan 230 och 250 bar, temperaturer på 15-25°C (normal omgivningstemperatur) eller 110°C (temperatur när smältsäkringen utlöser) och tankstorlekar på 5, 25, 900, och 3000 kg. Ett tillämpligt värde för maximala storleken på hålet för utsläppet är 10 mm då detta är diametern på smältsäkringen. Metan har också en lägre molekylvikt (16.05 g/mol) än luft men den blir dock inte varmare vid utsläppet vilket gör att den inte har samma lyftkraft som vätgas.

Kontrollerad tömning av en högtryckstank kan vid en olycka vara nödvändigt ur säkerhetssynpunkt. Det finns även en säkerhetsventil (eng. pressure relief valve, PRV) som utlöser och skyddar trycksystemet mot för högt övertryck. När ventilen öppnas på en högtryckstank bildar gasen en jetstråle som sprider sig i atmosfären och blandar sig med den omgivande luften. Massflödet ur tanken och därmed gasutströmningsförloppet samt jetstrålens utbredning bestäms av systemparametrarna tryck och temperatur i tanken samt ventilens storlek.

2.2 Modellbeskrivning

Modellen som helhet ger dels 1) massutflöde och termodynamisk utveckling i tanken – gasutströmningsmodellen – dvs. utsläppshastighet, tryck och temperatur i tidsaspekt under förloppet och 2) utbredning av gas i atmosfären givet tryck, temperatur samt håldiameter i tanken. Gasutströmningsmodellen ligger till grund som ingångsvärden till gasens utbredning i atmosfären.

2.2.1 Termodynamisk utveckling i tanken – gasutströmningsmodellen

På grund av att en reell gaslag (se kap. 2.2.3 Tillståndsekvationer nedan) används måste tidsförloppet i gasutströmningen modelleras numeriskt. Ekvationer för tillståndsparametrarna (temperatur, tryck och densitet) löses i tidssteg och massflödet genom ventilen kan då beräknas. I varje tidssteg läcker en bestämd mängd massa ut genom ventilen. Den kvarvarande massan i tanken håller ursprungligen en mindre volym än tankens fulla volym, men expanderar under tidssteget till att uppfylla hela tanken enligt ett isentropiskt antagande i enighet med andra [4]. Vid en sådan expansion blir det kallare och

i enlighet med antagandet är värmeutbytet med omgivningen försumbar. I valideringen för vätgas kommer vi att se att detta är ett rimligt antagande. Betänk också att även om trycket och massflödet självfallet sjunker över tid bestäms jetens maximala utbredning av det initiala trycket i tanken (det största trycket), vilket är oberoende av tankens temperaturutveckling under utsläppet.

Det fysikaliska modellen är i detalj beskriven av Mohamed et.al. [5] (Läsaren bör nu läsa in sig på denna modell). Fördelen med denna modell är att det är lätt att byta tillståndsekvation mellan alla deriverbara sådana vilket gör att modellen kan användas för flera olika gaser vars tillstånd bäst beskrivs med en specifik ekvation. Van der Waals, Beattie-Bridgeman, Abel-Nobel och Ideala gaslagen är implementerade i Dispersion Engine i dagsläget. I utvecklingsmiljö finns även CoolProp [6] och RefProp [7] integrerade för verifikation, vilka ger *state-of-the art* gasfysikaliska data. Dessa *state-of-the-art*-beskrivningar av tillståndsekvationen bedöms i dagsläget ha för lång beräkningstid för att kunna användas i *Spridning Luft*, dessutom skulle en implementering i Dispersion Engine kunna medföra licenskostnader. Som tidigare nämndes är den fysikaliska modellen giltig under kritisk strömning [5]:

$$P_2 \geq P_a, \quad 2.1$$

där P_2 är trycket i ventilen (se figur 2.2) och P_a är omgivningens tryck (atmosfärstryck). Lösaren i denna modell innehåller två parametrar som måste väljas. Det ena är tidssteget (dt) som väljs genom att relatera massan av det initiala innehållet i tanken med det initiala massflödet och en parameter som väljs till 300 för att få en godtyckligt bra utflödesmodell:

$$dt = \frac{(\text{Initial massa}/\text{Initialt massflöde})}{300} \quad 2.2$$

Detta ger minst 300 tidssteg för att tömma tanken (om massflödet var konstant detsamma som vid utsläppets början vilket inte är helt sant) och garanterar att utvecklingen i tanken blir jämnt avtagande. Dock får inte $dt > 60$ s vilket är största tillåtna tidssteg i den kopplade puffmodellen.

Den andra parametern som väljs är för diskretiseringen av integralen som löses i ekv. (21) ref. [5] som beskriver isentropisk expansion från tanken till hålet. Den övre integrationsgränsen för den specifika volymen, v , (som tillsammans med temperaturen bildar ett oberoende par tillståndsvariabler) är okänd. Därför diskretiseras v och uttrycket integreras stegvis i v till dess att ekv. (22) i ref. [5] är uppfylld. Den övre integrationsgränsen ger då den specifika volymen i hålet. På detta vis fångas variationer i temperaturen upp allteftersom gasen expanderar.

Modellen för det transienta förloppet och tankens innehåll är väl underbyggd och även validerad för vätgas (se validering i sektion 2.3). De fysikaliska antagandena och modellbeskrivningen är också applicerbar på metan även om ingen validering mot experimentellt data kan göras. En begränsning följer från det isentropiska antagandet som inte ger helt korrekt temperaturutveckling i tanken då den kan utbyta energi med omgivningen. Ett alternativ till isentropisk expansion i tanken är ett isotermiskt antagande där tanken håller konstant temperatur men det har visat sig ge en marginell skillnad på det transienta förloppet [4].

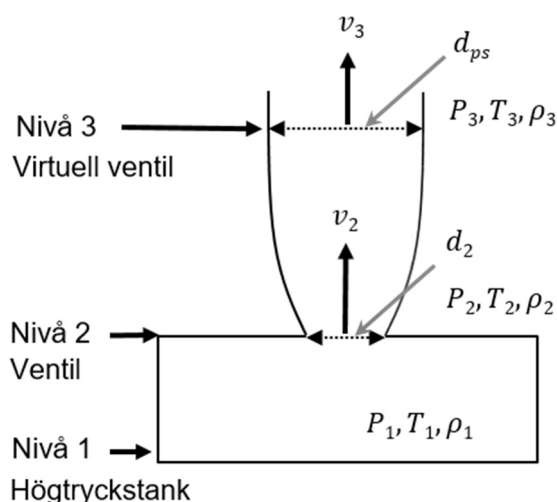
2.2.2 Gasens utbredning i atmosfären

Spridningen i atmosfären delas in i tre faser. Den första fasen, *Expansionsfasen*, kopplar ihop gasens tryck och temperatur i tanken samt håldiametern med den första biten utanför tanken till dess att gasen expanderat till atmosfärstryck. Den valda modellen för detta består av en mass-, rörelsemängd-, och energikonsistent beskrivning. Den andra fasen beskriver, baserat på empiriska data, jetens utbredning i *Jetmodellen*. Som ingångsvärde till jetmodellen används den virtuella ventilens diameter vilket modellmässigt är det egentliga resultatet av *Expansionsfasen*. Tillsammans beskriver *Expansionsfasen* och *Jetmodellen* en underexpanderad jet. Den tredje fasen, som beskriver *Atmosfärisk*

spridning med PUMA, lägger återigen in teoretisk fysikalisk modellering inkluderande meteorologiska egenskaper, transport, utbredning och deposition.

2.2.2.1 Expansionsfasen

Schematiskt beskrivs expansionen genom ekvationer på tre nivåer, illustrerat i **Figur 2.2**. De tre nivåerna är 1) i tanken, 2) vid ventilen och 3) vid den virtuella ventilen.



Figur 2.2. Beskrivning av koncept och parametrar involverade i modellen för en underexpanderad jet.

Syftet med denna systembeskrivning är att modellmässigt skapa och beräkna diametern på en virtuell ventil där trycket är atmosfäriskt och jeten är fullt expanderad. I och med det kan en modell framtagen för jetar som är fullt expanderade redan vid det fysiska hålet användas för att beräkna jetens utbredning.

På nivå 1 i tanken används gasutströmningsmodellen för att beskriva systemvariablerna. På grund av det höga trycket i tanken utgår den valda modellen för själva expansionen från att flödet genom ventilen är kritiskt. I modellen expanderar gasen när den lämnar tanken till atmosfärstryck utan inblandning av omgivande luft. Därmed introduceras begreppet *virtuell ventil* som på grund av att jeten expanderar har en större diameter än den fysiska ventilen och befinner sig ett kort stycke utanför den fysikaliska ventilen (se **Figur 2.2**). Diametern vid den virtuella ventilen behövs som ingångsparameter i *Jetmodellen*. Även om det fysikaliska förloppet i själva verket är väldigt komplext fungerar den här modellbeskrivningen väldigt bra för ändamålet [8].

Denna beskrivning tar inte reella gaseffekter i beaktning. Det är en begränsning då vätgas har ett omvänt Joule-Thomson förhållande; den blir varmare under specifika expansionstillstånd vilket tillsammans med att den i dess natur är lättare gör att den kan stiga. Eftersom lyftkrafter saknas i modellen för atmosfärisk spridning, samt att källmodellen beskriven ovan inte fångar upp temperatureffekterna korrekt, rekommenderas att modellen inte används för vätgas annat än för att studera det transienta (tryck)förloppet i tanken. Ett användande av modellen för expansionsfasen tillsammans med *Jetmodellen* skulle ge ett onödigt stort lateralt riskavstånd för vätgas. Så länge som jeten *de facto* är rörelsemängdsdominerad (se avsnitt 2.2.2 nedan) ger den dock korrekt resultat, men huruvida koncentration är under gränsnivå i denna regim bör undersökas noggrant [9]. Denna modell [5] ger däremot en bra bas för fortsatt utveckling att inkludera Joule-Thomson effekter som sedermera möjliggör lyftkrafter i den atmosfäriska spridningen.

2.2.2.2 Jetmodellen

Redan år 1980 gjorde Chen och Rodi ett klassiskt arbete på fullt expanderade jetar som visar att dessa har samma form (self-similar) oavsett storlek [10]. De utvecklade en analytisk modell, similaritetslagen (eng. similarity law), som relaterar koncentrationen i jetens centerlinje, c , med håldiametern, d , enligt:

$$c = \frac{kd}{x + x_0} \left(\frac{\rho_a}{\rho_g} \right)^{\frac{1}{2}} \quad 2.3$$

där x är axiella avståndet från ventilen, x_0 är avståndet till en virtuell punktkälla, ρ_a är densiteten för gasen som omger jeten (luften), och ρ_g är gasens densitet vid atmosfärstryck. Tillsammans med ett antagande om att koncentration är likformig i alla vinkelräta riktningar från x beskriver alltså ekv. (2.3) en kon vars huvudaxel är x och $x = 0$ är hålets position. Konens spets är positionerad vid $x = -x_0$ och är endast virtuell. Konens vinkel bestäms av den valda koncentrationsnivån och detta diskuteras mer i samband med övergången till atmosfärisk spridning. Proportionalitetskonstanten, k , bestäms empiriskt och en rigorös genomgång av experimentellt data har gjorts i arbetet av Chen och Rodi [10] för att ta fram rekommenderade värden på k .

Denna observation gjordes alltså på jetar som är fullt expanderade redan vid ventilen. Senare arbeten av Birch m.fl. [11] har genomförts för att applicera modellen på underexpanderade jetar, dvs. där flödeshastigheten uppnår ljudets hastighet (Mach=1) och densiteten i ventilen överstiger densiteten i omgivande luft. Arbetet av Birch [11] visade att ekv. (2.3) kan användas för underexpanderade jetar genom att substituera diametern d mot en pseudo-diameter, d_{ps} , samt att använda densiteten vid virtuella ventilen, ρ_3 , som utgångspunkt för en redan fullt expanderad jet, vilket ger

$$c = \frac{k d_{ps}}{x + x_0} \left(\frac{\rho_a}{\rho_3} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad 2.4$$

I verkligheten gäller att $x_0 \ll x$ och därför ger x_0 ett litet bidrag till längden på jeten [12].

Sättet att räkna ut virtuella hålets diameter har varit föremål för en vetenskaplig diskussion i publicerade artiklar. Först ut redan år 1984 var Birch m.fl. där det virtuella hålets diameter beräknades baserat på masskonservering samt isentropiskt antagande för ideal gas [11] för expansionen från det fysiska till det virtuella hålet. Sedan har denna modell utvecklats till att konservera även rörelsemängd [12]. Behovet av att inkludera en reell gaslag för höga tryck realiserades av Schefer m.fl. [13], som kombinerade konceptet med virtuell ventil med Noble-Abel tillståndsekvationen [14] istället för ideala gaslagen, för att beräkna längden på en vätgasflamma. De visade att vid 172 bar är avvikelserna från ideala gaslagen signifikant (10%). Molkov m.fl. [4] anpassade år 2009 modellen ytterligare för underexpanderad vätgas-jetar genom att ansätta även rörelsemängdsbevarande. Vi har valt att följa Molkov då denna ger den bästa valideringen mot experimentella data för vätgas både för massflöde och gasutströmningsförloppet i tanken [4], samt för säkerhetsavstånd för vätgas [15]. Det är värt att notera att Molkov använder $k = 5,4$ för proportionalitetskonstanten i ekv. (2.3) och citerar Chen och Rodi [10] medan referensen själv rekommenderar $k = 5$ som universellt värde på fullt expanderade jetar.

Även om viss utveckling således har skett konstateras det att kopplingen mellan expansionsmodell och similaritetslagen, inte har genomgått en rigorös validering i det vetenskapliga samfundet (år 2015) [8]. Det finns t.ex. ingen validering av Molkovs modell för metan. För att modellen ska bli applicerbar på både vätgas och metan har vi därför kalibrerat proportionalitetskonstanten, k , för metan där vi utnyttjat experimentellt data och en anpassad modell från Birch [11]. Tillvägagångssättet är beskrivet i kap. 2.3.2.

Således, i den valda modellen [15] bestäms pseudo-diametern, d_{ps} , med följande antaganden: mass- och energi-konservering, kritiskt flöde, att gasen utströmningshastighet uppnår ljudets hastighet och isentropisk expansion för en reell gas:

$$d_{ps} = d_2 \left(\frac{\rho_2 v_2}{\rho_3 v_3} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad 2.5$$

där ρ och v är gasens densitet respektive hastighet vid ventilen, som ges av gasutströmningsmodellen (subskript 2), och virtuella ventilen, som beräknas i expansionsfasen (subskript 3). Notera att modellerna för expansionsfasen bygger på fysikaliska första principer medan jetmodellen vilar på empiriska data. Detta har bara betydelse vid övergången till atmosfärisk spridning där masskonserveringen från källan till plymen är oberoende av Jetmodellen.

2.2.2.3 Lyftkraft och övergång till PUMA

Då både vätgas och metangas är lättare än luft påverkas gasen av lyftkraften (eng. buoyancy). Den ofta dominerande lyftkraften uppstår dock på grund av temperaturskillnader mellan utsläppt materia och den omgivande luften. Vid jetkällor av trycksatt gas innebär expansionen oftast en nedkylning av plymen. Detta ger i sin tur upphov till en högre densitet och tunggas som håller sig nära marken. Vad gäller tunggas finns det sedan tidigare en utvecklad funktionalitet i PUMA som hanterar de processerna. Vätgas är ett av ett fåtal ämnen som värms upp av expansionen vilket ger ytterligare ett bidrag till lyftkraften som är orsakad av dess låga molekylvikt. Ett vätgasutsläpp innebär därmed en stigande plym till dess att den inblandade luften gett upphov till att temperaturskillnaden samt medelvärdet på molekylvikten i plymen närmar sig värdena för den omgivande luften. Därefter vidtar neutral spridning utan varken lyftkrafter eller tunggas. I PUMA sker denna övergång kontinuerligt.

Beroende bl.a. på vilka koncentrationsgränser som har valts kan lyftkrafter reducera säkerhetsavståndet på marknivå från det avstånd som jetmodellen beskriver då denna endast beror på gasens rörelsemängd i utsläppet. För att ytterligare öka komplexiteten i modelleringen börjar vindhastighet, turbulens och atmosfärisk skiktning också påverka plymens utbredning. Det är alltså inte trivialt att hitta analytiska uttryck som beskriver detta förlopp. I vår modellimplementation har vi sökt ett avstånd från källan där PUMA tar vid från jetmodellen. PUMA är utvecklad för spridning med avseende på vindstyrka och turbulens, men saknar lyftkraftspåverkan. Lyftkraft saknas även i jetmodellen. Kopplingen mellan källmodell för en jet (gasutströmnings- och jetmodellen) till plymmodell som beräknar lyftkraften lämnas till senare modellutveckling. Med en sådan på plats skulle gasens vertikala utbredning förbättras jämfört med dagens implementation där medelhöjden för PUMA:s källterm förblir densamma som utsläppspunkten.

En jet övergår mer och mer till spridning av neutral plym. I något skede ska därför jetmodellen avslutas och PUMA ta vid. Det finns olika metoder att välja en sådan övergång beroende på vilken typ av data och modeller som finns tillgängligt. För kombinationen av PUMA och den jetmodell som presenteras i denna rapport kan övergången med fördel beräknas utifrån en jämförelse av plymens hastighet med rådande vindhastighet. Jirka *et al.* presenterar en väl genomarbetad studie av en jets olika faser och övergångar däremellan [9]. Ett intressant resultat är hur jetens hastighet avtar med avstånd från källan. Den rörelsemängdsdominerade jeten tappar fart när den omgivande luften blandas in och hastigheten närmar sig den atmosfäriska vindhastigheten asymptotiskt. Genom att studera förhållandet mellan dimensionslösa storheter kan rimliga avstånd för övergång från en momentbaserad jet till en spridningsplym identifieras. Denna övergång används sedan som källposition för PUMA i detta modellsystem. Jetens axiella hastighet normaliseras med vindhastigheten och ger upphov till ett nära på linjärt avtagande i en loglog-plot mot avståndet normaliserat med längdskalan L_{me} . Denna längdskala beräknas utifrån ekv. (2.6).

$$L_{me} = \frac{\sqrt{M_{0e}}}{u_a}, \quad 2.6$$

där M_{0e} är det initiala rörelsemängdsflödet för hastigheten utöver vindhastigheten u_a .

$$M_{0e} = Q_0(U_0 - u_a). \quad 2.7$$

Q_0 är det initiala volymflödet vilket definieras som

$$Q_0 = U_0 a_0 \quad 2.8$$

där a_0 är arean vid den virtuella ventilen (och beräknas med pseudo-diametern) för utsläppet.

Genom att välja att PUMA tar över där jetens hastighet gått ner till dubbla vindhastigheten kan en källposition beräknas givet hålets storlek, hastighet på utsläppet (ljudets hastighet för choked flow) och omgivande vindhastigheten. För att undvika orealistiska lösningar används även en nedre gräns för vindhastigheten på 1 m/s.

Källtermen till PUMA behöver en bredd vilket kan beräknas givet avståndet från tanken. Utbredningen på jeten antas ha Gaussisk fördelning där den radiella koncentrationen, c_r , ges av [16]

$$c_r = c e^{-K_c(r/(x+x_0))^2}, \quad 2.9$$

där c är koncentrationen på centrum axeln vilken beräknas med similaritetslagen [ekv. (2.4)], r den radiella koordinataxeln och konstanten $K_c = 57$ för en rund jet (ämnesoberoende) [10, 16]. För att skapa en kubisk källa i PUMA som matchar den Gaussiska fördelningen, med standardavvikelse σ , på jeten jämförs ekv (2.9) med kriteriet i PUMA att bredden på källan ges av $w = 3.5\sigma$, vilket gör att bredden w på källan kan identifieras som

$$w = \frac{3.5}{\sqrt{2K_c}}(x + x_0). \quad 2.10$$

Jetmodellen beskriver omfattande fysikaliska processer och metoder, vilka är beskrivna ovan. Dessa kan sammanfattas i tre delar kopplade till indata som PUMA behöver från källmodellen: massflöde (kg/s), position och källans bredd (m). Massflöde vid en viss tidpunkt fås från modellen för gasutströmningen. Positionen beräknas genom att addera avståndet där jetens hastighet sjunkit ner till nära vindhastigheten. Bredden beräknas genom att beräkna en bredd så att puffarnas storlek matchar plymens vid övergången. Med denna källterm kopplas spridningsmodellen PUMA in och från detta skede anses jetkällan vara avklarad och transporten fortskrider som en atmosfärisk spridningsmodellering. PUMA tillhandahåller därefter det dynamiska koncentrationsfältet.

2.2.3 Koncept/Ekvationer/Antaganden

Adiabatisk process – Här menas att den expanderande gasen inte har något värmeutbyte med omgivningen; t.ex. genom tankens väggar då gas expanderar inuti tanken, eller, då gas expanderar ut ur tanken dras ingen energi från atmosfären.

Isentropisk process – Två villkor ska enligt detta villkor vara uppfyllda; entropin ska förbli oförändrad och den ska även vara adiabatisk. Notera att detta alltså är ett strängare krav än ordets etymologiska betydelse, att entropin är bevarad, eftersom den även ska vara adiabatisk. Enligt termodynamikens andra huvudsats är entropin konstant om och bara om processen är reversibel. En isentropisk process är med andra ord både adiabatisk och reversibel. Detta är ekvivalent med att trycket i tanken är homogent [17] eller att tryckskillnaden i expansionen är försumbar, dvs. i kvasi-jämvikt, vilket är en approximation av verkligheten.

Utströmningsfaktor – Massflödet ut ur tanken antas ske med ljudets hastighet och för att korrigera för att flödesprofilen i ventilen i verkligheten inte är homogen utan minskar vid kanterna reduceras därför massflödet med en utströmningsfaktor som typiskt ligger 0,5-0,95 [1]. Olika ventiltyper förekommer, t.ex. konvergerande eller konvergerande-divergerande ventiler [8, 18].

Kritiskt flöde – Vid flöden i avsmalnande kanaler såsom genom en ventil från en högtryckstank uppnår flödet ljudets hastighet ($Mach = 1$), därefter kan inte flödehastigheten öka mera på grund av Venturieffekten. Däremot kan istället densiteten i ventilen stiga och närma sig densiteten inuti tanken, men dock ej över denna. Denna expansionsfas modelleras genom isentropisk expansion med utgångspunkten att $Mach = 1$ och därmed kan densiteten vid ventilen beräknas.

Gravitation är ej inkluderad i jetmodellen.

Inre rörelseenergi inne i tanken (dvs rörelsen av gasen mot hålet) försummas.

Tillståndsekvationer

Eftersom det råder höga tryck i tanken är inte de antaganden som görs i ideala gaslagen giltiga, bl.a. antas att molekylerna i sig inte har någon rumslik utbredning. Korrigeringar görs genom att använda en reell gaslag. Van der Waal presenterade år 1873 en tillståndsekvation som genom två parametrar gör den till en bättre approximation av systemtillståndets tryck och temperatur än den ideala gaslagen vid höga tryck. Den parametriserar effekter av molekylära attraktionskrafter med en elektrisk potential, och molekylernas faktiska rumsliga utbredning (parameter a och b) (se ekv. (6) i [14])

$$\left(P + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT, \quad 2.11$$

där P är trycket (Pa), T temperaturen (K), v specifika volymen (m^3kg^{-1}) och R den specifika gaskonstanten. Modifikationen att subtrahera b från v är enkel att förstå; vid höga tryck kan inte volymen för ett slutet system bli oändligt litet utan b motsvarar molekylernas egen utbredning i rummet. Konstanterna a och b beräknas från kritiskt tryck och temperatur.

Det finns en uppsjö av olika tillståndsekvationer (t.ex. Beattie-Bridgeman som har använts för vätgas [5]) och anpassningar till experimentella data. National Institute of Standards (NIST) tillhandahåller en databas [7] (RefProp) och det finns även en öppen databas som heter CoolProp [6] som går att använda tillsammans med dessa modeller (dock ej implementerat i Dispersion Engine).

2.3 Validering

Similaritetslagen är i dess original en universell lag med $k = 5$ [10]. I denna referens är den dock endast validerad för subkritiska fall där gasen är expanderad redan vid ventilen. Validering för similaritetslagen för underexpanderade jetar har i detta projekt gjorts genom att kalibrera proportionalitetskonstanten, k , för underexpanderat utsläpp av metan. Liknande kalibrering för metan har gjorts av Birch [11] dock med en annan expansionsmodell. Validering av kombinationen av vår valda expansionsmodell och jetmodell för vätgas har gjorts av Molkov [15] och vi lyfter in valda delar och kommenterar [15] i denna rapport [se kap. 2.3.1]. Genom att kalibrera proportionalitetskonstanten, k , i ekv (2.4) för metan kommer vi kunna använda en och samma jetmodell för alla högt trycksatta gaser (metan och vätgas i detta arbete). Eftersom similaritetslagen är en universell lag ska k anta samma värde oavsett gas. Om expansionsmodellen är fysikaliskt korrekt ska dessutom k ta samma värde som för fullt expanderade jetar.

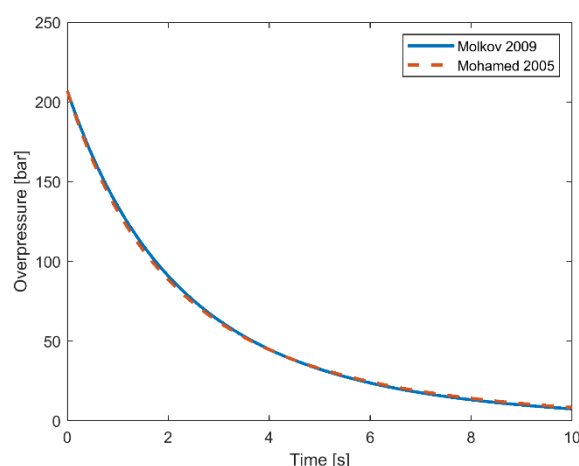
Metoden för kalibrering/validering av k för både Birch och Molkovs modeller är att linjärisera storheterna koncentration och avstånd genom att plotta $1/c$ mot $x/d\sqrt{p}$, där $p = P/P_a$, P är trycket i tanken, P_a atmosfärstrycket, d virtuella ventilens diameter och c är volymkoncentrationen gas. Validering för de två gaserna och kalibreringen beskrivs nedan.

För validering av gasutströmningsförloppet i tanken med vätgas hänvisar vi till Molkov 2009 [4]. Ingen specifik validering för gasutströmning finns eller är gjord för metan, så här

presenteras en jämförelse mellan olika modeller som visar bl.a. effekterna av att inkludera en reell gasekvation även för metan.

2.3.1 Vätgas

För validering av gasutströmningsförloppet i tanken hänvisar vi till figur 1 i Molkov 2009 [4] som visar övertrycket i tanken som en funktion av tiden vid ett utsläpp av vätgas (initialtryck: 208 bar, temperatur: 288 K, initial massa: 3,025 kg och diameter på ventilen 9,5 mm). En simulering med detta scenario med vår modell visas i **Figur 2.3** (röd streckad linje), där övertrycket stämmer väl överens med data i figur 1 i [4]. För tydlighet har scenariot även simulerats med Molkovs modell och beräknat övertryck visas i **Figur 2.3** (blå linje).



Figur 2.3. Simulering av ett valt scenario med vätgas (beskrivet i text) där experimentella data finns presenterade (se figur 1 i Molkov 2009 [4]).

För validering av similaritetslagen (jetmodellen) hänvisar vi till figur 7 i Molkov 2012 [15]. Figuren visar fraktionen vätgas mot avstånd från hålet, dimensionerad mot hålstorleken och densiteten på ett vis som linjäriserar denna relation. Man kan notera i valideringen att modellen (linje) jämfört med experimenten (punkter) generellt överpredikterar koncentrationen något, dvs. modellen är konservativ. Anledningar till att vissa av experimenten visar lägre koncentrationer skulle kunna vara inverkan av lyftkraft, svårigheter i själva mätningen då jeten kan driva något vid inverkan av vind, eller ej full kontroll på utströmningsfaktorn. Notera att denna validering görs med håldiametern vid tanken och inte vid virtuella ventilen, vilket är en approximation som ger ett fel som är proportionellt mot $\sqrt{(v_2/v_3)}$ dvs. mellan 0 – 5 %, och som i vårt fall ger en mer konservativ beräkning av riskavståndet. Till skillnad från figur 7 i Molkov 2012 [15] används här gasutströmningmodellen från Mohamed [5] (presenterad ovan), vilket ger ca 2 % avvikelse från Molkovs modell för beräkningen av pseudo-diametern (ekv. 2.5), vilket är försumbart i sammanhanget.

Värt att notera är också att modellen baseras på $k = 5,4$, som avviker från det ursprungliga värdet $k = 5$ enligt [10], vilket är ett misstag i referensen [15]. I ytterligare en studie där Schefer m.fl. [19] undersökt småskaliga läckage av olika gaser, bland annat metan och vätgas, anpassas similaritetslagen till experimentella data där de finner att $k = 4,8$ för vätgas. I vår implementering har vi dock valt att följa Molkovs modell med $k = 5,4$.

2.3.2 Metan

Experimentella data på massflöden för utsläpp av metan är sällsynta och därför saknas validering för ett transient förlopp för metan. Däremot har en jämförelse gjorts på initiala massflöden mellan två modeller samt en modell utvecklad av Hourri som heter FLACS [20], jämförelserna sammanfattas i **Fel! Hittar inte referensskälla.**, där vi simulerat ett utsläpp ur en tank med initialtryck mellan 100 och 700 bar och genom en ventil med en

diameter på 6,35 mm. FLACS är en kommersiell mjukvara och ekvationerna är inte explicit givna men modellen baseras på antaganden om isentropi och ideal gas. De två modellerna som baseras på antagande om isentropisk expansion och ideal gas är föga förvånande alla väldigt nära varandra som sig bör. Den reella gasmodellen avviker från övriga och dessa resultat visar på vikten att använda en reell gasmodell speciellt vid högre tryck.

Tabell 2.1. Initiala massflöden (kg/s) för ett gasutsläpp från en högtryckstank genom en ventil med 6,35 mm diameter, simulerat för olika tryck (bar) och olika modeller.

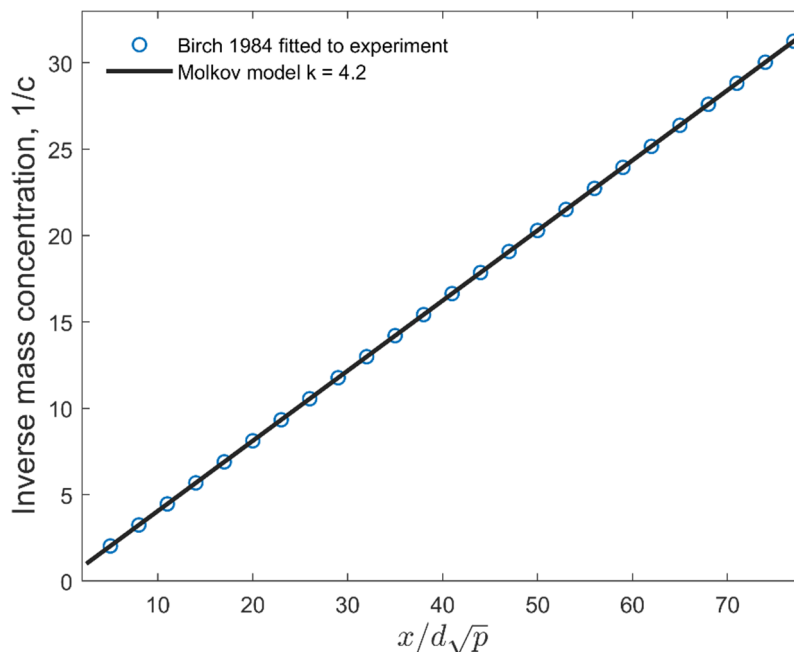
Modell \ Tryck (Pa)	100	250	400	550	700
Metan					
Mohamed Van der Waals	0,56	1,62	2,54	3,30	3,96
Vådautsläpp	0,54	1,36	2,17	2,99	3,80
FLACS	0,54	1,34	2,14	2,94	3,74
Vätgas					
Mohamed Van der Waals	0,18	0,45	0,70	0,94	1,17
Vådautsläpp	0,20	0,49	0,78	1,07	1,37
FLACS	0,20	0,49	0,78	1,07	1,36

För validering och kalibrering av jetmodellen för metan använder vi experimentella data från dels Birch [11] och dels Schefer [19]. Den senare har gjort experiment med varierande rörelsemängd i utsläppet och värden för k ligger i spannet 4,46 – 4,76. Variationen har troligen mer med experimentella variationer att göra än något rörelsemängdsberoende, så samtliga fall ligger inom samma område på rörelsemängd versus lyftkraftsberoende.

Birchs [11] data innefattar mätningar av den axiella koncentrationen efter utsläpp genom ett hål vid tryck mellan 3,5 och 71 bar och till detta behöver vår valda modell anpassas. Det experimentella datat i [11] finns inte att tillgå, men däremot anpassades i referensen (figur 5 i [11]) similaritetslagen tillsammans med en expansionsmodell (annan än vår) vilket resulterande i $k = 4,9^1$ (med antagande att tömingskoefficienten, $C_d = 0,85$). Vi har anpassat vår modell till denna av Birch [11] anpassade modell som är att anse som en perfekt modell för just metan, och detta ger $k = 5,0$ för vår del (med antagande att tömingskoefficient, $C_d = 0,85$).

I **Figur 2.4** nedan där vi plottat invers masskoncentration, istället för molkoncentration som de gjort i figur 5 [11], mot skalat avstånd sådant att linjärt förhållande uppnås för olika modeller och olika värden på k (vilken är inversen av lutningen). Blå cirklar visar den direkta anpassningen till mätdata från Birch [11] och svart linje vår valda modell $k = 5,0$ och $C_d = 0,85$. Detta värde på k överensstämmer inom 10 % med värden för metan i [19] (4,46 – 4,76). Överensstämmelsen med det universella värdet på $k = 5,0$ för fullt expanderade jetar [10] bekräftar expansionsmodellens giltighet.

¹ I Birch [10] har felaktigt volymkoncentration använts istället för masskoncentration som är den gängse enheten [9], vilket inte ger ett riktigt jämförbart värde för k . Notera också att anpassningen därför kräver omvandling däremellan.



Figur 2.4. Visar invers mass koncentration mot skalat avstånd till källan. Blå cirklar visar anpassning till experimentellt data enligt Birch [11] och svart linje Molkovs modell med kalibrerad $k = 4,2$ (med $C_d = 1$) för att överensstämna med Birch.

2.4 Modellantaganden och begränsningar

Modellerna som beskrivits ovan har vissa begränsningar som beskrivs nedan.

- Vi antar att utströmningsfaktorn $C_d = 0,95$. I DE kan användaren välja C_d .
- Det sker ingen inblandning av omgivande luft eller andra energiförluster under expansionsfasen. (I verkligheten sker ett komplext flödesförlopp vid ventilen med sk. Mach-diskar, se [15, 21], innan flödeshastigheten är reducerad till $Mach = 1$, men den sträcka det sker på är kort i jämförelse med jetens längd ur ett riskavståndsperspektiv, varför ett sådant antagande anses rimligt). Detta antagande är konservativt men överensstämmelsen för proportionalitetskonstanten k mellan under- och fullt expanderade jetar vittnar om att det är ett korrekt antagande.
- *Hålets form:* Modellerna antar ett utsläpp genom ett runt hål. Det finns även parametrar givna för plana hål [10].
- *Tryckspann:* Vi antar ett kritiskt flöde och att hastigheten därmed är densamma som ljudets hastighet. Det finns rapporter om överljudshastighet när tryckkvoten mellan tanken och atmosfären överskrider 41,2 [15]. Detta resulterar i multipla mach-diskar vilka i sin natur inte är riktigt utredda även om riskavståndet inte borde påverkas nämnvärt. Som undre tryckgräns används att trycket i ventilen ska vara större än omgivningens tryck (atmosfärstryck) enligt Mohamed [5], vilket i huvudsak överensstämmer med [15]. Vid sub-kritiskt flöde bör däremot andra modeller användas [1].
- *Fastillstånd:* Modellen gäller superkritiska gaser, dvs. tryck och temperatur i tanken överskrider den termodynamiska kritiska punkten varvid gränsen mellan faserna vätska och gas inte längre existerar. För att säkerställa att modellen endast används inom modellens giltighetsområde under ett utströmningsförlopp har en spärr implementerats i Dispersion Engine; när temperaturen i tanken understiger den kritiska temperaturen avbryts simuleringen.

- Validering mot experimentella data är för vätgas gjorda upp till höga tryck (70 MPa) och stora hål upp till 25 mm i diameter, men inte kombination av högt tryck och stora hål [15]. Det finns ingen anledning att tro att valideringen inte skulle fungera. Däremot vid full bore-ruptures och läckage ur rör bör andra modeller användas [1]. Breitung m.fl. gjorde 2019 en CFD modellering vid 71 MPa och hålstorlek på 10 cm² som exempel på storskaligt läckage [22].
- Validering mot experimentell data för metan är gjorda mellan 3,5 till 71 bar [11].
- *Brinnande låga*: Modellen ger ej säkerhetsavstånd för värmestrålning vid händelse av brinnande vätgasjet [3]. Inte heller beaktas (spontan) antändning av vätgasen.
- *Omgivning*: Utsläppen är modellerade att ske horisontellt i fri atmosfär under antaget om standard tryck och temperatur. Således hanterar modellen ej förutsättningar som gäller i ett stängt utrymme av begränsad volym.
- Modellen antar isentropiska förhållanden. Troligtvis är en Joule-Thomson expansion mer korrekt då den inte bara beräknar mass- och rörelsemängdsflöden utan även temperaturen på den flödande gasen, vilket är viktigt vid beräkning av lyftkrafter (t.ex. vätgas) och tunggas-effekter (t.ex. koldioxid).
- Gasutströmningsmodellen utgår från Van der Waals tillståndsekvation. Det finns andra reella gaslagar som potentiellt skulle kunna ge mer korrekta resultat vid höga tryck. Även Beattie-Bridgeman är implementerad i Dispersion Engine.

3 Deposition över mark och vatten – klor, svaveldioxid och ammoniak

Inom projektet *Vidareutvecklad spridningsmodellering för räddningstjänst* har vi implementerat en depositionsmodell för torrdeposition av gaser i PUMA som tidigare har använts i den långväga spridningsmodellen PELLO. En stor del av koden har direkt kunnat överföras men vissa anpassningar har behövt göras eftersom PUMA och PELLO har en del strukturella skillnader, bland annat i hur vädret beskrivs och i hur ämnet diskretiseras under spridningsförloppet (puffar versus partiklar).

Vi har även lagt till de ämnesparametrar som behövs för att kunna använda depositionsmodellen för att simulera torrdeposition av svaveldioxid, ammoniak och klor.

3.1 Bakgrund

Vid ett utsläpp kommer luftburna föroreningar över tid att deponera i den omgivande terrängen. Detta är en komplicerad process som beror på flera samverkande fysikaliska, kemiska och biologiska processer. Processerna beror på många parametrar och påverkas förutom av väderförhållande och det deponerade ämnets egenskaper även av egenskaperna hos ytan som ämnet deponerar på. Man brukar dela in deposition i två typer, torrdeposition och våtdeposition. Torrdeposition är fallet då ämnet på grund av luftförelser kommer tillräckligt nära en yta eller föremål för att direkt interagera med den. Våtdeposition är fallet då ämnet interagerar med vattendroppar i luften och följer med dessa ner till marken när det regnar. Man skiljer även på fallen då det deponerade ämnet är i gasfas och när ämnet sprids som små partiklar (aerosoler).

DE har sedan tidigare stöd för flera olika depositionsmodeller för både torr- och våtdeposition men dessa har hittills endast varit tillgängliga för att simulera långväga spridning. PUMA har hittills helt saknat möjligheten att simulera depositionsprocesser.

3.2 Modellbeskrivning

Torrdepositionsmodellen som används är framtagen av Zhang *et al.* [23] och har tidigare används i andra sammanhang av FOI. Det finns en utförlig FOI-rapport som beskriver modellen [24]. Eftersom dessa referenser på ett bra sätt beskriver modellen kommer vi inte återge alla detaljer här utan i huvudsak hänvisa till den tidigare rapporten. Vi kommer istället att nöja oss med att sammanfatta huvuddragen i modellen och sedan fokusera på de anpassningar som gjorts för att implementera modellen i PUMA.

Depositionsprocesser beskrivs ofta i termer av en depositions hastighet v_d [m/s] som ges av

$$v_d(z_{ref}) = \frac{F(z_{ref})}{C(z_{ref})}, \quad 3.1$$

där $F(z_{ref})$ är massflödet till marken [kg/sm²] och $C(z_{ref})$ är luftkoncentrationen [kg/m³] vid höjden z_{ref} [m] över marken. Syftet med depositionsmodellen är att uppskatta ett värde för v_d givet information om ämnet, vädret och terrängens egenskaper. När vi känner v_d och C (som ges av spridningsberäkningarna) kan vi beräkna mängden deponerat ämne per tidsenhet.

Modeller för torrdeposition använder ofta en motståndsanalogi från ellära för att beskriva de olika ingående processerna. Varje steg i depositionsprocessen tillskrivs ett motståndsvärde R [s/m]. Det totala depositions motståndet beror då av ”ersättningsresistansen” som fås genom att räkna ihop bidraget från alla ingående delprocesser.

I den aktuella modellen beräknas v_d genom att kombinera tre resistanser:

$$v_d = \frac{1}{R_a + R_b + R_c}, \quad 3.2$$

där R_a är den aerodynamiska resistansen som beskriver transporten ner mot marken. Den beror på meteorologiska parametrar såsom z_0 (surface roughness), L (Monin-Obukhovs längd) och u_* (skjuvhastigheten), men är oberoende av egenskaperna hos det transporterade ämnet.

Den andra resistansen, R_b , representerar transporten den sista biten ner mot marken där ämnets rörelse främst domineras av molekylärdiffusion.

Den tredje resistansen, R_c , motsvarar vad som händer när ämnet interagerar med ytan. Beroende på typ av ämne och ytans egenskaper kan flera olika infångningsprocesser inträffa. Denna term utgörs därför av flera separata processer som kombinerats till en resistans i det slutgiltiga uttrycket. Den här termen är otroligt komplex och skillnaden mellan olika depositionsmodeller ligger ofta i hur den här termen approximeras.

Den här typen av depositionsmodeller används oftast till mer storskaliga simuleringar där luftkoncentrationen antas variera långsamt med höjden. Modellen blir då relativt okänslig för vilken referenshöjd, z_{ref} som används i beräkningen. Men för mer lokala simuleringar, särskilt i närheten av källan, kan koncentrationsgradienten i höjdlid bli betydande. Valet av z_{ref} kan då påverka resultatet markant om modellen används utan modifikationer. Hur z_{ref} väljs är inte definierat i Zhang *et al.* [23]. Vi har därför valt att utgå från metoden som beskrivs av Wesely *et al.* [25], där de sätter z_{ref} till 2/3 av vegetationshöjden. Vi kan approximera vegetationshöjden som $10z_0$, vilket ger $z_{ref} = 20z_0/3$. För att anpassa modellen till PUMA behövs två ytterligare modifieringar: 1) För att hantera situationen med puffar nära mark används $z_{ref} = \min(20z_0/3, z)$, där z är puffens höjd över marken. 2) Man behöver korrigera resultatet för puffens storlek i de fall där puffen är mindre än vegetationshöjden. Vi minskar därför depositionen för små puffar genom att skala om massflödet enligt $F(z_{ref}) = v_d(z_{ref})C(z_{ref}) \min(1, 4\sigma_z/10z_0)$, där σ_z är standardavvikelsen i z -led för den gaussiska puffen. Idén är att ytan som gasen deponerar emot är fördelad utmed hela vegetationshöjden och att en liten puff därför inte kan interagera med hela depositionsytan. Den här omskalningen går tyvärr inte att validera mot experiment då lämpliga referensdata saknas, så det är möjligt att en annan omskalningsfaktor skulle kunna ge ett mer korrekt resultat. Eftersom puffarna expanderar snabbt påverkar denna omskalning bara depositionsförloppet under några få sekunder nära källan, och problemet är endast relevant för terränger med höga värden på z_0 . I de flesta fall är puffarna så stora relativt z_0 att inga korrekationer behövs.

3.2.1 Markegenskaper

För att beskriva terrängen som depositionen inträffar över inför modellen så kallade "Land Use Classes" (LUC), dvs. modellen använder ett mindre antal fördefinierade kategorier för att klassificera terrängen. Exempel på kategorier kan var lövskog, barrskog, vatten och stadsmiljö. Kategoriindelningen som används internt i modellen innehåller 26 kategorier och beskrivs i [23, 24], men för att upprätthålla kompatibilitet med andra depositionsmodeller använder DE klassificeringssystemet från IGBP med 17 terrängklasser som indata. Dessa konverteras sedan internt av DE till de LUC-kategorier som används som indata till en specifik depositionsmodell.

I modellen finns fördefinierade tabeller med relevanta depositionsparametrar för de olika terrängtyperna. Parametrar som ingår är bland annat z_0 , uppskattade max och min temperaturer och lövarea, en viktig parameter som dessutom är tidsberoende och varierar med årstiderna. Lövarea är en parametrisering av mängden växtlighet och definieras som den enkelsidiga lövarean per markarea för lövträd och som den projicerade barrarean per markarea för barrskog [24].

En viktig del av modellen är att dessa tabeller även innehåller mätvärden för flera av de ingående delprocesserna i R_c för olika terrängtyper. Dessa finns angivna för två referensämnen: svaveldioxid och ozon. Dessa ämnen är valda dels på grund av att det finns mätdata för dem (vilket är ganska ovanligt) och dels för att de representerar två olika ämnesgrupper och det är möjligt att parametrisera depositionsbeteendet hos de flesta andra ämnen som en kombination av dessa två ämnen.

3.2.2 Ämnesparametrar

Den här modellen introducerar tre nya modellspecifika parametrar som måste sättas för att modellen ska fungera. Den första parametern, α , är kopplad till referensämnet svaveldioxid. Medan den andra parametern, β , är kopplad till referensämnet ozon. Dessa parametrar är en anpassning till mätvärdena för referensämnena och har inte en exakt fysikalisk eller kemisk mening. Men man kan tolka dem så att α motsvarar ämnets vattenlöslighet i relation till svaveldioxid, och på motsvarande sätt kan β sägas motsvara ämnets reaktivitet relativt ozon.

Den tredje parametern, R_m , (mesofyll-motstånd) är en motståndsterm som beskriver ämnets oförmåga att tränga in i växtvävnad, denna term används främst till ämnen med låg vattenlöslighet som inte är särskilt reaktiva.

Författarna till den ursprungliga modellen har tagit fram lämpliga parametrar för 31 olika ämnen [26]. Dessa ämnen inkluderar svaveldioxid och ammoniak, men parametrar för klor saknas och har därför behövt uppskattas. Vi använder samma tillvägagångssätt för att uppskatta parametervärdena som används i [26] för de ämnen där mätvärden saknas. Metoden går ut på att uppskatta ämnets vattenlöslighet utifrån den effektiva konstanten från Henrys lag, H^* . Samt att ämnets reaktivitet uppskattas från ämnets logaritmiska elektronaktivitet pe^0 för en redox halvreaktion. Man bör vara försiktig med den här parametern eftersom ett ämne kan genomgå flera olika halvreaktioner med olika pe^0 . Dessa parametrar jämförs sedan med motsvarande parametrar för referensämnena för att uppskatta värdet på α och β .

En utförlig lista med fysikaliska Henrys konstanter H^{CP} för olika ämnen finns i [27]. Den andra parametern pe^0 är svår att slå upp direkt men den kan beräknas från standardelektrodpotentialen för en halvcellsreaktion E^0 , genom

$$pe^0 \approx \frac{E^0}{0,0592}. \quad 3.3$$

För klor utgår vi från H^{CP} från [27], vi antar att $H^* = H^{CP}$. För pe^0 utgår vi från halvreaktionen:



Reaktionen har $E^0=1,36$ V vilket ger $pe^0 \approx 23$ [28]. Utifrån dessa värden bedömer vi att klor bör ha liknande depositionssegenskaper som ozon.

Depositionsparametrarna för de ämnen som är intressanta för det här projektet finns listade i **Tabell 3.1**. Det har varit svårt att hitta bra referenser för att bestämma depositionsparametrarna för klorgas, vi har valt att använda samma metod som används av Zheng *et al.*, men de påpekar också att metoden har brister och de använde därför bara metoden när mätvärden saknades. Deras metod ger $\alpha = 0$ och $\beta = 1$, men det finns andra referenser som föreslår högre depositions hastigheter än vad dessa parametrar ger, se tex [29].

Tabell 3.1. Ämnesparametrar för depositionsmodellen. Värden för SO₂, O₃ och NH₃ givna i [26], Parametrarna för Cl₂ har uppskattats baserat på H och E⁰ värden givna av [27, 28].

Ämne	H^* [M/atm]	pe^0	α	β	R_m [s/m]
Svaveldioxid, SO ₂	$2,65 \times 10^5$	75,6 to -7,6	1	0	0
Ozon, O ₃	$(0,1-1,3) \times 10^{-2}$	28,1-18,6	0	1	0
Ammoniak, NH ₃	$1,1 \times 10^4$	N/A	1	0	0
Klor, Cl ₂	$(9,0-9,3) \times 10^{-2}$	23	0	1	0

3.2.3 Deposition över vatten

Modellen stödjer deposition till vattenytor. Detta aktiveras automatiskt om terrängtypen sätts till någon av de LUC-klasser som beskriver vatten. Depositionsmodellen innehåller ingen funktion för att uppskatta våghöjden, vilket innebär att depositions hastigheten över vatten kommer vara oberoende av vindhastigheten.

3.2.4 Anpassning till PUMA

Implementationen följer i huvudsak beskrivningen i [24] men för att använda modellen i PUMA har ett par anpassningar genomförts. Flera av punkterna nedan är saker som går att lösa men som det inte funnit tid att hantera inom detta projekt.

- Som indata för terrängtyper använder DE klassificeringssystemet från IGBP med 17 terrängklasser som indata, detta konverteras sedan internt till den modellspecifika klassificeringen.
- Om alla tre ämnesparametrar (α , β , R_m) sätts till noll stängs torrdepositionen av för det ämnet. Detta är ett specialfall vi lagt in.
- PUMAs vädersystem förutsätter för närvarande att vinden och terrängen är homogen i hela domänen. Depositionsmodellen tillåter däremot att terräng och väder förändras över domänen. Depositionen kommer således påverkas av varierande terräng medan puffarnas rörelse inte påverkas av de olika terrängtyperna. Det betyder att värden på vissa parametrar, tex z_0 , i en specifik punkt kan vara olika för depositionsmodellen och spridningsmodellen. Spridningsmodellen ser bara ett medelvärde av den mer högupplösta terrängen som används av depositionsmodellen.
- Vid beräkningen av R_b beräknas diffusionskonstanten för luft istället för ämnet som sprids, R_b blir således oberoende av vilket ämne man använder.
- PUMAS väder är konstant, dvs. tidsvarierande parametrar uppdateras inte under körningen utan sätts vid skapandet av väderobjektet. För depositionsmodellen innebär det att det inte blir något dygnsberoende i depositions hastigheten vid längre körningar, modellen ger annars en variation i växternas upptag baserat på solinstrålning som reglerar hur aktiv fotosyntesen är.
- Depositionen beräknas endast för puffens centerposition. En stor puff som breder ut sig så att den samtidigt passerar över flera olika terrängtyper kommer att deponera enligt den terrängtyp som är mitt under puffens centrum. Det betyder att det inte är meningsfullt att definiera en allt för hög terrängupplösning (i relation till puffarnas storlek).
- Depositionsmodellen innehåller termer för att beskriva hur torrdepositionen påverkas av nederbörd och snö, detta är inte fullt implementerat i den nuvarande versionen på grund av begränsningar i PUMA:s beskrivning av meteorologin.

3.2.5 Modellbegränsningar

Den här typen av modeller bygger på en rad antaganden, och resultatet beror oftast i första hand på kvalitén på de indata man ger modellen. Det finns dock vissa fenomen som helt utelämnats i modellen.

- Modellen simulerar torrdeposition av gas. I många scenarier sker dock utsläppen som en blandning av gas och aerosoler, särskilt för utsläpp av tryckkondenserad eller komprimerad gas, där stora temperaturskillnader kan uppstå och ge upphov till kondensation och droppbildning. Droppar och aerosoler hanteras inte av den här modellen och kommer leda till högre depositions hastigheter, särskilt nära källan.
- Förändringar i ytegenskaper på grund av deposition. Om en yta utsätts för deposition under en längre tid (alternativt kraftig deposition under en kortare tid), kan ytegenskaperna förändras vilket kan påverka depositions hastigheten över tid.
- Det görs ingen interpolation i tiden av terrängdata. Tabellerna med terrängdata för tidsberoende parametrar innehåller ett värde för varje månad. Vissa parametrar, t.ex. LAI (Leaf Area Index), varierar kraftigt mellan olika månader, vilket kan ge en diskontinuitet i depositions hastigheten om simuleringen sträcker sig över ett månadsskifte.
- Vattenytor modelleras som ytor med en konstant *surface roughness*, ingen hänsyn tas därför till varierande våghöjd varken i PUMA:s spridningsberäkning eller i depositionsprocessen.
- Depositionsmodellen har termer som beror på nederbörden, men eftersom vi bara modellerar torrdeposition bör man vara försiktig med dessa resultat, detta eftersom torrdepositionen kan minska när blad och växter blir täckta av vatten medan den totala depositionen egentligen borde öka på grund av våtdepositionsprocesser som inte alls är inkluderade i den här modellen.

4 Källmodell för kemiska stridsmedel – en granatkälla

Inom projektet *Vidareutvecklad spridningsmodellering för räddningstjänst* har en källmodell tagits fram för några kemiska stridsmedel som är mest relevanta för räddningstjänsten. Dispersion Engine (DE) innehåller sedan tidigare funktionalitet för att beräkna och simulera utsläpp av kemiska stridsmedel. Det innefattar källtyper som spill, vilket kan hanteras som avdunstning från en pöl på marken, och utsprängning där ämnet frisätts i en explosion, vart efter en del av ämnet antas bilda ett luftburet primärmoln och resterande del deponeras som droppar på marken som senare avdunstar och bildar ett sekundärmoln. Modeller och beskrivning av dessa källor redogörs inte för i denna rapport utan finns att läsa om i Vådautsläpp [1]. Inom projektet *Vidareutvecklad spridningsmodellering för räddningstjänst* har dock en ny modell som beskriver en sekundärkälla för explosiv källa tagits fram och implementerats, främst med syfte att underlätta hanteringen av källan för användaren genom att minimera antalet ingångsparametrar.

Nedan beskrivs resonemanget bakom sekundärkällan för en explosiv källa beroende på dess höjd över marken. Syftet är att skapa en representativ och pragmatisk källterm som är anpassad för DE. En översiktlig beskrivning av fallhastigheter, positioner samt partikelstorlekar ges följt av de antaganden och förenklingar som gjorts.

4.1 Partikelstorlekar

En explosion ger upphov till partiklar (eller aerosoler) med en kontinuerlig storleksfördelning. Fördelningen beror på sprängkraft, vapenbärarens konstruktion och egenskaperna hos ämnet som sprängs ut. Massmedianen vid en explosiv källa anges av Näslund *et al.* till $\sim 150 \mu\text{m}$ [30] vilket ska tolkas som att hälften av massan är fördelad på partikelstorlekar som är större än $150 \mu\text{m}$. Storleken av partiklarna ansätts till att vara lognormalfördelad med parametrarna $\mu = \log(150)$ och $\sigma = 0,5$ enligt

$$p_f = \text{lognormal}(\mu, \sigma). \quad 4.1$$

Fördelningsfunktionen för massan p_m beräknas enligt

$$p_m \equiv \frac{r^3 p_f(r)}{\int r^3 p_f(r) dr} \quad 4.2$$

baserat på att volymen och därigenom massan skalar med radien upphöjt i tre. De två fördelningsfunktionerna visas i **Figur 4.1** tillsammans med ett exempel på indelning i intervall och delintervall.

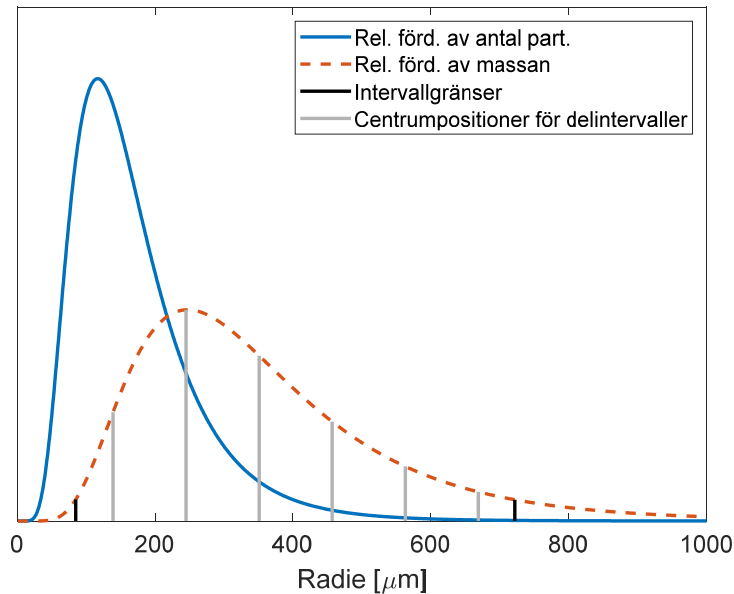
Ett intervall för partikelstorlekarna skapas genom att beräkna två gränsvärden. Dessa gränsvärden finner vi genom att definiera parametern $0 \leq \alpha \leq 1$ och beräkna intervallet där

$$p_m \geq \alpha \max(p_m). \quad 4.3$$

Den massa som finns utanför det intervallet adderas till massfördelningen inom intervallet på så sätt att förhållandet mellan delintervallen samt den totala massan bibehålls, dvs. en trunkerad fördelningsfunktion. Ett värde på 0,1 används som standard för α .

Användaren kan välja hur många delintervall, N , som ska användas. Intervallet som beräknats i ekv. (4.3) delas upp i N delintervaller linjärt fördelade över r . Varje delintervall hanteras separat och partiklarnas storlek för intervallen sätts till centrumvärdet. Det innebär att delintervallen representerar olika delmängder av alla partikelstorlekar och kan tilldelas olika fallhastigheter. Partiklarna för varje delintervall transporteras därför genom luften på olika sätt under fallet mot marken. Varje delintervall

ger upphov till en delterm i DE och tillsammans utgör dessa N delkällor en källterm för avdunstningen av den markbundna fraktionen av den totala utsprängda massan.



Figur 4.1. Fördelningen av antal partiklar och massan som funktion av radien. Den blå heldragna linjen visar antal partiklar och har en median på 150 μm . Den röda streckade linjen visar fördelningen av massan. De svarta vertikala linjerna visar intervallet som används för källtermen och de vertikala grå linjerna visar centrum för de intervaller som partiklarna delas in i (i detta fall är $N = 6$).

4.2 Falltid

För att beräkna hur lång sträcka partiklarna färdas med vindarna måste den totala falltiden beräknas. Gränshastigheten för ett objekt avser dess maximala fallhastighet vilket uppnås när friktionskraften från luften, som ökar med objektets fallhastighet, uppnår gravitationskraften. Näslund och Thaning [31] analyserade teoretiskt fallhastigheter för partiklar i atmosfären. Processen beror på turbulensen, uttryckt i Reynolds tal, och inkluderar tre olika områden. Turbulensen beror i sin tur på den relativa hastigheten mellan partikeln och luften. Det enklaste fallet med låg turbulens kallas för Stokes område. I detta fall kan fallhastigheten lösas analytiskt. Fallhastigheten w_p för små partiklar i en stillastående atmosfär som funktion av tiden t ges av

$$w_p(t) = g\beta\tau(e^{-t/\tau} - 1), \quad 4.4$$

där g är gravitationskonstanten och β beskriver den relativa densitetsskillnaden mellan partikeln och luften enligt

$$\beta \equiv \frac{\rho_p - \rho_f}{\rho_p}, \quad 4.5$$

där ρ_p och ρ_f är partikelns respektive luftens densiteter. Tidskonstanten τ beskriver hur snabbt partikelns hastighet närmar sig gränshastigheten och ges av

$$\tau = \frac{2r^2\rho_p}{9v\rho_f}, \quad 4.6$$

där r är partikelns radie och v är den kinematiska viskositeten. För luft är $v = 14,8 \cdot 10^{-6} \text{ ms}^{-1}$.

Gränshastigheten, $w_{p,max}$, uppnås asymptotiskt och erhålls genom att låta $t \rightarrow \infty$ i ekv. (4.4), vilket ger

$$w_{p,max} = -g\beta\tau. \quad 4.7$$

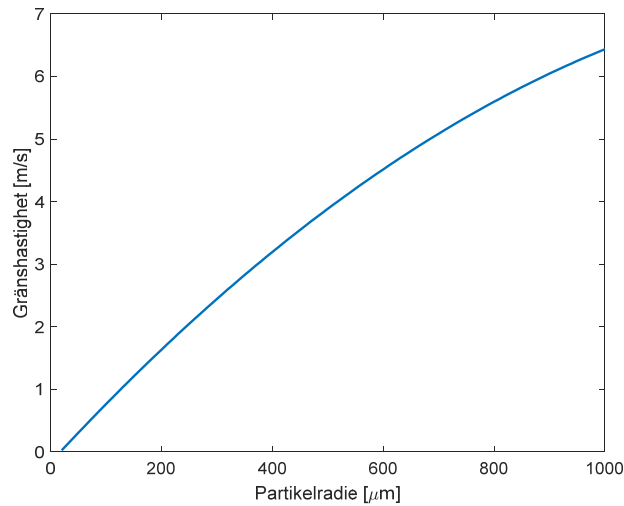
Minustecknet indikerar att hastigheten sker nedåt. Ekvation (4.4) kan skrivas om till ekv. (4.8).

$$w_p(t) = -w_{p,max}(e^{-t/\tau} - 1). \quad 4.8$$

Beräkningarna ovan gäller det vindstilla fallet och för låga Reynoldstal. Med ökande vindhastighet ökar även turbulensen. Detta medför mer komplicerade förlopp på grund av att partikelns relativa hastighet jämfört med den närmsta omgivande luften varierar med tiden vilket ger upphov till icke-linjära effekter. Dessutom finns en koppling mellan de olika geometriska riktningarna. Horisontella fluktuationer ger upphov till en ökad vertikal motståndskraft, minskad fallhastighet och att den luftburna tiden ökar.

En approximativ ekvation för gränshastigheten även utanför Stokes giltighetsområde ges av ekv. (4.9) och visas i **Figur 4.2**. Det är denna ekvation som används vid beräkningen av fallhastigheter här.

$$w_{p,max} \approx -0,16 + 9580r - 2,72 \cdot 10^6 r^2. \quad 4.9$$



Figur 4.2. Gränshastigheten som funktion av partikelradien.

Uttrycket i ekv. (4.8) beskriver den dynamiska accelerationsprocessen för små partiklar under vindstilla förhållanden. Partikeln accelererar från stillastående (initial hastighet från explosionen inkluderas endast genom bedömningen av den initiala puffens storlek) till sin maximala fallhastighet på ett sätt som kan beskrivas enligt

$$w_p(t) = -w_{p,max}(e^{-t/\tau} - 1). \quad 4.10$$

En partikel som faller från höjden H träffar marken efter tiden T enligt:

$$\begin{aligned} H &= -w_{p,max} \int (e^{-t/\tau} - 1) dt = w_{p,max} \tau [e^{-t/\tau}]_0^T + w_{p,max} [t]_0^T \\ &= w_{p,max} \tau (e^{-T/\tau} - 1) + w_{p,max} T. \end{aligned} \quad 4.11$$

Ekvation (4.11) kan skrivas om till ekv. (4.12) vilket ger det slutgiltiga uttrycket för falltiden:

$$\frac{H}{w_{p,max} \tau} = e^{-T/\tau} + \frac{T}{\tau} - 1. \quad 4.12$$

Ekv. (4.12) kan endast lösas analytiskt med avseende på T för extremvärden för T/τ . En implicit lösningsalgoritm, tex. Newton-Raphson, krävs för det generella fallet. Detta uttryck är härlett utifrån Stokes giltighetsområde.

Det finns ingen analytisk lösning för fallhastigheten utanför Stokes område. Däremot är det rimligt att anta att ekv. (4.8) beskriver den dynamiska fallhastigheten väl även utanför Stokes område under förutsättning att tidskonstanten τ beräknas på ett relevant sätt. Näslund *et al.* [31] har genomfört detta och ekvationen

$$\tau = 0,0024 + 340r - 6,894 \cdot 10^4 r^2 \quad 4.13$$

ger en bra anpassning till lösningen.

4.3 Atmosfärisk transport

Vindfältet består av drivande vindar samt finskalig turbulens. Båda dessa komponenter beror på aktuell meteorologisk stabilitet och varierar med höjden. För den laterala transporten används vindhastigheten vid halva explosionshöjden. Givet denna hastighet och den totala falltiden, från ekv. (4.12), erhålls en deponeringspunkt då turbulensen inte är inräknad.

Den atmosfäriska turbulensen beror på stabiliteten som anges av Pasquill-klasser. Turbulensen ger upphov till att det deponerade materialet sprids över ett större område än den initiala puffen. De fysikaliska uttrycken som används för härledning av en Gaussisk plym [32, 33] beskriver detta förlopp på ett välgrundat sätt och tillåter oss att använda samma mått på spridningen. Riktningarna är valda så att vinden blåser i positiv x-riktning vilket innebär att y-riktningen är ortogonal mot vindriktningen och z anger den vertikala positionen. Parametern σ_y är av särskilt intresse. Den är plymens standardavvikelse och beskriver hur den horisontella vidden på plymen ändras med avstånd från utsläppspunkten.

$$\sigma_y = e^{(I_y + J_y \ln(x) + K_y \ln^2(x))}, \quad 4.14$$

där koefficienterna I_y , J_y och K_y är beroende på den atmosfäriska stabiliteten och är kända från experimentella studier. Se **Tabell 4.1** för värden på koefficienterna.

Tabell 4.1. Koefficienter för spridningen i y-riktningen (för olika stabiliteter A-F) i modellen för en Gaussisk plym.

	A	B	C	D	E	F
I_y	-1,104	-1,634	-2,054	-2,555	-2,754	-3,143
J_y	.9878	1,0050	1,0231	1,0423	1,0106	1,0148
K_y	-0,0076	-0,0096	-0,0076	-0,0087	-0,0064	-0,0070

Den initiala puffen antas vara sfärisk. Puffens ursprungliga utsträckning i y- och z-riktning används för att beräkna det slutliga deponeringsområdet. Denna beräkning görs individuellt för varje delintervall och ger upphov till lika många deponerade områden. Puffens höjd i kombination med vindhastigheten påverkar direkt utbredning i x-led medan turbulensen bidrar till ytans storlek i både x- och y-riktning. Metoden som appliceras utgår ifrån att landningspunkterna beräknas för de högsta och lägsta delarna i den initiala puffen separat. Därefter beräknas utbredningarna för dessa två avstånd där störst värde erhålls för puffens översta del som färdas längst. Utbredningen ges av σ_y och används som turbulent utbredning även i x-riktning. Slutligen adderas den ursprungliga storleken på puffen i horisontal-led. Eftersom bredden på puffen med material som är på väg att deponera ökar med avstånd från startpositionen ger varje delintervall upphov till ett källområde med rombisk form. Av praktiska skäl omformas denna yta till en rektangulär form med samma area.

4.4 Övriga antaganden

Utöver antaganden som angetts i texten ovan görs även följande antaganden i beräkningen av källtermen:

- Vid explosionen förbränns eller förstörs på annat sätt en mindre andel av den aktiva substansen. Här antas att 95 % av substansen överlever.
- Den initiala puffstorleken antas vara 10 m. Detta motsvarar en standardavvikelse på en Gaussisk puff i PUMA på 2,86 m.
- Den utsprängda substansen kommer delvis bilda ett primärmoln bestående av gas och/eller små kolloidala partiklar som kan betraktas som gas. Substansens fördelning mellan primärmoln och deponerat fält varierar beroende på utsprängning och årstid. Enligt Karlsson *et al.* [34] och Näslund *et al.* [30] utgör massa 10 – 60 % av den utsprängda massan primärmolnet. Här antas att 40 % av den utsprängda massan utgör primärmolnet för samtliga fall förutom när det handlar om VX vilket tydligt pekas ut som ett undantag som på grund av sin låga flyktighet och ibland tröga konsistens framförallt deponeras på marken. För VX antas endast 10% av massan bli luftburet.
- Massan som användaren anger syftar till massan av den aktiva substansen. Eventuella orenheter finns ej med i denna siffra.

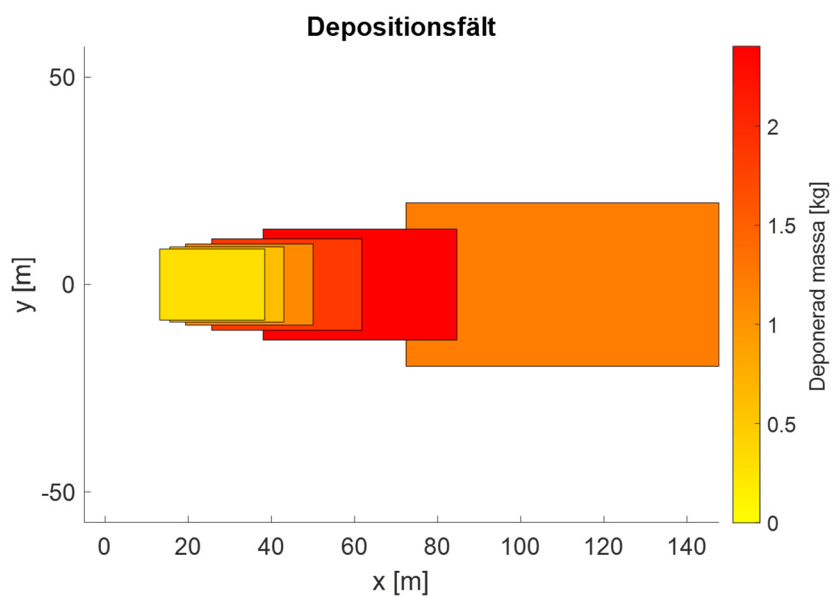
4.5 Sammanfattande algoritmbeskrivning

Metoden för att beräkna positionen och utsträckningen av den deponerade källan ges genom att

1. definiera den initiala puffstorleken
2. beräkna partikelstorleksfördelningen, massfördelningen samt det intervall som används. Dela upp detta intervall i N delintervaller
3. beräkna vindhastigheten på höjden $H/2$
4. För partiklarna i varje delintervall:
 - a. beräkna depositionspositionerna i x-led (vindriktningen) för partiklar underst och överst i den initiala puffen
 - b. beräkna σ_y
 - c. addera σ_y i båda horisontella riktningar från de två beräknade x-positionerna i punkt 1

4.6 Exempelfall

Här visas resultatet från ett exempelfall. Genom att följa de steg och antaganden som beskrivits ovan erhålls de deponeringsområden som visas i **Figur 4.3**. I detta exempelfall sker en explosion av 20 kg aktivt ämne på 30 m höjd. Vindhastigheten på 15 m höjd har satts till 4 ms^{-1} och det råder neutral atmosfärisk skiktning (Pasquillklass 'D').



Figur 4.3. De slutgiltiga källtermerna i ett exempel med sex delintervall.

5 Beräkningshjälp vid scenarion med brandfarliga gaser och explosioner

En del inom projektet *Vidareutvecklad spridningsmodellering för räddningstjänst* var att ta fram underlag för beräkning av skadeverkan från exploderande brännbara gasmoln med avsikt att ge ett stöd till räddningstjänsten. I första hand avses skador av tryck men även skador av värmestrålning och splitter/kaststycken. Med hänsyn till projektets begränsade omfattning fanns enbart möjlighet att välja beräkningsmodeller för skadeverkan som redan finns framtagna och beskrivna i litteratur. Projektet inleddes med en litteraturstudie av tidigare arbeten i ämnet och resulterade i ett memo [35]. Modellerna som presenteras i denna rapport baseras på denna studie, varefter detta lämnats över till MSB för implementering i *Spridning Luft*. I kontakter med MSB framkom det även att det var önskvärt med en förenklad beräkningsmodell utan detaljerad indata för att därmed förenkla användningen av modellerna under tidspress. För att möta detta önskemål beslutades att även ta fram en ytterligare förenklad modell för beräkning av värme- och tryckskador under vissa antaganden. Beskrivning av detta återfinns i bilaga 1.

Uppkomst av värme och tryck vid en gasexplosion samt skadeverkningar på människor och materiel är komplicerade att beräkna och kräver detaljerade indata om omgivningens geometri m.m., samt sårbara objekts egenskaper. Dessutom är kunskapen inom området bristfällig. Därför bör det noteras att en beräkningsmodell för skador av tryck vid gasmolnsexplosioner alltid kommer att vara behäftad med osäkerheter, dels är mekanismerna inte till fullo kända och dels är de indata som kan anges otillräckliga i detalj. Resultatet som erhålls ska därför enbart ses som en grov uppskattning för att göra inledande bedömningar av farliga händelser.

5.1 Tryck och skador av tryck enligt MEM (Multi Energy Method)

5.1.1 Beräkning av deltagande mängd och energiinnehåll

Beräkning av gasernas spridningsområde baseras på indata gällande:

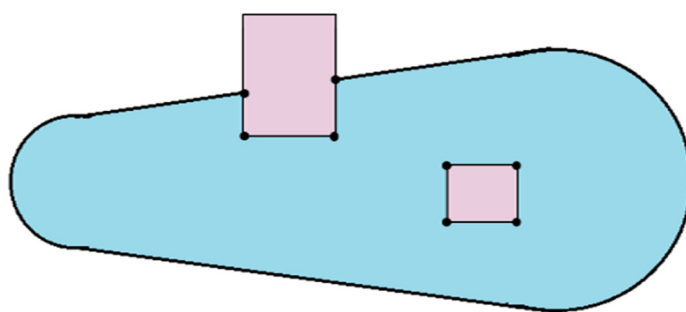
- utsläppets läge
- typ av gas (metan, propan eller väte)
- storlek på utsläpp
- vindriktning, vindstyrka och stabilitet.

Utdata från beräkning av spridningsområde ger ett footprint som anger yttre gräns för där koncentrationen vid marknivå ligger över undre brännbarhetsgräns. Brännbarhetsgränser (undre och övre) samt vissa andra parametrar redovisas i **Tabell 5.1** [1]. Ett exempel på ett footprint visas i **Figur 5.1**, där det blå området utgör footprint och de rosa rektanglarna turbulensskapande hinder.

Farliga tryck från fria gasmolnsexplosioner antas i första hand kunna uppkomma om gasmolnet vid initieringen befinner sig i ett område/volym där turbulens vid förbränningen kan skapas. Trycket påverkas av:

- grad av turbulensskapande hinder²
- om det finns någon form av inneslutning t.ex. takkonstruktion
- form av initiering (antas alltid föreligga).

² Graden av turbulensskapande hinder påverkar storleken på flamfrontens yta och i och med det hur mycket bränsle som förbränns per tidsenhet, vilket därmed påverkar det tryck som uppkommer (se vidare avsnitt 5.1.2).



Figur 5.1. Skiss som visar footprint (blått område) med två områden (rosa områden) där turbulens kan förväntas skapas.

Tabell 5.1. Fysikaliska data för gaser (Fischer *et al* 1997 [1], Alekseev 2015 [36], Huzayyin *et al.* 2008 [37]).

Ämne	Undre brännbarhets-gräns (Vol.%)	Övre brännbarhets-gräns (Vol.%)	Stökiometrisk konc. (Vol.%)	Energi-innehåll (MJ/m ³ gas)	Energi-innehåll för stökiometrisk gasblandning med luft (MJ/m ³)	Själv-antändn. temp. (°C)	Min. initierings-energi vid 25 °C (mJ)	Laminär brinnhastighet (m/s)
Metan	5,0	15	9,5	34	3,23	813	0,29	0,37
Propan	2,0	9,5	4,0	86,4	3,46	723	0,25	0,45
Väte	4,0	75	30	10,2	3,01	847	0,02	3,0

Det är inte otänkbart att ett område med hög grad av turbulensskapande hinder och/eller någon form av inneslutning, som skär gränsen till footprint ska utökas utanför footprint då den brinnande gasen gör att oförbränd gas trycks in i området. En uppfattning om detta kan erhållas med CFD-beräkningar [35]. Här tas dock ingen hänsyn till detta.

Ingående mängd gas som underlag för beräkning av energiinnehåll och tryck beräknas baserat på arean, höjden och koncentrationen av gasen inom området med turbulens. För vissa kombinationer av explosionsstyrka och typ av gas kan hela gasmängden inom beräknat footprint delta i en explosion och ge upphov till visst tryck (se 5.1.2).

Ett sätt att beräkna energiinnehåll är att ta hänsyn till koncentrationsvariationen inom området. Konservativt antas dock här stökiometrisk koncentration, konstant inom området. Energiinnehåll för stökiometrisk gasblandning med luft framgår av **Tabell 5.1**.

Vid beräkning av deltagande energi baserat på gasmolnets volym och dess specifika energiinnehåll ingår enligt Alghamdi [38] även en effektivitetsfaktor som anges vara 0,15 – 0,4. Ett konservativt antagande är att inte räkna med en effektivitetsfaktor lägre än 1,0.

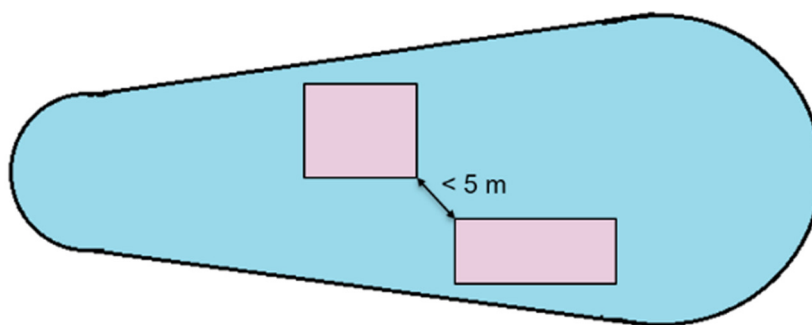
Det ligger nära till hands att anta att explosionscentrum ligger i det turbulensskapande områdets mitt, men det är också tänkbart att explosionscentrum kan ligga nära gasmolnets periferi. Konservativt antas här att explosionscentrum alltid ligger i periferin av det turbulensskapande området och alltså på mest ogynnsam plats i förhållande till sårbara objekt.

Om avståndet mellan två punkter i två olika angivna turbulensskapande områden underskrider ett visst mått antas de två områdena samverka (se nedan). Tryckberäkningar (i termer av explosionsstyrka) i detta fall baseras på det av de två samverkande områdena som har högst explosionsstyrka (se nästa avsnitt). På samma sätt som för ett enstaka område antas konservativt att explosionspunkten alltid ligger i periferin av de samverkande områdena. Enligt HSE [39] samverkar två områden med varandra om avståndet mellan områdena underskrider ett visst kritiskt avstånd. Enligt figur 17 (röd

linje) i [39] bestäms kritiskt avstånd mellan två presumtvt samverkande områden av trycket som skapas i den del av gasmolnet där explosionen sker. Om trycket överskrider 100 kPa (vilket innebär en explosionsstyrka på 7 eller högre enligt nästa avsnitt) blir kritiskt avstånd hälften av "donor size". För lägre tryck (dvs. lägre explosionsstyrkor) minskar det kritiska avståndet linjärt, dock inte till mindre än en fjärdedel av "donor size" (vid 0 kPa). Det är oklart om "donor size" ska antas vara maximalt tvärsnittsmått eller baseras på en centrumpunkt.

Ett rimligt värde skulle kunna vara att översätta aktuellt områdes area till en cirkelyta och välja radie av en sådan cirkel till "donor size". Det vill säga: "Donor size" = $(A/\pi)^{1/2}$ (m), där A är områdesarean. För t.ex. ett område med 400 m² area (t.ex. en kvadrat med 20 m sida) blir "donor size" 11 m. Metoden innebär att kritiskt avstånd kan bli olika beroende på vilket av två presumtvt samverkande områden som antas vara "donor".

Ovanstående metodik för att ta hänsyn till eventuell samverkan vid beräkning av tryck från två närliggande områden med turbulens är naturligtvis en grov förenkling av verkligheten. Baker *et al.* [40] gör en sammanställning av analyser av samma problemställning applicerat på en liknande beräkningsmetod som MEM nämligen Baker-Strehlow metoden (se t.ex. Baker *et al.* [41]). Som resultat av analysen föreslås att som resultat av samverkan mellan två områden med turbulens inte adderas övertrycken från respektive område utan välja det största för båda områdena. Däremot adderas impulstätheterna från de båda områdena. Vidare föreslår Baker *et al.* att två områden samverkar enbart om avståndet är kortare än 5 meter, se Figur 5.2. Här väljs att tillämpa modellen för eventuell samverkan mellan två områden enligt Baker *et al.* Även i fallet tre eller fler samverkande områden väljs samma modell.



Figur 5.2. Principskiss som visar fall där två områden med turbulensskapande hinder samverkar.

5.1.2 Beräkning av explosionsstyrka

Explosionens styrka bedöms i en skala mellan ett och tio (där tio är kraftigast explosionsstyrka) beroende på volymen av turbulensskapande hinder i flamfrontens väg, graden av inneslutning av gasmolnet och styrkan av initieringen.

Volymen av turbulensskapande hinder "Blockage ratio" eller "Obstacle density" jämförs med hela volymen inom det turbulensskapande området. Om "Blockage ratio" är större än 30 % anses den vara "High". Var gränsen mellan "Low" och "No Blockage ratio" går är oklart. Här antas att för värden mellan 30 och 5 % väljs "Low" och för värden lägre än 5 % väljs "No". Styrkan av initieringen anges som "Low" om det är en gnista eller en het yta som initierar explosionen och som "High" om det är en naken flamma eller svetsning. Graden av inneslutning, "Confinement" anges som "Existing" (eller "Confined") om området begränsas av en sammanhängande platta, eller som "No confinement" t.ex. om området begränsas av gallerduk.

Resulterande explosionsstyrka, "Strength", anges i Tabell 5.2 baserat på Mélani *et al.* [42] som hänvisar till Kinsella [43]. Som framgår av Tabell 5.2 anges för en viss kombination av typ av initiering, volym av turbulensskapande hinder och grad av inneslutning inte ett

visst fixt värde på explosionsstyrka utan ett visst spann. För ett konservativt antagande väljs det högsta värdet inom spannet.

Det ska noteras att även om styrkan av initieringen är "Low" och inga turbulensskapande hinder eller inneslutning förekommer antas explosionsstyrka klassas som grad 1, vilket alltså gäller för hela gasmolnet med koncentration över brännbarhetsgränsen.

Valet av explosionsstyrka enligt Tabell 5.2 baseras framför allt på analyser av explosioner med kolväten såsom metan och propan. Väte har i vissa avseende mycket annorlunda egenskaper än metan och propan. T.ex. är minimal initieringsenergi mycket lägre, brännbarhetsgränserna vidare och laminär brinnhastighet väsentligt högre (se **Tabell 5.1**). Mélanie *et al.* [42] har gjort en analys av data från experiment med gasmoln innehållande väte för att få en uppfattning om hur explosionsstyrkan ska väljas. Det experimentella underlaget är mycket begränsat och resultaten inte entydiga. Framför allt förefaller styrkan av initieringen vara viktig och analysen av Mélanie pekar på en explosionsstyrka av grad 9 om styrkan av initieringen är "High".

Tabell 5.2. Explosionsstyrka som funktion av initiering, turbulensskapande hinder och grad av inneslutning.

Ignition energy		Obstacle density			Confinement		Strength
Low	High	High	Low	No	Existing	No	
	x	x			x		7-10
	x	x				x	7-10
x		x			x		5-7
	x		x		x		5-7
	x		x			x	4-6
	x			x	x		4-6
x		x				x	4-5
	x			x		x	4-5
x			x		x		3-5
x			x			x	2-3
x				x	x		1-2
x				x		x	1

Om styrkan av initieringen är "Low" varierar bästa val av explosionsstyrka mellan grad 3 för 0-1 % "blockage ratio" och grad 8 för 4,4 % "blockage ratio". För att inte överdriva valet av differentierade grader av explosionsstyrka baserat på osäkert underlag väljs här konservativt att för vätgas använda grad 10 i samtliga fall av antingen "High" volym av turbulensskapande hinder, "High" styrka av initiering eller "Confinement" som grad av inneslutning. Om styrkan av initieringen är "Low" och inga turbulensskapande hinder eller inneslutning förekommer antas explosionsstyrka klassas som grad 3 (tre), vilket alltså gäller för hela gasmolnet med koncentration över brännbarhetsgränsen. Om det finns ett område inom footprint med viss grad av inneslutning och/eller turbulensskapande hinder räknas initieringsstyrkan alltid som "High" och därmed kommer explosionsstyrkan för hela området (footprint) bli fem för metan eller propan och tio för väte.

Som medverkande energimängd vid beräkning av tryck och skador från hela footprint väljs konservativt beräkning baserat på den maximala mängd gas över undre brännbarhetsgräns som kan befinna sig inom footprint. Explosionsstyrkan i detta fall

kommer alltid att vara minst ett för metan och propan och tre för väte (men alltså kunna öka till fem för metan eller propan och tio för väte enligt ovan).

5.1.3 Beräkning av tryck och impulstäthet

Beräkning av maxtryck och impulstäthet (integralen av tryck-tidförloppet) baseras på energimängd i aktuell gasmängd, explosionsstyrkan och avståndet. I ett första steg beräknas ett s.k. skalat avstånd, R' enligt:

$$R' = \frac{R}{(E/P_0)^{1/3}}, \quad 5.1$$

där R är avståndet från spridningsområdets gräns (m), E är deltagande energimängd (J), dvs energimängd av gasen som befinner sig över undre brännbarhetsgräns och $P_0 = 1,0 \cdot 10^5$ Pa är atmosfärstryck.

I CCPS [44] presenteras grafer för bestämning av maximalt övertryck och varaktighet hos det tryck som uppkommer. Det finns även beskrivet i litteraturen (t.ex. Alonso *et al.* [45]) anpassade analytiska formler till de av TNO presenterade graferna. Formlerna gäller både maxtryck och impulstäthet. Båda dessa parametrar är av betydelse vid bestämning av skadeomfattning på strukturer (se t.ex. Holm *et al.* [46], Fisher *et al.* [1], Forsén [47]). Maximalt övertryck, P_s , beräknas som:

$$P_s = P'_s \cdot P_0, \quad 5.2$$

där P'_s är ett skalat övertryck som i sin tur ges av:

$$P'_s = a \cdot R'^b. \quad 5.3$$

Parametrarna a och b beror på explosionsstyrkan och värdet av R' och hämtas från Tabell 5.3 och där det skalade avståndet R' beräknas med ekv. (5.1).

Side-on impulstäthet, I_s , beräknas enligt

$$I_s = \frac{I'_s}{\left[2 c_0 / \left(P_0^{2/3} \cdot E^{1/3} \right) \right]}, \quad 5.4$$

där $c_0 = 340$ m/s är ljudets hastighet och I'_s är en skalad impulstäthet som beror på konstanterna c och d (som återfinns i Tabell 5.4) och R' enligt:

$$I'_s = c \cdot R'^d. \quad 5.5$$

Tabell 5.3. Konstanter a och b för beräkning av maximalt övertryck.

Explosionsstyrka	Intervall för R'	a	b	Intervall för R'	a	b
1	$0,23 \leq R' < 0,6$	10^{-2}	0	$0,6 \leq R' < 7$	$6,40 \cdot 10^{-3}$	-0,97
2	$0,23 \leq R' < 0,7$	$2 \cdot 10^{-2}$	0	$0,7 \leq R' < 12$	$1,32 \cdot 10^{-2}$	-0,98
3	$0,23 \leq R' < 0,6$	$5 \cdot 10^{-2}$	0	$0,6 \leq R' < 30$	$6,05 \cdot 10^{-2}$	-0,99
4	$0,23 \leq R' < 0,5$	10^{-1}	0	$0,5 \leq R' < 70$	$6,44 \cdot 10^{-2}$	-0,99
5	$0,23 \leq R' < 0,6$	$2 \cdot 10^{-1}$	0	$0,6 \leq R' < 90$	$1,17 \cdot 10^{-1}$	-0,99
6	$0,23 \leq R' < 0,6$	$5 \cdot 10^{-1}$	0	$0,6 \leq R' < 100$	$3,01 \cdot 10^{-1}$	-1,11
7	$0,23 \leq R' < 0,5$	1	0	$0,5 \leq R' < 100$	$4,06 \cdot 10^{-1}$	-1,20
8	$0,23 \leq R' < 0,5$	2	0	$0,5 \leq R' < 1$	$4,76 \cdot 10^{-1}$	-2,08
	$1 \leq R' < 2$	$4,67 \cdot 10^{-1}$	-1,58	$2 \leq R' < 100$	$3,18 \cdot 10^{-1}$	-1,13
9	$0,23 \leq R' < 0,35$	5	0	$0,35 \leq R' < 1$	$4,87 \cdot 10^{-1}$	-2,03
	$1 \leq R' < 2$	$4,67 \cdot 10^{-1}$	-1,58	$2 \leq R' < 100$	$3,18 \cdot 10^{-1}$	-1,13
10	$0,23 \leq R' < 1$	$4,41 \cdot 10^{-1}$	-2,39	$1 \leq R' < 2$	$4,67 \cdot 10^{-1}$	-1,58
	$2 \leq R' < 100$	$3,18 \cdot 10^{-1}$	-1,13			

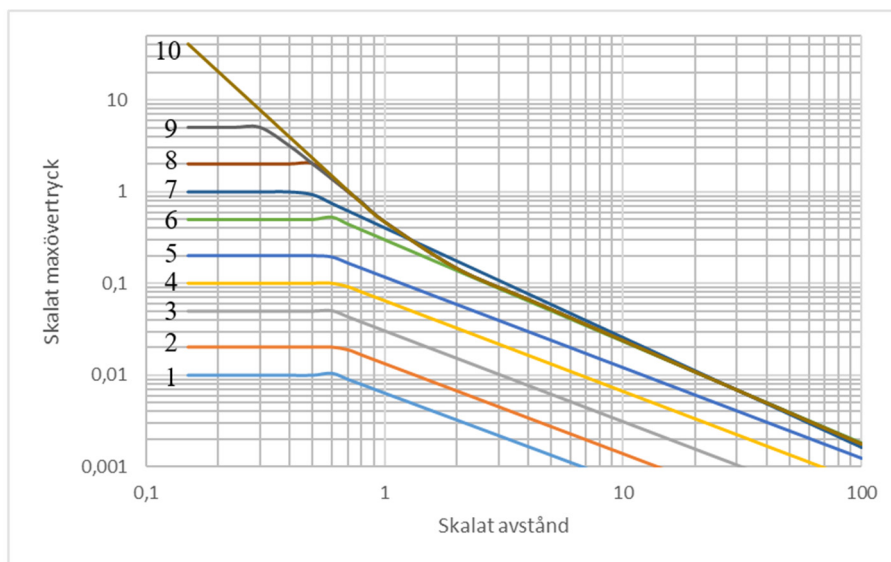
Tabell 5.4. Konstanter c och d för beräkning av impulstäthet.

Explosionsstyrka	Intervall för R'	c	d	Intervall för R'	c	d
1	$0,23 \leq R' < 0,6$	$4,41 \cdot 10^{-2}$	-0,20	$0,6 \leq R' < 7$	$2,96 \cdot 10^{-2}$	-0,94
2	$0,23 \leq R' < 0,7$	$5,22 \cdot 10^{-2}$	-0,27	$0,7 \leq R' < 12$	$4,03 \cdot 10^{-2}$	-1,05
3	$0,23 \leq R' < 0,6$	$8,74 \cdot 10^{-2}$	-0,20	$0,6 \leq R' < 30$	$6,05 \cdot 10^{-2}$	-0,99
4	$0,23 \leq R' < 0,5$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	0	$0,5 \leq R' < 70$	$6,77 \cdot 10^{-2}$	-0,97
5	$0,23 \leq R' < 0,6$	$1,25 \cdot 10^{-1}$	-0,26	$0,6 \leq R' < 90$	$8,46 \cdot 10^{-2}$	-1,00
6	$0,23 \leq R' < 0,8$	$1,28 \cdot 10^{-1}$	-0,45	$0,8 \leq R' < 100$	$1,14 \cdot 10^{-1}$	-1,03
7	$0,23 \leq R' < 0,6$	$1,98 \cdot 10^{-1}$	-0,49	$0,6 \leq R' < 100$	$1,14 \cdot 10^{-1}$	-1,03
8	$0,23 \leq R' < 0,6$	$1,66 \cdot 10^{-1}$	-0,90	$0,6 \leq R' < 100$	$1,14 \cdot 10^{-1}$	-1,03
9	$0,23 \leq R' < 0,3$	1,11	0,89	$0,3 \leq R' < 0,4$	$3,08 \cdot 10^{-1}$	-1,08
	$0,4 \leq R' < 0,8$	$8,08 \cdot 10^{-2}$	-2,26	$0,8 \leq R' < 100$	$1,14 \cdot 10^{-1}$	-1,03
10	$0,23 \leq R' < 0,3$	10,82	1,14	$0,3 \leq R' < 0,4$	$3,15 \cdot 10^{-1}$	-1,79
	$0,4 \leq R' < 0,5$	$1,30 \cdot 10^{-3}$	-7,52	$0,5 \leq R' < 100$	$1,14 \cdot 10^{-1}$	-1,03

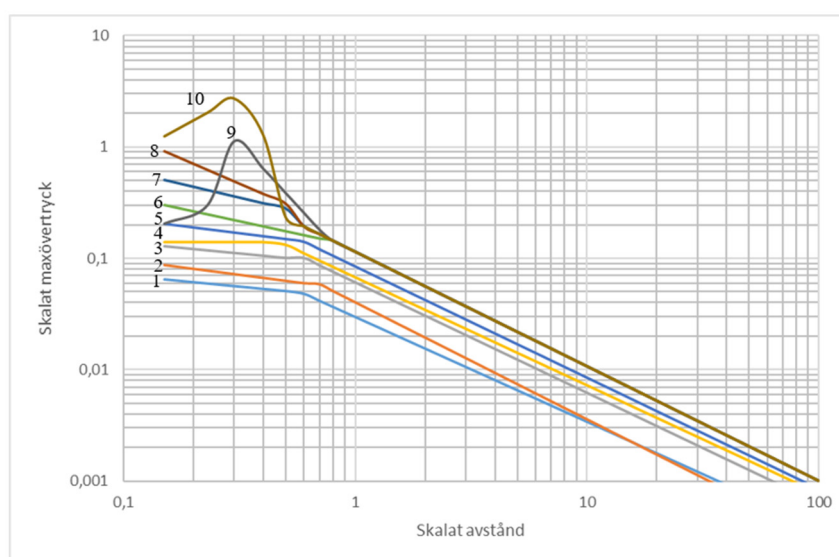
Konstanterna är enligt ursprunglig referens inte definierade för höga värden på det skalade avståndet ($R' > 100$) samt för låga värden ($R' < 0,23$). Som rimligt antas därför att:

- För R' större än giltighetsområdet gäller för samtliga värden på a , b , c och d att de behåller sina värden då R' överskrider giltighetsområdet.
- För R' mindre än 0,23 antas samma värden på skalat maxövertryck, P'_s , samt skalad impulstäthet, I'_s , som vid $R' = 0,23$ även för mindre värden på R' . Detta gäller i samtliga fall utom för konstanterna a och b då värdet på explosionsstyrkan är 10. För sådana fall antas a och b vara samma som för $R' = 0,23$.

Resultande grafer för maximalt övertryck och impulstäthet visas i **Figur 5.3** respektive **Figur 5.4**.



Figur 5.3. Skalad maxövertryck som funktion av skalat avstånd (Alonso *et al.*[45]).



Figur 5.4. Skalat impulstäthet som funktion av skalat avstånd (Alonso *et al.*[45]).

Det tryck som kan tas fram enligt ovan är det s.k. side-on trycket. Det kallas också ostört tryck, statiskt tryck, frifältstryck eller förbiblåsningstryck. I litteraturen (se t.ex. Baker *et al.* [48]) finns beskrivet att trycket som uppkommer mot en vinkelrätt yta (vinkelrätt mot tryckets utbredningsriktning), reflekterat övertryck, P_r , (Pa) kan beräknas baserat på side-on trycket enligt

$$P_r' = 2P_s' + \frac{(\gamma + 1) \cdot P_s'^2}{(\gamma - 1) \cdot P_s' + 2\gamma}, \quad 5.6$$

där $\gamma = 1,4$ är värmekapacitetskvoten och det skalade side-on trycket, P_s' , beräknas med ekv. (5.3). Då ges det reflekterade övertrycket av

$$P_r = P_r' \cdot P_0. \quad 5.7$$

Även skalad reflekterad impulstäthet, I_r' , beräknas på likande sätt

$$I_r' = 2I_s' + \frac{(\gamma + 1) \cdot I_s'^2}{(\gamma - 1) \cdot I_s' + 2\gamma}, \quad 5.8$$

med den skalade impulstätheten I_s' , som beräknas med ekv. (5.5). På liknande sätt som för side-on impulstätheten beräknas den reflekterade impulstätheten I_r (Pa·s) enligt

$$I_r = \frac{I_r'}{\left[2 c_0 / \left(P_0^{2/3} \cdot E^{1/3}\right)\right]}. \quad 5.9$$

I beräkningarna antas förenklat att gränsen mellan side-on tryck och reflekterat tryck går vid 45 graders infallsvinkel.

5.1.4 Beräkning av skadenivå av tryck

5.1.4.1 Människa

Svensson [49] har gjort en omfattande litteraturstudie och redovisar värden för olika typer och nivåer av skador på människor som utsätts för explosionsbelastning. De trycknivåer (side-on tryck) som föreslås tillämpas baseras på Svenssons studie och på Fisher *et al.*[1], men endast en nivå har valts för att beskriva respektive skadetyp. Generellt baseras valda värden på stående person ute i det fria.

Hörselskada

Richmond och Axelsson [50] presenterar nivåer på frifältstryck (side-on tryck) och förutsatt varaktighet > 6 ms, som ger olika skador på trumhinnor (Tabell 5.5). Ett värde

som ofta anges som gräns för trumhinneruptur är 35 kPa (se t.ex. White *et al.* [51]). Jämfört med skadenivåerna enligt Tabell 5.5 ligger värdet mellan 1% och 50% för ”Large tears”. Värdet 35 kPa väljs här som representativt för hörselskador.

Tabell 5.5. Olika nivåer av skador på trumhinnor (Richmond och Axelsson [50]).

Skadenivå		Frifältstryck (kPa)
”Minor” 1%	”Minor slits and linear disruptions”	19
”Minor” 50%		56
”Moderate” 1%	”Large tears”	26
”Moderate” 50%		78
”Major” 1%	”Total disruption, large flaps”	47
”Major” 50%		145

Lungskada

White *et al.* [51] anger att gränstrycket då lungskador börjar uppkomma är 70 kPa.

Dödlig skada

White *et al.* [51] anger även trycknivåer för dödande tryck med olika sannolikheter (Tabell 5.6). Konservativt antagande görs genom att tillämpa 180 kPa (gräns för dödliga skador) som representativt värde.

Tabell 5.6. Kriterier för andel döda (White *et al.* [51]).

Skada	Infallande tryck (kPa)
Gräns för dödliga skador (1 % döda)	180
10 % döda	210
50 % döda	260
90 % döda	300
99 % döda	350

Kastskada

Svensson [49] gör en omfattande analys över kasthastighet hos en kropp genererad av explosionsbelastning liksom riktvärden för skador av kast. I en mycket förenklad metod som presenteras, baserad på Levine *et al.* [52], är kasthastigheten, v (m/s), proportionell mot reflekterade impulstätheten enligt:

$$v = \frac{I_r A}{M}, \quad 5.10$$

där A (m²) är den projicerade ytan (antas vara 0.95 m²) och M (kg) är kroppens massa (antas vara 80 kg). Även konsekvensen hos en människa som kastas iväg och slår mot marken eller andra objekt beskrivs av Svensson. Som en mycket grov ansats antas här att ett representativt värde då kroppen kastas eller faller mot en hård yta 6,5 m/s. Svensson beskriver detta som ett tröskelvärde för letalitet. Vid anslag av huvudet mot en hård yta blir letaliteten större, nästan 100%.

5.1.4.2 Byggnadsvägg

För bestämning av skador på väggar är det viktigt att ta hänsyn både till trycket och impulstätheten. Om konstruktionen (väggen) rasar eller inte beräknas med formeln nedan (Granström [53]). Väggras sker om

$$\frac{I_c}{I} + \frac{P_c}{P} < 1, \quad 5.11$$

där det karakteristiska trycket och impulstätheten P_c (kPa) respektive I_c (kPa s) ges i Tabell 5.7. och P och I är det aktuella maximala övertrycket och impulstätheten (reflekterat eller side-on beroende på infallsvinkel). Det bör noteras att angivna värden på karakteristiska tryck och impulstätheter är att betrakta som närmevärden baserade på experiment och beräkningar med vissa antaganden om normala hållfastheter och armeringsmängder m.m.

Tabell 5.7. Karakteristiska tryck och impulstätheter för kollaps av några olika väggtyper (Lindqvist *et al.* [54]).

Konstruktionstyp	Våningshöjd (m)	P_c (kPa)	I_c (kPa s)
Byggnader med stomme i platsgjuten armerad betong med bärande ytterväggar av 15 -20 cm tjocklek	2,5-3,5	200	2,5
Byggnader med murad stomme med bärande ytterväggar av 1-stens (250 mm) tegel	3,0	80	1,5
Byggnader med trästomme, småhus med regelstomme i yttervägg och med 1/2-stensfasadtegelskal)	2,5	10	0,8

5.1.4.3 Fönster

På samma sätt som för byggnaders väggar beror omfattningen av skador på fönster av både maximalt övertryck och impulstäthet. Om en viss skadenivå uppnås kontrolleras likartat som för väggar genom att beräkna värdet av $I_c/I + P_c/P$. Om värdet blir < 1 förväntas aktuell skada uppkomma. Karakteristiska tryck och impulstätheter för ett antal olika fönster och skadenivåer redovisas i Tabell 5.8.

Tabell 5.8. Karakteristiska tryck och impulstätheter för fönster (Forsén [47]). Skadenivån "High hazard" innebär att hög risk för skador på människor innanför det krossade fönstret.

Konstruktion	Storlek (m ²)	Skadenivå			
		Gräns för krossning		"High hazard"	
		P_c (kPa)	I_c (Pa·s)	P_c (kPa)	I_c (Pa·s)
4+4mm isolerglas	1,25 x 0,55	11	77	19	115
4+4mm isolerglas	1,55 x 1,25	3,7	55	8,0	88
6+6 mm isolerglas	1,25 x 0,55	16	93	34	215
6+6 mm isolerglas	1,55 x 1,25	8,9	88	20	187

5.1.5 Beräkningsexempel och jämförelser

Någon fullständig utvärdering av vald beräkningsmetod eller jämförelse med de andra modeller som kan återfinnas i litteraturen, eller beräkningar med CFD, har inte rymts inom ramen för föreliggande projekt. För att ändå ge en viss förståelse för betydelsen av vissa antaganden redovisas här resultat av provberäkningar med vald modell samt en jämförelse med den s.k. TNT-metoden. Dessutom görs en jämförande beräkning med vald modell men med vissa alternativa antaganden om graden av konservatism.

5.1.5.1 Beräkningsexempel med vald modell

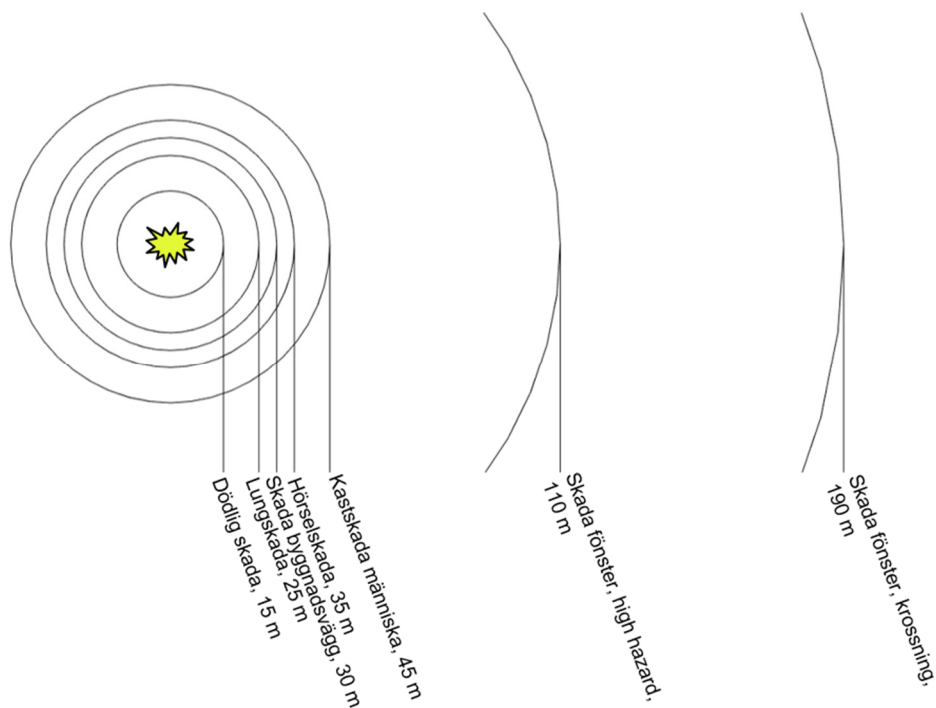
Gasmoln med propan

I Tabell 5.9 redovisas beräknade skadeavstånd för ett 500 m³ gasmoln med propan med explosionsstyrka 5 och 10. Skillnaden i skadeavstånd med antagande om explosionsstyrka 10 eller 5 är avsevärd, lite olika mycket beroende på vilken typ av skada som avses. För explosionsstyrka 5 blir flera skadeavstånd obefintliga eftersom skadekriterierna inte uppnås ens alldeles intill gasmolnet.

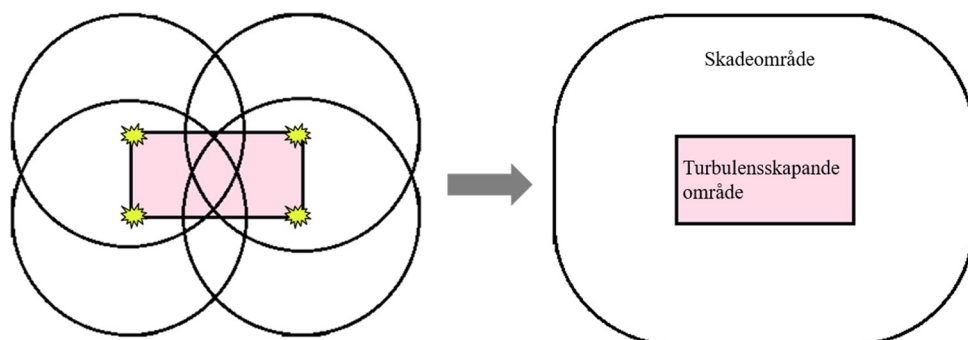
En skademekanism som ger oväntat långa avstånd är kastsador. Den använda modellen ska ses som mycket grov och väldigt konservativ. I flera referenser (se t.ex. White *et al.* [51]) anses kastsador av underordnad betydelse jämfört med såväl gräns för hörselskador, lungskador och dödliga skador av trycket. Skadeområdena exemplifieras med planskisser i Figur 5.5, Figur 5.6 och Figur 5.7.

Tabell 5.9. Skadeavstånd (avrundade) för explosion av gasmoln med propan. Beräkningarna är gjorda med en volym på 500 m³ och effektivitetsfaktor 1, vilket ger en energi på 1730 MJ. Skadeavstånden på byggnader och fönster är beräknat med reflekterat tryck.

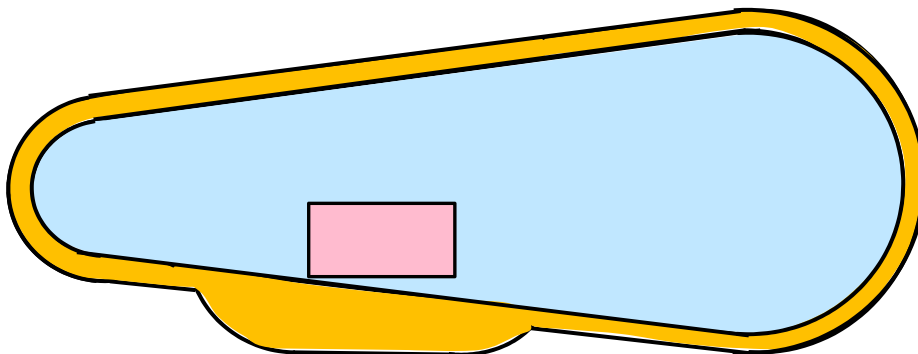
Explosionsstyrka	5	10
Hörselskada	- (< 6 m)	35 m
Lungskada	- (< 6 m)	25 m
Dödlig skada	- (< 6 m)	15 m
Kastskada	35 m	45 m
Byggnader med stomme i platsgjuten armerad betong med bärande ytterväggar av 15-20 cm tjocklek	- (< 6 m)	15 m
Byggnader med murad stomme med bärande ytterväggar av 1-stens (250 mm) tegel	- (< 6 m)	15 m
Byggnader med trästomme, småhus med regelstomme i yttervägg och med 1/2-stenfasadtegelskal	20 m	30 m
4+4 mm isolerglas, 1,25 x 0,55 m ² , krossning	50 m	90 m
4+4 mm isolerglas, 1,55 x 1,25 m ² , krossning	110 m	190 m
6+6 mm isolerglas, 1,25 x 0,55 m ² , krossning	35 m	70 m
6+6 mm isolerglas, 1,55 x 1,25 m ² , krossning	55 m	100 m
4+4 mm isolerglas, 1,25 x 0,55 m ² , high hazard	30 m	60 m
4+4 mm isolerglas, 1,55 x 1,25 m ² , high hazard	60 m	110 m
6+6 mm isolerglas, 1,25 x 0,55 m ² , high hazard	20 m	40 m
6+6 mm isolerglas, 1,55 x 1,25 m ² , high hazard	25 m	55 m



Figur 5.5. Illustration av skadeavstånden från explosionsstyrka 10 i **Tabell 5.9**.



Figur 5.6. Planfigur med skaderadier för att exemplifiera skadeområde vid rektangulärt område med turbulens.



Figur 5.7. Exemplifiering av skadeområde (orange) bildat av överlappning av skadeområde för hela footprint (blått) och lokalt för område med turbulens (rosa).

Gasmoln med vätgas

Enligt gjorda antagande kan explosioner med väte endast ske med antingen explosionsstyrka 3 eller 10. I Tabell 5.10 redovisas beräknade skadeavstånd för ett 500 m³ gasmoln med väte med explosionsstyrka 3 och 10. Vid explosionsstyrka 3 blir för de flesta skadetyper skaderadierna obefintliga. Vid explosionsstyrka 10 är skillnaderna jämfört med propan ganska små.

Tabell 5.10. Skadeavstånd (avrundade) för explosion av gasmoln med väte. Beräkningarna är gjorda med en volym på 500 m³ och effektivitetsfaktor 1, vilket ger en energi på 1510 MJ. Skadeavstånden på byggnader och fönster är beräknat med reflekterat tryck.

Explosionsstyrka	5	10
Hörselskada	- (< 6 m)	35 m
Lungskada	- (< 6 m)	25 m
Dödlig skada	- (< 6 m)	15 m
Kastskada	35 m	45 m
Byggnader med stomme i platsgjuten armerad betong med bärande ytterväggar av 15-20 cm tjocklek	- (< 6 m)	15 m
Byggnader med murad stomme med bärande ytterväggar av 1-stens (250 mm) tegel	- (< 6 m)	15 m
Byggnader med trästomme, småhus med regelstomme i yttervägg och med 1/2-stenfasadtegelskal	20 m	30 m
4+4 mm isolerglas, 1,25 x 0,55 m ² , krossning	50 m	90 m
4+4 mm isolerglas, 1,55 x 1,25 m ² , krossning	110 m	190 m
6+6 mm isolerglas, 1,25 x 0,55 m ² , krossning	35 m	70 m
6+6 mm isolerglas, 1,55 x 1,25 m ² , krossning	55 m	100 m
4+4 mm isolerglas, 1,25 x 0,55 m ² , high hazard	30 m	60 m
4+4 mm isolerglas, 1,55 x 1,25 m ² , high hazard	60 m	110 m
6+6 mm isolerglas, 1,25 x 0,55 m ² , high hazard	20 m	40 m
6+6 mm isolerglas, 1,55 x 1,25 m ² , high hazard	25 m	55 m

5.1.5.2 Jämförelse med TNT-metoden

I Tabell 5.11 görs en jämförelse mellan beräknade skadeavstånd för ett 500 m³ gasmoln med propan (explosionsstyrka 10) och en trotylexplosion med motsvarande energimängd. Mängden trotyl, 414 kg, har beräknats med en antagen energitäthet på 4,18 MJ/kg för trotyl. Tryckparametrar för explosionen med trotyl (TNT) är beräknade enligt en beräkningsmodell beskriven av Kingery och Bulmash [55]. Beräkningsmodellen för trotyl gäller inte för korta avstånd (mindre än 25 meter för aktuell laddningsmängd).

Skadeavstånden med antaget trotyl bli större än för propan. Det är emellertid viktigt att notera att en laddning av trotyl har en mycket hög energitäthet som vid detonation genererar en stötvåg som utbreder sig från en enda punkt. Ett brännbart gasmoln har jämfört med trotyl en mycket lägre energitäthet. Den stötvåg som genereras av ett exploderande gasmoln har i närzonen ett förhållandevis lägre maximalt tryck jämfört med trotyl. Med det antagandet som gjorts att trycket från en gasexplosion kan genereras från periferin av gasmolnet minskar i praktiken skillnaden mot en trotylexplosion. En (ekvivalent) trotylexplosion kan rimligen enbart antas härröra från centrum av gasmolnet.

Tabell 5.11. Jämförelse av skadeavstånd (avrundade) mellan explosion av gasmoln med 500 m³ propan och 414 kg TNT. Skadeavstånden på byggnader och fönster är beräknat med reflekterat tryck.

	Propan, explosionsstyrka 10	414 kg TNT
Hörselskada	35 m	45 m
Lungskada	25 m	30 m
Dödlig skada	15 m	< 25 m
Kastskada	45 m	70 m
Byggnader med stomme i plastgjuten armerad betong med bärande ytterväggar av 15-20 cm tjocklek	15 m	< 25 m
Byggnader med murad stomme med bärande ytterväggar av 1-stens (250 mm) tegel	15 m	< 25 m
Byggnader med trästomme, småhus med regelstomme i yttervägg och med 1/2-stenfasadtegelskal	30 m	40 m
4+4 mm isolerglas, 1,25 x 0,55 m ² , krossning	90 m	125 m
4+4 mm isolerglas, 1,55 x 1,25 m ² , krossning	190 m	250 m
6+6 mm isolerglas, 1,25 x 0,55 m ² , krossning	70 m	100 m
6+6 mm isolerglas, 1,55 x 1,25 m ² , krossning	100 m	140 m
4+4 mm isolerglas, 1,25 x 0,55 m ² , high hazard	60 m	90 m
4+4 mm isolerglas, 1,55 x 1,25 m ² , high hazard	110 m	150 m
6+6 mm isolerglas, 1,25 x 0,55 m ² , high hazard	40 m	60 m
6+6 mm isolerglas, 1,55 x 1,25 m ² , high hazard	55 m	80 m

5.1.5.3 Beräkningsexempel med vald modell men med mindre konservativa antaganden

För att åskådliggöra betydelsen av valet av explosionsstyrka som det maximala, i de intervall som anges i Tabell 5.2, redovisas i Tabell 5.12 resultat av antagande om lägre explosionsstyrka. Dessutom redovisas skillnaden om antagandet om effektivitetsfaktorn väljs till 0,4 i stället för 1,0. En ändring av explosionsstyrkan från 10 till 7 ger en ganska liten förändring av skadeavstånden. En sänkning av effektivitetsfaktorn från 1,0 till 0,4 ger däremot en avsevärd minskning av skadeavstånd.

Tabell 5.12. Skadeavstånd (avrundade) för explosion av gasmoln med propan. Beräkningarna är gjorda med en volym på 500 m³ varierad grad av konservatism. Skadeavstånden på byggnader och fönster är beräknat med reflekterat tryck.

Explosionsstyrka	7	7	6
Effektivitetsfaktor	1	0,4	0,4
Hörselskada	30 m	25 m	20 m
Lungskada	20 m	15 m	< 5 m
Dödlig skada	< 6 m	< 5 m	< 5 m
Kastskada	40 m	25 m	25 m
Byggnader med stomme i plastgjuten armerad betong med bärande ytterväggar av 15-20 cm tjocklek	< 6 m	< 5 m	< 5 m
Byggnader med murad stomme med bärande ytterväggar av 1-stens (250 mm) tegel	15 m	6 m	< 5 m
Byggnader med trästomme, småhus med regelstomme i yttervägg och med 1/2-stenfasadtegelskal	25 m	15 m	15 m
4+4 mm isolerglas, 1,25 x 0,55 m ² , krossning	95 m	65 m	60 m
4+4 mm isolerglas, 1,55 x 1,25 m ² , krossning	190 m	120 m	110 m
6+6 mm isolerglas, 1,25 x 0,55 m ² , krossning	75 m	50 m	45 m
6+6 mm isolerglas, 1,55 x 1,25 m ² , krossning	100 m	65 m	60 m
4+4 mm isolerglas, 1,25 x 0,55 m ² , high hazard	65 m	45 m	40 m
4+4 mm isolerglas, 1,55 x 1,25 m ² , high hazard	110 m	70 m	65 m
6+6 mm isolerglas, 1,25 x 0,55 m ² , high hazard	40 m	25 m	25 m
6+6 mm isolerglas, 1,55 x 1,25 m ² , high hazard	55 m	35 m	30 m

5.2 Splitterkast

Skador av splitter och kaststycken vid explosivämnesdetonationer finns beskrivna i litteraturen framför allt när det gäller laddningar med metallhöljen (se t.ex. Nilsson [56]) och inneslutna explosioner (se t.ex. Forsén [57] och Forsén, Holm och Kamrani [58]). Utmaningarna är emellertid stora att beräkna egenskaper och skadeverkan hos iväggkastade föremål vid gasmolnsexplosioner. Viktiga parametrar är t.ex. centrum för gasmolnsexplosionen (initieringspunkten), föremåls form och attityd i förhållande till explosionscentrum samt deras massa och egenskaper (t.ex. styrka och seghet) hos eventuella infästningar. Inom ramen för föreliggande projekt bedöms endast riktlinjer i form av enkla samband för väldefinierade objekt som återfinns i litteraturen, t.ex. vältning av järnvägsvagnar (se t.ex. Clancey [59]) kunna anges.

Räckvidden hos splitter och kaststycken som utsätts för en explosionslast kan i vissa fall vara större än skaderadien för direkt övertryck mot människa. Ur ett riskperspektiv (där sannolikheten för skada vägs in) kan ändå tryckskador vara mest relevanta eftersom de drabbar alla inom ett visst avstånd. Sannolikheten att träffas av ett splitter på ett stort avstånd, såsom maximal räckvidd för splittret, är inte obefintlig men mycket låg.

Clancey [59] anger ett antal olika skadenivåer baserat på trycknivåer utan angivande av nivåer på impulstäthet. Ett par av skadenivåerna kan hänföras till kategorin kast. Som ett mycket grovt och konservativt överslag skulle dessa kunna tillämpas här (**Tabell 5.13**)

Tabell 5.13. Tryckkriterier för ett par skadenivåer enligt Clancey [59].

Skadenivå	Övertryck (Side-on) (kPa)
Korrugerad stål- eller aluminiumplåt slits loss från infästningar liksom träpanel	7
Lastad tågagn välter	48

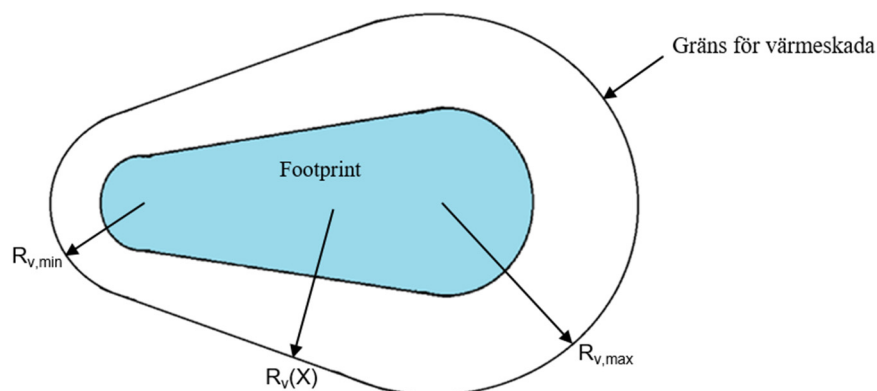
5.3 Värmestrålning

Beräkning av skador från värmestrålning sker i två grundläggande steg:

- strålningens energi (strålningsdosen) och effekt (strålningsnivån) som funktion av avstånd
- påverkan på människor och andra objekt.

Två avgörande parametrar vid bestämning av första steget är den strålade ytans geometri och strålningens varaktighet. Båda dessa parametrar är emellertid svåra att enkelt bestämma för ett deflagrerande gasmoln, speciellt i en geometri med turbulensskapande hinder, till skillnad från mer väldefinierade strålningskällor såsom pölbränder, jetflammar och BLEVE³ [1]. CFD-beräkningar för olika fall av gasmolnsexplosioner bedöms kunna ge bättre underlag för enklare beräkningsmodeller men inryms inte i detta projekt.

Även det andra steget är svårbedömt, detta trots att enkla beräkningsmodeller och samband finns beskrivna i litteraturen (se t.ex. [60]). Eftersom strålningens varaktighet påverkar hur skadeutfallet blir när det gäller direkta skador på människor, är beteendet hos exponerade personer en viktig men svårbedömd faktor. Kommer människor att vända sig om och snabbt fly eller söka skydd? Även andelen hud som exponeras för strålningen, liksom typ av kläder påverkar skadeutfallet. På grund av detta och att osäkerheterna om källans egenskaper (steg 1) är stora bedöms det inte vara meningsfullt att ange skaderadier för värmestrålning från deflagrerande gasmoln. Enbart en mycket basal nivå av påverkan från värmestrålning kan anges, nämligen att personer inom det område där koncentrationen av den brännbara gasen ligger över undre brännbarhetsgränsen riskerar att få dödliga skador. Även detta kriterium kan emellertid ifrågasättas då det brinnande gasmolnet förväntas expandera på grund av utvidgningen vid brand. Ett gasmoln som förbränns ökar i volym med ca åtta gånger jämfört med ursprunglig volym (se t.ex. Baker *et al.* [40]). Det betyder att om sfärisk utbredning antas kommer radien att öka till det dubbla. Ett rimligt antagande är då att avståndet från en centrumpunkt av molnet till där dödliga skador av värmestrålning uppkommer åtminstone fördubblas jämfört med gasmolnets ursprungliga utbredning.



Figur 5.8. Principfigur som visar utbredning av värmestrålningsskador.

³ BLEVE står för Boiling Liquid Expanding Vapor Explosion, som uppkommer om en brännbar substans, under tryck, i vätskeform, plötsligt (momentant) strömmar ut i luften och antänds

5.4 Sammanfattande slutsatser

Det har framgått under arbetet att kunskaper om skador från gasexplosioner inte är ett helt väl kartlagt område. Den redovisade beräkningsmodellen innehåller ett antal relativt osäkra antaganden. Inom ramen för föreliggande uppdrag finns emellertid inte möjlighet att göra en mer djuplodande analys och förbättringar. Resultatet av beräkningar med modellen ska därför hanteras med försiktighet. I de flesta fall bedöms att storleksordningen på skadeområden är rimlig och att skillnader mellan olika typer av skador kan åskådliggöras. Bedömningen är att modellen kan användas för att ge rimliga resultat för att få en uppfattning om övergripande scenarier i inledande studier av risker. Bedömningen är också att modellen kan vara användbar som grund för övningar i olika sammanhang.

6 Bilaga 1 – Förenklad modell för beräkning av värme- och tryckskador

6.1.1 Introduktion

FOI har på uppdrag av MSB genomfört ett projekt med avsikt att ge ett stöd till räddningstjänsten när det handlar om spridning av giftiga och brännbara gaser. Ett önskemål från MSB var att även inkludera beräkningar av skadeverkan från exploderande brännbara gasmoln. I första hand avses skador av tryck men även om möjligt skador av värmestrålning och splitter/kaststycken. Med hänsyn till projektets begränsade omfattning fanns enbart möjlighet att i detta skede välja beräkningsmodeller för skadeverkan som redan finns framtagna och beskrivna i litteraturen.

Uppkomst av värme och tryck vid en gasexplosion samt skadeverkningar på människor och materiel är komplicerade att beräkna och kräver detaljerade indata om omgivningens geometri m.m., samt sårbara objekts egenskaper. Dessutom är kunskapen inom området bristfällig. I kapitel 5 beskrivs en förenklad beräkningsmodell som medger att viss hänsyn kan tas till typ av brännbar gas, styrkan hos initieringen, omgivningens geometri inom spridningsområdet i termer av relativ volym av turbulensskapande hinder och eventuell överdäckning. Dessutom redovisas hur hänsyn kan tas till några kategorier av sårbara objekt och deras orientering.

I kontakter med MSB har framkommit att det är önskvärt med endast en enkel beräkningsmodell utan detaljerade indata. Argumentet är att beräkningsmodellen är tänkt att kunna användas under stark tidspress och att ge så mycket output som möjligt med minsta möjliga input. Vid en skarp situation har räddningstjänst lite tid på sig och har inte tillgång till så mycket information på kort tid. Det finns därför inte möjlighet att t.ex. ange indata i form av distinkta områden med hög turbulens, vilket enligt beskrivning i kapitel 5 är avgörande för beräkning av tryckskador.

I föreliggande beskrivning av starkt förenklad beräkningsmodell gäller därför att:

- hänsyn tas enbart till förhållande i hela området alltså inga specifika områden med hög turbulens
- endast de båda fallen landsbygd eller stad hanteras alltså inget processområde och liknande inom kemisk industri
- hänsyn tas enbart till "High ignition energy" (konservativt)
- hänsyn tas enbart till "No obstacle density" (det bedöms högst osannolikt att man för stad eller landsbygd kommer över 5% som är den antagna gränsen)
- hänsyn tas enbart till "No confinement" (högst osannolikt att man har överdäckningar på landsbygd eller stad (om ej för t.ex. tunnelgeometrier vilka inte hanteras)
- explosionsstyrkan "Strength" som hanteras är fem för kolväten metan eller propan och tio för väte
- hänsyn tas enbart till reflekterat tryck (konservativt)
- förenklade antaganden görs om fönster - enbart ett fönster med bedömt relativt känslig konstruktionen medtas (konservativt).

6.1.2 Nomenklatur

$Avst$ = variabel som betecknar avstånd i en beräkningsslinga (m)

$Avst_{hörse}$ = avstånd från ytterkant av spridningsområde till där hörselskador uppkommer (m)

$Avst_{lung}$ = avstånd från ytterkant av spridningsområde till där lungskador uppkommer (m)

$Avst_{död}$ = avstånd från ytterkant av spridningsområde till där dödliga tryckskador uppkommer (m)

$Avst_{kast}$ = avstånd från ytterkant av spridningsområde till där kastskador uppkommer (m)

$Avst_{betong}$ = avstånd från ytterkant av spridningsområde till där bärande betongväggar raseras (m)

$Avst_{tegel}$ = avstånd från ytterkant av spridningsområde till där murade bärande väggar raseras (m)

$Avst_{trä}$ = avstånd från ytterkant av spridningsområde till där bärande väggar av trä raseras (m)

$Avst_{glas}$ = avstånd från ytterkant av spridningsområde till där fönster krossas och farliga skador av splitter kan uppkomma (m)

a , b , c och d = värden för bestämning av skalat tryck och skalad impulstäthet

c_0 = ljudhastigheten = 340 m/s

E = maximal energimängd av gasen som befinner sig över undre brännbarhetsgräns (J)

I_r = reflekterad impulstäthet (Pa·s)

I'_r = skalad reflekterad impulstäthet (-)

I_s = side-on impulstäthet (Pa·s)

I'_s = skalad side-on impulstäthet (-)

P_0 = atmosfärstryck = $1 \cdot 10^5$ Pa

P_s = side-on tryck (Pa)

P'_s = skalat side-on övertryck (-)

P_r = reflekterat övertryck (Pa)

P'_r = skalat reflekterat övertryck (-)

R' = skalat avstånd (-)

$R_{s,min}$ = spridningsområdets minsta radie (m)

$R_{s,max}$ = spridningsområdets största radie (m)

$R_{v,min}$ = minsta radie för värmestrålningsskador (m)

$R_{v,max}$ = största radie för värmestrålningsskador (m)

$R_v(x)$ = radie för värmestrålningsskador på avståndet x (m)

$R_s(x)$ = spridningsområdets radie på avstånd x (m)

Strength = explosionsstyrka (-)

T = typ av gas, metan eller propan ges värdet 1 och väte ges värdet 2

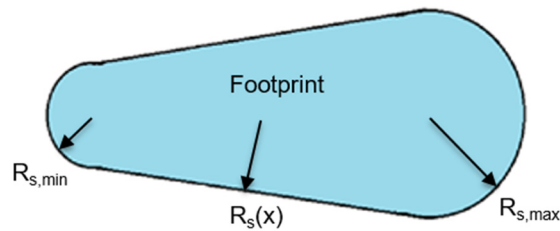
v = kasthastighet av människa (m/s)

x = avstånd från centrum av cirkel som beskriver spridningsområde vid minimum radie (m)

γ = värmekapacitetskvoten = 1,4

6.1.3 Indata

Från spridningsberäkningar erhålls molnets maximala utbredning med koncentration över undre brännbarhetsgräns, se **Figur 6.1**.



Figur 6.1. Parametrar som anger gasmolnets utbredning.

Sammantaget utgörs indata för beräkningar av skador av:

$R_{s,min}$ = minimum radie (m)

$R_{s,max}$ = maximum radie (m)

x = avstånd från centrum cirkel vid minimum radie (m)

$R_s(x)$ = molnets radie på avstånd x (m)

E = maximal energimängd av gasen som befinner sig över undre brännbarhetsgräns (J)

T = typ av gas, för metan eller propan ges värdet 1 och för väte ges värdet 2

”Strength” = Explosionsstyrka = 5 om $T=1$ och 10 om $T=2$

6.1.4 Beräkning av skador orsakade av värme

Gräns för där dödande skador av värme riskeras beräknas som dubbla avståndet av det brännbara molnets utbredning, se **Figur 6.2**.

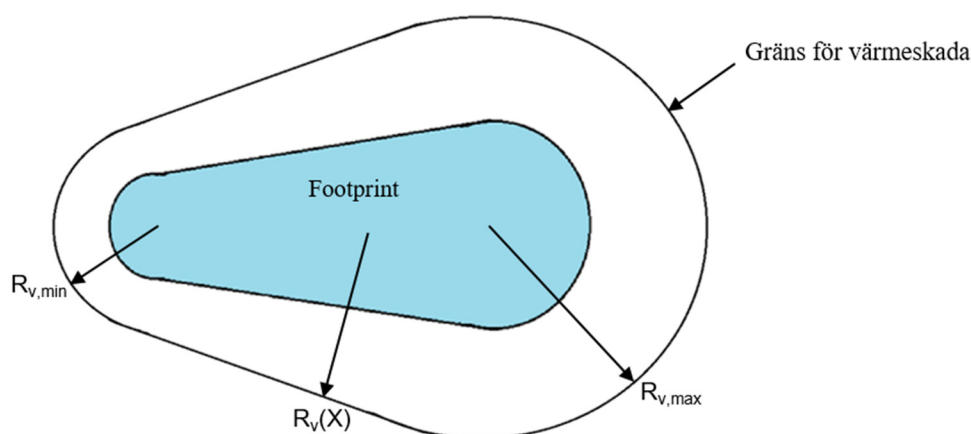
Beräkningssteg:

$$R_{v,min} = 2 \cdot R_{s,min} \text{ (m)}$$

$$R_{v,max} = 2 \cdot R_{s,max} \text{ (m)}$$

$$R_v(x) = 2 \cdot R_s(x) \text{ (m)}$$

Beräknade avstånd till gränsen för värmestrålningsskador utgår från respektive centrum av cirkel för: minimum radie för utbredning av molnet med koncentration över undre brännbarhetsgräns, maximum radie för utbredning av molnet med koncentration över undre brännbarhetsgräns, samt linjen mellan dessa båda centra, enligt Figur 6.2.



Figur 6.2. Utbredning av riskområde för skador av värmestrålning.

6.1.5 Beräkning av skador orsakade av tryck

Beräkning av avstånd till olika typer av skador av tryck sker i en beräkningsslinga med start på avståndet, $Avst$, en meter från spridningsområdets gräns (bestämt enligt tidigare med parametrar $R_{s,min}$, $R_{s,max}$ och $R_s(x)$) och sedan succesiv ökning av $Avst$ med en meter i taget till dess att samtliga skadegränser (enligt avsnitt 6.4.5.2 – 6.4.5.8) uppnåtts.

6.1.5.1 Beräkning av tryck och impulstätheter

För varje avstånd ("varv" i beräkningsslingan) beräknas först värden på tryck och impulstäthet:

$$R' = \text{skalat avstånd} = Avst / (E/P_0)^{1/3}$$

$$P'_s = \text{skalat side-on övertryck} = a \cdot R'^b$$

$$P_s = \text{side-on tryck} = P'_s \cdot P_0 \text{ (Pa)}$$

$$I'_s = \text{skalad side-on impulstäthet} = c \cdot R'^d$$

$$I_s = \text{side-on impulstäthet} = I'_s / (2 \cdot (c_0 / (P_0^{2/3} \cdot E^{1/3}))) \text{ (Pa}\cdot\text{s)}$$

$$P'_r = \text{skalat reflekterat övertryck} = 2P'_s + (\gamma + 1)P_s'^2 / ((\gamma - 1) \cdot P'_s + 2\gamma)$$

$$P_r = \text{reflekterat övertryck} = P'_r \cdot P_0 \text{ (Pa)}$$

$$I'_r = \text{skalad reflekterad impulstäthet} = 2I'_s + (\gamma + 1)I_s'^2 / ((\gamma - 1) \cdot I'_s + 2\gamma)$$

$$I_r = \text{reflekterad impulstäthet} = I'_r / (2 \cdot (c_0 / (P_0^{2/3} \cdot E^{1/3}))) \text{ (Pa}\cdot\text{s)}$$

Konstanter som ingår i beräkningarna enligt ovan definieras enligt följande:

$$P_0 = \text{atmosfärstryck} = 1 \cdot 10^5 \text{ Pa}$$

$$c_0 = \text{ljudhastigheten} = 340 \text{ m/s}$$

$$\gamma = \text{värmekapacitetskvoten} = 1,4$$

Konstanterna a , b , c och d enligt ovan beror på explosionsstyrkan ("Strength") och värdet av R' och hämtas från Tabell 5.3 och Tabell 5.4 (där explosionsstyrkan benämns "Explosion level") i kapitel 5. Konstanterna är enligt ursprunglig referens inte definierade för höga värden ($R' > 90$ för explosionsstyrka 5 och $R' > 100$ för explosionsstyrka 10), samt för

låga värden på R' (mindre än 0,23). Utan framtagning av kompletterande värden kompliceras en helt automatiserad beräkningsgång som beskrivs i detta dokument. Som rimligt antas därför att:

- För R' -värden större än giltighetsområdet (90 respektive 100) gäller för samtliga värden på a , b , c och d att de behåller sina värden då R' överskrider giltighetsområdet.

- För R' -värden mindre än 0,23 antas samma värden på skalat maxövertryck (P'_s) samt skalad impulstäthet (I'_s) som vid $R' = 0,23$ även för mindre värden på R' . Detta gäller i samtliga fall utom för konstanterna a och b då värdet på "Strength" är 10. För sådana fall antas a och b vara samma som för $R' = 0,23$.

För de båda explosionsstyrkorna 5 respektive 10 erhålles då följande värden (**Tabell 6.1**) på konstanterna a , b , c och d .

Tabell 6.1. Konstanter a , b , c och d .

Explosionsstyrka	Värde på R'	a	b	c	d
5 (avser värden på a , b , c och d)	$<0,23$	$2 \cdot 10^{-1}$ *)	0 *)	$1,25 \cdot 10^{-1}$ *)	-0,26 **)
	$0,23 \leq R' < 0,6$	$2 \cdot 10^{-1}$	0	$1,25 \cdot 10^{-1}$	-0,26
	$\geq 0,6$	$1,17 \cdot 10^{-1}$	-0,99	$8,46 \cdot 10^{-2}$	-1,00
10 (avser värden på a och b)	<1	$4,41 \cdot 10^{-1}$	-2,39		
	$1 \leq R' < 2$	$4,67 \cdot 10^{-1}$	-1,58		
	≥ 2	$3,18 \cdot 10^{-1}$	-1,13		
10 (avser värden på c och d)	$<0,23$			10,82 **)	1,14 **)
	$0,23 \leq R' < 0,3$			10,82	1,14
	$0,3 \leq R' < 0,4$			$3,15 \cdot 10^{-1}$	-1,79
	$0,4 \leq R' < 0,5$			$1,30 \cdot 10^{-3}$	-7,52
	$\geq 0,5$			$1,14 \cdot 10^{-1}$	-1,03

*) vid beräkning av P'_s sätts R' -värdet till 0,23.

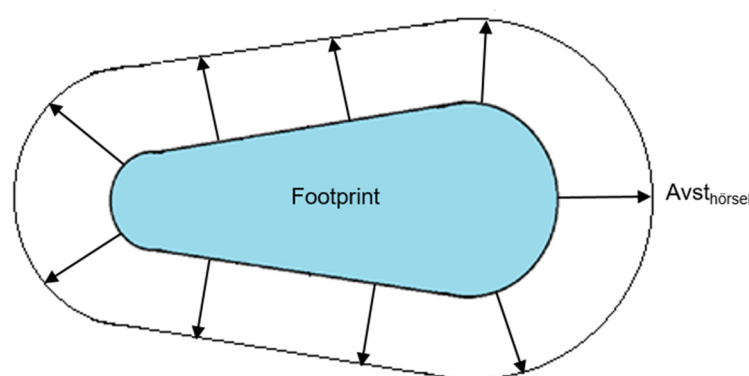
***) vid beräkning av I'_s sätts R' -värdet till 0,23.

6.1.5.2 Beräkning av hörselskador

Om $P_s \leq 35 \cdot 10^3$ Pa har avståndet för hörselskada uppnått och värdet $Avst_{\text{hörsel}}$ = aktuellt $Avst$. Det beräknade avståndet utgår från yttre gränsen av spridningsområdet enligt **Figur 6.3**. Värdet sparas för att senare redovisas och kontrollen om hörselskada hoppas över i fortsatta iterationer. Om $P_s \leq 35 \cdot 10^3$ Pa redan vid beräkningen för första avståndet (en meter) uppkommer inga hörselskador.

6.1.5.3 Beräkning av lungskador

Om $P_s \leq 70 \cdot 10^3$ Pa så har avståndet för lungskada uppnått och värdet $Avst_{\text{lung}}$ = aktuellt $Avst$. Det beräknade avståndet utgår från yttre gränsen av spridningsområdet, i princip enligt **Figur 6.3**. Värdet sparas för att senare redovisas och kontrollen om lungskada hoppas över i fortsatta iterationer. Om $P_s \leq 70 \cdot 10^3$ Pa redan vid beräkningen för första avståndet (en meter) uppkommer inga lungskador.



Figur 6.3. Utbredning av riskområde för skador på hörsel.

6.1.5.4 Beräkning av dödliga skador av tryck

Om $P_s \leq 180 \cdot 10^3$ Pa har avståndet för dödliga skador av tryck uppnåtts och värdet $Avst_{död} =$ aktuellt $Avst$. Det beräknade avståndet utgår från yttre gränsen av spridningsområdet, i princip enligt **Figur 6.3**. Värdet sparas för att senare redovisas och kontrollen om dödliga tryckskador hoppas över i fortsatta iterationer. Om $P_s \leq 180 \cdot 10^3$ Pa redan vid beräkningen för första avståndet (en meter) uppkommer inga dödliga skador av tryck.

6.1.5.5 Beräkning av kastskada

Beräkna kasthastigheten, v , m/s.

$$v = I_r \cdot 0.95/80 \text{ (m/s)}$$

Om $v \leq 6,5$ m/s har avståndet för möjlig skada av kast uppnåtts och värdet $Avst_{kast} =$ aktuellt $Avst$. Det beräknade avståndet utgår från yttre gränsen av spridningsområdet, i princip enligt **Figur 6.3**. Kontrollen om skador av kast hoppas över i fortsatta iterationer. Om $v \leq 6,5$ m/s redan vid beräkningen för första avståndet (en meter) uppkommer inga kastskaador.

6.1.5.6 Byggnadsväggar av betong

Om $2500/I_r + 200 \cdot 10^3/P_r \geq 1$ har det aktuella avståndet till rasering av platsgjutna armerade bärande betongväggar uppnåtts dvs $Avst_{betong} =$ aktuellt $Avst$. Det beräknade avståndet utgår från yttre gränsen av spridningsområdet, i princip enligt **Figur 6.3**. Värdet sparas och kontrollen om skador av kast hoppas över i fortsatta iterationer. Om värdet av $2500/I_r + 200 \cdot 10^3/P_r \geq 1$ redan vid beräkningen för första avståndet (en meter) uppkommer ingen rasering av betongväggar.

6.1.5.7 Byggnadsväggar av murat tegel

Om $1500/I_r + 80 \cdot 10^3/P_r \geq 1$ har det aktuella avståndet till rasering av bärande väggar av murat tegel uppnåtts dvs $Avst_{tegel} =$ aktuellt $Avst$. Det beräknade avståndet utgår från yttre gränsen av spridningsområdet, i princip enligt **Figur 6.3**. Värdet sparas och kontrollen om skador av kast hoppas över i fortsatta iterationer. Om värdet av $1500/I_r + 80 \cdot 10^3/P_r \geq 1$ redan vid beräkningen för första avståndet (en meter) uppkommer ingen rasering av murade tegelväggar.

6.1.5.8 Byggnadsväggar av trä

Om $800/I_r + 10 \cdot 10^3/P_r \geq 1$ har det aktuella avståndet till rasering av bärande väggar med stomme av trä uppnåtts dvs $Avst_{trä} = \text{aktuellt } Avst$. Det beräknade avståndet utgår från yttre gränsen av spridningsområdet, i princip enligt **Figur 6.3**. Värdet sparas och kontrollen om skador av kast hoppas över i fortsatta iterationer. Om värdet av $800/I_r + 10 \cdot 10^3/P_r \geq 1$ redan vid beräkningen för första avståndet (en meter) uppkommer ingen rasering av väggar med stomme av trä.

6.1.5.9 Fönster av glas

För beräkning av skador på glasfönster antas den relativt känsliga konstruktionen med 4+4 mm isolerglas och måtten 1,25 ggr 1,55 m samt skadekriteriet "High hazard" och reflekterat tryck.

Om $88/I_r + 8 \cdot 10^3/P_r \geq 1$ har aktuella avståndet till krossning av glas som kan ge farliga skador innanför av splitter uppnåtts dvs $Avst_{glas} = \text{aktuellt } Avst$. Det beräknade avståndet utgår från yttre gränsen av spridningsområdet, i princip enligt **Figur 6.3**. Värdet sparas och kontrollen om glasskador hoppas över i fortsatta iterationer. Om värdet av $88/I_r + 8 \cdot 10^3/P_r \geq 1$ redan vid beräkningen för första avståndet (en meter) uppkommer ingen krossning av glas.

7 Referenser

1. S. Fischer, R. Forsen, O. Hertzberg, A. Jacobsson, B. Koch, P. Runn, L. Thaning, och S. Winter, *Vådautsläpp av brandfarliga och giftiga gaser och vätskor : metoder för bedömning av risker*, FOA-R--97-00490-990, 1997.
2. R. Almgren, *Räddningstjänst vid olycka med gaser*. 2007, Räddningsverket.
3. X. Pan, W. Yan, Y. Jiang, Z. Wang, M. Hua, Q. Wang, och J. Jiang, *Experimental Investigation of the Self-Ignition and Jet Flame of Hydrogen Jets Released under Different Conditions*. ACS Omega, 2019. **4**(7): p. 12004-12011.
4. V. Molkov, D. Makarov, och M. Bragin, *Physics and modelling of underexpanded jets and hydrogen dispersion in atmosphere*, in *Physics of Extreme States of Matter - 2009*. 2009, Russian Academy of Sciences. p. 146-149.
5. K. Mohamed och M. Paraschivoiu, *Real gas simulation of hydrogen release from a high-pressure chamber*. International Journal of Hydrogen Energy, 2005. **30**(8): p. 903-912.
6. I. H. Bell, J. Wronski, S. Quoilin, och V. Lemort, *Pure and Pseudo-pure Fluid Thermophysical Property Evaluation and the Open-Source Thermophysical Property Library CoolProp*. Industrial & Engineering Chemistry Research, 2014. **53**(6): p. 2498-2508.
7. E. Lemmon, M. L. Huber, och M. O. McLinden, *NIST Standard Reference Database 23: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-REFPROP, Version 8.0*, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 2007.
8. E. Franquet, V. Perrier, S. Gibout, och P. Bruel, *Free underexpanded jets in a quiescent medium: A review*. Progress in Aerospace Sciences, 2015. **77**: p. 29.
9. G. H. Jirka, *Integral Model for Turbulent Buoyant Jets in Unbounded Stratified Flows. Part I: Single Round Jet*. Environmental Fluid Mechanics, 2004. **4**(1): p. 1-56.
10. C. J. Chen och W. Rodi, *Vertical turbulent buoyant jets: A review of experimental data*. NASA STI/Recon Technical Report A, 1980. **80**: p. 23073.
11. A. D. Birch, D. R. Brown, M. G. Dodson, och F. Swaffield, *The Structure and Concentration Decay of High Pressure Jets of Natural Gas*. Combustion Science and Technology, 1984. **36**(5-6): p. 249-261.
12. A. D. Birch, D. J. Hughes, och F. Swaffield, *Velocity Decay of High Pressure Jets*. Combustion Science and Technology, 1987. **52**(1-3): p. 161-171.
13. R. W. Schefer, W. G. Houf, T. C. Williams, B. Bourne, och J. Colton, *Characterization of high-pressure, underexpanded hydrogen-jet flames*. International Journal of Hydrogen Energy, 2007. **32**(12): p. 2081-2093.
14. I. Johnston, *The Noble-Abel Equation of State: Thermodynamic Derivations for Ballistic Modelling*. 2005.
15. V. Molkov, *Hydrogen safety engineering: The state-of-the-art and future progress*. Compr. Renew. Energy, 2012. **4**: p. 77-109.
16. W. Houf och R. Schefer, *Predicting radiative heat fluxes and flammability envelopes from unintended releases of hydrogen*. International Journal of Hydrogen Energy, 2007. **32**(1): p. 136-151.
17. D. Schroeder, *An Introduction to Thermal Physics*. 2000, United States: Addison Wesley Longman.
18. ISO-9300:2005, *Measurement of gas flow by means of critical flow Venturi nozzles*.
19. R. W. Schefer, W. G. Houf, och T. C. Williams, *Investigation of small-scale unintended releases of hydrogen: momentum-dominated regime*. International Journal of Hydrogen Energy, 2008. **33**(21): p. 6373-6384.
20. A. Hourri, B. Angers, P. Bénard, A. Tchouvelev, och V. Agranat, *Numerical investigation of the flammable extent of semi-confined hydrogen and methane jets*. International Journal of Hydrogen Energy, 2011. **36**(3): p. 2567-2572.
21. E. S. Hecht, X. Li, och I. W. Ekoto, *Validated equivalent source model for an under-expanded hydrogen jet*, 2015.
22. W. Breitung, G. Halmer, M. Kuznetsov, och J. Xiao, *Analysis of transient supersonic hydrogen release, dispersion and combustion*. International Journal of Hydrogen Energy, 2019. **44**(17): p. 9089-9099.

23. L. Zhang, J. R. Brook, och R. Vet, *A revised parameterization for gaseous dry deposition in air-quality models*. Atmos. Chem. Phys., 2003. **3**(6): p. 2067-2082.
24. M. Borgenstål, *Tool for calculation of dry deposition of gases*, FOI-D--0286--SE, 2007.
25. M. L. Wesely, P. V. Doskey, och J. D. Shannon, *Deposition parameterizations for the Industrial Source Complex (ISC3) model*, Argonne National Lab., United States, 2002.
26. L. Zhang, M. D. Moran, P. A. Makar, J. R. Brook, och S. Gong, *Modelling gaseous dry deposition in AURAMS: a unified regional air-quality modelling system*. Atmospheric Environment, 2002. **36**(3): p. 537-560.
27. R. Sander, *Compilation of Henry's law constants (version 4.0) for water as solvent*. Atmos. Chem. Phys., 2015. **15**(8): p. 4399-4981.
28. P. W. Atkins, *The Elements of Physical Chemistry, second edition*. 1999.
29. N. P. D. D. A. a. Cerc, *Modelling Dry Deposition*, 2020.
30. E. Näslund, E. Karlsson, B. Koch, och T. Dufvenberg, *C-anfall under sommarförhållanden : underlag för utformning av riskmallar*, FOA-R--99-01307-864, 2000.
31. E. Näslund och L. Thaning, *On the Settling Velocity in a Nonstationary Atmosphere*. Aerosol Science and Technology, 1991. **14**(2): p. 247-256.
32. R. Sykes, W. Lewellen, och S. Parker, *A Gaussian plume model of atmospheric dispersion based on second-order closure*. Journal of climate and applied meteorology, 1986. **25**(3): p. 322-331.
33. C. Miller och L. Hively, *A review of validation studies for the Gaussian plume atmospheric dispersion model*. Nuclear Safety, 1987. **28**(4): p. 522-531.
34. E. Karlsson, E. Näslund, B. Koch, Å. Edvinsson, och T. Dufvenberg, *Effekter vid och efter C-anfall : beräkningsexempel som underlag för utformning av C-mallar*, FOA-R--97-00609-864, 1998.
35. R. Forsén och O. Parmhed, *RIB2 Vidareutvecklad spridningsmodellering för räddningstjänst - Skadebedömning av gasmolnsexplosion*, FOI Memo 7574 2021.
36. V. Alekseev, "Laminar burning velocity of hydrogen and flame structure of related fuels for detailed kinetic model validation," Lund Univeritet, Tryckeriet i E-huset, 2015.
37. A. S. Huzayyin, H. A. Moneib, M. S. Shehatta, och A. M. A. Attia, *Laminar burning velocity and explosion index of LPG-air and propane-air mixtures*. Fuel, 2008. **87**(1): p. 39-57.
38. S. S. S. Alghamdi, "Development of a Vapor Cloud Explosion Risk Analysis Tool Using Exceedance Methodology,," Master of science, Texas A&M University, 2011.
39. HSE, *Research to improve guidance on separation distance for the multi-energy method (RIGOS)*, Prepared by TNO Prins Maurits Laboaratory, 2005.
40. Q. A. Baker, C. M. Doolittle, G. A. Fitzgerald, och M. J. Tang, *Recent developments in the Baker-Strehlow VCE analysis methodology*, 1997.
41. Q. A. Baker, M. J. Tang, och E. A. Scheier, *Vapor Cloud Explosion Analysis*, presented at the 28th Annual AIChE Loss Prevention Symposium, Atlanta, GA, 1994.
42. L. Mélani, I. Sochet, X. Rocourt, och S. Jallais, *Review of Methods For Estimating the Overpressure and Impulse Resulting From a Hydrogen Explosion in a Confined/Obstructed Volume*, presented at the International Conference on Hydrogen Safety, Ajaccio, 2009.
43. K. G. Kinsella, *A rapid assessment methodology for the prediction of vapour cloud explosion overpressure*, presented at the International Conference on Safety and Loss Prevention Singapore, 1992.
44. CCPS, *Guidelines for the Evaluation of the Characteristics of Vapor Cloud Explosions, Flash Fires and BLEVES*, presented at the Centre for Chemical Process Safety (CCPS), AIChE, New York (USA), 1994.
45. F. D. Alonso, E. G. Ferradás, J. F. S. Pérez, A. M. Aznar, J. R. Gimeno, och J. M. Alonso, *Characteristic overpressure-impulse-distance curves for vapour cloud explosions using the TNO Multi-Energy model*. Journal of Hazardous Materials, 2006. **137**(2): p. 734-741.
46. G. Holm, R. Forsén, B. Hägglund, och L. Stig, *VEBE - en modell för skadesimulering i tätorter. Version 2.0*, FOA-R--95-00152-2.6(2.7) 1995.

47. R. Forsén, *Blast loaded windows and glass facades damage criteria for breakage*, FOI-R--4117--SE, 2015.
48. W. E. Baker, P. A. Cox, J. J. Kulesz, R. A. Strehlow, och P. S. Westine, *Explosion Hazards and Evaluation*. 1983: Elsevier.
49. L. Svensson, *Människans tålighet mot luftstöt vågor*, FOI-R--3905--SE, 2015.
50. D. Richmond och H. Axelsson, *Airblast and underwater studies with animals*. J. of Trauma (China), 1990. **6(2)**.
51. C. S. White, R. K. Jones, E. G. Damon, E. R. Fletcher, och D. R. Richmond, *The Biodynamics of Air Blast*, Technical Report to Defence Nuclear Agency, DNA 2738T, Lovelace Foundation for Medical Education and Research, 1971.
52. J. Levine, J. P. Dionne, D. Bueley, M. Ceh, och A. Makris, *Human travel distance due to an explosion*, 2006.
53. S. A. Granström, *Beräkningsmetod för stötvågsbelastade konstruktioner*, Rapport 103:18, FortF dnr 1872, 1958.
54. S. Lindqvist, R. Forsén, G. Holm, B. Hägglund, och B. Onnermark, *VEBE. Datoriserad dynamisk modell för konventionell vapenverkan i bebyggelse. Arbetslägesrapport 1992/1993*, FOA C 20971-2.5(2.6, 2.7), 1994.
55. C. N. Kingery och G. Bulmash, *Air blast parameters from TNT spherical air burst and hemispherical surface burst*, in "Technical report BRL, 02555," Aberdeen Proving Ground, MD : Ballistic Research Laboratories, 1984.
56. M. Nilsson, *Fragmentering och utkast av splitter*, FOI-R--3097--SE, 2011.
57. R. Forsén, *Initialverkan. Verkan av inneslutna explosioner*, FOA C 20747-2.6, 1989.
58. R. Forsén, G. Holm, och F. Kamrani, *Description of calculation methods used in VEBE, to determine the effects and consequences of conventional weapons*, FOI-R--4131--SE, 2015.
59. V. J. Clancey, *Diagnostic features of explosion damage*, presented at the Paper presented at the Sixth International Meetings of Forensic Sciences, Edinburgh (Scotland), 1972
60. TNO, *Methods for the calculation of physical effects – 'Yellow Book,' CPR 14E*, presented at the CPR 14E Part 1, Directorate-General for Social Affairs & Employment, The Netherlands, 1997.

FOI är en huvudsakligen uppdragsfinansierad myndighet under Försvarsdepartementet. Kärnverksamheten är forskning, metod- och teknikutveckling till nytta för försvar och säkerhet. Organisationen har cirka 1000 anställda varav ungefär 800 är forskare. Detta gör organisationen till Sveriges största forskningsinstitut. FOI ger kunderna tillgång till ledande expertis inom ett stort antal tillämpningsområden såsom säkerhetspolitiska studier och analyser inom försvar och säkerhet, bedömning av olika typer av hot, system för ledning och hantering av kriser, skydd mot och hantering av farliga ämnen, IT-säkerhet och nya sensorers möjligheter.



FOI
Totalförsvarets forskningsinstitut
164 90 Stockholm

Tel: 08-55 50 30 00
Fax: 08-55 50 31 00

www.foi.se