

DIB

Classification : –

Quantité de gaz et poussière expulsée hors de la halle de la DIB à Bonfol lors d'une explosion

Votre signe :	J.-P. Meusy	Référence :	DIB	Responsable :	A. Koch / F. Ubertini
Notre signe :	A. Koch / F. Ubertini	No identification :	10032011	Téléphone :	+41(0)21 732 10 36
Requête technique :	J. Fernex	Remarque :	–	E-mail :	andrejoseph.koch@gmail.com

Résumé

Le calcul de la surpression quasistatique qui s'établit après une explosion dans la halle d'excavation de la DIB à Bonfol permet d'estimer la quantité de gaz et de poussière qui s'échappe dans l'atmosphère par les ouvertures qui se forment par l'action du choc initial ou par une procédure automatisée. Dans le cas d'une détonation de 10 kg de TNT, nous obtenons les résultats suivants :

- Le volume d'air vicié qui s'échappe de la halle est de 110 m³ environ.
- L'explosion projette environ 2600 kg de matériaux solides.
- En admettant, dans le pire des cas, que *tous* les matériaux projetés soient pulvérisés en particules de diamètre inférieur à 1.6mm (ce qui est peu vraisemblable), le volume d'air vicié est de l'ordre de 9000 m³.
- De ce volume, 110 m³ s'échappent, emportant *au plus* 32 kg de poussières hors de la halle.

Ces estimations ne concernent que les phénomènes se produisant dans les premières secondes après l'explosion. Une fois la surpression quasistatique éliminée, d'autres effets physiques entrent en jeu comme la convection thermique, le vent qui peuvent augmenter la quantité d'air vicié quittant la halle par les ouvertures.

Distribution du rapport

- Jean-Pierre Meusy, responsable du dossier DIB
République et Canton du Jura
2800 Delémont

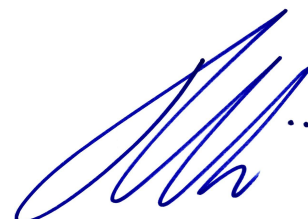
- Office de l'Environnement
République et Canton du Jura
2882 Saint-Ursanne

Modifications

Version	Date	Description, Remarque	Nom
1.01	11 février 2011	Première version du rapport	François Ubertini
1.02	20 février 2011	Corrections valeurs numériques	André Koch
1.03	8 mars 2011	Ajout du résultat de la simulation	François Ubertini
2.01	10 mars 2011	Seconde version distribuée	André Koch
2.02	22 mars 2011	Ajouts pour M. Parrat	François Ubertini
3.01	24 mars 2011	Version imprimée distribuée	André Koch



Dr André Koch
Chemin de Palud 2
CH-1053 Cugy
Tél. +41(0)21 732 10 36
E-mail : andrejoseph.koch@gmail.com



Dr François Ubertini
Chemin de la maison blanche 2A
CH-2533 Évilard
Tél. +41(0)32 322 77 85
E-mail : fubertini@gmail.com

Table des matières

Résumé du travail	5
1 Introduction	7
2 Ordre de grandeur de la surpression due au choc initial	8
3 Approche thermodynamique	8
3.1 Pression et température dans l'hypothèse quasistatique	8
3.2 Flux de masse au travers des ouvertures dans l'hypothèse quasistatique	12
3.3 Masse d'air et volume d'air éventés dans l'hypothèse quasistatique	16
3.4 Simulation numérique du flux	17
4 Approche balistique	20
4.1 Masse de matériau dispersée par l'explosion	20
4.2 Masse des éjectas s'échappant de la halle	20
4.3 Vitesse de sédimentation	21
4.4 Distance de projection des poussières par l'explosion	21
4.5 Estimation de la masse de particules fines s'échappant de la halle	22
5 Remerciements	23

Cette page est intentionnellement laissée vide.

Résumé du travail

Ce rapport fournit une estimation du volume de gaz et de la masse de poussière s'échappant de la halle d'excavation de la DIB à Bonfol après une explosion dans celle-ci.

La halle est initialement étanche. La détonation d'une masse W d'explosif dans son volume produit des gaz de détonation chauds qui augmentent la température et la pression de l'air contenu. Les écarts de ces grandeurs aux valeurs initiales sont dites *surpression* Δp^Q et *écart de température* ΔT^Q *quasistatiques*. Les figures 2 et 3 donnent une idée de la valeur de ces deux grandeurs.

Connaissant Δp^Q et ΔT^Q , nous pouvons estimer, à l'aide de la relation de Bernoulli, le volume V_X des gaz qui s'échappent de la halle par des ouvertures (brèches, ouvertures de délestage) pour rétablir la pression atmosphérique dans la halle (figure 6). Le temps t_X mis pour revenir à l'équilibre des pressions peut être évalué (figure 7 pour une ouverture d'une surface de 20 m^2 et pour des masses d'explosif entre 1 kg et 50 kg de TNT ; figure 8 pour diverses surfaces d'ouverture de 1 m^2 à 50 m^2 et pour une charge explosive de 10 kg de TNT.) D'après l'explosion survenue à Bonfol en juillet 2010, nous estimons pour 10 kg de TNT une ouverture de 20 m^2 provenant principalement des événements ouverts ou détruits sur le toit par le choc initial.

Le tableau suivant donne les ordres de grandeurs des grandeurs Δp^Q , ΔT^Q , V_X et t_X pour l'explosion de diverses masses W de TNT dans une halle de volume égal à $200\,000 \text{ m}^3$ avec une ouverture de 20 m^2 . A titre indicatif, pour montrer que la surpression quasistatique est infime, nous avons encore reporté l'ordre de grandeur de la surpression Δp de l'onde de choc (due à la détonation) réfléchi sur les parois de la halle.

W [kg]	Δp [Pa]	Δp^Q [Pa]	ΔT^Q [K]	V_X [m ³]	t_X [s]
2	5 700	15	0.05	22	0.8
5	8 000	35	0.10	55	1.4
10	10 500	75	0.20	110	2.0
20	13 500	150	0.45	220	3.0
50	25 000	350	1.05	550	5.0

Sous l'effet de la surpression quasistatique, de l'air vicié s'échappe de la halle par les ouvertures de délestage. Une simulation numérique et un calcul théorique permettent d'estimer à 110 m^3 le volume de gaz s'échappant de la halle en cas d'explosion de 10 kg de TNT.

Pour déterminer la quantité de poussières pouvant quitter la halle, nous admettons, dans le pire des cas, que tout le contenu du cratère d'explosion est pulvérisé; nous estimons (pour 10 kg de TNT) à 2600 kg au maximum cette masse de poussière ainsi mise en suspension dans l'atmosphère de la halle. Par comparaison de la vitesse de sédimentation dans l'air des particules avec la vitesse du flux de gaz par les ouvertures, nous estimons à 1.6 mm le diamètre des plus grosses particules entraînées hors de la halle. En admettant que toutes les particules dispersées par l'explosion aient une dimension inférieure à 1.6 mm, et en comparant le volume d'air vicié à celui du gaz qui s'échappe, nous trouvons finalement que la masse de poussières quittant la halle est inférieure à 32 kg en cas d'explosion de 10 kg de TNT.

Nous mentionnerons cependant que, une fois la surpression quasistatique éliminée, d'autres phé-

nomènes peuvent intervenir (convection thermique, vent) pour entretenir un flux de gaz sortant de la halle.

1 Introduction

Ce rapport fournit une estimation du volume de gaz et de la masse de poussière s'échappant de la halle d'excavation de la DIB à Bonfol après une explosion dans celle-ci.

Nous supposons la halle initialement fermée. Son volume est donné par $\Omega = 10.7 \times 122.5 \times 150 \text{ m}^3 \approx 2 \cdot 10^5 \text{ m}^3$; l'air contenu est aux conditions normales de température et de pression. La masse d'explosif étant comprise entre $W = 1$ et 50 kg de TNT, sa densité élevée permet de négliger son volume initial. Nous considérons des ouvertures de 1 à 50 m^2 . D'après l'explosion survenue à Bonfol en juillet 2010, nous estimons pour 10 kg de TNT une ouverture de 20 m^2 provenant principalement des événements ouverts ou détruits sur le toit par le choc initial.

Dans ce rapport, nous commençons par estimer la surpression maximale réfléchi sur les parois du bâtiment dans le cas de la détonation d'une masse W d'explosif sur le sol de la halle d'excavation. Ce calcul n'est pas nécessaire pour déterminer le volume de gaz éventé, mais permet de comparer la surpression due à l'onde de choc et la surpression quasistatique qui s'établit ensuite dans la halle.

L'estimation du volume du gaz éventé et de sa masse s'effectue en trois étapes, résumées ci-dessous.

1. Calcul de la surpression et de la température quasistatiques dans la halle (supposée fermée) après détonation d'une masse W d'explosif. Le calcul se base sur les équations d'état des gaz de détonation et de l'air.
2. En fonction de la surpression quasistatique, détermination du flux de gaz à travers les ouvertures. Nous supposons un écoulement stationnaire et adiabatique ; nous basons l'estimation sur l'équation de Bernoulli.
3. Connaissant le flux et la surface des ouvertures, estimation du volume et de la masse des gaz éventés en fonction de la surface S des ouvertures en admettant que pression et température restent uniformes dans la halle.

Les calculs sont menés en admettant que pression et température sont uniformes dans la halle. L'hypothèse de l'homogénéité de la température est une faiblesse de cette approche, mais elle est indispensable si nous désirons, avec un effort de calcul raisonnable, obtenir l'ordre de grandeur de la masse et du volume de gaz qui s'échappent de la halle.

Une fois le volume de gaz éventé connu, nous évaluons la quantité de matière soulevée par l'explosion. Cette quantité est donnée par le volume du cratère formé au moment de l'explosion. Nous estimons ensuite la fraction de cette matière s'échappant de la halle dans l'hypothèse pessimiste où toute la matière est pulvérisée. Ce travail se fait en trois temps.

1. Connaissant la vitesse du gaz s'échappant de la halle, nous déterminons la taille maximale d_p des particules pouvant être entraînées par le flux, par comparaison avec leur vitesse de sédimentation.
2. Connaissant le diamètre maximal d_p des particules pouvant quitter la halle avec le flux de gaz, nous déterminons l'ordre de grandeur de la distance à laquelle de telles particules peuvent être projetées par une explosion ; ceci permet d'évaluer le volume de gaz de la halle contenant en suspension des particules de diamètre inférieur ou égal à d_p .

3. Pour terminer, connaissant le volume de gaz sortant de la halle et en le comparant au volume d'air souillé par des particules en suspension, nous déterminons la masse de poussière quittant la halle.

2 Ordre de grandeur de la surpression due au choc initial

Nous pouvons estimer la surpression du choc aux bords intérieurs de la halle en considérant l'explosion d'une masse W de TNT au centre de la halle, dont le volume Ω est fixé. Pour simplifier le calcul, nous assimilons la halle parallélépipédique à une demi-sphère de même volume. Avec cette symétrie, la distance r du centre de l'explosif au bord de la halle vaut

$$r = \left(\frac{6\Omega}{4\pi} \right)^{1/3}, \quad (1)$$

et la distance réduite Z pour une charge au sol vaut

$$Z = \left(\frac{3}{4\pi} \frac{\Omega}{W} \right)^{1/3}. \quad (2)$$

La surpression sur les parois de la halle est déterminée par la grandeur Z . Nous remarquons qu'elle ne dépend que de la densité d'explosif $\rho = W/\Omega$ dans la halle.

Dans le cas de halle de la DIB, nous avons $\Omega = 10.7 \times 122.5 \times 150 \text{ m}^3 \approx 2 \cdot 10^5 \text{ m}^3$. Ce qui donne $r = 45.7 \text{ m}$. La figure 1, obtenue par usage des relations classiques pour les ondes de choc, donne l'ordre de grandeur de la surpression réfléchi sur les parois de la halle. Celle-ci varie typiquement entre 45 mbar pour 1 kg de TNT et 250 mbar pour 50 kg de TNT.

3 Approche thermodynamique

Nous donnons dans cette approche une estimation du volume et de la masse de gaz au travers des ouvertures de la halle, ouverts par l'explosion. La détonation de l'explosif dans la halle engendre une surpression quasistatique qui initie un flux sortant de gaz.

3.1 Pression et température dans l'hypothèse quasistatique

Dans la halle, l'énergie libérée par l'explosion conduit à une augmentation de la pression et de la température du mélange air-gaz de détonation qui vont tendre vers des valeurs stables. La pression atteinte, dite *pression quasistatique*, est atteinte environ 0.3s après la détonation de l'explosif ; ce temps dépend naturellement des dimensions de la halle et de la vitesse du son (340 m/s). La température, qui s'uniformise par convection et diffusion, met plus longtemps pour atteindre l'état d'équilibre. Le gradient de pression dû à la gravité peut élever une partie des gaz chauds de détonation au plafond de la halle ou au contraire les maintenir au sol s'ils ne sont pas assez chauds et que leur masse molaire est supérieure à celle de l'air. Ce dernier cas peut se présenter si l'explosif est enfoui : le travail effectué par les gaz de détonation pour excaver le cratère réduit sensiblement leur température.

Nous admettons que l'explosion a lieu en surface et que toute l'énergie est libérée dans le mélange air-gaz de détonation ; nous négligeons le gradient de pression dû à la pesanteur dans la halle.

La pression quasistatique est déterminée par la détente des gaz de détonation et la compression de l'air ambiant. L'état final est déterminée par les équations d'état de l'explosif et de l'air.

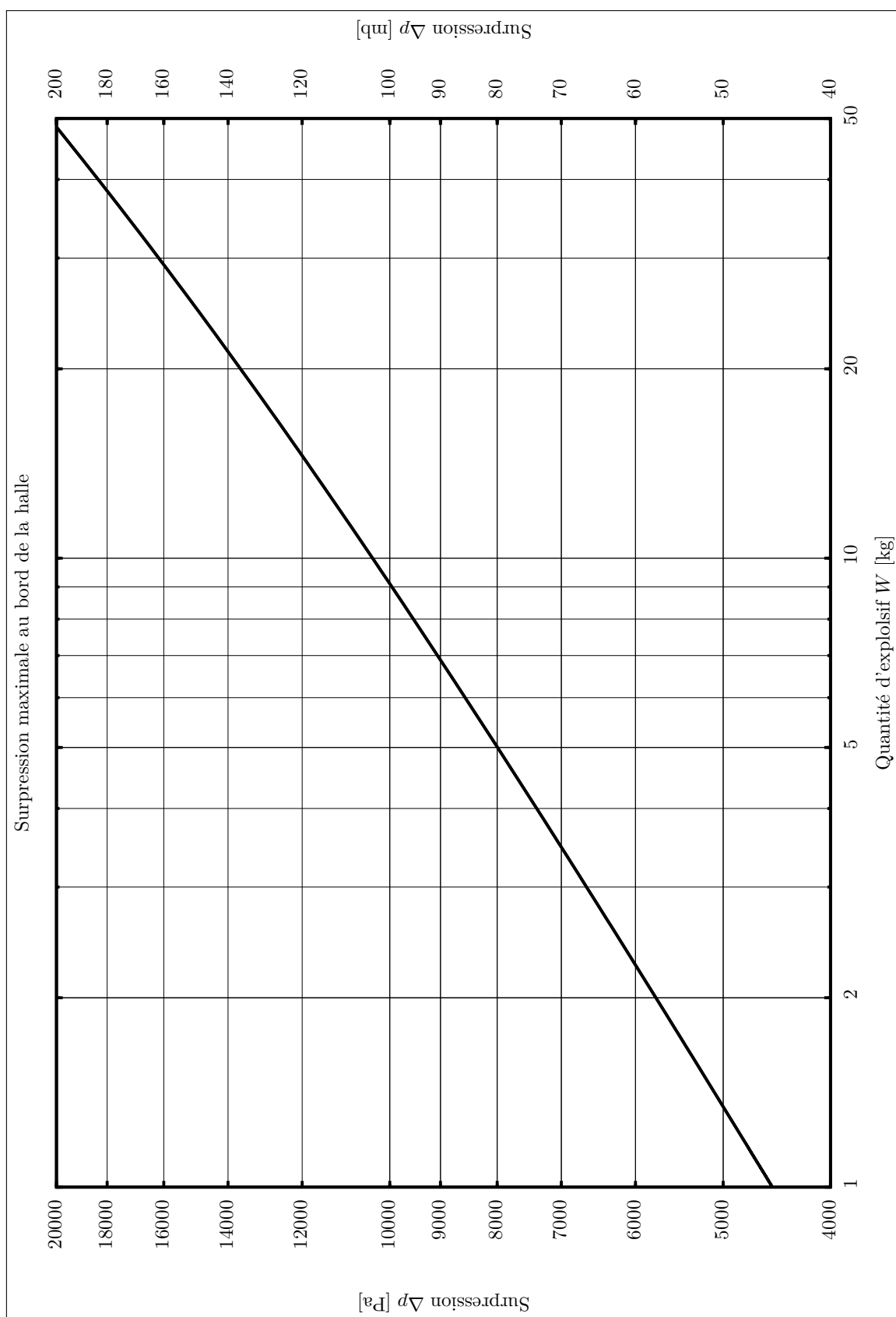


Figure 1 – Surpression réfléchie maximale Δp sur les parois de la halle en fonction de la masse W de l'explosif (halle assimilée à une demi-sphère).

Pour l'explosif, nous avons

$$e_S(V_S, p_S) = \frac{V_S}{\omega} \left(p_S - A \left(1 - \frac{\omega}{r_1 x} \right) e^{-r_1 x} - B \left(1 - \frac{\omega}{r_2 x} \right) e^{-r_2 x} \right) , \quad (3)$$

$$\frac{RT_S}{\mu_S} = (p_S - A e^{-r_1 x} - B e^{-r_2 x}) V_S , \quad (4)$$

$$x = \frac{V_S}{V_S^0} , \quad (5)$$

où e_S est l'énergie spécifique, V_S le volume spécifique, T_S la température, μ_S la masse molaire et p_S la pression des gaz de détonation. A , B , r_1 , r_2 et ω sont des constantes propres à l'explosif et V_S^0 le volume spécifique original de l'explosif. Enfin $R = 8.314472 \text{ J K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$ est la constante des gaz parfaits. Nous avons les valeurs suivantes pour le TNT :

Coefficient	Valeur	Unité
$\rho^0 = 1/V_S^0$	1630	kg/m ³
A	$3.737699 \cdot 10^{11}$	Pa
B	$3.747099 \cdot 10^9$	Pa
r_1	4.15	–
r_2	0.90	–
ω	0.35	–

Pour l'air, nous avons

$$e_L(V_L, p_L) = \frac{p_L V_L}{\gamma - 1} , \quad (6)$$

$$\frac{RT_L}{\mu_L} = p_L V_L . \quad (7)$$

où e_L est l'énergie spécifique, V_L le volume spécifique, T_L la température, $\mu_L = 0.028964 \text{ kg/mol}$ la masse molaire, p_L la pression et $\gamma = 1.4$ est l'exposant adiabatique de l'air. Pour Bonfol, nous prenons $p_L = p_L^0 = 95700 \text{ Pa}$ et $T_L = T_L^0 = 288.15 \text{ K}$ (15°C). Ce qui implique $V_L^0 = 0.864336 \text{ m}^3/\text{kg}$.

Nous devons encore connaître la chaleur spécifique q^0 libérée lors de l'explosion. Pour le TNT, nous avons

$$q^0 = 3.6852 \cdot 10^6 \text{ J/kg} . \quad (8)$$

Dans l'état quasistatique, la pression p^Q et la température T^Q sont uniformes dans le volume. En tenant compte de la conservation de l'énergie et du volume total, nous obtenons

$$W q^0 + \Omega \frac{e_L(p_L^0, V_L^0)}{V_L^0} = \Omega \frac{e_L(p^Q, V_L^Q)}{V_L^Q} + W e_S(p^Q, V_S^Q) , \quad (9)$$

$$\Omega = W V_S^Q + \frac{\Omega}{V_L^0} V_L^Q , \quad (10)$$

$$\frac{RT^Q}{\mu_L} = p^Q V_L^Q , \quad (11)$$

$$\frac{RT^Q}{\mu_S} = p^Q V_S^Q . \quad (12)$$

Ce système d'équations peut se résoudre de manière numérique. La solution est donnée dans les figures 2 et 3.

Dans notre cas, le volume spécifique V_S^Q est grand et nous supposons que la masse molaire des gaz de détonation est égale à celle de l'air. L'équation d'état de l'explosif se simplifie et nous obtenons

$$V_L^Q = \frac{\Omega}{W + \frac{\Omega}{V_L^0}} \quad , \quad (13)$$

$$V_S^Q = V_L^Q \quad , \quad (14)$$

$$p^Q = \frac{W q^0 + \frac{p_L^0 \Omega}{\gamma - 1}}{W \frac{V_S^Q}{\omega} + \frac{\Omega}{\gamma - 1}} \quad , \quad (15)$$

$$T^Q = \frac{p^Q V_L^Q \mu_L}{R} \quad . \quad (16)$$

Ce système d'équations se résout explicitement et donne des résultats similaires à la méthode numérique.

3.2 Flux de masse au travers des ouvertures dans l'hypothèse quasistatique

L'écoulement du fluide sortant de la halle est supposé adiabatique et stationnaire. L'équation de Bernoulli peut donc s'appliquer.

$$\frac{u_i^2}{2} + e_i + p_i V_i = \frac{u_f^2}{2} + e_f + p_f V_f \quad , \quad (17)$$

Nous supposons que les gaz de détonation et l'air forment un gaz parfait dont l'exposant adiabatique vaut $\gamma = 1.4$. Nous avons alors

$$p_i V_i^\gamma = p_f V_f^\gamma \quad , \quad (18)$$

$$\frac{u_i^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} p_i V_i = \frac{u_f^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} p_f V_f \quad , \quad (19)$$

où u , p , V sont la vitesse, la pression et le volume spécifique du fluide et les indices i et f indiquent respectivement le point initial et le point final sur la ligne de courant. Dans notre cas, le point initial est dans la halle avec $u_i = 0$, $p_i = p^Q$ et $V_i = V^Q$. Le point final est défini comme étant le point où le fluide se trouve à la pression atmosphérique extérieure $p_f = p^0$. La vitesse finale u_f et le volume spécifique final V_f sont déterminés par les deux équations précédentes. Nous avons ainsi

$$V_f = \left(\frac{p^Q}{p^0} \right)^{1/\gamma} V^Q \quad , \quad (20)$$

$$u_f = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1} (p^Q V^Q - p^0 V_f)} \quad . \quad (21)$$

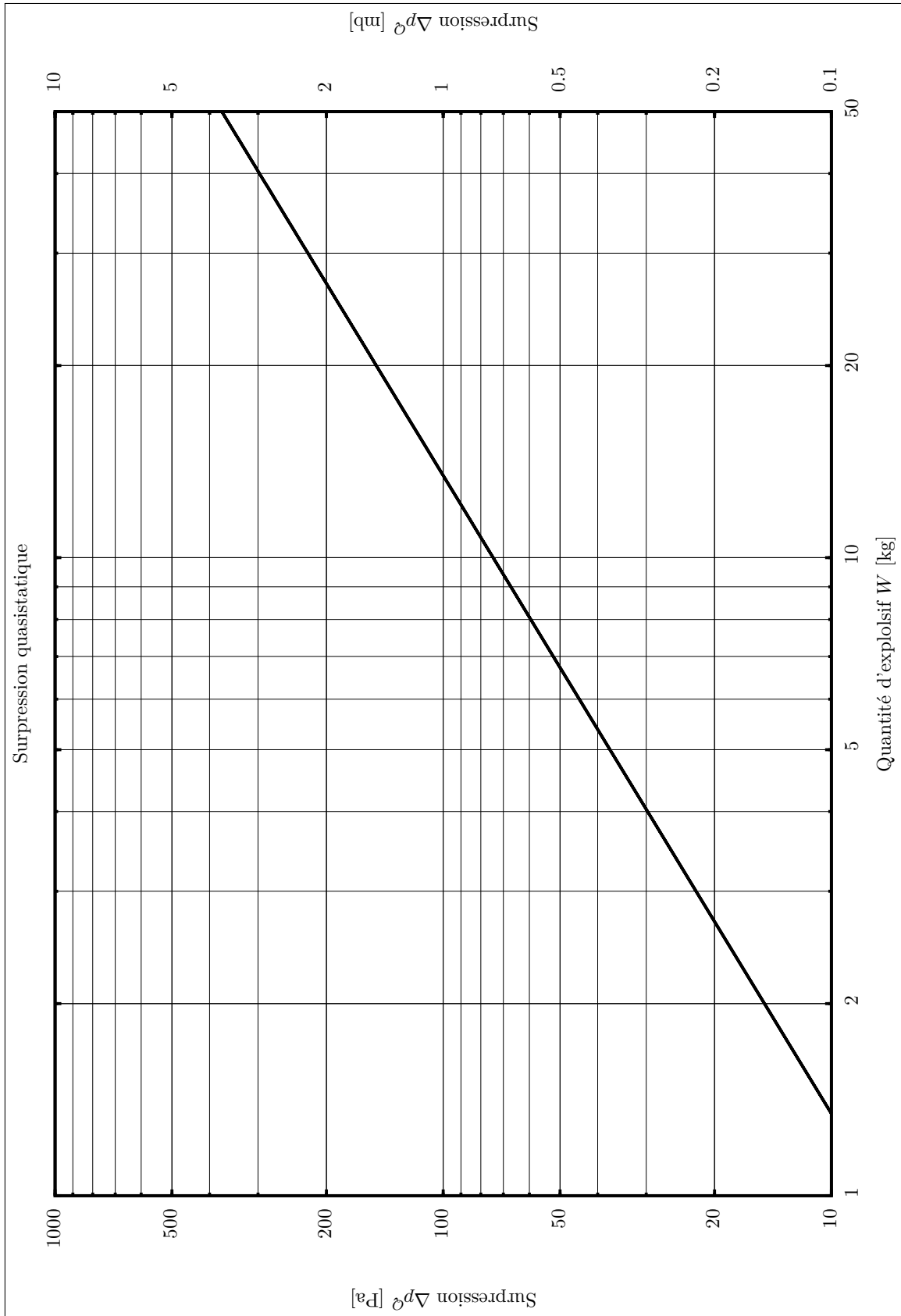


Figure 2 – Surpression quasistatique dans la halle après une explosion de TNT. La quantité W de TNT est exprimée en kg et la surpression est donnée en Pascal ou en millibar. Le volume de la halle est fixé à $\Omega = 2 \cdot 10^5 \text{ m}^3$. L'état quasistatique est atteint après uniformisation de la pression et de la température sans tenir compte de la pesanteur.

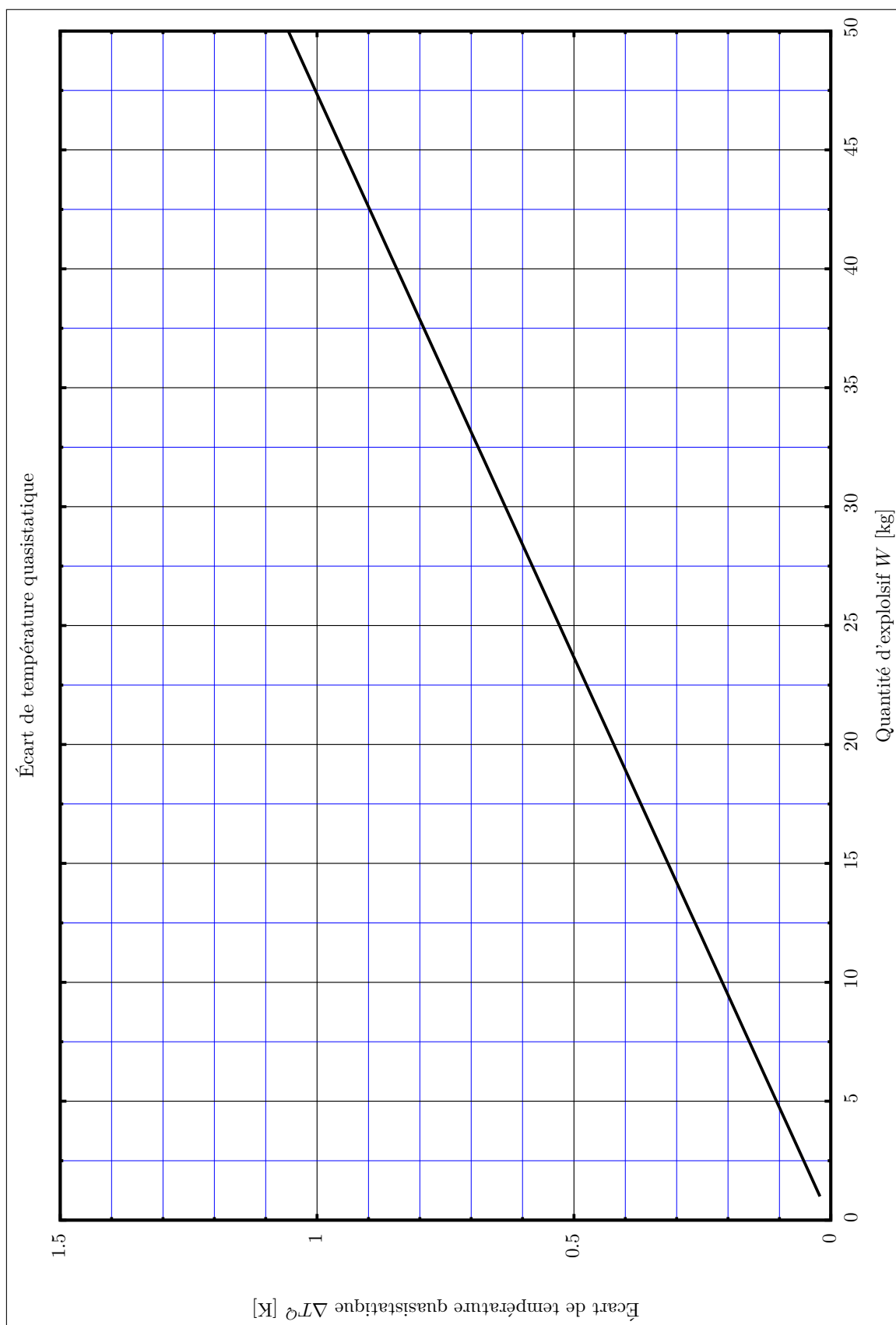


Figure 3 – Écart de la température quasistatique dans la halle après une explosion de TNT. La quantité W de TNT est exprimée en kg et l'écart de la température quasistatique est donnée en Kelvin. Le volume de la halle est fixé à $\Omega = 2 \cdot 10^5 \text{ m}^3$. L'état quasistatique est atteint après uniformisation de la pression et de la température sans tenir compte de la pesanteur.

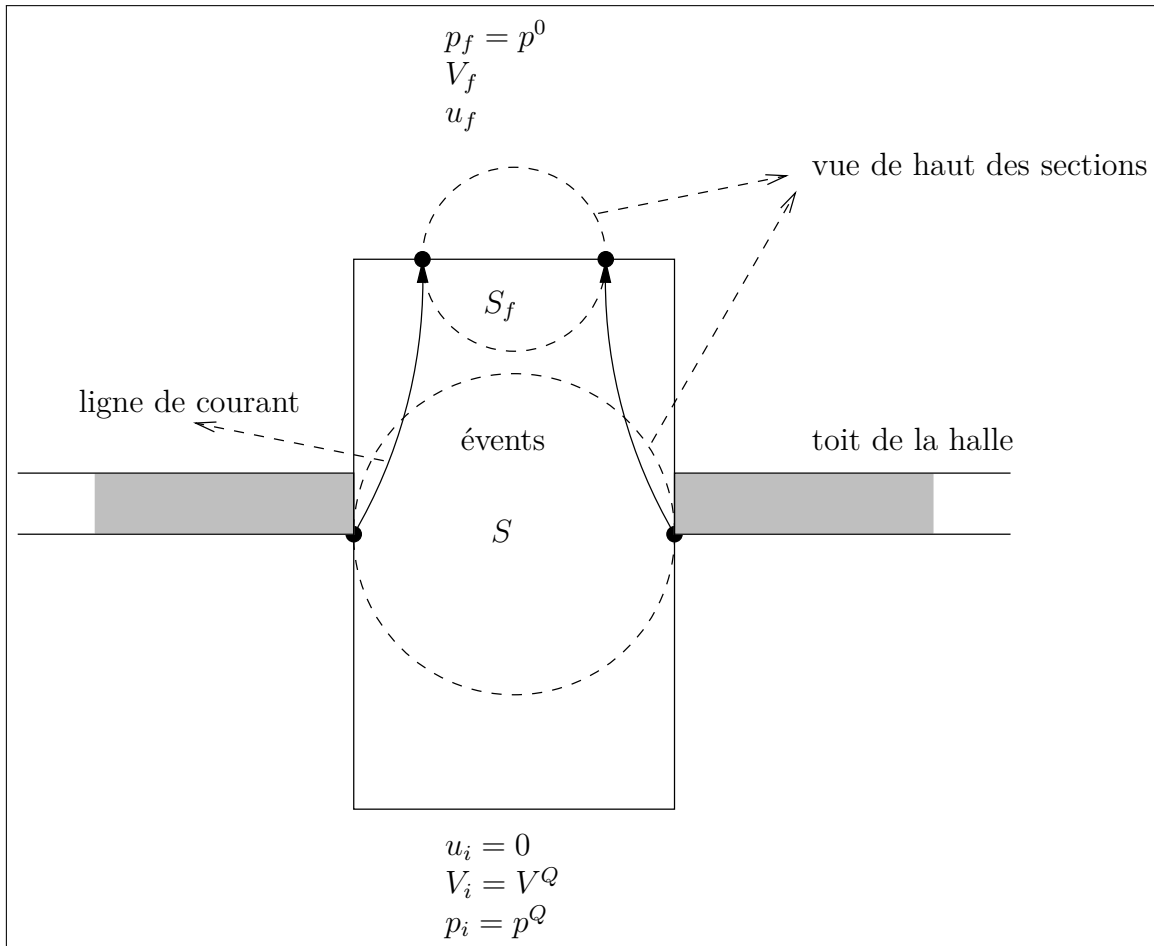


Figure 4 – Détermination de la surface effective S_f d'un événement en fonction de sa surface réelle S . Nous avons représenté le tube de courant qui s'appuie sur les lignes de courant en contact avec l'événement de surface S dans le toit de la halle.

Le flux de matière est fonction de la surface S des ouvertures, du volume spécifique V_f et de la vitesse u_f du gaz qui s'échappe. Nous ne connaissons pas à priori la surface efficace S_f de l'événement par lequel le fluide s'écoule avec une vitesse u_f . La figure 4 montre une manière pour déterminer le flux à travers la surface des ouvertures S . Nous négligeons la viscosité : l'air extérieur reste donc au repos. La conservation de l'impulsion dans le fluide délimité par le cylindre dessiné sur la figure 4 implique

$$S(p^Q - p^0) = \frac{S_f}{V_f} u_f^2 \quad . \quad (22)$$

Nous avons donc

$$S_f = S(p^Q - p^0) \frac{V_f}{u_f^2} \quad . \quad (23)$$

Le flux de masse par unité de surface F_M est défini par

$$F_M = \frac{S_f u_f}{S V_f} \quad , \quad (24)$$

et le flux de volume par unité de surface F_V est défini par

$$F_V = \frac{S_f}{S} u_f \quad . \quad (25)$$

Le résultat du calcul numérique des flux F_M et F_V est donné dans la figure 5. Nous allons estimer

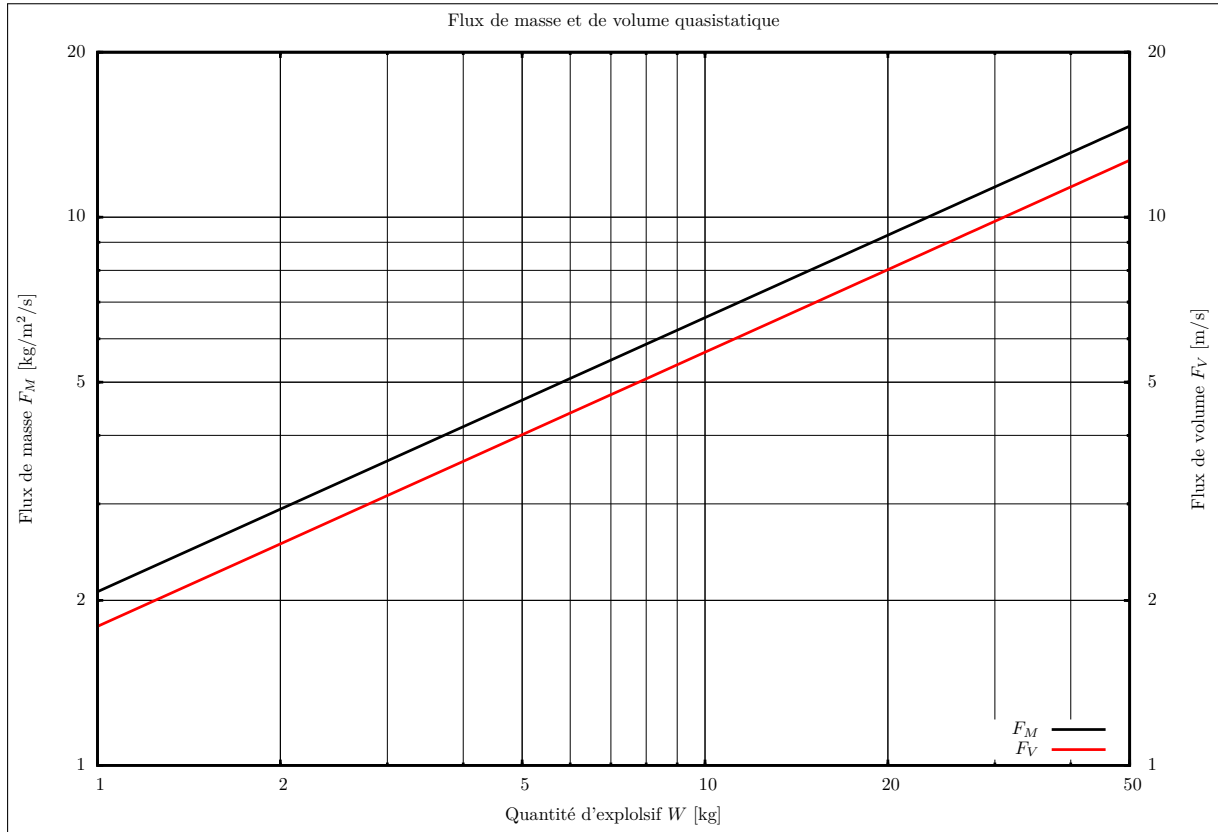


Figure 5 – Calcul du flux de masse d'air par unité de surface F_M et de volume d'air par unité de surface F_V en fonction de la masse d'explosif W pour une salle de volume $\Omega = 2 \cdot 10^5 \text{ m}^3$.

ces flux dans le cas où les grandeurs changent peu. Pour des variations faibles, l'équation de Bernoulli s'écrit

$$\frac{u_f^2}{2} \approx V^Q (p^Q - p^0) \quad , \quad (26)$$

Nous obtenons ainsi S_f :

$$S_f \approx 0.5 \cdot S \quad . \quad (27)$$

3.3 Masse d'air et volume d'air éventés dans l'hypothèse quasistatique

Le flux calculé permet de déterminer les quantités totales de masse d'air et de volume d'air éventées. Nous restons dans l'hypothèse quasistatique où la température et la pression sont uniformes dans la salle. La masse $M_X(t)$ et le volume total éventés $V_X(t)$ sont donnés par

$$M_X(t) = S \int_0^t F_M(p^Q(t'), V^Q(t')) dt' \quad , \quad (28)$$

$$V_X(t) = S \int_0^t F_V(p^Q(t'), V^Q(t')) dt' \quad . \quad (29)$$

Les grandeurs p^Q et V^Q évoluent selon

$$\frac{1}{V^Q(t)} = \frac{1}{V^Q(0)} - \frac{M_X(t)}{\Omega} \quad , \quad (30)$$

$$p^Q(t) = p^Q(0) \left(\frac{V^Q(0)}{V^Q(t)} \right)^\gamma \quad . \quad (31)$$

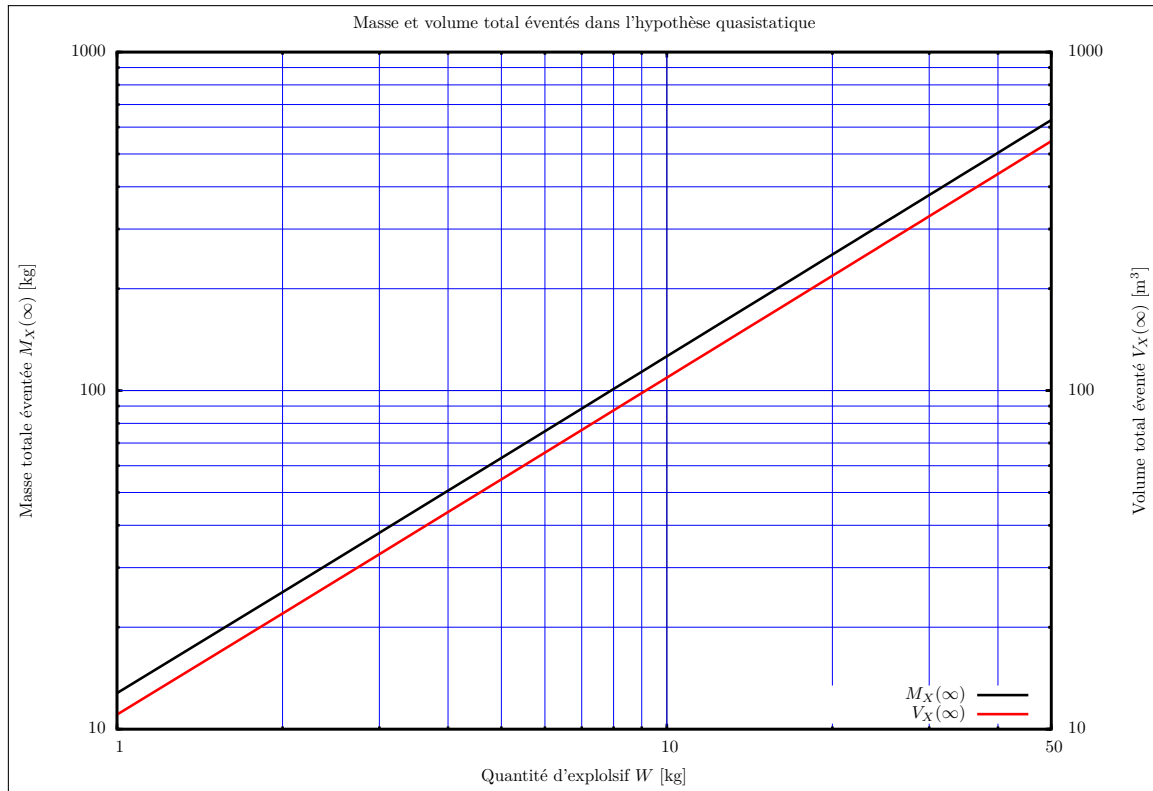


Figure 6 – Masse et volume total éventés jusqu'à l'équilibre en fonction de la masse d'explosif W en kg de TNT pour une halle de volume $\Omega = 2 \cdot 10^5 \text{ m}^3$. La surface des ouvertures a été fixée à $S = 20 \text{ m}^2$.

Ce système d'équations se résout numériquement. Pour une surface d'évent égale à 20 m^2 , la figure 6 présente, en fonction de la charge W d'explosif réagissant, la masse M_X et le volume V_X de gaz s'échappant de la halle. Pour les mêmes conditions, la figure 7 illustre l'évolution temporelle de M_X et V_X ; nous remarquons que le temps requis pour évacuer la surpression quasistatique varie entre une 0.5 s ($W = 1 \text{ kg}$ de TNT) et 5 s ($W = 50 \text{ kg}$ de TNT). Enfin, la figure 8 décrit l'évolution temporelle de la masse M_X et du volume V_X de gaz éventés dans le cas de l'explosion d'une charge de 10 kg de TNT dans la halle, et ce pour diverses ouvertures de 1 m^2 à 50 m^2 .

3.4 Simulation numérique du flux

Une simulation numérique du flux au travers des ouvertures a été faite pour une charge de 10 kg de TNT posée au sol au centre d'une halle circulaire de 30 m de rayon* et 10.7 m de haut. Une ouverture de 20 m^2 est placée à la verticale de l'explosion au niveau du toit. Les résultats numériques obtenus sont comparables à ceux obtenus par la méthode analytique, soit, pour l'explosion de 10 kg de TNT, un volume sortant d'environ 100 m^3 de gaz à travers l'ouverture.

*Pour un volume équivalent de la halle de la DIB, un rayon de 76 m est nécessaire. Le rayon de 30 m a été choisi pour des raisons propres à la simulation numérique. La masse ou le volume d'air éventés restent toutefois comparables.

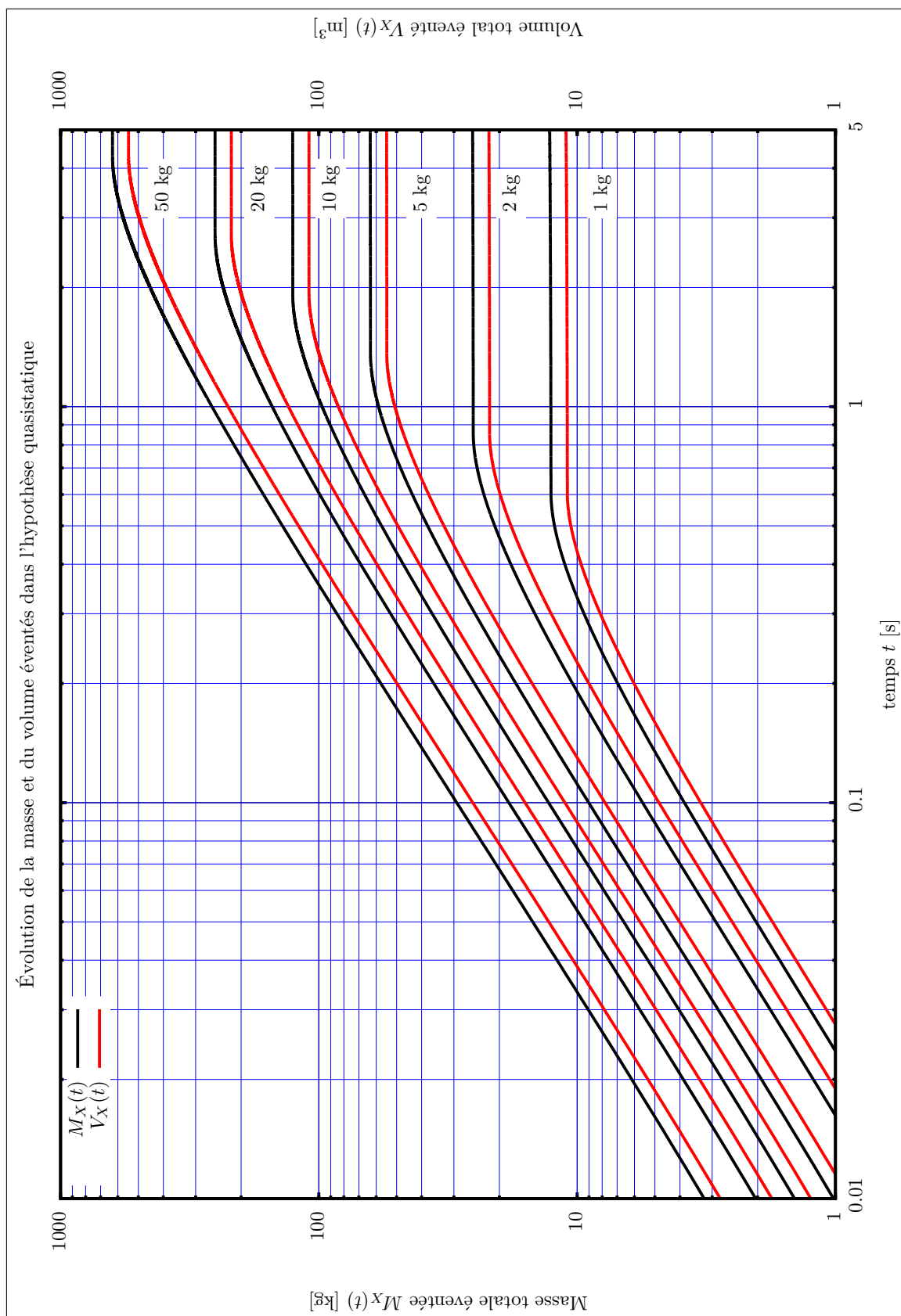


Figure 7 – Évolution de la masse et du volume total événementés en fonction de la masse d’explosif W en kg de TNT pour une halle de volume $\Omega = 2 \cdot 10^5 \text{ m}^3$. La surface des ouvertures a été fixée à $S = 20 \text{ m}^2$.

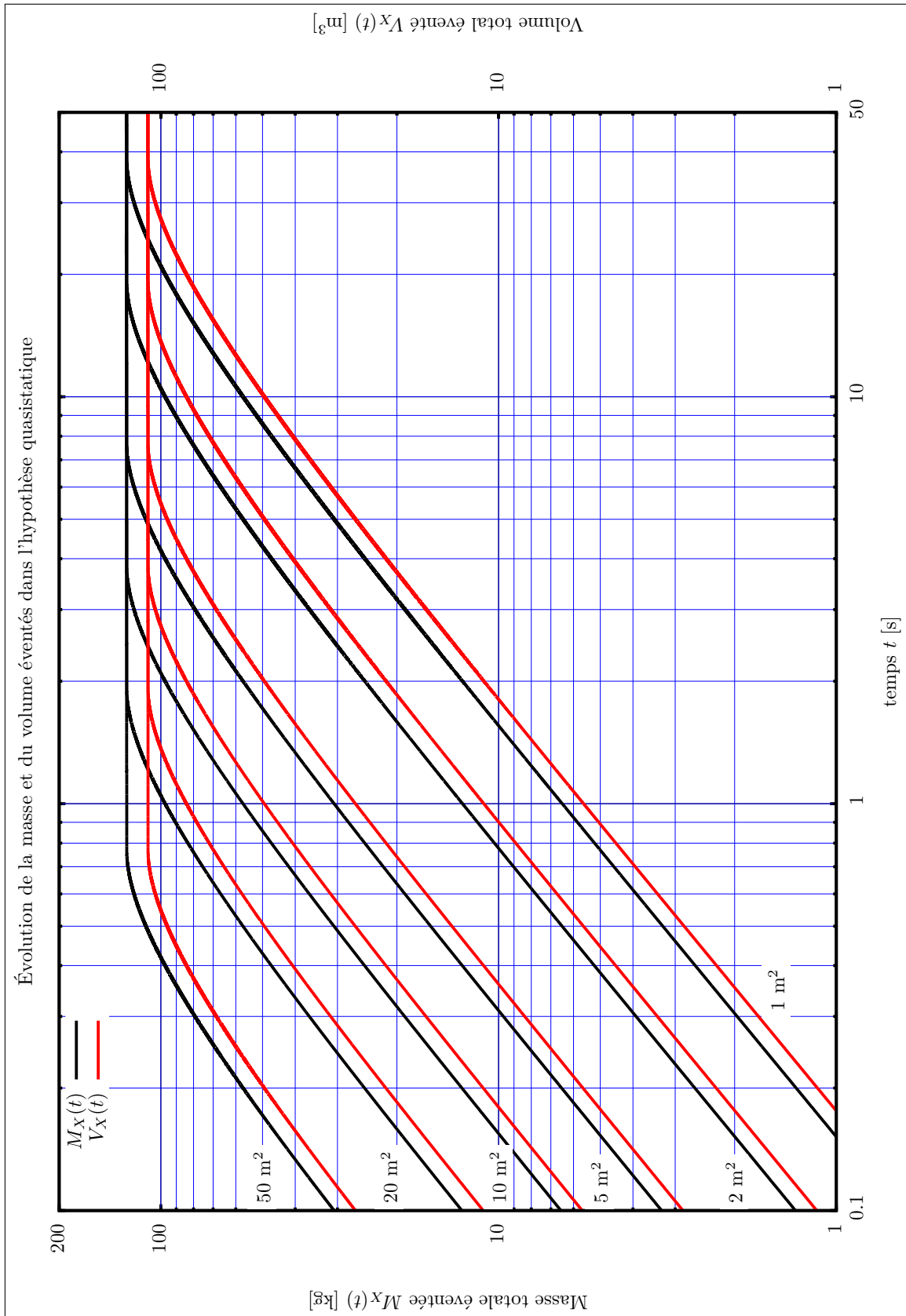


Figure 8 – Évolution de la masse et du volume total éventés en fonction de la surface S en m² pour une halle de volume $\Omega = 2 \cdot 10^5$ m³. La masse d'explosif a été fixée à $W = 10$ kg de TNT.

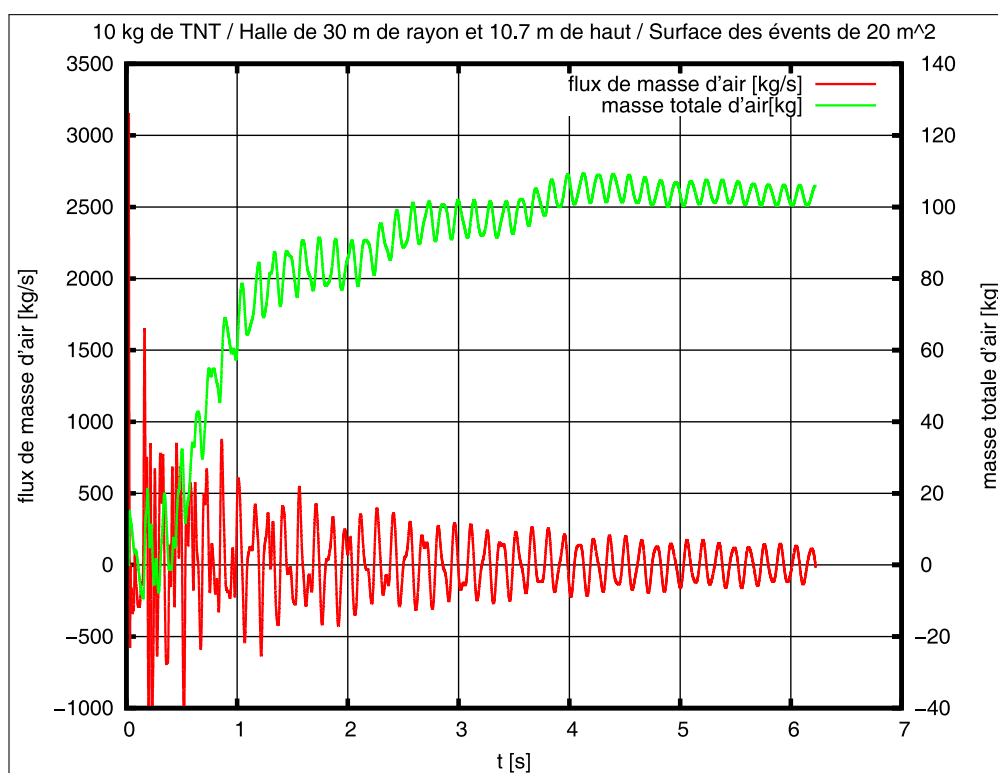


Figure 9 – Simulation numérique du flux au travers des ouvertures pour un explosif de 10 kg de TNT posé au sol au centre d’une halle circulaire de 30 m de rayon et 10.7 m de haut. Les ouvertures ont une surface de 20 m² au niveau du toit.

4 Approche balistique

4.1 Masse de matériau dispersée par l’explosion

L’explosion d’une charge W déposée sur un sol meuble produit un cratère dont le volume V_c est estimé à l’aide de la relation

$$V_c = 0.216 W^{0.875} \quad , \quad (32)$$

avec V_c en m³ et W en kg. Pour $W = 10$ kg TNT, on trouve $V_c = 1.6$ m³. En prenant une densité moyenne du sol de 1600 kg/m³, l’explosion disperse donc une masse de matériau égale à 2600 kg environ.

4.2 Masse des éjectas s’échappant de la halle

La figure 5 permet d’estimer la vitesse v_g avec laquelle les gaz s’échappent de la halle. Pour $W = 10$ kg, on obtient $v_g \approx 5.5$ m/s. Comme cette vitesse est relativement faible, on va estimer la masse des éjectas de la manière suivante.

1. On commence par déterminer le diamètre d_p des particules dont la vitesse de sédimentation v_p est égale à la vitesse d’échappement v_g , l’idée étant que, parmi les particules projetées par l’explosion, celles dont le diamètre est supérieur à d_p retomberont sur le sol de la halle parce que le flux de gaz sortant n’est pas assez puissant pour les entraîner.

2. Dans un second temps, on estime la distance l_p parcourue par les particules de diamètre d_p , mises en mouvement par l'explosion, puis freinées par l'air ; comme des particules plus petites se dispersent potentiellement moins et sédimentent moins vite, ce sont essentiellement les poussières contenues de la demi-sphère de rayon l_p centrée sur le lieu de l'explosion qui peuvent être entraînées à l'extérieur de la halle.
3. Enfin, pour obtenir une borne supérieure de la masse de poussières pouvant s'échapper de la halle, on postulera que tout le volume du cratère est réduit en particules de diamètre inférieur à d_p , puis dispersé dans un volume égal à $\pi l_p^2 H$, $H = 10.7$ m étant la hauteur de la halle ; le flux sortant entraînera une partie de ce volume chargé en particules.

4.3 Vitesse de sédimentation

On néglige la poussée d'Archimède sur les poussières ; la vitesse de sédimentation v_p des particules (supposées sphériques) en suspension dans l'air est alors

$$\frac{1}{6} \pi d_p^3 \rho_p g = \frac{\pi d_p^2}{8} \rho_0 C_x v_p^2 \quad (33)$$

où $\rho_p = 2500 \text{ kg/m}^3$ et $\rho_0 = 1.157 \text{ kg/m}^3$ sont respectivement la densité de la poussière et de l'air ; $g = 9.81 \text{ m/s}^2$ est l'accélération de la pesanteur. Le coefficient C_x de traînée d'une sphère dans l'air dépend du nombre de Reynolds Re de l'écoulement comme

$$C_x = \frac{24}{Re} + \frac{4}{Re^{0.33}} \quad \text{avec} \quad Re = \frac{\rho_m v_p d_p}{\mu} \quad (34)$$

où $\mu = 1.83 \cdot 10^{-4} \text{ Pa s}$ est la viscosité de l'air à 20°C .

Seules peuvent être entraînées hors de la halle les particules dont la vitesse de sédimentation v_p est inférieure à la vitesse v_g du flux de gaz sortant, c'est-à-dire $v_g = 5.5 \text{ m/s}$ (pour l'explosion de 10 kg de TNT). Le calcul du diamètre maximal d_p des particules répondant à ce critère donne

$$d_p = 1.6 \text{ mm} . \quad (35)$$

4.4 Distance de projection des poussières par l'explosion

A quelle distance une particule sphérique de diamètre d_p et de densité ρ_p est-elle projetée par l'explosion d'une masse W de TNT dans son voisinage ? Une réponse précise à cette question étant trop complexe pour des particules de faibles dimensions, nous répondrons à la question plus simple suivante : après quelle distance parcourue dans un air calme, une particule sphérique de diamètre d_p , initialement animée d'une vitesse $v_0 = 1000 \text{ m/s}$, a-t-elle perdu 99.5 % de sa vitesse initiale ? Les équations du mouvement de la particule sont écrites ci-dessous (on néglige le champ de gravité) :

$$\frac{1}{6} \pi d_p^3 \rho_p \frac{dv_p(t)}{dt} = -\frac{\pi d_p^2}{8} \rho_0 C_x v_p^2(t) \quad (36)$$

$$\frac{dx_p(t)}{dt} = v_p(t) \quad (37)$$

avec les deux conditions initiales et finales $v_p(t=0) = v_0$ et $v_p(t=t_f) = v_0/200$. Pour simplifier le calcul, on admet que C_x reste constant et a la même valeur que précédemment. La distance

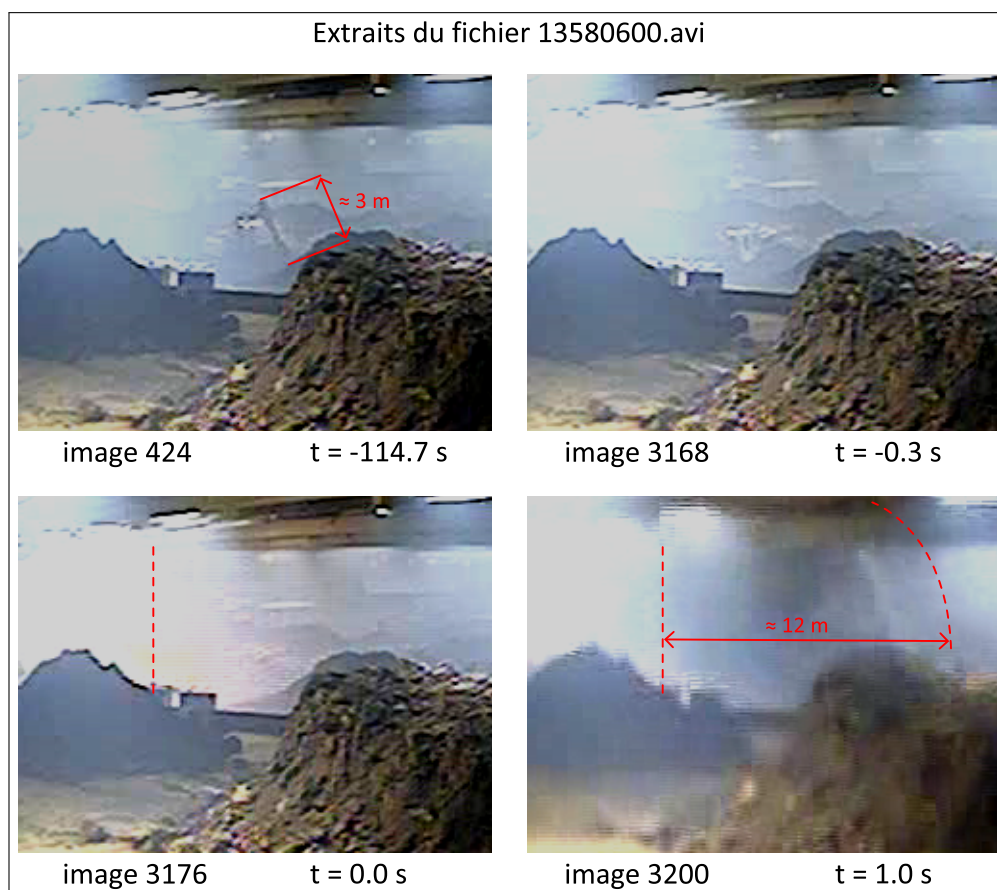


Figure 10 – Images de l’une des caméras dans la halle. Le temps $t = 0$ correspond à l’instant de l’explosion. La première image est utilisée pour estimer l’échelle au niveau de la pelleuse ; on estime la longueur de la partie avant du bras articulé à 3 m. La droite pointillée sur les 2 images du bas indique la verticale du lieu présumé de l’explosion et l’arc pointillé marque le diamètre estimé du nuage de poussière engendré par l’explosion. Sur la dernière image, on devine l’extension du nuage de poussières projetées par l’explosion ; son rayon est d’environ 12 m en $t = 1$ s.

parcourue $x_p(t_f)$ correspond à la distance de projection cherchée. Avec les valeurs numériques mentionnées, on obtient $x_p(t_f) = 16.4$ m et $t_f = 0.61$ s. Ce résultat est légèrement supérieur au rayon $x_p \approx 12$ m estimé à partir des images enregistrées par l’une des caméras vidéo dans la halle (figure 10) ; comme nous tentons d’obtenir un ordre de grandeur, nous nous contenterons cependant de ce résultat.

4.5 Estimation de la masse de particules fines s’échappant de la halle

Comme $x_p(t_f)$ est supérieur à la hauteur de la salle, on fait l’hypothèse que les particules sont réparties dans un volume cylindrique de rayon $x_p(t_f)$ et de hauteur 10.7 m ; le volume de ce cylindre vaut approximativement 9000 m³. Il contient par hypothèse 2600 kg de poussières d’un diamètre inférieur ou égal à 1.6 mm (290 g de particules par m³ d’air !). Sur la figure 8, on observe que l’explosion de 10 kg de TNT évente environ 110 m³. Une estimation de la masse $M_{\text{évent}}$ de poussière s’échappant de la halle est donc donnée par

$$M_{\text{évent}} \approx \frac{110}{9000} 2600 \text{ kg} \approx 32 \text{ kg} . \quad (38)$$

Nous estimons donc que l'explosion de 10 kg de TNT dans la halle de Bonfol rejette au maximum 110 m^3 de gaz, chargés (au maximum) de 32 kg de poussières fines dans l'atmosphère[†].

Ces 32 kg de poussières rejetées sont une limite supérieure de la masse de particules pouvant quitter la halle au cours des 5 premières secondes après l'explosion. Pour des temps supérieurs s'établit, en fonction des conditions météorologiques (température extérieure, vent), un courant de convection entre la halle et l'atmosphère libre. Ce qui se passe alors n'est pas du ressort de ce rapport.

5 Remerciements

Les auteurs tiennent à remercier Mme le Dr. Brigitte Gälli Purghart, de l'Office fédéral de l'environnement (OFEV), Division Protection de l'air et RNI, Section Qualité de l'air, pour les précieux renseignements qu'elle nous a fournis, concernant la sédimentation de particules dans l'air.

[†]Une charge de poussière égale à 290 g/m^3 est plausible, si l'on tient compte de la densité ρ_S des gaz de détonation environ une seconde après l'explosion. Une estimation fournit $\rho_S = 0.4\text{ kg/m}^3$. En raison de la force d'Archimède, chaque m^3 de gaz de détonation peut encore s'élever avec une "charge" de 750 g de poussières.