

Écoulement critique d'un liquide en vaporisation à travers une ligne de décharge comportant un orifice

Abdelouahab Attou*

Unité de Thermodynamique et Turbomachines, Université catholique de Louvain, 2 Place du Levant, B-1348 Louvain-la-Neuve, Belgium

Received 16 January 1998; received in revised form 12 April 1999; accepted 21 June 1999

Abstract

Original experimental results related to the critical flashing flows through a horizontal pressure relief line involving a circular orifice are presented. On the basis of the evolution of the physical variables measured as a function of the pressure in the downstream vessel, the occurrence of the flow with the simultaneous double locations of the critical section is demonstrated and analysed experimentally. For a high enough pressure drop between the two extreme vessels, the double choking phenomenon (i.e. the simultaneous locations of a critical section at the vicinity of the orifice as well as of one other at the outlet of the line) is observed for the flow across the pressure relief line in steady-state conditions. Depending of the value of the subcooling of the fluid at the inlet of the discharge line, the characteristics of the axial pressure profile downstream from the orifice as well as the flow visualisation support the existence of several two-phase jet structures. Finally, the influence of the orifice geometry on the liquid superheat and on the critical mass flow-rate is discussed.

Résumé

Des résultats expérimentaux originaux relatifs aux écoulements critiques en vaporisation à travers une ligne de décharge horizontale munie d'un orifice circulaire sont présentés. Sur la base de l'évolution des variables physiques en fonction de la pression dans le réservoir aval, l'occurrence des différents régimes parmi lesquels l'écoulement à double localisations simultanées de la section critique est analysée. Pour une différence de pression entre les deux réservoirs extrêmes suffisamment élevée, la double criticité de l'écoulement (c'est-à-dire les localisations simultanées d'une section critique observée au voisinage de l'orifice et d'une autre à l'extrémité de la ligne) est obtenue dans un état stationnaire. Suivant le degré de sous-refroidissement du fluide à l'entrée de la ligne, la nature du profil axial de pression à l'aval de l'orifice ainsi que la visualisation de l'écoulement supportent l'existence de différentes structures de jet. L'influence de la géométrie de l'orifice sur la métastabilité du liquide et le débit-masse critique est finalement discutée. © 1999 Elsevier Science S.A. All rights reserved.

Keywords: Flashing flow; Multichoking; Pressure relief line; Orifice; Superheat; Jet structures

Mots-clés: Écoulement en vaporisation; Multicriticité; Ligne de décharge; Orifice; Métastabilité; Structures de jet

1. Introduction

Les installations rencontrées dans l'industrie chimique et pétrochimique comportent des lignes de décharge situées en aval des organes actifs de sécurité, tels que les soupapes et les disques de rupture, fixés dans les réservoirs ou les réacteurs sous pression (50–100 bar). Ces lignes comportent souvent des changements brusques de section (orifice et élargissement brusque par exemple). Elles permettent, lors d'un scénario de décharge, d'évacuer le fluide vers les unités

d'accumulation fonctionnant à des niveaux de pression plus bas (1–10 bar) [1].

La protection du réacteur en décharge est conditionnée par le débit-masse. Comme le fluide est souvent compressible (vapeur ou mélange liquide-vapeur), le débit-masse est généralement limité par le phénomène de blocage sonique étant donné la valeur élevée de la différence de pression entre le réacteur et le réservoir aval [2]. Le débit-masse maximal dépend de la géométrie du conduit en amont de la section critique dans la mesure où la force de frottement pariétal influence les valeurs du taux de vide et de la pression à cette section, ces grandeurs influençant à leur tour la vitesse du son et la masse volumique locales. En dépit de ce fait, les méthodes de dimensionnement de l'organe de sécurité supposent que la section critique est localisée au col

*Present address. Centre Technologique International Terre et Pierre, 55 Chaussée d'Antoing, B-7500 Tournai, Belgique; Tel.: +32-69-88-42-66; fax: +32-69-88-42-59

E-mail address: ctp@honet.be (A. Attou)

de celui-ci quel que soit la configuration géométrique de la ligne de décharge [3]. Cependant, si la longueur de la conduite aval dépasse une certaine limite fixée par le second principe de la thermodynamique, l'écoulement ne peut plus surmonter la production d'entropie résultante. Par conséquent, les conditions critiques ne peuvent être satisfaites que bien en aval de la soupape et, étant donné les pertes de charge plus importantes, le débit critique devient plus faible. Cette réduction du débit-masse risque d'occasionner un accident à cause d'une possible dépressurisation insuffisante du réacteur.

Par ailleurs, rien n'empêche de considérer l'existence de plusieurs localisations simultanées de la section critique: par exemple, une située au col de la soupape et une autre au droit d'un élargissement brusque dans le circuit aval. Ce phénomène d'écoulement à multiples sections critiques, très peu évoqué dans la littérature, peut occasionner une augmentation de la pression juste en aval de la soupape due à une plus importante perte de charge dans le circuit aval. Il peut en résulter un fonctionnement instable de l'organe de sécurité. La compréhension physique de ces phénomènes, relativement complexes à formaliser, est nécessaire pour pouvoir réviser fondamentalement les procédures actuelles de dimensionnement des organes de sécurité et de développer une méthode plus générale qui prennent en compte les interactions avec l'ensemble du circuit de décharge [4].

2. Revue bibliographique

Des études sur les écoulements diphasiques à travers les changements brusques de section ont été conduites en régime subcritique ([5–7]). Dans ces conditions, les effets de compressibilité sont négligés. Une approche générale qui a permis de synthétiser la majorité des modèles publiés de la perte de pression d'un écoulement gaz-liquide subcritique à travers un changement brusque de section est développée dans [8]. Comme singularité qui présente un intérêt particulier, on peut retenir l'orifice.

Certains auteurs ont effectué des études expérimentales sur les écoulements en vaporisation à travers des tubes courts ou des orifices dans le but de développer des corrélations de débit-masse critique [9–14]. Zaloudek [9], Henry [11], Henry et Fauske [12] ont montré que le débit-masse critique est affecté par la géométrie de passage incluant la forme du conduit, les effets d'entrée et le rapport de la longueur du conduit à son diamètre (L/D). L'influence du paramètre L/D a aussi été relevée par Fauske [10] qui a constaté que lorsque L/D croît le débit-masse critique mesuré se rapproche de la valeur prédite par le modèle basé sur l'équilibre thermodynamique des phases. Sur la base de résultats de mesures du taux de vide, Seynhaeve [14] a trouvé que l'écoulement critique d'eau largement sous-refroidie à l'entrée qui se vaporise à travers un orifice présente une structure semblable à celle rapportée par les auteurs cités plus haut dans le cas de tubes courts

($0 < L/D < 3$): un jet d'eau entouré de vapeur. D'autres auteurs se sont intéressés aux propriétés des écoulements en vaporisation à travers des conduites longues [15–18]. Pour cette géométrie, les effets de perte de charge semblent avoir un rôle prépondérant sur le débit critique. Des revues exhaustives sur les études relevant des écoulements critiques en vaporisation sont présentées dans les références [19] et [20].

Les études existantes se sont ciblées soit sur l'orifice soit sur la conduite; elles n'ont pas considéré le problème dans son ensemble à savoir une ligne comportant un orifice et des conduites. Les recherches antérieures ne se sont guère penchées sur la possible occurrence du phénomène de multiples localisations simultanées de la section critique. Ce phénomène est, en effet, une caractéristique de l'ensemble de la ligne de décharge. Dès lors, l'objectif principal de ce travail est de présenter des résultats expérimentaux originaux relatifs aux écoulements en vaporisation à travers une ligne droite horizontale comportant un orifice. On se limitera à la décharge d'un liquide initialement sous-refroidi se vaporisant par détente au cours de son écoulement. Ce cas est retenu vue son importance pratique et parce qu'il correspond à une réduction drastique du débit-masse due à la vaporisation [21].

3. Installation expérimentale

Un schéma simplifié de l'installation est repris à la Fig. 1. Le réservoir amont (volume de 5.3 m^3) est rempli d'eau chauffée à la température désirée par son passage à travers une chaudière: la température T_0 varie entre 110 et 150°C . La pression de stagnation de l'eau p_0 est maintenue à 6 bar durant toutes les expériences de décharge au moyen d'air comprimé. Le sous-refroidissement de l'eau dans le réservoir amont $\Delta T_{\text{sat},0}$ varie donc entre 9 et 39°C . La ligne de décharge comporte une vanne à boisseau sphérique, une conduite verticale, une vanne de contrôle fixée à l'entrée de la section d'essais, le canal d'essais horizontal et un réservoir aval (bâche) connecté à l'atmosphère. Une caractéristique importante de l'installation relève de la possibilité de contrôler la pression dans la bâche en la remplissant initialement d'air comprimé et en ajustant la vanne vers l'atmosphère.

Un schéma du canal d'essais horizontal avec son instrumentation est représenté à la Fig. 2. L'orifice est fixé entre deux conduites cylindriques, chacune de 1.4 m de longueur

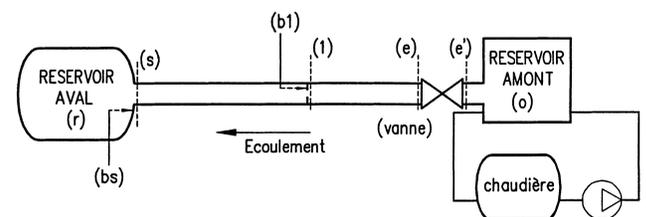


Fig. 1. Schéma simplifié de l'installation et notations.

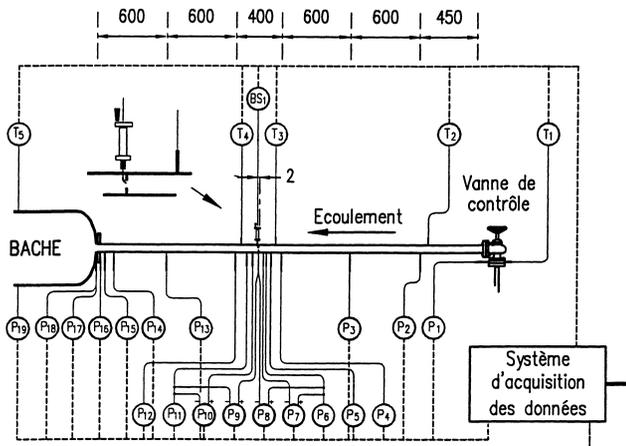


Fig. 2. Canal d'essais et instrumentation.

L et 0.0284 m de diamètre D . Le rapport $L/D \sim 50$ correspond à un écoulement de liquide pleinement développé à l'entrée de l'orifice. Le diamètre de l'orifice est choisi pas trop petit par rapport à celui du conduit de manière à observer le blocage du débit dans le domaine de variation de la pression aval p_r (entre 6 et 1 bar). Deux orifices de diamètres différents sont testés: $d = 0.017$ m et 0.020 m. Les conduites sont en Pyrex pour permettre la visualisation de l'écoulement. Le débit-masse est mesuré au moyen d'un débitmètre électromagnétique situé à l'entrée de la conduite verticale. Le fluide traversant le débitmètre est contraint à rester liquide. Cette contrainte fixe les caractéristiques maximales de l'eau dans le réservoir amont à 6 bar et 150°C . Les prises de pression sont réparties le long du canal d'essais avec une densité accrue à proximité de l'orifice et de l'élargissement brusque localisé à la sortie de la ligne. Les mesures de température sont effectuées au moyen de thermocouples Chromel-Alumel et une sonde optique simple située juste en aval de l'orifice (à 2 mm) permet de détecter le taux de présence de la vapeur $\alpha_{1,0}$ au centre de l'écoulement. Un système d'acquisition et de traitement de données permet l'enregistrement sur ordinateur des valeurs instantanées des grandeurs mesurées au cours d'une décharge.

Le montage expérimental utilisé (Fig. 1) est un dispositif pilote à l'échelle semi-industrielle. Les résultats expérimentaux obtenus sur ce montage sont déjà représentatifs des phénomènes se produisant dans les installations industrielles. Ils pourront donc servir de base de données pour la validation de modèles physiques susceptibles de prédire le comportement des systèmes en dépressurisation rencontrés couramment dans l'industrie des procédés.

4. Procédure expérimentale

Dans un premier temps, le réservoir amont, isolé de la ligne de décharge, est connecté à un circuit de chauffe. La température de l'eau dans ce réservoir est portée à la valeur

désirée en forçant le fluide à circuler à travers la chaudière. Dans un second temps, le réservoir amont est isolé du circuit de chauffe et pressurisé à 6 ± 0.05 bar au moyen d'une injection d'air comprimé. Le réservoir amont est ensuite remis en connexion avec la ligne de décharge et devient prêt pour un essai. Ce dernier est effectué en deux étapes:

- la pression dans la bache p_r , égale à celle dans le réservoir amont au début de la décharge, est lentement réduite jusqu'à la pression atmosphérique.
- Pour $p_r = p_{\text{atm}}$, la vanne de contrôle manuelle est progressivement fermée pour ajuster la pression à l'entrée du canal d'essais p_e à la valeur désirée.

L'étape (a) permet de mettre en évidence l'occurrence des conditions critiques tandis que l'étape (b) permet de générer différentes conditions d'écoulement critique. Le taux de décroissance de la pression dans la bache p_r (appelée aussi contrepression) est maintenu suffisamment faible de manière à considérer l'écoulement comme quasi-stationnaire durant toute l'expérience. Cette dernière n'est donc pas représentative des phénomènes transitoires se produisant durant une dépressurisation rapide du réservoir.

5. Résultats

5.1. Phénomène de multiples localisations de la section critique

5.1.1. Conditions de grand sous-refroidissement initial

Les résultats obtenus pour un sous-refroidissement initial $\Delta T_{\text{sat},0} = T_{\text{sat}}(p_0) - T_0 = 39^\circ\text{C}$ sont synthétisés aux Figs. 3(a,b) et Fig. 4 pour l'orifice de rapport de section $A_0/A = 0.358$. Les Figs. 3(a,b) montrent les évolutions du débit-volume Q_d , des pressions p_1 , p_{b1} , p_s , p_{bs} et du taux de vide $\alpha_{1,0}$ en fonction du temps. L'évolution de la distribution axiale de pression en fonction de la contrepression est reprise à la Fig. 4. Les régimes observés successivement sont les suivants.

5.1.1.1. Régime monophasique subcritique ($G/G_C < 1$; $t(A) < \text{temps} < t(B)$). Pour des valeurs élevées du rapport p_r/p_0 , la pression en chaque section reste supérieure à la pression de saturation correspondant à la température d'entrée. La température est uniforme et le taux de vide $\alpha_{1,0}$ est nul. La décroissance de la pression aval s'accompagne d'une augmentation monotone du débit. Le profil de pression est caractéristique d'un écoulement monophasique incompressible (Fig. 4, $p_r = 3.632$ bar).

5.1.1.2. Régime diphasique simplement critique ($G/G_C = 1$, $t(A) < \text{temps} < t(B)$). Pour une certaine valeur du rapport p_r/p_0 , la nucléation apparaît juste en aval de l'orifice où la pression observée est minimale: le taux de vide $\alpha_{1,0}$ s'établit à environ 2.5% (Fig. 3(b)). Cette faible valeur indique que le

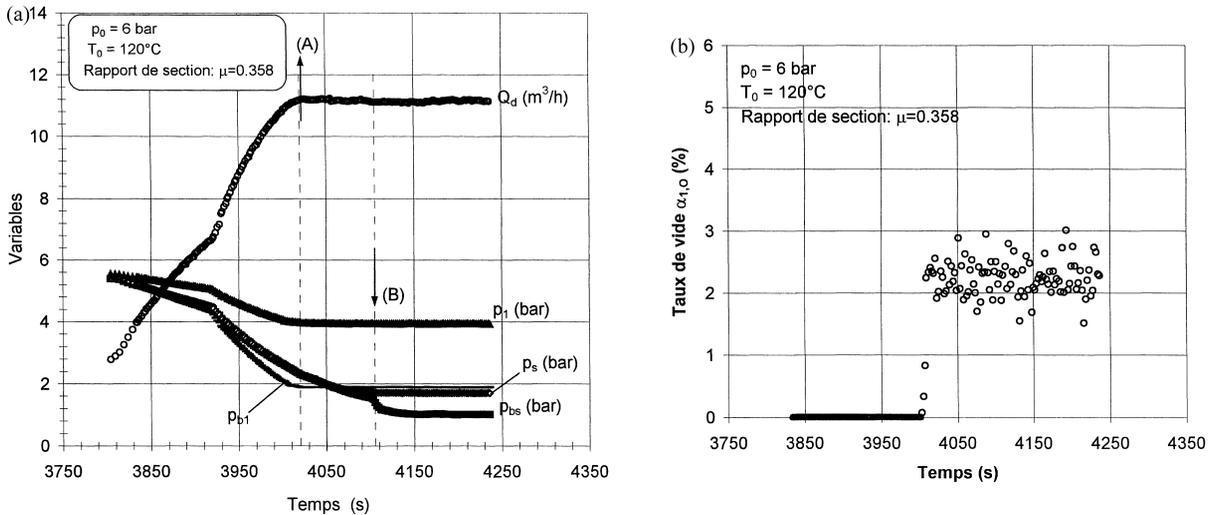


Fig. 3. Evolution des variables mesurées en fonction du temps de la décharge quasi-stationnaire: cas d'un sous-refroidissement initial élevé ($\Delta T_{sat,e} = 39^\circ\text{C}$). (a)-Pressions et débit; (b)-Taux de vide.

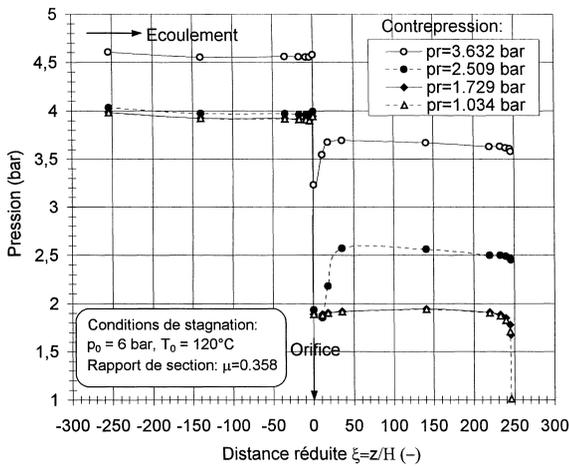


Fig. 4. Evolution du profil axial de pression en fonction de la contrepression: cas d'un sous-refroidissement initial élevé ($\Delta T_{sat,e} = 39^\circ\text{C}$, $\xi = z/H$ où $H = (D-d)/2$).

coeur de l'écoulement émergeant de l'orifice est essentiellement liquide. Dès le moment où $\alpha_{1,0}$ ne varie plus, le débit atteint sa valeur maximale possible correspondant aux conditions d'entrée et à la géométrie du système (Fig. 3(a)). Après blocage du débit, les pressions p_1 et p_{b1} , de part et d'autre de l'orifice respectivement, deviennent invariantes bien que la pression à la sortie p_s continue à décroître avec la contrepression p_r . La section critique est donc localisée dans une zone en aval de l'orifice. La pression p_s est égale à la pression aval p_r indiquant que l'écoulement reste subcritique à la sortie de la ligne. Le profil de pression présente les propriétés suivantes (Fig. 4, $p_r = 1.729$ bar):

- en amont de l'orifice, la pression décroît de manière linéaire traduisant la présence d'un écoulement monophasique liquide pleinement développé;

- dans une zone juste en aval de l'orifice s'étalant sur une distance de l'ordre de 10D, la pression reste pratiquement constante et non influencée par la contrepression. Dans cette zone, un jet d'eau de forme cylindrique est observé;
- une zone de faible récupération de la pression s'étalant jusqu'au voisinage du point de recollement du jet central à la paroi du conduit;
- une zone de rétablissement du frottement pariétal.

5.1.1.3. Régime diphasique doublement critique ($G/G_C = 1$ et $p_r/p_{Cs} < 1$; temps > t(B)). En continuant à diminuer la contrepression, les effets de frottement et d'accélération du fluide diphasique se manifestent d'une manière accrue dans la conduite à l'aval de l'orifice. Pour une valeur du rapport p_r/p_0 suffisamment faible, la pression p_s n'est plus influencée par la contrepression (Fig. 3(a)). Toute détente ultérieure produite dans le réservoir aval n'induit plus aucun changement de la ligne piézométrique (Fig. 4, $p_r = 1.729$ bar et $p_r = 1.034$ bar). Les conditions critiques sont donc atteintes aussi à l'extrémité de la conduite aval. L'écoulement devient alors doublement critique. Ce fait signifie que le système accède à un état stationnaire pour lequel le blocage sonique se produit simultanément en deux sections distinctes de l'écoulement: une section située à proximité de l'orifice et une autre au droit de l'élargissement localisé à la sortie de la ligne. Le phénomène d'écoulement multiplement critique est susceptible de se produire pour des lignes de géométries plus complexes que celle présentée dans cette étude.

Seule la branche piézométrique située en aval de la zone de faible gradient s'abaisse au cours de la diminution de la contrepression jusqu'à l'obtention des conditions critiques à la sortie. La transition vers la double criticité s'accompagne de la séparation des lignes piézométriques. Dès lors, la première section critique ne se situe pas à la section mini-

num de l’orifice mais bien à une distance significative en aval de celle-ci. L’occurrence d’une deuxième section critique à l’aval de la première ne perturbe en rien la valeur du débit maximal (Fig. 3(a), pour temps > t(B)). La perturbation de pression produite dans la bache est, en effet, incapable de remonter l’écoulement en amont de la première section critique pour induire une croissance du débit. L’apparition de cette deuxième section critique doit donc être mise en correspondance biunivoque avec le concept de vitesse de propagation des petites perturbations de pression. Elle n’influence pas le phénomène de blocage du débit qui se produit exclusivement dans la première section critique.

5.1.2. Conditions de faible sous-refroidissement initial

Les résultats obtenus pour $\Delta T_{sat,0} = 9^\circ\text{C}$ sont synthétisés aux Figs. 5 and 6 pour l’orifice de rapport de section $A_0/A = 0.358$. Les trois régimes d’écoulement évoqués plus haut sont également mis en évidence avec les mêmes observations que celles faites plus haut. Cependant, le jet émergent de l’orifice est de nature diphasique indiquant qu’une vaporisation intense se produit durant la contraction de la veine fluide. D’autre part, le point de séparation des lignes piézométriques est nettement moins éloigné de l’orifice que dans le cas précédent. La première section critique est donc située plus près de l’orifice.

5.2. Profils axiaux de pression et structures de jet

Soit z_{max} la distance mesurée en aval de l’orifice pour laquelle la pression est maximale. La distance réduite ξ_{Max} , définie par z_{max}/H où $H = (D-d)/2$ est la hauteur de l’obstacle, est portée à la Fig. 7 en fonction du sous-refroidissement à l’entrée $\Delta T_{sat,e}$ pour les deux orifices.

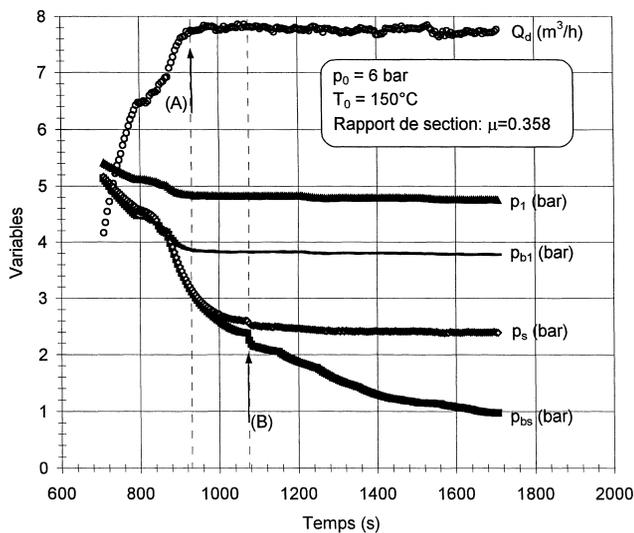


Fig. 5. Evolution des variables mesurées en fonction du temps de la décharge quasi-stationnaire: cas d’un faible sous-refroidissement initial ($\Delta T_{sat,e} = 9^\circ\text{C}$).

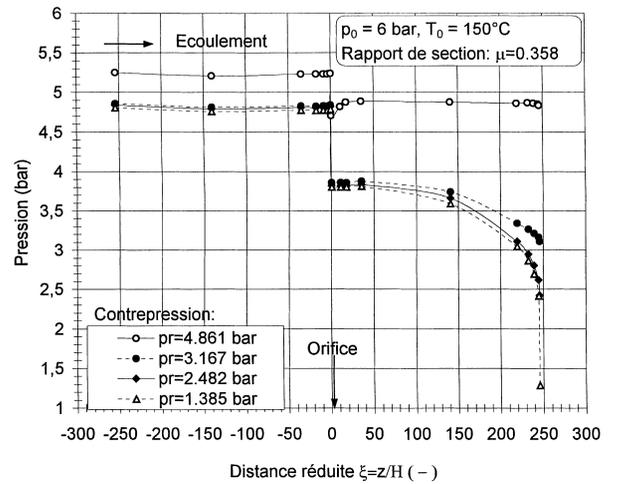


Fig. 6. Evolution du profil axial de pression en fonction de la contrepression: cas d’un faible sous-refroidissement initial ($\Delta T_{sat,e} = 9^\circ\text{C}$).

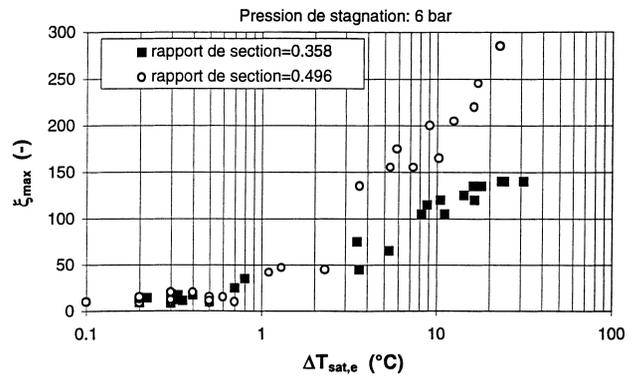


Fig. 7. Distance réduite du point de pression maximale.

Pour des valeurs élevées de $\Delta T_{sat,e}$, la distance réduite du point de pression maximale peut dépasser 100. Cette valeur est plus élevée que celle déterminée pour un écoulement subcritique qui est de l’ordre de 50 [22]. Dans ces conditions, comme la visualisation le confirme (Fig. 8), un jet libre de diamètre pratiquement constant s’étend sur la zone de faible gradient de pression. La vaporisation est localisée à la surface du jet qui est entouré d’un anneau de vapeur en accord avec les mesures de taux de vide réalisées par Seynhaeve [14]. Cette structure de jet unidimensionnelle s’explique par les facteurs suivants:

- la zone de vapeur entourant le jet n’exerce qu’une faible contrainte de cisaillement à sa surface. Dès lors, la diffusion radiale du jet se produit d’une manière progressive;
- étant riche en liquide métastable, le jet présente une importante inertie mécanique;
- la faible différence entre la pression à l’intérieur du jet et celle régnant dans la zone de vapeur.

La contraction de la veine fluide observée juste en aval de l’orifice confirme localement la présence d’un écoulement

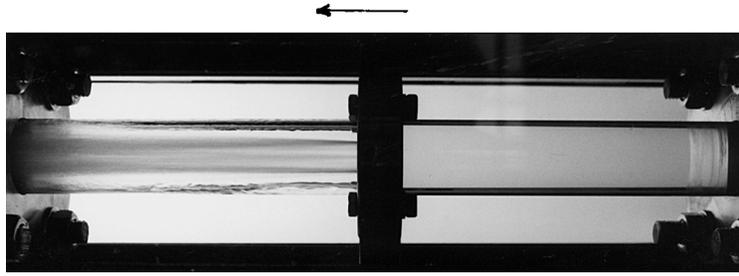


Fig. 8. Visualisation de la structure de jet cylindrique libre: $\Delta T_{\text{sat,e}} = 21.8^\circ\text{C}$, $Q_d = 14.27 \text{ m}^3/\text{h}$ et $p_r = 0.967 \text{ bar}$ (écoulement doublement critique), orifice de rapport de section 0.496.

incompressible encore subcritique. La rupture du jet se produit bien en aval de l'orifice à cause du délai nécessaire à la nucléation. En effet, après que le fluide ait subi une détente brusque à travers l'orifice, un délai thermique existe avant qu'apparaisse au sein du liquide métastable une population de bulles suffisante pour générer la contrainte interne à l'origine de l'explosion du jet. Comme le fluide accélère rapidement après l'éclatement du jet, on peut penser que la section de pression maximale, la section critique et celle de rupture restent voisines. Le comportement croissant de ξ_{Max} (Fig. 7) indique donc que la distance à laquelle les conditions critiques sont atteintes augmente avec le sous-refroidissement à l'entrée.

Pour des plus faibles valeurs de $\Delta T_{\text{sat,e}}$, la distance réduite diminue fortement et devient voisine de celle connue en écoulement subcritique. Dans ces conditions, la visualisation confirme que le jet diphasique conique s'étend dans une zone nettement plus restreinte que dans le cas précédent (Fig. 9). Cette structure de jet bidimensionnelle s'explique par facteurs suivants:

- la zone de recirculation renferme un mélange liquide-vapeur de composition semblable à celle de l'écoulement principal. Dès lors, les fortes contraintes de cisaillement exercées aux limites du jet induisent une sévère diffusion radiale;
- étant riche en vapeur, le jet accuse une faible inertie mécanique;
- la différence importante entre la pression à l'intérieure du jet et celle dans la zone de recirculation.

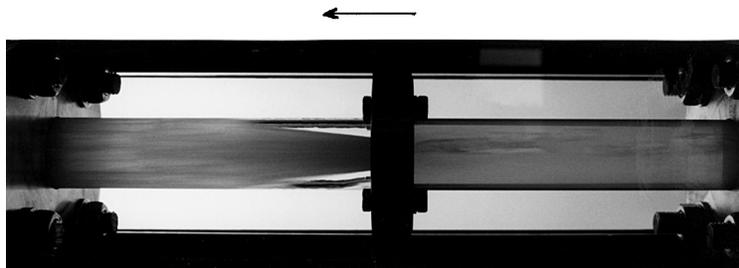


Fig. 9. Visualisation de la structure de jet diphasique conique: $\Delta T_{\text{sat,e}} = 0.3^\circ\text{C}$, $Q_d = 4.433 \text{ m}^3/\text{h}$ et $p_r = 0.984 \text{ bar}$ (écoulement doublement critique), orifice de rapport de section 0.496.

Table 1

Surchauffe du jet traversant l'orifice de rapport de section égal à 0.358

T_c ($^\circ\text{C}$)	M (kg/s)	p_{b1} (bar)	$\Delta T =$ $T_c - T_{\text{sat}}(p_{b1})$	Δp (bar)
110.1	3.137	1.351	1.8	2.350
120.1	2.937	1.861	2.1	2.083
140.1	1.867	3.096	5.5	0.877
150.3	1.976	3.878	7.8	1.001

5.3. Surchauffe de la phase liquide

Pour chaque essai, les valeurs de la température T_c , de la pression p_{b1} , de l'écart de température $T_c - T_{\text{sat}}(p_{b1})$, du débit-masse critique et de la chute de pression au droit de l'orifice sont rapportées aux Tables 1 et 2 pour les deux orifices étudiés. Pour un rapport de section fixé, il est difficile de mettre en évidence une tendance dans le comportement de la surchauffe ΔT . Cette dernière dépend des conditions thermodynamiques du fluide à l'entrée. En com-

Table 2

Surchauffe du jet traversant l'orifice de rapport de section égal à 0.496

T_c ($^\circ\text{C}$)	M (kg/s)	p_{b1} (bar)	$\Delta T =$ $T_c - T_{\text{sat}}(p_{b1})$	Δp (bar)
120.0	2.197	1.949	1.1	0.547
121.0	2.995	1.948	1.3	0.982
133.7	3.057	2.820	2.2	1.044
140.0	2.731	3.368	2.5	0.842

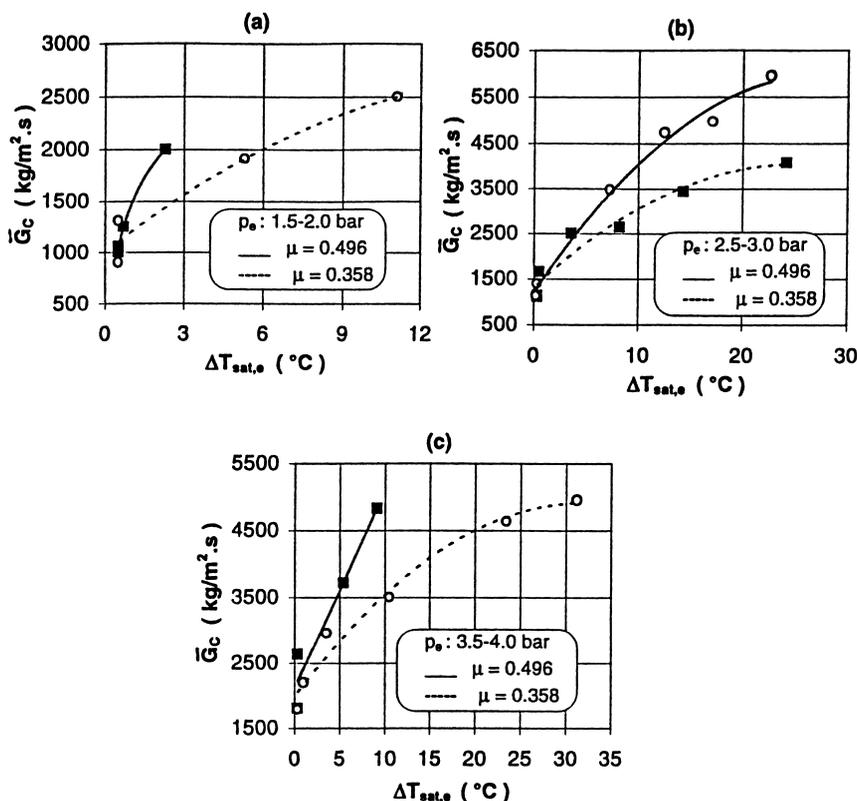


Fig. 10. Vitesse massique critique (basée sur la section du conduit): comparaison des deux orifices testés.

parant les Tables 1 and 2, on peut constater qu'à débit-masse identique, l'orifice de plus petit diamètre d'ouverture induit une diminution de pression plus élevée et par conséquent un écart de température du liquide par rapport à la saturation plus important. L'orifice constitue donc un élément d'accélération du fluide qui détermine son degré de surchauffe en aval.

5.4. Débit critique à travers l'orifice

Les valeurs mesurées de la vitesse massique critique, basée sur la section du conduit (c'est-à-dire M_{mes}/A), sont portées à la Fig. 10 en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta T_{sat,e}$ pour les deux orifices. La vitesse massique critique augmente fortement avec $\Delta T_{sat,e}$ (G_C est multiplié par un facteur de l'ordre de 4 lorsque $\Delta T_{sat,e}$ augmente de 1 à 22°C) en accord avec les observations de Sozzi et Sutherland [13]. Pour des sous-refroidissements suffisamment élevés, le débit-masse critique est le plus faible pour l'orifice de plus petit diamètre. En effet, en vertu de la plus grande surchauffe qu'il induit, c'est l'orifice de plus petit diamètre qui conduit à une accumulation d'énergie libre la plus importante et donc à un titre en vapeur plus élevé à la première section critique. Comme la vitesse du son est sévèrement réduite par la présence de vapeur, le débit-masse critique est le plus faible pour l'orifice de plus petit diamètre.

Les valeurs mesurées de la vitesse massique critique, basée sur la section de l'orifice (c'est-à-dire M_{mes}/A_0), sont portées en fonction du sous-refroidissement à l'entrée pour les deux orifices à la Fig. 11. Cette vitesse massique a été calculée en considérant l'écoulement uniquement liquide à travers l'orifice:

$$\frac{M}{A_0} = C\sqrt{\rho\Delta p} \tag{1}$$

En vertu du faible gradient dp/dz dans la zone de jet libre, la pression minimale juste en aval de l'orifice est quasi égale à la pression régnant à la section de rupture. Cette dernière est

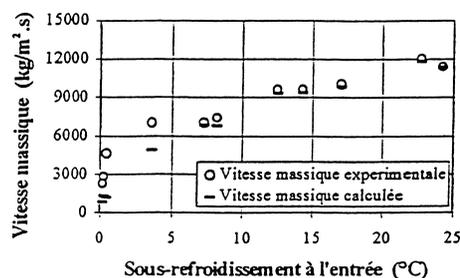


Fig. 11. Vitesse massique critique (basée sur la section de l'orifice) à travers l'orifice: comparaison des résultats de mesures avec les prédictions des formules (1) et (2).

elle-même voisine de la pression de saturation correspondant à la température d'entrée en régime critique. Dès lors, la formule suivante est obtenue pour la différence de pression Δp :

$$\Delta p = p_1 - p_{\text{sat}}(T_e) \quad (2)$$

où p_1 est la pression juste à l'amont de l'orifice.

Suffisamment loin de la saturation (c'est-à-dire pour $\Delta T_{\text{sat,e}} > 7^\circ\text{C}$), la relation (1) constitue une excellente estimation de la vitesse massique critique. Ceci montre que, dans ces conditions, l'écoulement à travers les deux orifices est bien monophasique comme on l'a observé au moyen des signaux générés par la sonde optique. En revanche, pour de faibles sous-refroidissements, le fluide se vaporise intensivement et la relation (1) n'est plus applicable. Par conséquent, pour autant que la première section critique soit localisée à proximité de l'orifice et que le sous-refroidissement du fluide à l'entrée soit suffisamment élevé, une bonne approximation de la vitesse massique critique peut être calculée au moyen des Eqs. (1) et (2). Ce modèle simple présente l'avantage de nécessiter, pour la détermination de C , uniquement des données expérimentales en écoulement monophasique liquide à travers le même orifice.

La comparaison des résultats relatifs à l'élargissement brusque, obtenus dans un travail antérieur [4], et à l'orifice de même rapport de section 0.358 est faite à la Fig. 12, en terme de débit-masse critique. On constate que, suffisamment loin de la saturation, le plus grand débit-masse est obtenu dans le cas de l'élargissement brusque bien que la structure du jet soit semblable dans les deux cas (jet quasi libre). L'explication réside dans les effets différents de métastabilité de la phase liquide (facteur thermodynamique), d'une part, et de contraction de la veine fluide observée exclusivement sur les orifices (facteur hydrodynamique), d'autre part. Il est difficile d'estimer quel est celui des deux facteurs qui est dominant. Néanmoins, l'effet de la surchauffe du liquide permet de supposer que le titre en vapeur atteint à la première section critique est plus élevé dans le cas de l'orifice. La vitesse critique qui en résulte conduit à l'obtention d'un débit-masse plus faible pour l'orifice, toutes autres choses restant égales.

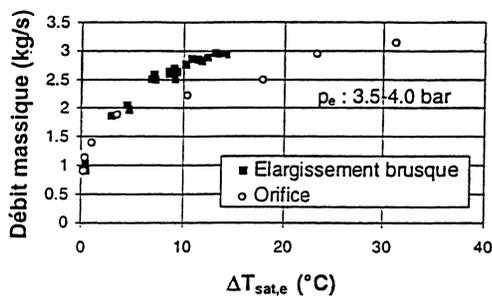


Fig. 12. Débit-masse critique à travers l'élargissement brusque et l'orifice de rapport de section égal à 0.358.

6. Conclusions

Le régime d'écoulement en vaporisation à double localisations simultanées de la section critique a été mis en évidence expérimentalement dans une ligne de décharge comportant un orifice. Ce phénomène apparaît pour des valeurs assez faibles de la contrepression. L'occurrence d'une deuxième section critique à l'aval de la première ne perturbe en rien la valeur du débit maximal possible. Elle doit être mise en correspondance biunivoque avec le concept de vitesse de propagation des petites perturbations de pression. L'analyse des profils axiaux de pression et la visualisation de l'écoulement permettent de mettre en évidence deux structures de jet: le jet cylindrique quasi libre de liquide métastable et le jet diphasique conique pour respectivement des conditions d'entrée loin et proches de la saturation.

Suffisamment loin de la saturation, le débit-masse critique peut s'évaluer avec une bonne approximation en utilisant les Eqs. (1) et (2) pour autant que la première section critique soit localisée à proximité de l'orifice. Dans ces conditions, le débit-masse critique est d'autant plus faible que le diamètre d'ouverture de l'orifice est petit. Cet effet est attribué à l'influence significative du diamètre de l'ouverture sur la surchauffe du liquide émergeant de l'orifice. Enfin, suffisamment loin de la saturation, pour un rapport de section et des conditions d'entrée identiques, le débit-masse critique à travers l'orifice est inférieur à celui observé à travers l'élargissement brusque. Ce résultat s'explique par les effets de métastabilité de la phase liquide qui sont plus prépondérants dans le cas de l'orifice.

7. Nomenclature

A, A_0	aire de la section droite du conduit et de l'ouverture de l'orifice (m^2)
C	coefficient de débit de l'orifice (-)
d, D	diamètre d'ouverture de l'orifice et de la conduite respectivement (m)
G	vitesse massique ($\text{kg}/\text{m}^2 \text{ s}$)
L	longueur de la conduite (m)
M	débit-masse (kg/s)
p	pression (Pa)
Q_d	débit-volume (m^3/h)
T	température ($^\circ\text{C}$)
z	coordonnée axiale dont l'origine est fixée à l'orifice (m)

8. Symboles grecs

$\alpha_{1,0}$	taux de vide mesuré au centre de l'écoulement juste en aval de l'orifice (-)
ε	erreur relative entre les valeurs mesurée et calculée du débit-masse critique (-)

ρ	masse volumique du liquide (kg/m^3)
Δp	différence de pression aux bornes de l'orifice (Pa)
ΔT	surchauffe du liquide émergeant de l'orifice ($^{\circ}\text{C}$)
ΔT_{sat}	sous-refroidissement du liquide ($^{\circ}\text{C}$)
ξ	distance réduite définie par z/H où $H = (D-d)/2$ (-)
μ	rapport de section de l'orifice défini par A_0/A (-)

9. Indices Inférieurs

0, r	conditions de stagnation régnant dans le réservoir amont et aval respectivement
1, b1	conditions juste en amont et en aval de l'orifice respectivement
bs	conditions juste en aval de la sortie de la ligne de décharge
c	conditions critiques
e, s	conditions à l'entrée et à la sortie du canal d'essais respectivement
max	relatif au point de pression maximale
sat	saturation

Références

- [1] H.E.A. Van den Akker, H. Snoey, H. Spoelstra, Discharges of pressurized liquified gases through apertures and pipes, in: 4th Int. Symp. on Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industry, IChemE/EFCE, Harrogate, 1983.
- [2] L. Friedel, Berechnungsgleichung für Zweiphasenströmungen in Sicherheitsventilen und Zu-/Ableitungen, 3R Intern 333 (1994) 132–143.
- [3] L. Bolle, P. Downar-Zapolski, J. Franco, J.M. Seynhaeve, Flashing water flow through a safety valve, J. Loss Prevention Process Ind. 82 (1995) 111–126.
- [4] A. Attou, L. Bolle, J. Franco, J.M. Seynhaeve, Flow through singularities and ducts downstream of safety valves, Final report of Environment Program, Contract EV5V-CT93-0289, CEC, Université catholique de Louvain, 1996.
- [5] J.M. Delhaye, Singular pressure drops, in: A.E. Bergles, J.G. Collier, J.M. Delhaye, G.F. Hewitt, F. Mayinger (Eds.), Two-Phase Flow and Heat Transfer in the Power and Process Industries, Hemisphere, 1981, pp. 124–150.
- [6] A. Tapucu, A. Teyssedou, N. Troche, M. Merilo, Pressure losses caused by area changes in a single-channel flow under two-phase flow conditions, Int. J. Mult. Flow 151 (1989) 51–64.
- [7] J. Schmidt, L. Friedel, Two-phase pressure drop across sudden contractions in duct areas, Int. J. Mult. Flow 232 (1997) 283–299.
- [8] A. Attou, L. Bolle, Modélisation globale d'un écoulement diphasique dans une résistance hydraulique, Entropie 191 (1995) 11–17.
- [9] F.R. Zaloudek, The critical flow of hot water through short tubes, Report HW-77594/UC38, Hanford Laboratories, 1963.
- [10] H.K. Fauske, The discharge of saturated water through tubes, Chem. Eng. Prog. Series 61 59 (1965) 210–216.
- [11] R.E. Henry, The two-phase critical discharge of initially saturated or subcooled liquid, Nucl. Sci. Eng. 413 (1970) 336–343.
- [12] R.E. Henry, H.K. Fauske, The two-phase critical flow of one-component mixtures in nozzles, orifices, and short tubes, J. Heat Transfer 932 (1971) 179–187.
- [13] G.L. Sozzi, W.A. Sutherland, Critical flow of saturated and subcooled water at high pressure, in: ASME Symp. of Non-Equilibrium Two-Phase Flows, 1975, pp. 19–25.
- [14] J.M. Seynhaeve, Critical flow through orifices, European Two-Phase Flow Group Meeting, Grenoble, 1977.
- [15] G.P. Celata, M. Cumo, G.E. Farello, Critical flows of subcooled liquid and jet forces, Report RT-ING(82)18, ENEA, 1982.
- [16] B. Fletcher, A.E. Johnson, The discharge of superheated liquids from pipes, I. Chem. E. Symp. Series 85 (1983) 149–156.
- [17] H.E.A. Van den Akker, W.M. Bond, Discharges of saturated and superheated liquids from pressure vessels, in: Symp. on Protection of Exothermic Reactors and Pressurized Storage Vessels, Chester, UK, 1984.
- [18] H. Ogasawara, A theoretical approach to two-phase critical flow. Fourth report, Bull. JSME 1252 (1969) 837–846.
- [19] M. Giot, Critical flows, in: J.M. Delhaye, M. Giot, M.L. Riethmuller (Eds.), Thermohydraulics of Two-Phase Systems for Industrial Design and Nuclear Engineering, Mc Graw-Hill, 1981.
- [20] Alimonti C., Thèse de Doctorat en Sciences Appliquées, Université catholique de Louvain, Louvain-la-Neuve, 1996.
- [21] P. Downar-Zapolski, Z. Bilicki, L. Bolle, J. Franco, The non-equilibrium relaxation model for one-dimensional flashing liquid flow, Int. J. Mult. Flow 223 (1996) 473–483.
- [22] A. Attou, Les écoulements diphasiques critiques et subcritiques à travers les singularités/Tomes I et II, Thèse de Doctorat en Sciences Appliquées, Université catholique de Louvain, Louvain-la-Neuve, 1997.