



CONTRIBUTION A LA MODELISATION UNIDIMENSIONNELLE DES SOUPAPES DE MOTEURS A COMBUSTION INTERNE. ETUDES EXPERIMENTALE ET NUMERIQUE

A. Piton

► **To cite this version:**

A. Piton. CONTRIBUTION A LA MODELISATION UNIDIMENSIONNELLE DES SOUPAPES DE MOTEURS A COMBUSTION INTERNE. ETUDES EXPERIMENTALE ET NUMERIQUE. Milieux fluides et réactifs. Ecole Centrale Nantes, 2011. Français. <tel-01212351>

HAL Id: tel-01212351

<https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-01212351>

Submitted on 6 Oct 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Ecole Centrale de Nantes

ÉCOLE DOCTORALE

SCIENCES POUR L'INGENIEUR, GEOSCIENCES, ARCHITECTURE

Année 2011

N° B.U. :

Thèse de DOCTORAT

Spécialité : DYNAMIQUE DES FLUIDES ET DES TRANSFERTS

Présentée et soutenue publiquement par :

ADRIEN PITON

Le 20 octobre 2011
à l'Ecole Centrale de Nantes

**CONTRIBUTION A LA MODELISATION UNIDIMENSIONNELLE DES SOUPAPES DE MOTEURS A COMBUSTION
INTERNE. ETUDES EXPERIMENTALE ET NUMERIQUE**

JURY

Président :	M. Farid BAKIR	Professeur – Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers Paris
Rapporteurs :	M. Georges DESCOMBES M. Pascal STOUFFS	Professeur – Conservatoire National des Arts et Métiers Paris Professeur – Université de Pau et des Pays de l'Adour
Examineurs :	M. Pascal CHESSE M. David CHALET	Maître de Conférences HDR – Ecole Centrale de Nantes Maître de Conférences HDR – Ecole Centrale de Nantes

Directeur de thèse : Pascal CHESSE

Laboratoire : Laboratoire de Mécanique des Fluides UMR CNRS 6598 – Ecole Centrale de Nantes

Co-encadrant : David CHALET

Laboratoire : Laboratoire de Mécanique des Fluides UMR CNRS 6598 – Ecole Centrale de Nantes

N° ED-498-192

Table des Matières

Table des Matières	3
Nomenclature	7
Introduction	13
Chapitre I Analyse Bibliographique.....	15
I.1 Etude de l'influence de la distribution	16
I.2 Dynamique des gaz	17
I.2.1 Mise en équations.....	17
I.2.2 Caractéristiques des gaz	20
I.2.3 Transferts thermiques	20
I.3 Méthodes de résolution numérique	22
I.3.1 La méthode des Caractéristiques.....	22
I.3.2 Techniques de résolution numérique.....	22
I.4 Modélisation unidimensionnelle des soupapes	24
I.4.1 Le modèle de Barré St Venant	25
I.4.2 Modélisation de Benson	25
I.4.3 Modélisation de Blair	30
I.4.4 Comparaison entre les modèles de Blair, de Benson et de Barré de St-Venant.....	33
I.4.5 Autres modélisations	34
I.4.6 Calcul du coefficient de décharge	37
I.5 Relevés expérimentaux et numériques	40
I.5.1 Méthodes de relevés	40
I.5.2 Conception d'un banc d'essais culasse	45
I.5.3 Paramètres intervenant sur les écoulements autour des soupapes.....	46
Chapitre II Présentation des moyens mis en œuvre.....	53
II.1 Le moteur utilisé.....	54
II.2 Soufflerie de culasse stationnaire.....	55
II.2.1 Description du banc.....	55
II.2.2 Liaisons culasse-réservoirs d'air	56
II.2.3 Dispositif d'actionnement des soupapes	57
II.2.4 Moyens de mesures	58
II.2.5 Procédure d'essai.....	59
II.3 Banc instationnaire	59
II.3.1 Présentation du banc.....	59
II.3.2 Capteurs utilisés	60
II.3.3 Procédure d'essai.....	62
II.4 Banc thermique	62
II.4.1 Présentation du banc.....	62
II.5 Prise en compte des frottements.....	63
Chapitre III Analyse des modèles en écoulement stationnaire	67
III.1 Modèle de Barré de St-Venant.....	68
III.2 Modèle de Benson.....	69
III.3 Modèle de Blair.....	70
III.4 Comparaison des modèles en écoulement entrant dans un volume	71
III.5 Détermination des coefficients de décharge.....	73
III.5.1 Section de passage de la soupape.....	73

III.5.2	Procédures de calcul.....	74
III.5.3	Différences entre les deux procédures de recalage	77
III.5.4	Application aux modèles	79
III.6	Précision des mesures.....	81
III.7	Résultats des mesures pour les soupapes d'échappement	83
III.7.1	Admission avec un tube de 80 mm	83
III.7.2	Admission avec sortie libre	89
III.7.3	Echappement	91
III.8	Résultats des mesures pour les soupapes d'admission.....	93
III.9	Comparaison des résultats avec une méthode issue de l'industrie.....	94
Chapitre IV	Analyse des modèles en écoulement instationnaire	99
IV.1	Intégration des modèles dans un code Harten-Lax-Leer du premier ordre.....	100
IV.1.1	Modèle de Blair.....	100
IV.1.2	Modèle de Benson.....	102
IV.1.3	Modèle de Barré de St Venant	104
IV.2	Analyse des modèles	107
IV.2.1	Premier test.....	107
IV.2.2	Second test.....	110
IV.2.3	Troisième test	111
IV.3	Réutilisation du coefficient de décharge	114
IV.4	Simulations dynamiques	115
IV.4.1	Simulations en configurations admission.....	115
IV.4.2	Simulations en configuration échappement	117
IV.5	Influence d'un coefficient de décharge indépendant de la levée	121
Chapitre V	Analyse thermique des écoulements	127
V.1	Mesures Expérimentales	128
V.2	Comparaison des coefficients de décharge mesurés à température atmosphérique et à hautes températures	130
V.3	Modèles de soupapes avec pertes thermiques	132
V.3.1	Hypothèses et équations	132
V.3.2	Modélisation des pertes thermiques	135
V.3.3	Calcul des transferts thermiques	136
V.4	Etude théorique du modèle de soupape avec transferts thermiques.....	136
V.4.1	Ecoulement admission.....	139
V.4.2	Ecoulement échappement.....	147
Conclusions et Perspectives	155
Annexes.....	157
Annexe 1	: Résultats de calcul de coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission.....	158
Annexe 2	: Résultats de calcul de coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement.....	164
Annexe 3	: Résultats de calcul de coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission.....	171
Annexe 4	: Résultats de calcul de coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement.....	178
Annexe 5	: Description complète du modèle de Benson	185

Annexe 6 : Description complète du modèle de Blair	189
Annexe 7 : Méthode de Newton Raphson.....	193
Annexe 8 : Résultats de calcul de coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission à 100 et 200°C	195
Annexe 9 : Résultats de calcul de coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement à 100 et 200°C	202
Annexe 10 : Résultats de calcul de coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission à 100°C.....	209
Annexe 11 : Résultats de calcul de coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement à 100°C	216
Annexe 12 : Systèmes de résolutions du modèle de Blair avec transferts thermiques	223
Références Bibliographiques.....	227

Nomenclature

Nomenclature

Symboles Latins	Unité	Signification
a	$m.s^{-1}$	Vitesse du son
A	-	Vitesse du son adimensionnée
Ak	-	Rapport des sections efficaces et géométriques des gaz au travers de la soupape
C	-	Caractéristique
C ₁	$kg.m^{-1}.s^{-1}.K^{-1/2}$	Constante décrivant la viscosité dynamique
C ₂	K	Constante décrivant la viscosité dynamique
Cd	-	Coefficient de décharge
Cda	-	Coefficient de décharge
Cdi	-	Coefficient de décharge
CFL	-	Critère de Courant-Friedrichs-Lewy
cont	m^3	Volume virtuel contenant une masse de fluide
Cp	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	Chaleur massique
D	m	Diamètre
dm	kg	Incrément de masse sur un pas de temps
dX	-	Pas de temps adimensionné
dZ	-	Pas d'espace adimensionné
Dm	$kg.s^{-1}$	Débit masse
Dext_soupape	m	Diamètre extérieur de la soupape
Dint_soupape	m	Diamètre intérieur de la soupape
Dqueue_soupape	m	Diamètre de la queue de la soupape
DV	$m^3.s^{-1}$	Débit volumique
E	m	Epaisseur du tube
En	J	Energie
F	-	Vecteur flux relatif à la dynamique des gaz

Nomenclature

Symboles Latins	Unité	Signification
\tilde{F}	-	Vecteur des variables inconnues suite à l'étape de transport FCT
F_f	-	Vecteur force de frottement
f	-	Coefficient de pertes par frottement
G	$m.s^{-2}$	Terme résultant des forces de frottement pariétal
h	$J.kg^{-1}$	Enthalpie massique des gaz
H_{ref}	m	Longueur de référence
ht	$W.m^2.K^{-1}$	Coefficient d'échange thermique
I	A	Intensité électrique
inc	-	Caractéristique incidente de la condition aux limites
K_s	-	Coefficient reliant la caractéristique incidente et réfléchie dans le cas d'un écoulement entrant sonique calculé par le modèle de Benson
L	m	Levée de la soupape
m	kg	Masse
Ma	-	Nombre de Mach
n	-	Entier
N	$tr.min^{-1}$	Régime moteur
Nu	-	Nombre de Nusselt
P	Pa	Pression statique
Pr	-	Nombre de Prandtl
P_t	Pa	Pression totale
P_{atmo}	Pa	Pression atmosphérique
P_{rel}	Pa	Pression relative
Ma	-	Nombre de Mach
q_e	$W.kg^{-1}$	Taux de quantité de chaleur échangée
Q_e	W	Puissance échangée avec l'extérieure

Nomenclature

Symboles Latins	Unité	Signification
r	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	Constante massique des gaz parfaits
R	Ω	Résistance électrique
Re	-	Nombre de Reynolds
ref	-	Caractéristique réfléchie de la condition aux limites
S	-	Vecteur source lié à W
Se	m^2	Section
T	K	Température
t	s	Temps
Tt	K	Température totale
$Tatmo$	$^{\circ}C$	Température atmosphérique
u	$m.s^{-1}$	Vitesse des gaz
U	-	Vitesse des gaz adimensionnée
Vol	m^3	Volume
$Voleff$	-	Rendement volumétrique (ou remplissage)
W	-	Vecteur représentant les inconnues relatives à la dynamique des gaz
x	m	Variable de dimension
X	-	Rapport de pression
\tilde{W}	-	Vecteur flux inconnus suite à l'étape de transport FCT

Symboles Grecs	Unité	Signification
α_{vil}	degré	Angle vilebrequin
β	-	Caractéristique négative
γ	-	Rapport des chaleurs massiques
$\delta_{soupape}$	rad	Angle de la soupape
Δt	s	Pas de temps

Nomenclature

Symboles Grecs	Unité	Signification
δx	m	Distance entre la maille et la caractéristique atteignant cette maille au pas de temps suivant
Δx	m	Pas d'espace
ΔP	Pa	Perte de charge entre l'entrée de la culasse et les soupapes
λ	-	Caractéristique positive
λf	$W.m^{-1}.K^{-1}$	Conductivité thermique du fluide
μ	$kg.m^{-1}.s^{-1}$	Viscosité dynamique du fluide
π	-	Rapport de pression
ϑ	-	Incrément en espace des schémas aux différences finies usuels
ρ	$kg.m^{-3}$	Masse volumique
σ	$s.m^{-1}$	Rapport du pas de temps sur le pas d'espace
ς	-	Coefficient dépendant de la vitesse de l'écoulement
τ	-	Contraintes
φ	rad	Angle
χ	-	Incréments en espace des schémas aux différences finies usuels
ψ	-	Valeur physique désignée de manière générale
Σ	m^2	Surface d'un volume
Ω	degré	Angle arbre à came
ε	-	Imprécision de mesure
δ	-	Incertitude de mesure

Autres Symboles	Signification
$\frac{\partial}{\partial t}$	Dérivée partielle par rapport à la variable t
$\frac{d}{dt}$	Dérivée totale par rapport à la variable t
\bar{u}	Valeur moyenne de la variable u
$ u $	Valeur absolue de la variable u

Nomenclature

Indices	Signification
A	Valeur obtenue après une transformation isentropique vers une pression de référence
amont	Relatif à l'amont
aval	Relatif à l'aval
cyl	Cylindre
eff	Valeur efficace pour une section
exp	Expérimental
ext	Extérieur
frottement	Frottement
fluide	Relatif au fluide
i	Relatif à la maille i
in	Valeur Inflow, de la tubulure vers le cylindre
is	Valeur isentropique ou théorique
L	Relatif au point L
Lim	Valeur limite utilisée dans le calcul de la section géométrique de la soupape
out	Valeur Outflow, du cylindre vers la tubulure
paroi	Relatif à la paroi
R	Relatif au point R
ref	Valeur de référence
soupape	Soupape (throat)
tubulure	Tubulure

Exposants	Signification
0	relatif à la caractéristique C^0
-	relatif à la caractéristique C^-
+	relatif à la caractéristique C^+
inf	Valeur utilisée pour le calcul de la valeur inférieure d'une variable en utilisant les imprécisions de mesure
n	Indice relatif au pas de temps
sup	Valeur utilisée pour le calcul de la valeur supérieure d'une variable en utilisant les imprécisions de mesure

Introduction

L'arrivée de nouvelles normes liées aux émissions polluantes des moteurs à combustion interne engendre un développement moteur de plus en plus difficile. De plus, la réalisation de prototype n'est pas toujours possible pour des raisons de coûts et de délais. La simulation numérique du fonctionnement thermodynamique complet d'un moteur à combustion interne apparaît par conséquent comme une solution complémentaire permettant d'optimiser le fonctionnement de ces moteurs. De nombreux codes de calculs existent aujourd'hui, tels que GT-Power, Wave, Amesim, ... Ces codes effectuent une résolution unidimensionnelle des équations de la dynamique des gaz au sein des systèmes d'admission et d'échappement. La liaison avec les cylindres étant effectuée par les soupapes, les écoulements au niveau de ces soupapes doivent être modélisés de façon précise afin de déterminer correctement la masse de gaz enfermée dans la chambre de combustion à chaque cycle.

L'objectif de cette thèse est de comprendre et d'analyser les paramètres influençant les écoulements au niveau des soupapes et de proposer une modélisation adaptée. Dans cette perspective, ce travail a été réalisé en s'appuyant sur un examen bibliographique (Chapitre 1) afin de recenser les différents paramètres pouvant influencer la modélisation des écoulements aux soupapes et d'analyser les modèles existants.

Le second chapitre présente les principaux outils ayant permis de caractériser les écoulements aux soupapes dans des conditions stationnaire ou instationnaire mais également en intégrant des transferts thermiques.

Le chapitre 3 est centré sur la comparaison de trois modèles bibliographiques entre eux pour un écoulement établi. Les méthodes de calcul des coefficients de décharges associés sont également confrontées en s'appuyant sur la caractérisation expérimentale d'une culasse issue d'un moteur produit en série.

Des essais instationnaires sur la culasse précédemment caractérisée ont ensuite été réalisés (Chapitre 4). Ces essais, repris en simulation, ont permis de valider chaque modèle dans des conditions les plus proches possibles de la réalité.

Enfin, une étude des écoulements avec transferts thermiques est entreprise (Chapitre 5). Pour cela, des essais à hautes températures sont effectués et un modèle d'écoulement autour des soupapes avec transferts thermiques est développé. Puis une étude par simulation de l'influence des transferts thermiques sur les écoulements autour des soupapes a été réalisée.

Chapitre I Analyse Bibliographique

Les phénomènes de propagation d'ondes de pression dans les systèmes d'admission et d'échappement des moteurs à combustion interne sont principalement dus à l'ouverture et à la fermeture des soupapes d'admission et d'échappement. Il est donc nécessaire de caractériser de plus en plus précisément ces éléments. A partir de ce constat, l'analyse bibliographique est centrée sur plusieurs points. Tout d'abord, les équations permettant de décrire les phénomènes de propagation d'ondes de pression sont présentées ainsi que les schémas numériques pouvant être utilisés pour résoudre ces équations. Puis les différentes modélisations des écoulements aux soupapes décrites dans la littérature sont décrites. Chacune de ces modélisations demandant une caractérisation expérimentale, les différents moyens expérimentaux mis en œuvre à cet effet sont ensuite détaillés. Finalement, plusieurs paramètres physiques pouvant intervenir sur la nature des écoulements, une présentation de ceux-ci est faite.

1.1 Etude de l'influence de la distribution

L'ouverture ou la fermeture des soupapes peuvent influencer le remplissage ou le rendement des moteurs. Aussi, avant d'aborder l'étude de la modélisation des soupapes, une revue des effets de la distribution est intéressante. Ainsi, Ghaffarpour *et al.* [1] ont analysé le remplissage et la vidange en air du cylindre par l'utilisation de techniques analytiques. Un constat est dressé dans le cadre de cette étude :

- Les moteurs Diesels suralimentés ont un moindre besoin d'un système à distribution variable.
- Le balayage peut être nul au ralenti en prévention des dégradations de performances moteur causées par la présence de gaz d'échappement au voisinage de l'admission. A haut régime, le balayage doit être plus grand pour augmenter le temps d'ouverture des soupapes.
- Le frein moteur peut être augmenté par dégradation des pertes par pompage.
- Une fermeture prématurée de la soupape d'admission au point mort bas peut améliorer le démarrage à froid, spécialement à bas régime.
- Les systèmes d'admission à longueurs variables peuvent être utilisés pour améliorer les performances du moteur.
- Les systèmes permettant une modification du rapport volumétrique n'augmente pas la perméabilité de la culasse.
- Modifier la section de passage et/ou le phasage affecte les fractions résiduelles de gaz d'échappement, donc les NOx (effet thermique) et les HC (effet de recirculation).

Pour concrétiser ces caractéristiques, Nagaya *et al.* [2] ont présenté un système innovant d'actionnement de la soupape. Deux moteurs électriques assurent un contrôle de la levée et de la durée d'ouverture. Ainsi, il est possible de jouer sur ces deux paramètres sans passer par de coûteux vérins hydraulique ou électrique. Pour y parvenir, les auteurs ont développé un système de came conique qui en translatant va contrôler la levée. L'arbre à came étant actionné non pas par le vilebrequin mais par un moteur à courant continu, il est ainsi possible de jouer sur les durées d'ouverture. La combinaison de ces deux actions permet de contrôler la levée et la durée d'ouverture, voir le calage de l'ouverture. Cette technologie étant principalement mécanique, il est possible que le système possède des contraintes de fonctionnement assez fortes, notamment dans le cas d'un moteur multicylindres. Ce cas de figure n'est pas abordé dans cet article. Si un tel système de variation d'actionnement de la soupape n'est pas au point, il est toujours possible de le modéliser. Même si la conception d'un tel système n'est toujours pas réalisée, certains y travaillent. Notamment Jalili *et al.* [3] qui simulent un système utilisant des actionneurs piézoélectriques. Alors qu'Abagnale *et al.* [4] pensent que les actionneurs mécaniques restent une voie d'avenir. Cependant, si leur système permet de faire varier la levée de soupape, la distribution reste fixe. Dans la lignée de telles études, Fontana *et al.* [5] ont réfléchi à l'impact d'un système permettant de se passer du papillon des gaz, la levée des soupapes contrôlant le remplissage. La modélisation du système couplé à un générateur de swirl, permet d'espérer une augmentation probable du rendement.

Enfin, un des grands espoirs pour augmenter le rendement des moteurs à combustion interne sans compromettre les émissions polluantes est le passage en mode de combustion HCCI (Homogeneous Compression Charge Combustion). Un certain nombre d'auteurs pensent que la distribution variable est un moyen efficace pour y parvenir [6,7,8]. Leroy *et al.* [9] mettent toutefois les utilisateurs de tels systèmes en garde, les stratégies actuelles de contrôle de la boucle d'air ne sont pas prévues pour fonctionner avec un système de décalage à l'admission et à l'échappement. Aussi, les auteurs présentent une nouvelle boucle de commande du système d'air permettant d'estimer, et donc de prévoir, les débits d'air à l'admission et à l'échappement. Leur nouvelle stratégie régule plus finement les actionneurs et permet de mieux contrôler les flux. Ces études restant théoriques, elles ne permettent que d'obtenir une tendance sur les résultats. Pour remédier à cela, Le Forestier *et al.* [10] ont utilisé un dispositif électrohydraulique permettant d'actionner les soupapes. Ce système prototype fonctionne uniquement sur

banc moteur car il nécessite un fort débit d'huile pour fonctionner. Aussi, aucune optimisation énergétique n'a été faite sur les actionneurs. Il s'agit d'un outil de recherche pour comprendre quelle innovation peut être apportée à la distribution. La levée et les temps d'ouverture et de fermeture sont entièrement paramétrables. Dans un premier temps, les auteurs ont réalisé des essais de pHCCI (Partly Homogeneous Compression Charge Combustion) par utilisation du cycle de Miller. Il en résulte que ce mode de combustion n'est possible qu'au prix d'un rendement de combustion relativement mauvais et d'une augmentation des émissions de CO et d'HC. Viennent ensuite des essais sur le swirl par ouverture différentielle des soupapes d'admission. Les résultats sont très encourageants avec une baisse des suies allant jusqu'à 40% à consommation et NOx équivalents. L'optimisation de l'avance à l'ouverture de la soupape d'échappement est ensuite examinée. Le gain en consommation est d'environ 0,7% sur un cycle et le compromis NOx/suies est amélioré. Pour finir, des tests de frein moteur en cycle 2-temps ont été effectués. Le gain estimé en frein moteur par rapport à un moteur 4-temps est d'environ 1,5 à 2. Cet effet est obtenu principalement par suppression de la boucle basse pression.

Les effets de la distribution sur les performances des moteurs à combustion interne étant maintenant connus, une étude aérodynamique des écoulements autour des soupapes peut maintenant être effectuée. Pour cela, la mise en équation des équations de la dynamique des gaz est dans un premier temps abordée.

I.2 Dynamique des gaz

I.2.1 Mise en équations

Avant de caractériser finement les écoulements autour des soupapes, il est nécessaire de pouvoir déterminer avec précision le comportement de l'écoulement dans les tubulures d'admission et d'échappement des moteurs à combustion interne. Pour cela, il est nécessaire de poser les équations décrivant les phénomènes de la dynamique des gaz. Les conduits d'air dans un moteur à combustion interne ayant souvent une géométrie complexe, les écoulements sont multidimensionnels. Cependant, comme le précise Benson [11], il est possible de simplifier les équations en considérant l'écoulement comme unidimensionnel. Les équations permettant de modéliser ce phénomène sont obtenues à partir de la formulation intégrale eulérienne locale :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{Vol_{cont}} \rho \cdot dVol_{cont} + \int_{\Sigma_{cont}} \rho \cdot (\vec{u} \cdot \vec{n}) \cdot d\Sigma_{cont} = 0 \quad \text{Équation I-1}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{Vol_{cont}} \rho \cdot \vec{u} \cdot dVol_{cont} + \int_{\Sigma_{cont}} \rho \cdot \vec{u} \cdot (\vec{u} \cdot \vec{n}) \cdot d\Sigma_{cont} + \\ \int_{\Sigma_{cont}} P \cdot \vec{n} \cdot d\Sigma_{cont} - \int_{Vol_{cont}} \rho \cdot \vec{F}_f \cdot dVol_{cont} = \int_{\Sigma_{cont}} \vec{\tau} \cdot \vec{n} \cdot d\Sigma_{cont} \end{aligned} \quad \text{Équation I-2}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{Vol_{cont}} \rho \cdot E_n \cdot dVol_{cont} + \int_{\Sigma_{cont}} \rho \cdot E_n \cdot (\vec{u} \cdot \vec{n}) \cdot d\Sigma_{cont} + \int_{\Sigma_{cont}} (P \cdot \vec{n}) \cdot \vec{u} \cdot d\Sigma_{cont} \\ - \int_{Vol_{cont}} \rho \cdot \vec{F}_f \cdot \vec{u} \cdot dVol_{cont} = \int_{\Sigma_{cont}} (\vec{\tau} \cdot \vec{n}) \cdot \vec{u} \cdot d\Sigma_{cont} + Pq \end{aligned} \quad \text{Équation I-3}$$

L'écoulement étant considéré comme unidimensionnel, il en résulte que la section des tubulures ne varie que longitudinalement et ce, de façon continue. Ainsi, seule la composante axiale de la vitesse est prise en compte, les autres composantes étant supposées nulles. Toutes les variables thermodynamiques varient également uniquement en fonction de la variable d'espace longitudinale [12]. Les variables thermodynamiques étant elles aussi tridimensionnelles, les valeurs issues de cette modélisation sont des valeurs moyennes définies par :

$$\bar{u} = \frac{1}{Se_{tubulure}} \int_{Se_{tubulure}} u \cdot Se_{tubulure} \quad \text{Équation I-4}$$

$$\bar{P} = \frac{1}{Se_{tubulure}} \int_{Se_{tubulure}} P \cdot dSe_{tubulure} \quad \text{Équation I-5}$$

$$\bar{\rho} = \frac{1}{Se_{tubulure}} \int_{Se_{tubulure}} \rho \cdot dSe_{tubulure} \quad \text{Équation I-6}$$

etc...

Il sera, par la suite, implicite que les valeurs représentées sont ces valeurs moyennes, même si la notation exacte n'est pas utilisée (ceci dans le but d'alléger l'écriture). Le fluide utilisé peut être de l'air, un mélange air-carburant, des gaz brûlés ou encore une composition des trois ; ce fluide est considéré comme visqueux. Un transfert de chaleur est également possible. Ce dernier phénomène peut avoir pour origine les échanges avec la paroi ou encore une réaction chimique à l'intérieur même de l'écoulement. L'écoulement dans les conduites étant instationnaire, la problématique se résume à calculer quatre grandeurs physiques (pression, masse volumique, vitesse et température du fluide) en fonction de deux variables indépendantes (espace et temps). Quatre équations sont donc nécessaires pour fermer le système. Les équations fondamentales de la dynamique des gaz se composent de trois équations aux dérivées partielles du premier ordre par rapport aux deux variables indépendantes. En y ajoutant une équation d'état du fluide, le système d'équation est fermé. En connaissant les conditions initiales en tout point de l'espace et en définissant les conditions aux limites, il est possible de prévoir le comportement de l'écoulement.

L'équation de continuité correspond à un bilan massique. Dans le cas de ce travail, c'est-à-dire l'étude d'un écoulement unidimensionnel, l'équation I-1 devient [13] :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot u)}{\partial x} = - \frac{\rho \cdot u}{Se_{tubulure}} \cdot \frac{dSe_{tubulure}}{dx} \quad \text{Équation I-7}$$

Vient ensuite un bilan de la quantité de mouvement. L'équation I-2 peut se réécrire [14] :

$$\frac{\partial(\rho \cdot u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot u^2 + P)}{\partial x} + \frac{\rho \cdot u^2}{Se_{tubulure}} \cdot \frac{dSe_{tubulure}}{dx} + \rho \cdot G = 0 \quad \text{Équation I-8}$$

Où,

$$G = 2 \cdot u^2 \cdot \frac{f_{frottement}}{D_{tubulure}} \cdot \frac{u}{|u|} \quad \text{Équation I-9}$$

G représente le terme résultant des forces de frottement pariétal. Le signe de la vitesse permet de s'assurer que cette force s'oppose à tout instant au déplacement du fluide. Enfin, un bilan énergétique est réalisé. En utilisant la condition de frottement sans glissement aux parois, la relation I-3 se traduit de la manière suivante [15] :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \cdot \frac{u^2}{2} + \frac{P}{\gamma-1} \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[u \cdot \left(\rho \cdot \frac{u^2}{2} + \frac{P\gamma}{\gamma-1} \right) \right] \\ & + \left(\rho \cdot \frac{u^2}{2} + P \cdot \frac{\gamma}{\gamma-1} \right) \cdot \frac{u}{Se_{tubulure}} \cdot \frac{dSe_{tubulure}}{dx} = \rho \cdot qe \end{aligned} \quad \text{Équation I-10}$$

L'équation d'état utilisée correspond à l'équation des gaz parfait. La chaleur spécifique (Cp) est considérée comme constante quelle que soit la température ou la pression.

$$\frac{P}{\rho} = r \cdot T \quad \text{Équation I-11}$$

En utilisant une écriture vectorielle, les trois équations de la dynamique des gaz peuvent se réécrire de la manière suivante [16] :

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial F(W)}{\partial x} = S \quad \text{Équation I-12}$$

Avec :

$$W = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho \cdot u \\ \frac{P}{\gamma-1} + \frac{\rho \cdot u^2}{2} \end{bmatrix} \quad \text{Équation I-13}$$

$$F(W) = \begin{bmatrix} \rho \cdot u \\ P + \rho \cdot u^2 \\ u \cdot \left(P \cdot \frac{\gamma}{\gamma-1} + \frac{\rho \cdot u^2}{2} \right) \end{bmatrix} \quad \text{Équation I-14}$$

$$S = \begin{bmatrix} -\frac{\rho \cdot u}{Se_{tubulure}} \cdot \frac{dSe_{tubulure}}{dx} \\ -\frac{\rho \cdot u^2}{Se_{tubulure}} \cdot \frac{dSe_{tubulure}}{dx} - \rho \cdot G \\ -\left(\rho \cdot \frac{u^2}{2} + P \cdot \frac{\gamma}{\gamma-1} \right) \cdot \frac{u}{Se_{tubulure}} \cdot \frac{dSe_{tubulure}}{dx} + \rho \cdot (qe - G \cdot u) \end{bmatrix} \quad \text{Équation I-15}$$

Dans le cas particulier où la section du tube reste constante, que les échanges thermiques sont inexistantes et que les frottements sont négligés, le vecteur S devient nul. Le système matriciel obtenu correspond aux équations d'Euler [17]. En passant d'une écriture multidimensionnelle à une description unidimensionnelle, certains phénomènes de dissipation d'énergie deviennent négligeables. Bulaty *et al* [18] se sont intéressés aux termes de viscosité internes du fluide. Dans le cas d'un écoulement monodimensionnel dans une conduite à section constante, le vecteur S devient :

$$S = \begin{bmatrix} 0 \\ -\rho \cdot G + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{4}{3} \mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) \\ \rho \cdot qe + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{4}{3} \cdot \mu \cdot u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_f \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) \end{bmatrix} \quad \text{Équation 16}$$

Ces auteurs ont ensuite montré que dans le cas des écoulements dans les tubulures d'admission et d'échappement des moteurs à combustion interne, la conduction et les pertes par viscosité interne sont négligeables devant les pertes aux parois et les échanges de chaleur avec l'extérieur.

I.2.2 Caractéristiques des gaz

La meilleure des modélisations des écoulements ne donnera que des résultats imparfaits si les gaz simulés sont mal caractérisés. Ainsi, de nombreux auteurs se sont intéressés à la modélisation des caractéristiques physiques de ces derniers. En particulier certains auteurs [19,20,21,22] se sont attachés à décrire de différentes manières le comportement de la viscosité dynamique du fluide. Les modélisations ainsi obtenues demandent ainsi plus ou moins de paramètres issus de résultats d'essais. Une comparaison des résultats de ces modèles avec des résultats expérimentaux [23] a été effectuée par Chalet [24]. Ainsi, il ressort de cette comparaison que le modèle de viscosité développé par Winterbone *et al.* [16] représente un excellent compromis entre représentativité et complexité. Ce modèle se présente sous la forme suivante :

$$\mu = \frac{C_1 \cdot T^{\frac{3}{2}}}{T + C_2} \quad \text{Équation I-17}$$

Avec, $C_1=1.458 \cdot 10^{-6} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{K}^{-1/2}$ et $C_2=110,4 \text{ K}$. Cette relation est valable aussi bien pour les gaz d'admission que ceux d'échappement.

I.2.3 Transferts thermiques

Dans le cas d'un écoulement dans une conduite d'échappement, les températures des gaz font que les transferts thermiques avec le milieu extérieur ne sont pas négligeables. La figure I-1 explicite cet effet sur le remplissage en air du moteur [25]. Aussi, la modélisation des pertes liées à ces transferts est un élément important dans la validité des résultats.

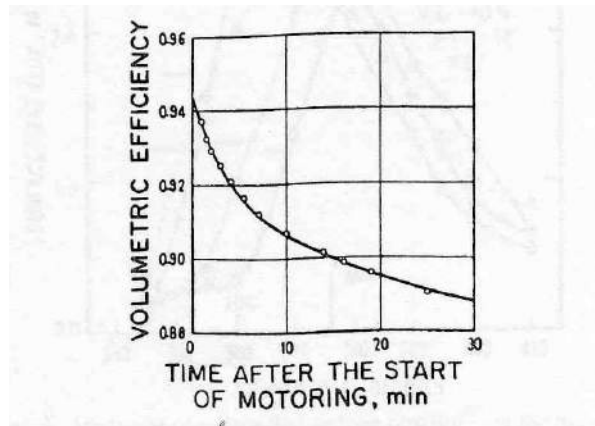


Figure I-1. Effet des transferts thermiques sur le remplissage [25]

Ainsi, dans le cas où la conduite est tubulaire, le taux de quantité de chaleur transférée peut être exprimée par la relation suivante [26] :

$$qe = \frac{4 \cdot ht_{tubulaire}}{\rho \cdot D_{tubulaire}} (T - T_{paroi}) \quad \text{Équation I-18}$$

Après une analyse dimensionnelle, il peut être montré [27] que les échanges thermiques, c'est-à-dire le coefficient d'échange ht , sont fonction des nombres de Nusselt et de Prandtl :

$$Nu = \frac{ht_{tubulaire} \cdot D_{tubulaire}}{\lambda_f} \quad \text{Équation I-19}$$

$$Pr = \frac{\mu \cdot \gamma \cdot r}{\lambda_f \cdot (\gamma - 1)} \quad \text{Équation I-20}$$

Reste donc à déterminer les nombres de Nusselt et de Prandtl. Pour cela, de nombreux auteurs ont proposé des modélisations [24]. Caton *et al.* [28] présentent une modélisation adaptée à un écoulement au travers d'une soupape :

$$Nu = 0,023 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4} \quad \text{Équation I-21}$$

Dans le cas normal de fonctionnement d'un moteur, le nombre de Prandtl reste quasiment constant et sa valeur équivaut à 0,7 [17]. Les modélisations proposées restent donc voisines les unes des autres, exception faite de celle proposée par Caton *et al.* [28]. Cette dernière ayant été établie pour caractériser les pertes au passage de la soupape d'échappement, où le nombre de Reynolds est généralement plus élevé. Ainsi, les échanges thermiques s'en trouvent modifiés.

I.3 Méthodes de résolution numérique

Les équations précédemment citées ne peuvent, sauf à de rares exceptions, être résolues de manières analytiques. Par conséquent, des méthodes numériques ont été développées afin de résoudre ces équations en minimisant les termes d'erreur.

I.3.1 La méthode des Caractéristiques

Benson [11] présente la méthode des caractéristiques. Il s'agit d'une méthode graphique adaptée à un code numérique. L'idée est de transformer le système d'équations aux dérivées partielles de la dynamique des gaz en un système aux dérivées classiques. Les équations ainsi obtenues sont récapitulées dans le tableau I-1. Dans le cas où l'écoulement étudié peut être considéré comme isentropique, l'équation de compatibilité liée à la direction caractéristique C^0 est dégénérée [11].

Caractéristique	Equation de Direction	Equation de Compatibilité
C^0	$\left(\frac{dx}{dt}\right)_{C^0} = u$	$\frac{dp}{dt} - a^2 \cdot \frac{d\rho}{dt} = 0$
C^+	$\left(\frac{dx}{dt}\right)_{C^+} = u + a$	$\frac{da}{du} = -\frac{\gamma-1}{2}$
C^-	$\left(\frac{dx}{dt}\right)_{C^-} = u - a$	$\frac{da}{du} = \frac{\gamma-1}{2}$

Tableau I-1. Récapitulatif des équations de la méthode des caractéristiques [14]

Il est possible de modéliser par cette méthode les variations de sections ainsi que les pertes de charges [24]. Cependant, cette modification reste très coûteuse en temps de calcul. Un frein à l'utilisation de cette méthode est la non prise en compte des chocs. Aussi, il est nécessaire de connaître à chaque instant l'état du système et faire intervenir les relations de Rankine-Hugoniot. Jenny [29] a étudié l'influence du frottement, des transferts thermiques et des changements de sections sur un écoulement unidimensionnel. Pour ce faire, il se base sur une méthode des caractéristiques à résolutions graphiques. Ce travail permet donc la formulation des équations non isentropiques issues de la méthode des caractéristiques. Quelques cas simples sont ensuite résolus et les résultats comparés avec des mesures expérimentales. Même si les résultats obtenus sont intéressants, les différences résultant de la prise en compte ou non des frottements ne sont pas déterminantes. Cela peut être expliqué par la technique employée pour modéliser les conditions aux limites. En effet, ces dernières sont elles aussi calculées de manières graphiques et utilisées ainsi dans le calcul final. De plus, la résolution graphique est assez fastidieuse et est une source importante d'erreur.

I.3.2 Techniques de résolution numérique

Dans le cas d'un calcul numérique, il est nécessaire de s'assurer que le schéma numérique retenu est représentatif de l'équation différentielle. En ce sens, les notions d'erreurs de troncature, de consistance, de convergence et de stabilité ont été définies pour les systèmes linéaires. Dans le cas présent, un écoulement dans une tubulure d'échappement ou d'admission d'un moteur à combustion interne, le système d'équations est non linéaire. Il est cependant possible d'étendre les définitions de l'erreur et de la

consistance. En revanche, la définition de la stabilité ne s'applique plus [24]. Une solution consiste alors à définir un critère de stabilité locale [30]. Peyret [30] reprend la théorie de Lax selon laquelle l'étude de la stabilité est suffisante. Si cette condition est remplie, l'étude de la convergence n'apporte pas de garantie supplémentaire sur la validité du schéma choisi. La stabilité a pour fonction de s'assurer que les erreurs induites par la discrétisation ne s'amplifient pas. Enfin, Peyret [30] cite Von Neumann et effectue une analyse de la stabilité par une fonction harmonique. Il en résulte la relation suivante, liée au critère de Courant-Friedrichs-Lewy [31]. Le pas d'espace Δx étant choisi lors de la paramétrisation du calcul, il devient alors nécessaire de calculer le pas de temps Δt après chaque itération de telle sorte à respecter l'équation suivante :

$$\frac{\Delta t}{\Delta x} \leq CFL \cdot \text{Min} \left(\frac{1}{a + |u|} \right) \quad \text{Équation I-22}$$

Dans le cas d'un système linéaire, le coefficient CFL doit être inférieur ou égal à l'unité. Comme ce critère fixe le pas de temps de résolution du problème, il est un bon indicateur du temps de calcul. Selon le cas de figure étudié, un grand nombre de schémas aux différences finies existe. Ces schémas sont généralement de type prédictor-correcteur, aussi appelés schémas S_a^θ [32]. Cette appellation regroupe différents schémas utilisant le même principe de calcul de la grandeur au pas de temps suivant, ceci grâce à deux coefficients α et θ (voir tableau I-2 et figure I-2) caractérisant le point où est calculé le prédictor avant l'utilisation du correcteur. Ce type de schéma est stable si le CFL est inférieur à l'unité [31].

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial F(W)}{\partial x} = 0 \quad \text{Équation I-23}$$

$$\sigma = \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad \text{Équation I-24}$$

$$\tilde{W}_{i+\vartheta}^{n+\alpha} = (i + \vartheta) \cdot W_i^n + \vartheta \cdot W_{i+1}^n - \alpha \cdot \sigma (F_{i+1}^n - F_i^n) \quad \text{Équation I-25}$$

$$W_i^{n+1} = W_i^n - \frac{\sigma}{2\alpha} \left[(\alpha - \vartheta) \cdot F_{i+1}^n + (2\vartheta - 1) \right. \\ \left. F_i^n + (1 - \alpha - \vartheta) \cdot F_{i+1}^n - \tilde{F}_{i+\vartheta}^{n+\alpha} - \tilde{F}_{i+\vartheta-1}^{n+\alpha} \right] \quad \text{Équation I-26}$$

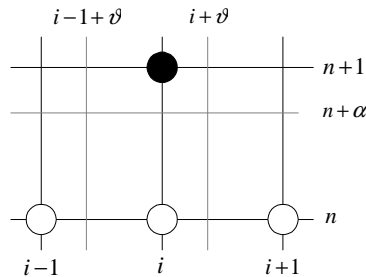


Figure I-2. Schéma numérique utilisé

Schémas	α	ϑ
Lerat-Peyret [32]	$1 + \sqrt{5} / 2$	0,5
Lax-Wendroff [33]	0,5	0,5
McCormack 0 [32]	1	0
McCormack 1 [32]	1	1

Tableau I-2. Récapitulatif des différents schémas numériques [24]

Chalet [24] a effectué une comparaison de ces schémas avec des solveurs de type Roe et Harten-Lax-Leer. Il en résulte que le schéma de Harten-Lax-Leer est un bon compromis entre précision et temps de calcul pour les écoulements dans les conduites d'admission et d'échappement des moteurs à combustion interne.

I.4 Modélisation unidimensionnelle des soupapes

Tout code de calcul nécessite l'élaboration de conditions aux limites. Aussi, la modélisation des soupapes rentre dans cette catégorie. De nombreux auteurs ont déjà travaillé sur le sujet et donc un certain nombre de modèles a déjà été développé. Ainsi, dès 1929, Tanaka [34,35] présente un modèle qualitatif de soupape à quatre zones. Ce modèle peut être schématisé tel que représenté sur la figure I-3.

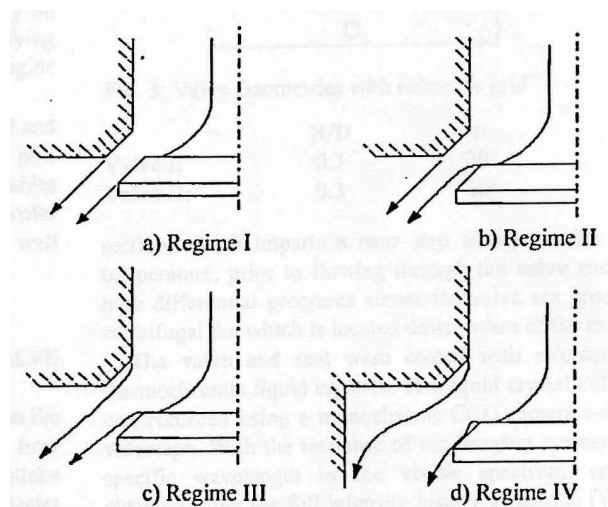


Figure I-3. Modèle de soupape à quatre zones [34]

Sur cette figure, le premier régime, observable pour les faibles levées, se caractérise par un écoulement glissant le long de la paroi interne de la culasse et de celle de la soupape avec un jet en sortie. Le second régime présente quant à lui un décrochement de la veine d'air le long de la soupape. Un décrochage complet de l'écoulement, le long de la soupape et de la culasse, caractérise le troisième régime. Le quatrième régime d'écoulement, présent sur les fortes ouvertures, présente un décrochage suivi d'un recollage de la veine d'air le long de la soupape, l'écoulement se décollant complètement de la paroi de la culasse en sortant de la tubulure.

I.4.1 Le modèle de Barré St Venant

Les équations de Barré de St Venant [36,37] ne sont pas à proprement parlé un modèle de soupape mais cette approche est très répandue dans la littérature. Il est donc important de l'aborder dans cette étude. Les hypothèses définies pour ce modèle sont :

- L'écoulement prend place entre deux volumes à vitesses nulles.
- Les transformations entre les différents volumes et la soupape sont considérées comme isentropique.
- En écoulement subsonique, la pression au col de la soupape est égale à celle régnant dans le cylindre aval.
- En écoulement sonique, la vitesse des gaz au col de la soupape est égale à la vitesse du son.

A partir de ces hypothèses, deux formules peuvent être démontrées [38]. Une première équation modélisant un écoulement subsonique est ainsi obtenue :

$$Dm = Se_{eff} \frac{Pt_{amont}}{\sqrt{rTt_{amont}}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left(\left(\frac{Pt_{amont}}{Pt_{aval}} \right)^{\frac{-2}{\gamma}} - \left(\frac{Pt_{amont}}{Pt_{aval}} \right)^{\frac{\gamma+1}{-\gamma}} \right)} \quad \text{Équation I-27}$$

Si le rapport de pression devient supérieur à $\frac{Pt_{amont}}{Pt_{aval}} = \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$, l'écoulement devient sonique et l'équation décrivant l'écoulement devient :

$$Dm = Se_{eff} \frac{Pt_{amont}}{\sqrt{rTt_{amont}}} \sqrt{\gamma \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} \quad \text{Équation I-28}$$

Où,

$$Se_{eff} = Cd \cdot Se_{soupape} \quad \text{Équation I-29}$$

Le coefficient de décharge (Cd) est utilisé pour prendre en compte les zones de décollements présentées par Tanaka [34]. Par hypothèse, l'écoulement prend place entre deux volumes à vitesse nulle. Si cela ne pose pas de problème dans le cas d'un volume, l'extrémité d'un tube est plus problématique. Aussi, pour prendre en compte la vitesse, les pressions utilisées devront être des pressions totales. Ce modèle prenant pour hypothèse un écoulement entre deux volumes, les mêmes équations sont utilisées quel que soit le sens de l'écoulement.

I.4.2 Modélisation de Benson

Ce modèle a été développé par Benson *et al.* [11,39] pour être utilisé avec la méthode des caractéristiques. Ce modèle ne prend pas en compte les mêmes hypothèses selon le cas de figure étudié. Aussi, contrairement au modèle de Barré de St Venant, les écoulements sortants et entrants dans le cylindre ne sont pas calculés de la même manière. Comme Barré de St-Venant, les écoulements subsoniques et soniques nécessitent deux formules différentes. Ce modèle, comme le modèle de Barré de

St Venant, fait intervenir un coefficient qui intègre les différentes pertes. Ce coefficient est différent pour chaque culasse moteur et doit être mesuré. Pour cela des essais sont nécessaires. Ce recalage s'effectue par essais en réglant un coefficient de décharge. La définition de ce coefficient est identique au modèle de Barré de St Venant. Ce modèle ayant été développé pour la méthode des caractéristiques, Winterbone *et al.* [16,40] l'ont intégré dans un code aux différences finies. La convention choisie pour ce mémoire est la suivante : un écoulement entrant est un écoulement quittant la tubulure pour rentrer dans le cylindre. Un écoulement sortant s'échappe du cylindre pour s'évacuer via la tubulure.

I.4.2.1 Écoulement entrant subsonique

Dans le cas d'un écoulement subsonique de la tubulure vers le cylindre, Benson fait les hypothèses suivantes :

- L'écoulement est considéré comme quasi-stationnaire.
- L'écoulement est adiabatique de la tubulure vers le cylindre.
- L'écoulement est isentropique de la tubulure vers le col de la soupape.
- La vitesse dans le cylindre est supposée nulle.
- La pression au col de la soupape est considérée comme égale à la pression dans le cylindre.

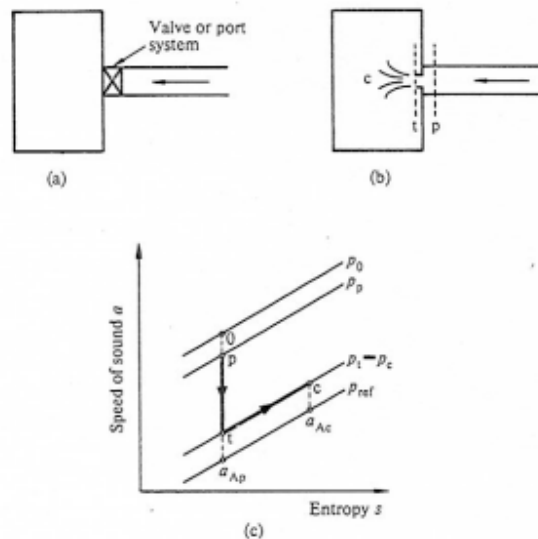


Figure I-4. Point de vue de l'écoulement subsonique entrant dans le cylindre [11]

Un écoulement entrant subsonique est illustré sur la figure I-4. A l'identique du modèle de Barré de St-Venant, Se_{eff} est la section de passage efficace au travers de la soupape. Les hypothèses précédentes permettent d'écrire les équations suivantes :

$$\rho_{tubulure} \cdot u_{tubulure} \cdot Se_{tubulure} = \rho_{soupape} \cdot u_{soupape} \cdot Se_{eff} \quad \text{Équation I-30}$$

$$a_{cyl}^2 = a_{tubulure}^2 + \frac{\gamma-1}{2} u_{tubulure}^2 = a_{soupape}^2 + \frac{\gamma-1}{2} u_{soupape}^2 \quad \text{Équation I-31}$$

$$\frac{a_{soupape}}{a_{tubulure}} = \left(\frac{P_{soupape}}{P_{tubulure}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad \text{Équation I-32}$$

$$u_{cyl} = 0 \quad \text{Équation I-33}$$

$$P_{\text{soupape}} = P_{\text{cylindre}} \quad \text{Équation I-34}$$

La fermeture du système d'équations s'effectue à l'aide des équations des gaz parfaits et de la célérité du son :

$$\frac{P}{\rho} = rT \quad \text{Équation I-35}$$

$$a^2 = \gamma rT \quad \text{Équation I-36}$$

I.4.2.2 Écoulement entrant sonique

Dans le cas d'un écoulement sonique de la tubulure vers le cylindre, Benson fait les hypothèses suivantes :

- L'écoulement est considéré comme quasi-stationnaire.
- L'écoulement est adiabatique de la tubulure vers le cylindre.
- L'écoulement est isentropique de la tubulure vers le col de la soupape.
- La vitesse dans le cylindre est supposée nulle.
- La vitesse au col de la soupape est égale à la vitesse du son.

Les hypothèses précédentes permettent d'écrire les équations suivantes :

$$\rho_{\text{tubulure}} \cdot u_{\text{tubulure}} \cdot Se_{\text{tubulure}} = \rho_{\text{soupape}} \cdot u_{\text{soupape}} \cdot Se_{\text{eff}} \quad \text{Équation I-37}$$

$$a_{\text{cyl}}^2 = a_{\text{tubulure}}^2 + \frac{\gamma-1}{2} u_{\text{tubulure}}^2 = a_{\text{soupape}}^2 + \frac{\gamma-1}{2} u_{\text{soupape}}^2 \quad \text{Équation I-38}$$

$$\frac{a_{\text{soupape}}}{a_{\text{tubulure}}} = \left(\frac{P_{\text{soupape}}}{P_{\text{tubulure}}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad \text{Équation I-39}$$

$$u_{\text{cyl}} = 0 \quad \text{Équation I-40}$$

$$a_{\text{soupape}} = u_{\text{soupape}} \quad \text{Équation I-41}$$

Tout comme précédemment, la fermeture du système d'équations s'effectue à l'aide des équations des gaz parfaits et de la célérité du son.

I.4.2.3 Écoulement sortant subsonique

Lors d'une phase d'échappement, ou d'une inversion du sens de l'écoulement lors de l'ouverture de la soupape d'admission, l'écoulement part du cylindre pour entrer dans la tubulure. Les équations précédemment développées ne sont donc plus valides. Les hypothèses faites par Benson sont les suivantes :

- L'écoulement est considéré comme quasi-stationnaire.
- L'écoulement est adiabatique du cylindre vers la tubulure.
- L'écoulement est isentropique du cylindre vers le col de la soupape.
- La vitesse dans le cylindre est supposée nulle.
- La pression au col de la soupape est considérée comme égale à la pression dans la tubulure.

Ce type d'écoulement est représenté sur la figure I-5.

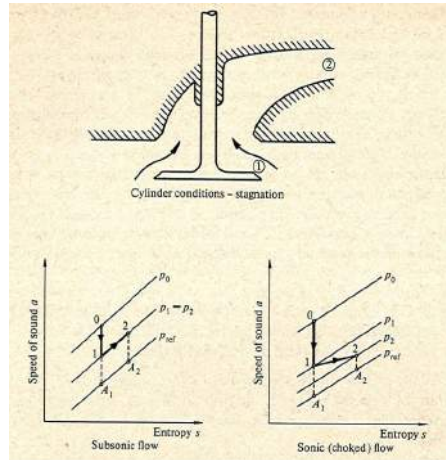


Figure I-5. Point de vue de l'écoulement sortant du cylindre vers la tubulure [11]

Les hypothèses précédentes permettent d'écrire les équations suivantes :

$$\rho_{tubulure} \cdot u_{tubulure} \cdot Se_{tubulure} = \rho_{soupape} \cdot u_{soupape} \cdot Se_{eff} \quad \text{Équation I-42}$$

$$a_{cyl}^2 = a_{tubulure}^2 + \frac{\gamma-1}{2} u_{tubulure}^2 = a_{soupape}^2 + \frac{\gamma-1}{2} u_{soupape}^2 \quad \text{Équation I-43}$$

$$\frac{a_{cyl}}{a_{soupape}} = \left(\frac{P_{cyl}}{P_{soupape}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad \text{Équation I-44}$$

$$u_{cyl} = 0 \quad \text{Équation I-45}$$

$$P_{soupape} = P_{tubulure} \quad \text{Équation I-46}$$

A l'instar du modèle d'écoulement entrant, la fermeture du système s'effectue à l'aide des équations des gaz parfaits et de la célérité du son.

I.4.2.4 Écoulement sortant sonique

Dans le cas d'un écoulement sonique du cylindre vers la tubulure, Benson fait les hypothèses suivantes :

- L'écoulement est considéré comme quasi-stationnaire.
- L'écoulement est adiabatique du cylindre vers la tubulure.
- L'écoulement est isentropique du cylindre vers le col de la soupape.
- La vitesse dans le cylindre est supposée nulle.
- La vitesse au col de la soupape est égale à la vitesse du son.

Les hypothèses précédentes permettent d'écrire les équations suivantes :

$$\rho_{tubulure} \cdot u_{tubulure} \cdot Se_{tubulure} = \rho_{soupape} \cdot u_{soupape} \cdot Se_{eff} \quad \text{Équation I-47}$$

$$a_{cyl}^2 = a_{tubulure}^2 + \frac{\gamma-1}{2} u_{tubulure}^2 = a_{soupape}^2 + \frac{\gamma-1}{2} u_{soupape}^2 \quad \text{Équation I-48}$$

$$\frac{a_{cyl}}{a_{soupape}} = \left(\frac{P_{cyl}}{P_{soupape}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad \text{Équation I-49}$$

$$u_{cyl} = 0 \quad \text{Équation I-50}$$

$$a_{soupape} = u_{soupape} \quad \text{Équation I-51}$$

Tout comme précédemment, la fermeture du système d'équations s'effectue à l'aide des équations des gaz parfaits et de la célérité du son.

Les pressions calculées par ce modèle ont un ordre de grandeur correct, et ce même en cas de géométries complexes. La figure I-6 illustre ce propos. Un calcul d'écoulement dans un collecteur d'échappement quatre en un est représenté. Des capteurs de pressions sont disposés à proximité de chaque soupape d'échappement. Un essai en régime stationnaire est effectué, puis le même cas de figure est simulé. Les pressions expérimentales et théoriques sont ensuite comparées. Les pressions des cylindres 2 à 4 sont très bien reproduites. Si la pression calculée à proximité du cylindre 1 est moins fidèlement reproduite, le modèle de raccord entre les différents tubes modélisant le collecteur peut être à la base des erreurs. Les tubes se rejoignant au fur et à mesure, la pression calculée au cylindre 1 est influencée par les perturbations des autres cylindres.

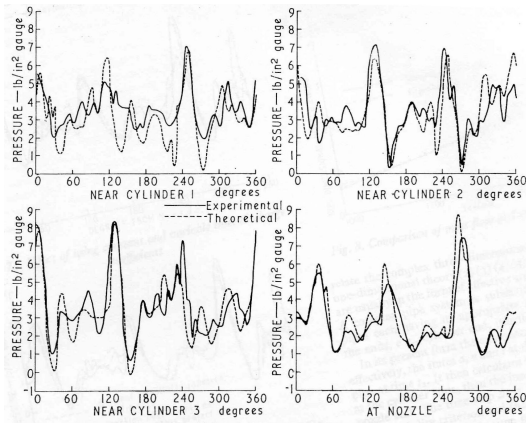


Figure I-6. Résultats de simulations en multitubes [41]

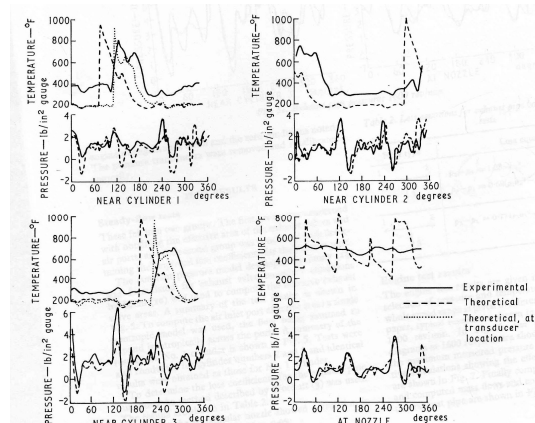


Figure I-7. Résultats de simulation dans le cas d'un moteur quatre cylindres. Comparaison entre les pressions et températures théoriques et expérimentales [42]

En revanche, les températures ne sont pas toujours fidèlement reproduites. Ce phénomène est explicité par la figure I-7. Aux mesures de pressions, sont ajoutées des mesures de températures. Si les pressions sont toujours assez fidèlement reproduites, des écarts importants sont visibles entre les températures expérimentales et théoriques. La formulation numérique du modèle de Benson est présentée en annexe 5. Blair *et al.* [42,43] et McLaren *et al.* [41] présentent des résultats de calcul utilisant le modèle de Benson. Il apparaît que les pressions sont correctement modélisées mais que la température calculée n'est pas

toujours fidèlement reproduite. Ce modèle est l'un des plus utilisés dans la littérature, un grand nombre d'étude mentionne son utilisation pour la simulation des écoulements autour des soupapes [44,45,46,47].

I.4.3 Modélisation de Blair

Ce modèle a été entièrement décrit dans le mémoire de thèse de Kirkpatrick [48], réalisé sous la direction de Blair. Ce modèle est ensuite repris dans un ouvrage présentant la simulation des moteurs quatre temps [49]. Là où Benson synthétisait hypothèses et équations dans une ou deux formules, Blair écrit un modèle basé sur plusieurs équations. Cette différence a été permise par l'apparition de méthodes de résolution numérique, telle la méthode de Newton-Raphson. Blair et son équipe ont beaucoup travaillé à rendre leur modèle facile à résoudre. Il en résulte un certain nombre de paramètres servant cet intérêt. Ces paramètres peuvent rendre le modèle difficile à comprendre.

I.4.3.1 Écoulement entrant subsonique

Les hypothèses faites pour ce modèle sont les suivantes :

- L'écoulement est considéré comme quasi-stationnaire.
- L'écoulement est adiabatique de la tubulure vers le cylindre.
- L'écoulement est isentropique de la tubulure vers le col de la soupape.
- La vitesse dans le cylindre est supposée nulle.
- La pression au col de la soupape est considérée comme égale à la pression dans le cylindre.

Les hypothèses étant identiques à celles effectuées par Benson, le système d'équations est identique à celui décrit par les équations I-30 à I-36. La figure I-8 présente l'écoulement admission subsonique modélisé par Blair dans un diagramme température – entropie.

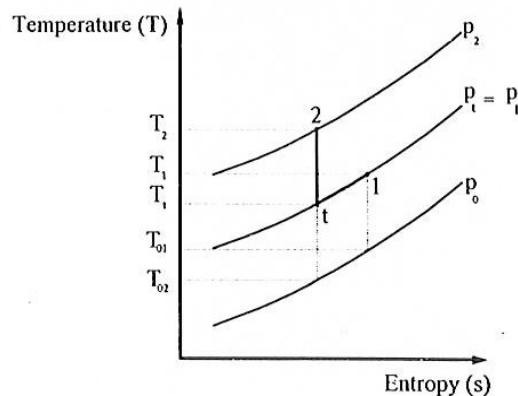


Figure I-8. Modélisation d'un écoulement admission subsonique par le modèle de Blair [48]. La référence 1 représente le cylindre, la référence t les conditions au col de la soupape et la référence 2 les conditions dans la tubulure.

I.4.3.2 Écoulement entrant sonique

Les hypothèses faites pour ce modèle sont les suivantes :

- L'écoulement est considéré comme quasi-stationnaire.
- L'écoulement est adiabatique de la tubulure vers le cylindre.
- L'écoulement est isentropique de la tubulure vers le col de la soupape.
- La vitesse dans le cylindre est supposée nulle.
- La vitesse au col de la soupape est égale à la vitesse du son.

Les hypothèses étant identiques à celles effectuées par Benson, le système d'équations est identique à celui décrit par les équations I-37 à I-41. Le système d'équations est également fermé par les équations des gaz parfaits et de la vitesse du son. La figure I-9 présente l'écoulement entrant sonique modélisé par Blair dans un diagramme température – entropie.

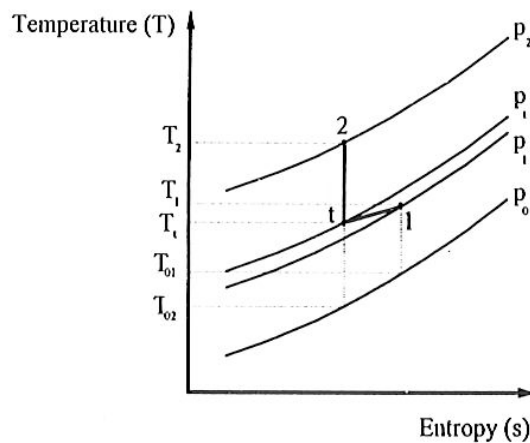


Figure I-9. Modélisation d'un écoulement admission sonique par le modèle de Blair [48]. La référence 1 représente le cylindre, la référence t les conditions au passage de la soupape et la référence 2 les conditions dans la tubulure.

I.4.3.3 Écoulement sortant subsonique

Les hypothèses sont les suivantes :

- L'écoulement est considéré comme quasi-stationnaire.
- L'écoulement est adiabatique du cylindre vers la tubulure.
- L'écoulement est isentropique du cylindre vers le col de la soupape.
- La vitesse dans le cylindre est supposée nulle.

Le niveau d'entropie dans le tube évoluant, la température, et donc la vitesse du son, ne sont pas constants. La caractéristique incidente s'en trouve donc modifiée. La variation d'entropie est mesurée à partir des vitesses du son. La figure I-10 explicite son calcul pour une transformation de a₀ vers a. Les variables a_{A1} et a_{A2} sont calculées à partir d'une transformation isentropiques calculée pour une pression de référence P_{ref}.

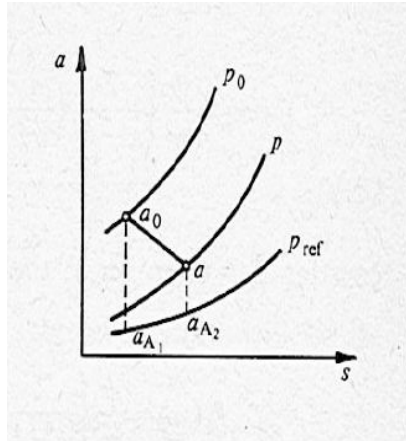


Figure I-10. Calcul du niveau d'entropie a_A [11]

Blair ne considère pas dans ce cas que la pression au col de la soupape est égale à la pression dans la tubulure. Afin de définir complètement le système d'équations, l'équation bilan de quantité de mouvement entre la soupape et la tubulure est écrite. Finalement, Blair aboutit au système d'équations suivant :

$$\rho_{tubulure} \cdot u_{tubulure} \cdot Se_{tubulure} = \rho_{soupape} \cdot u_{soupape} \cdot Se_{eff} \quad \text{Équation I-52}$$

$$a_{cyl}^2 = a_{tubulure}^2 + \frac{\gamma-1}{2} u_{tubulure}^2 = a_{soupape}^2 + \frac{\gamma-1}{2} u_{soupape}^2 \quad \text{Équation I-53}$$

$$\frac{a_{cyl}}{a_{soupape}} = \left(\frac{P_{cyl}}{P_{soupape}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad \text{Équation I-54}$$

$$u_{cyl} = 0 \quad \text{Équation I-55}$$

$$(P_{tubulure} - P_{soupape}) \cdot Se_{tubulure} + Dm \cdot (u_{soupape} - u_{tubulure}) = 0 \quad \text{Équation I-56}$$

Le système est là encore fermé par les équations des gaz parfaits et de la vitesse du son. Enfin, la figure I-11 montre les transformations opérées au passage de la soupape prise en compte par le modèle de Blair.

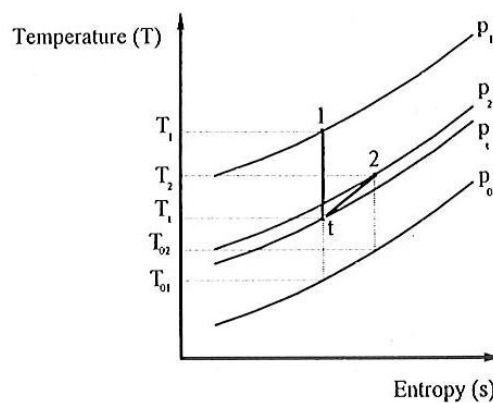


Figure I-11. Modélisation d'un écoulement échappement subsonique par le modèle de Blair [48]. La référence 1 représente le cylindre, la référence t les conditions au passage de la soupape et la référence 2 les conditions dans la tubulure.

I.4.3.4 Écoulement sortant sonique

Les hypothèses sont les suivantes :

- L'écoulement est considéré comme quasi-stationnaire.
- L'écoulement est adiabatique du cylindre vers la tubulure.
- L'écoulement est isentropique du cylindre vers le col de la soupape.
- La vitesse dans le cylindre est supposée nulle.
- La vitesse au col de la soupape est égale à la vitesse du son.

Les hypothèses étant identiques à celles effectuées par Benson, le système d'équations est identique à celui décrit par les équations I-47 à I-51. Le système d'équations est également fermé par les équations des gaz parfaits et de la vitesse du son. La figure I-12 présente l'écoulement sortant sonique modélisé par Blair dans un diagramme température – entropie.

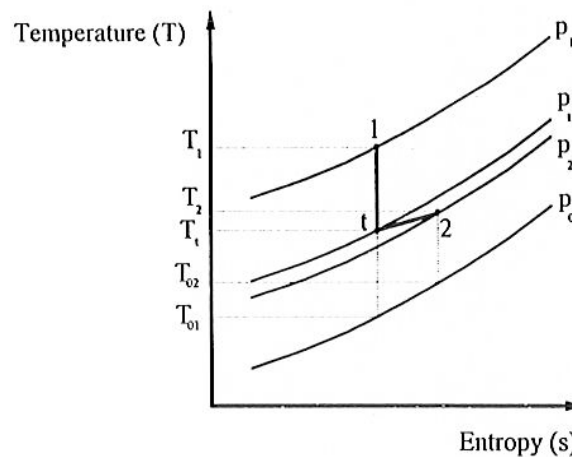


Figure I-12. Modélisation d'un écoulement échappement sonique par le modèle de Blair [48]. La référence 1 représente le cylindre, la référence t les conditions au passage de la soupape et la référence 2 les conditions dans la tubulure.

A ce jour, ce modèle semble n'avoir été utilisé que par Blair et son équipe. La formulation numérique du modèle de Blair est présentée en annexe 6.

I.4.4 Comparaison entre les modèles de Blair, de Benson et de Barré de St-Venant

Les modèles de Blair, de Benson et de Barré de St-Venant étant les trois modèles revenant le plus souvent dans la littérature, il est intéressant de comparer les hypothèses sur lesquelles ils s'appuient. Il sera ainsi plus aisé de statuer sur les résultats développés dans les chapitres suivants. Ces trois modèles s'appuient sur quatre écoulements différents. Ces écoulements sont les suivants : admission subsonique, admission sonique, échappement subsonique et échappement sonique.

Dans le cas d'un écoulement entrant, on remarque que les hypothèses sont identiques pour chacun des modèles. Aussi, même si les méthodes de résolution ou les formalismes sont différents, il est attendu que les résultats donnés par chaque modèle soient identiques. Une attention toute particulière sera toutefois accordée au modèle de Barré de St-Venant, il sera vérifié que le fait que l'écoulement prenant place entre deux volumes ne perturbe pas la résolution du problème. La transformation d'un écoulement dans une

tubulure aux conditions régnant dans un volume se faisant par conservation de l'énergie totale, les résultats devraient être identiques aux modèles de Blair et de Benson. Ce point sera vérifié ultérieurement.

Le modèle de Barré de St-Venant supposant un écoulement entre deux volumes à vitesse nulle, les hypothèses émises dans le cas d'un écoulement sortant sont identiques à celles formulées pour l'écoulement entrant. Les modèles de Barré de St-Venant, de Benson et de Blair reprennent des hypothèses donc des hypothèses différentes. Aussi, il est attendu d'obtenir des résultats différents pour le même cas de figure simulés à l'aide des trois modèles.

I.4.5 Autres modélisations

Suite à de nombreuses observations, il apparaît que l'influence des transferts thermiques ne peut pas être négligée [50]. Aussi, Benson [51] a développé un modèle d'écoulement entrant dans un volume prenant en compte ces transferts thermiques. Ce modèle, tout comme celui sans transfert thermique, est formulé de manière à ne former qu'un nombre réduit d'équations. Il en résulte que le modèle est assez complexe à comprendre et à mettre en œuvre. Aussi, recalculer les coefficients de décharge et de transferts thermiques est délicat. Les courbes présentées en figure I-13, montrent les effets théoriques des caractéristiques thermiques. Le coefficient de transfert thermique est fixé et différentes températures aux parois sont testées. Ce modèle étant basé sur la méthode des caractéristiques, la vitesse du son est dépendante de la vitesse des gaz en entrée (tableau I-1). Les courbes montrent que la vitesse du son à la limite évolue en fonction des transferts thermiques pour une vitesse des gaz en entrée, les transferts étant dépendant de la différence de température entre les gaz et la paroi. S'agissant de tester un modèle de conditions aux limites, la viscosité n'est pas prise en compte.

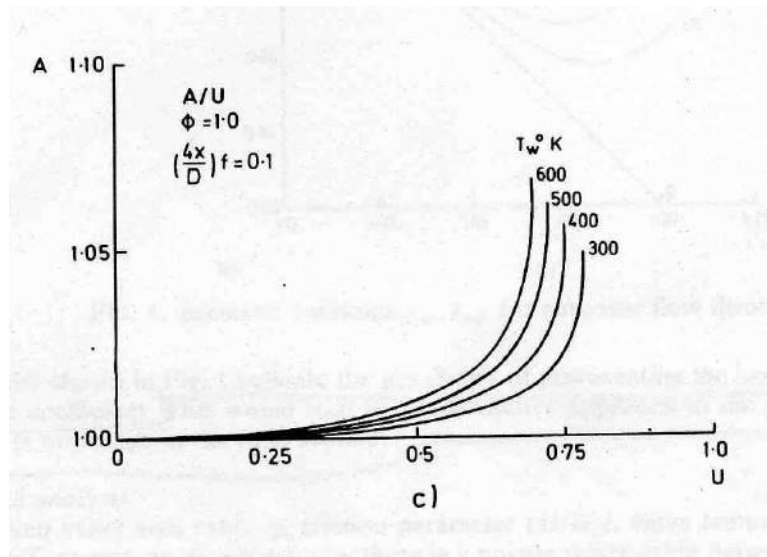


Figure I-13. Effet des transferts thermiques sur les caractéristiques [51]

La figure I-13 représente l'évolution théorique de la vitesse du son adimensionnalisée en amont de la soupape fonction de la vitesse adimensionnalisée d'entrée des gaz pour différentes températures et un rapport des sections efficaces constant. Il est possible de retrouver la pression amont à l'aide de la vitesse du son adimensionnalisée via une relation isentropique. On remarque ainsi une augmentation de la pression amont corrélée à l'augmentation de la température à isodébit. Cela s'explique par les pertes thermiques prises en compte dans le bilan d'énergie. Une simulation est ensuite réalisée sur un moteur à

allumage commandé. Les résultats sont présentés dans le tableau I-3. Le cas (1) prend en compte les transferts thermiques et les frottements, le cas (2) prend seulement en compte les frottements et le cas (3) fait abstraction de ces deux phénomènes. Il apparaît donc que ces phénomènes ne sont pas négligeables et ont une grande influence sur la prédiction du débit masse. L'auteur met en évidence les effets des transferts thermiques sur le remplissage et la pression des gaz dans le cylindre. Un frein à l'utilisation de ce modèle est que seul l'écoulement admission est présenté, le modèle d'écoulement d'un volume vers une tubulure restant à formaliser.

	case (1)	case (2)	case (3)
Air Flow, kg/s	0.04911	0.05094	0.05152
Trapped Mass, kg	0.00327	0.00339	0.00343
Trapped Pressure, bar	2.862	2.868	2.876
Trapped temperature, K	444.6	429.3	426.2
Volumetric Efficiency, %	101.29	105.03	106.2
Gas Exchange Work, kW	-1.209	-1.316	-1.316

Tableau I-3. Résultats de simulations obtenus par Benson explicitant l'importance de la prise en compte des transferts thermiques [51]

D'autres modèles ont été abordés dans la littérature. Cependant, en l'absence de données expérimentales, ils restent marginaux. Rabbit [52] a travaillé sur l'interaction de la chambre de combustion avec le coefficient de décharge. Pour cela l'auteur propose de construire un nouveau coefficient de décharge en additionnant un terme statique – le coefficient de décharge « traditionnel » - et un terme dynamique, calculé à partir des conditions de fonctionnement dynamique du moteur. L'auteur part des équations de Barré St Venant. Une fois les conditions aux soupapes calculées, un algorithme calcule les conditions dans la chambre de combustion et vient modifier l'écoulement au travers de la soupape ouverte. Le calcul est réitéré jusqu'à convergence de la solution. Pour cela, six paramètres sont recalés. Aucun essai ne venant mettre en avant le gain en précision, et ce modèle n'ayant jamais été réutilisé, son étude ne sera pas approfondie.

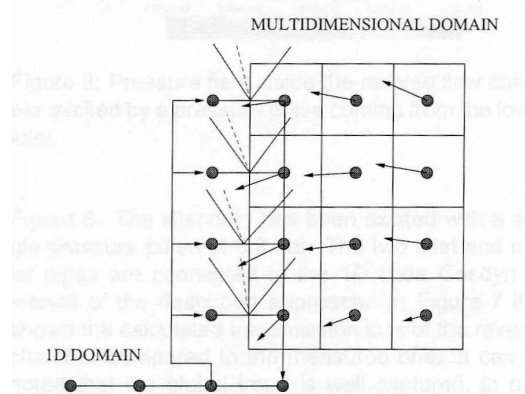


Figure I-14. Intégration du maillage 2D dans le maillage monodimensionnel [53]

Montenegro *et al.* [53] proposent une approche intéressante. Leur travail consiste à coupler une modélisation de tubulure monodimensionnelle avec une modélisation des conditions aux limites tridimensionnelles. Pour ce faire, le code open source OpenFOAM est utilisé. Le logiciel GASDYN, développé par l'auteur permet de simuler les écoulements dans la tubulure. La méthode de couplage des deux maillages est assez simple, comme l'indique la figure I-14. La méthode développée par les auteurs consiste à connecter un modèle unidimensionnel à un modèle tridimensionnel. Pour cela, des moyennes

des valeurs des points fictifs et de celles obtenues dans la dernière section sont faites. Ce sont ces moyennes qui sont ensuite réutilisées aux deux derniers points de la tubulure modélisée de manière monodimensionnelle. L'intérêt de ce modèle est de coupler les avantages des deux modélisations, unidimensionnelle et tridimensionnelle. Les temps de calculs dans le domaine unidimensionnel sont courts alors que les résultats tridimensionnels sont précis et apportent un plus grand nombre d'informations. Cependant, cette méthode apparaît comme difficile à mettre en œuvre. En effet, une géométrie réaliste de la culasse est alors nécessaire et pas toujours disponible. Il est plus simple de réaliser des essais. Ensuite, la question du temps de calcul se pose inévitablement. Aussi, la méthode utilisée pour convertir une perturbation d'une modélisation vers l'autre est elle convenable ? En effet, le profil des vitesses est considéré comme uniforme dans une tubulure unidimensionnelle, mais ne l'est pas avec une modélisation plus complexe. Le passage de l'un à l'autre peut donc être une source d'erreur.

Gault *et al.* [54,55] ont présenté une nouvelle technique d'évaluation du coefficient de décharge. Cette technique se veut plus rapide et plus précise que la technique classique utilisant un banc d'essai stationnaire. En partant d'un modèle de Barré de St Venant, les auteurs modélisent un écoulement avec transferts thermiques. Ce modèle est ensuite ajusté à l'aide d'un essai instationnaire. Ce type de banc a pour avantage de permettre de calibrer efficacement un modèle de restriction avec transfert thermique pour un code unidimensionnel. Les soupapes étant modélisées de cette manière, l'étude et la procédure de test sont intéressantes. Cependant, si les résultats présentés sont concluants, le banc est inadapté à la géométrie d'une soupape. En effet, les essais présentés se basant sur un diaphragme, l'instrumentation s'en trouve simplifiée de par la géométrie de la restriction testée.

Caton *et al.* [28] ont travaillé sur les transferts thermiques à l'intérieur de la chapelle d'échappement. Leur approche est la suivante : le modèle d'écoulement à la soupape est un conventionnel modèle de Barré de St-Venant et n'est pas explicité dans l'article. Différents modèles de transferts thermiques sont implémentés dans la tubulure. Ces modèles calculent le coefficient d'échange basé sur le nombre de Nusselt. Plusieurs modélisations du nombre de Nusselt à partir du nombre de Reynolds sont proposées selon l'endroit de la tubulure et donc le type d'écoulement. Le code de calcul est un code aux différences finies mais reste difficile à calibrer. Cela suppose de connaître toute la géométrie de manière très fine – notamment les sections dans la chapelle d'échappement et les longueurs des sections courbes. Aussi, cette modélisation reste complexe avec plusieurs modèles à valider et à calibrer. En effet, en plus des coefficients d'échanges, les zones d'applications des différents modèles restent à définir. Aussi, si cet article est des plus intéressants, surtout dans la quantification des échanges thermiques, il reste difficilement applicable dans l'état.

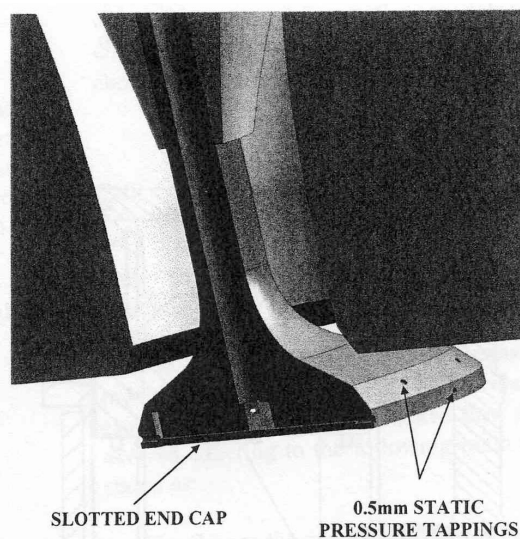


Figure I-15. détail de la soupape [56]

Gault *et al.* [56] ont modifié un modèle de Barré de St-Venant. L'auteur remet en cause l'hypothèse selon laquelle la pression statique en amont de la soupape est mesurable et non perturbée par l'écoulement lui-même. Pour cette étude, l'auteur utilise une culasse prototype et une réplique de soupape standard. Cette dernière est percée d'une série de 12 trous calibrés à 0,5mm, uniformément répartis autour du diamètre. Ces trous débouchent orthogonalement à l'écoulement et servent à mesurer la pression statique. Une seconde série de 12 alésages est percée sur le chanfrein de cette dernière. La figure I-15 montre le détail des différents perçages réalisés sur la soupape. La pression totale est calculée au col de la soupape, en fonction de la pression statique, de la section de passage et du débit. Les auteurs présentent ensuite (figure I-16) la comparaison des coefficients de décharge (C_d) calculés en fonction du nombre de Mach pour différents rapports de pression. Des différences notables apparaissent à faibles Mach. Il est à noter que les tests sont exploités à Mach inférieurs à 1. Cela s'explique par le fait que le modèle de Barré de St-Venant s'affranchit de la pression aval lors d'un écoulement sonique, les deux modèles sont équivalents dans ce cas.

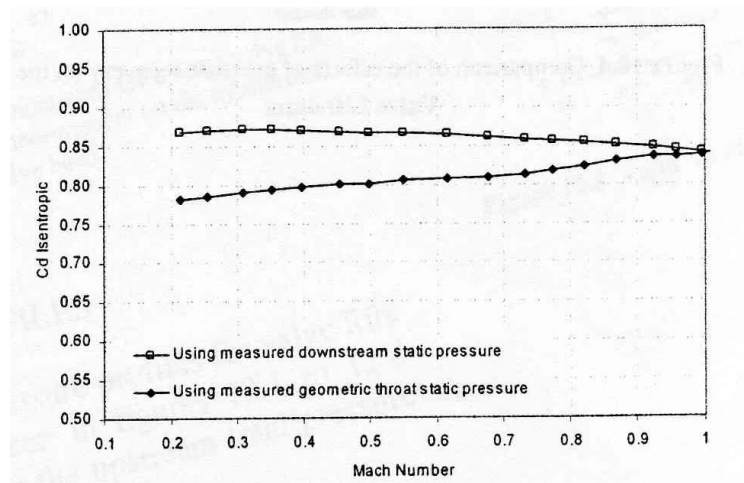


Figure I-16. Exemple de différences de coefficient de décharge (cas le plus probant) [56]

Les auteurs présentent ces résultats en montrant une dissociation des effets du système d'admission et de la soupape elle-même. Ce modèle n'ayant pas été utilisé dans une simulation moteur, aucune information n'est donnée sur sa précision. Aussi, sa mise en œuvre est difficile, le recalage des coefficients de décharge demandant une soupape instrumentée.

I.4.6 Calcul du coefficient de décharge

Le coefficient de décharge des modèles d'écoulement autour des soupapes est l'élément clé pour obtenir des résultats corrects. Son calcul est, par conséquent, primordial. Il ne faudrait pas qu'un modèle correctement formulé donne des résultats faux à cause d'une mauvaise méthodologie. Une première méthode, initialement développée pour le modèle de Barré de St-Venant et citée par Blair [57], consiste à comparer le débit expérimental (Dm_{exp}) avec le débit calculé avec un coefficient de décharge égal à l'unité (Dm_{is}) :

$$Cdi = \frac{Dm_{exp}}{Dm_{is}}$$

Équation I-57

Downing [58] a étudié l'influence du rapport de pression entre l'amont et l'aval de la soupape sur les coefficients de décharge (Cd) des soupapes. Pour cela, le logiciel de simulation moteur GT Power est utilisé. L'auteur en déduit que le coefficient de décharge est indépendant du rapport de pression entre l'amont et l'aval ou que l'influence de ce dernier paramètre est négligeable. La figure I-17 montre l'évolution du remplissage en fonction de la vitesse de rotation du moteur et ce pour deux cas différents. La courbe originale utilise un coefficient de décharge constant en fonction du rapport de pression tandis que la nouvelle courbe reprend un coefficient de décharge dépendant de ce paramètre. On remarque que les résultats sont très proches.

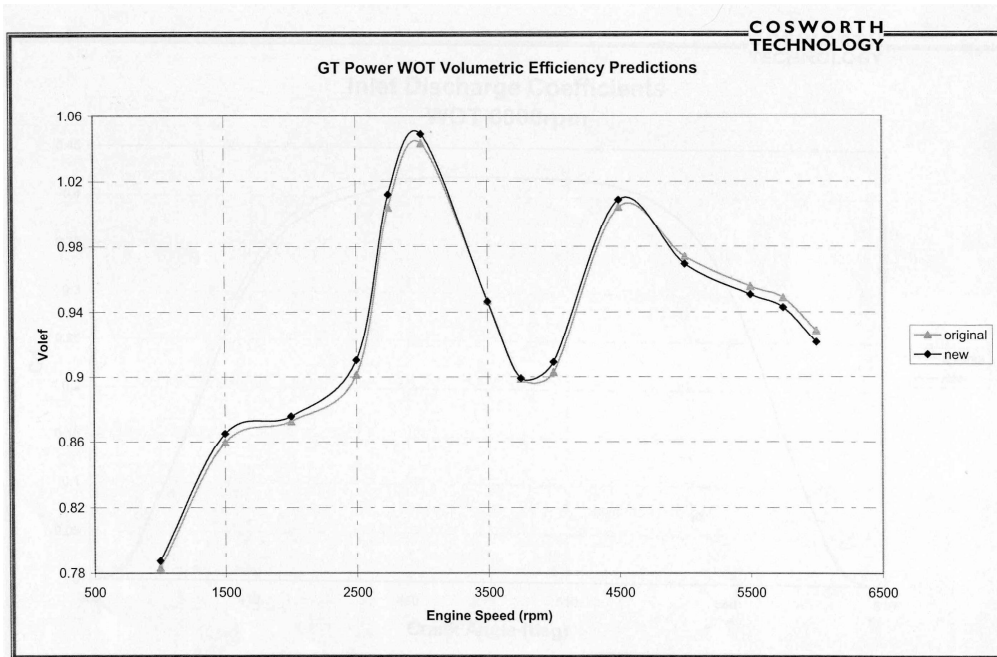


Figure I-17. Influence de la prise en compte du rapport de pression dans le calcul du Cd sur le remplissage [58]

Danov [59] propose une méthode d'identification des coefficients de décharge à partir des courbes de pressions cylindre. A la base de cette méthode, se trouve un modèle précédemment développé par l'auteur. Ce modèle, basé sur les équations de Barré St Venant, s'exprime ainsi :

$$\frac{dP_{cyl}}{d\alpha_{vil_{cyl}}} = -P \frac{\gamma}{6 \cdot N \cdot Vol_{cyl}} \left(\zeta_{ex} Cd_{ex} Se_{ex} - \zeta_{in} \sqrt{\frac{\gamma_{in}}{\gamma}} \frac{a}{a_{in}} Cd_{in} Se_{in} \right) - P \frac{\gamma}{Vol} \frac{dV_{cyl}}{d\alpha_{vil_{cyl}}}$$

Équation I-58

Les coefficients ζ sont donnés par les formules :

$$\zeta = \sqrt{\frac{2-\gamma}{\gamma-1} \left[\left(\frac{P_{amont}}{P_{aval}} \right)^{\frac{\gamma}{2}} - \left(\frac{P_{amont}}{P_{aval}} \right)^{\frac{\gamma+1}{2}} \right]}$$

écoulement subsonique Équation I-59

Et

$$\zeta = \left(\frac{2}{\gamma - 1} \right)^{\frac{\gamma + 1}{2\gamma - 2}} \text{écoulement sonique} \quad \text{Équation I-60}$$

L'équation I-65 indique que ce modèle prend en compte le balayage en air du cylindre et la dérivée de la pression dans le cylindre. Le calcul du coefficient de décharge demande donc un moteur complet représentatif équipé d'un capteur de pression dans le cylindre. La mise en œuvre d'un tel moyen de mesure est donc délicate.

Fu *et al.* [60] ont expérimenté une méthode de calcul de coefficient de décharge sur des vannes industrielles en conditions instationnaires. Le modèle utilisé est un dérivé du modèle de Barré-St-Venant. La vanne utilisée est une vanne industrielle et n'a que peu de point commun avec une soupape de moteur à combustion interne. Les auteurs précisent que la méthode présentée est valable quelle que soit la nature de la vanne testée. Cette technique consiste à générer un débit par une ouverture de la vanne avale. Ce débit est ensuite calculé à partir d'une relation thermodynamique. Les résultats présentés sont assez bons (écarts débit calculé/mesuré inférieur à 6%). Cependant, des capteurs de pression devant être installés en amont et en aval de la vanne, cette technique n'est pas directement applicable aux soupapes. Blair *et al.* [57,61,62,63] ont travaillé sur une nouvelle méthodologie. Selon eux, la méthode Cdi n'est pas correcte : pour une levée de la soupape, la relation liant le débit et le coefficient de décharge n'est pas linéaire. L'idée des auteurs est de faire coïncider le débit calculé et le débit mesuré. Pour cela, le calcul se fait non pas avec la section de passage géométrique de la soupape, mais avec une section efficace. Le coefficient de décharge est directement utilisé et il est possible de connaître son influence sur le débit théorique. Une méthode itérative permet de retrouver par calcul le débit expérimental. Lorsque les deux débits sont égaux, on obtient la valeur du coefficient de décharge. Les différences de résultats entre les deux méthodes sont présentées figure I-18. On remarque que des différences apparaissent à levées plus importantes (graphique b) tandis qu'elles demeurent minimales pour de faibles levées (graphique a). Le Cdi est représenté par la courbe « Cd idéal » et le Cda par la courbe « Cd actual ». Ces deux graphiques ont été construits à partir d'essais réalisés sur un moteur de moto 600 cm³.

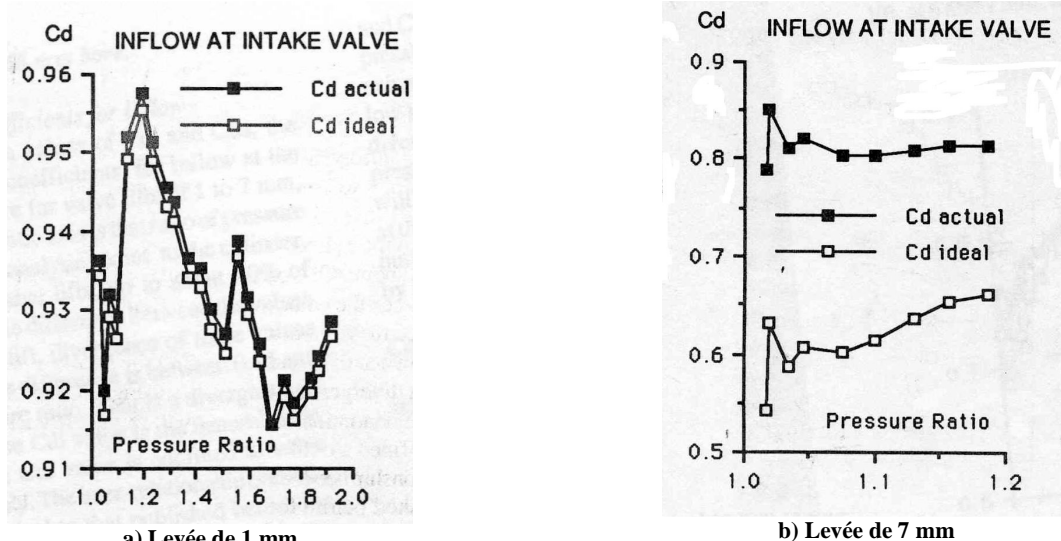


Figure I-18. Blair : écarts entre les deux méthodes de calcul du coefficient de décharges pour deux levées différentes [61]

L'écart entre les deux coefficients peut altérer la précision du calcul final de 10%. A noter qu'avec cette méthode et le modèle de Blair, les coefficients de décharge ne sont plus considérés comme indépendants du rapport de pression, comme le montre la figure I-19. Cette figure provient de résultats d'essais d'un moteur diesel 4 cylindres à 8 soupapes produit par Volkswagen.

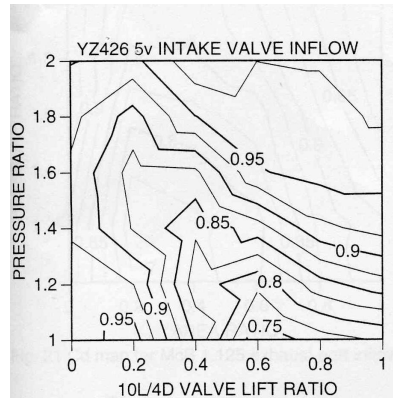


Figure I-19. Exemple de coefficient de décharge en écoulement admission [63]

Aucune comparaison de ces différents modèles n'ayant jamais été effectuée, il est difficile de savoir quel modèle est le plus adapté à la modélisation des soupapes. En effet, pour bien faire, chaque modèle devrait être comparé avec les autres dans des conditions comparables. A savoir, géométrie de culasse, modélisation de ligne et conditions extérieures identiques.

I.5 Relevés expérimentaux et numériques

La modélisation unidimensionnelle des écoulements autour des soupapes est le cœur de cette étude. Avant de commencer l'étude de ces modèles, il est nécessaire de bien comprendre les paramètres intervenant au passage de ces éléments.

I.5.1 Méthodes de relevés

L'étude des écoulements implique la mesure ou le calcul de nombreux paramètres physiques. Les mesures doivent être les moins intrusives et les plus précises possibles. Les paramètres mesurés étant très variés, les solutions technologiques résolvant les problèmes de mesures sont diverses. Dans le cas où ces valeurs sont calculées, elles se doivent d'être le plus proche possible de la réalité et le temps de calcul doit être raisonnable.

I.5.1.1 Mesure de pression

L'acquisition de mesure de pression réaliste passe principalement par une implantation soignée des capteurs plus que par un choix de technologie de capteur [64]. Un large choix de capteur est disponible [65]. On peut cependant citer :

- capteur Piézo-électrique : adapté à la mesure de pression fluctuante mais impropre à la mesure de pression constante.
- Capteur capacitif : adapté à la mesure de pression constante. Le temps de réponse est non négligeable et donc la mesure de pression instantanée erronée.

I.5.1.2 Mesure du débit

Un certain nombre de dispositifs sont disponibles pour la mesure des débits ou des vitesses. Une première approche permet de déterminer les technologies suivantes [66] :

- appareils déprimogènes.
- mesure de débit critique.
- méthodes d'exploration du champ des vitesses.
- méthodes par traceur.
- débitmètres électromagnétiques.
- méthodes par pesée et jaugeage volumétrique.

D'autres technologies sont cependant disponibles [67] :

- débitmètre à effet de Coriolis.
- débitmètre à effet Vortex.

Ces deux dernières solutions sont plus avantageuses car permettant une intégration simple dans le conduit. Il faut cependant reconnaître que la mesure de débit avec ce type de technologie perturbe l'écoulement et donc devra être située à une distance respectable du système étudié. Si une mesure de débit stationnaire en conduite fermée est nécessaire et ceci à une distance assez proche de la culasse, ces technologies ne sont pas adaptées. D'autres technologies moins intrusives sont néanmoins disponibles. Ainsi, Marelli *et al.* [68] ont présenté une méthode utilisant un anémomètre à fil chaud. Cette technique a été mise au point dans le cadre d'une étude sur l'influence d'un débit instationnaire sur la turbine d'un turbocompresseur automobile. Une correction utilisant la température et la pression est faite, améliorant ainsi la précision des résultats de 16%.

I.5.1.3 Mesure de vitesse

Dans les cas où l'obtention du champ de vitesses est nécessaire, un certain nombre de systèmes de mesures locales sont disponibles. Tanaka [35] utilise un tube de Pitot. Ce dispositif est simple et efficace mais nécessite une mesure de pression très précise pour délivrer de bons résultats. De plus, son implantation est difficile du fait de l'encombrement de la sonde elle-même et des piquages de pression qu'elle implique. La mesure par anémomètre à fil chaud est elle aussi possible [69]. Mais pour les mêmes raisons que le tube de Pitot, cette technique reste marginale, surtout pour les écoulements avec moteur entraîné [70].

Yianneskis *et al.* [71,72] présentent une méthode d'investigation des écoulements d'admission dans les géométries complexes, à savoir l'utilisation d'une maquette en plastique acrylique présentant un indice de réfraction identique au fluide utilisé, permettant ainsi l'utilisation de la LDA (Laser Doppler Anemometry). Le fluide est un mélange d'huile de turpentine et de tétraline. La viscosité du mélange est étudiée pour obtenir dans l'écoulement étudié un nombre de Reynolds équivalent à celui obtenu avec un écoulement d'air. La représentativité des phénomènes observés semble ainsi correcte. Ekchian *et al.* [73] mettent cependant en avant le problème d'ensemencement. Si des particules dont le diamètre est trop élevé sont utilisées, la représentativité des mesures vis-à-vis de l'écoulement n'est plus assurée. Le principe de la LDA est mis en lumière par la figure I-20. Une scission du faisceau laser est réalisée par un prisme de Rochon. Une lentille permet de focaliser les deux faisceaux sur la zone à étudier, les deux faisceaux doivent cependant rester à une distance connue de quelques dizaines de microns. Lorsqu'une particule traverse les faisceaux, un phénomène de rétrodiffusion se produit. Une faible quantité de lumière est ainsi défractée vers deux capteurs, un pour chaque faisceau. L'analyse de ces données permet de reconstruire la vitesse de la particule.

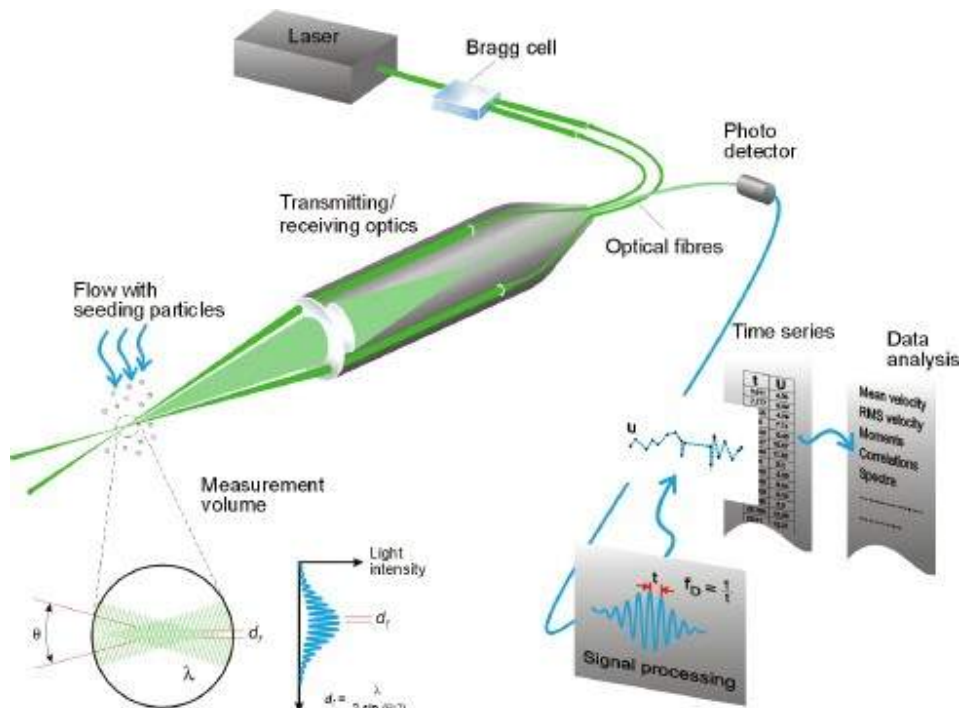


Figure I-20. Principe de la LDA : émission d’une onde électro-magnétique et mesure Laser [74]

Enfin, la technique PIV (Particle Image Velocimetry) [74,75] est utilisable pour la mesure d’écoulement moteur. Tout comme la LDA, cette technique nécessite elle aussi un accès optique. Cependant, les particules suivies sont beaucoup plus fines. Elles sont donc moins sujettes à modifier l’écoulement et le suivent plus fidèlement ainsi, cette technique est plus représentative. La figure I-21 explicite ce dispositif de mesure. Un plan est éclairé de manière stroboscopique à l’aide d’un laser, rendant ainsi visible les particules qui le traverse par une caméra digitale de manière alternative. En synchronisant la fréquence d’acquisition de la caméra avec celle du laser, il est possible de suivre la trajectoire de chaque particule. Un traitement des images est ensuite réalisé pour obtenir le champ de vitesses.

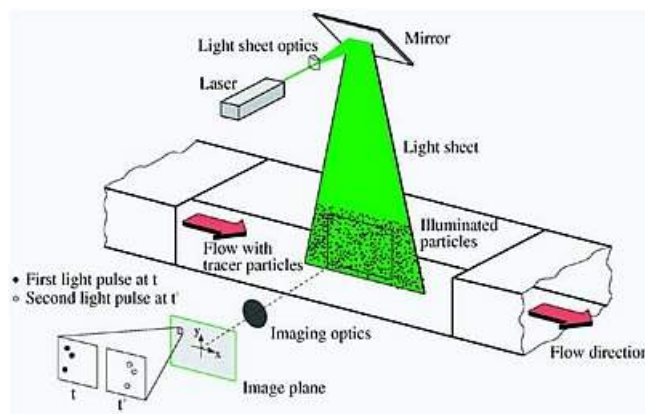


Figure I-21. Principe de la PIV : l’onde électromagnétique est remplacé par un faisceau laser [76]

I.5.1.4 Mesure de température

Outre l'utilisation de thermocouple ou de thermistance [64], différentes méthodes sont disponibles pour la mesure de températures. Il est possible de mesurer les transferts thermiques via un capteur dédié. Le Rhopoint "Microfoil" [77] consiste en deux faisceaux de jonctions thermocouples, les deux étant séparés par une barrière thermique. Les transferts thermiques sont déduits de la différence de température entre la surface de référence et l'autre côté de la barrière thermique. Cette différence de température crée une différence de potentiel entre les jonctions de thermocouples. Le flux thermique est calibré par un thermocouple de type T incorporé dans le capteur. Les valeurs de sorties sont positives si le flux sort du port et vice versa. La thermographie par cristaux liquides [78,79,80,81] permet le même type de mesure mais sur une surface beaucoup plus vaste. Il s'agit d'utiliser les propriétés de cristaux liquides, à savoir une modification de la couleur de surface en fonction de la température. Cet effet est réversible et les capteurs peuvent donc être réutilisés après une première expérimentation. Ces matériaux se présentent en trois sous-groupe : nematique, cholesterique et smectique (de type A ou B). La liste de matériels nécessaires à l'acquisition de température est assez fournie. Outre une caméra ou un endoscope [82], des systèmes de traitement de l'image assez complexes sont demandés. Les cristaux liquides ne peuvent être utilisés directement et doivent être dilués dans une peinture ou des microcapsules ensemencées dans un écoulement. Plusieurs méthodes permettant de dépouiller les résultats sont possibles. En premier lieu (a), la méthode à flux constant est présentée. Cette méthode est utilisée au cas où un réchauffeur électrique est utilisé en stationnaire pour contrôler la température de surface. La formule I-62 donne la puissance électrique fournie par le réchauffeur.

$$Qe = I^2 R \quad \text{Équation I-61}$$

Si le système est en régime permanent, la puissance fournie par la résistance est égale à la puissance transitant par le fluide. Le coefficient d'échange est alors donné par l'équation :

$$ht = \frac{Qe}{T_{fluide} - T_{paroi}} \quad \text{Équation I-62}$$

Vient ensuite la méthode des températures uniformes (b). Une fine couche de cristaux liquides est déposée sur une plaque. Cette plaque est déposée sur un banc d'eau à température constante. Le coefficient d'échange est donné par l'équation suivante :

$$ht(T_{fluide} - T_{paroi}) = \frac{k}{x}(T_{paroi} - T_{eau}) \quad \text{Équation I-63}$$

Ou T_{eau} est la température de l'eau, x l'épaisseur de la plaque et k sa conductivité thermique.

La méthode transitoire (c) est ensuite explicitée. Cette technique requiert la mesure du temps nécessaire à l'augmentation de la température de surface d'une couche de cristaux liquides à partir d'une température initiale connue. Le taux de changement de température est mesuré par le changement de couleur des cristaux au regard du temps. Si l'échantillon possède une faible diffusivité thermique et est suffisamment fin, le transfert thermique peut être considéré comme monodimensionnel dans un bloc semi-fini. La relation entre la température de surface T et le coefficient de transfert thermique ht est :

$$\frac{T - T_i}{T_a - T_i} = 1 - e^{-\beta t^2} \operatorname{erfc}(\beta t) \quad \text{Équation I-64}$$

Où erfc est la fonction d'erreur de Gauss de βt . La fonction βt s'écrit :

$$\beta t = ht \left(\frac{t}{\rho \cdot C_p \cdot k} \right)^{0,5} \quad \text{Équation I-65}$$

Où ρ , C_p et k représentent la densité, la chaleur massique et la conductivité thermique de l'échantillon. T_i et T_a sont les températures initiales et ambiantes mesurées grâce aux cristaux liquides. Cette méthode permet l'obtention de champ de température. La précision peut atteindre $0,5^\circ\text{C}$ mais la gamme de mesure reste assez faible. Cette méthode peut être utilisée dans le cas d'une soupape axisymétrique pour l'analyse directe de l'écoulement [83]. Chaque discontinuité étant considérée comme un décrochage ou un recollement de la veine fluide contre la paroi. Cette méthode de mesure apparaît comme relativement précise mais assez difficile à mettre en œuvre. Outre l'investissement conséquent que cela implique, toutes les géométries ne se prêtent pas à son utilisation. Il faut en effet prévoir l'implantation de la caméra sans que cette dernière ne perturbe l'écoulement amont.

I.5.1.5 CFD

Les mesures physiques étant limitées par la technologie des capteurs ou la représentativité des dispositifs d'essais, il est parfois préférable de simuler les écoulements par CFD (Computational Fluids Dynamic). Ces calculs s'effectuent le plus souvent sur des codes du commerce. Il s'agit alors de vérifier la validité des résultats obtenus. Caufield *et al.* [84] réalisent une étude de référence avec différents codes CFD. Les identités de ces différents codes ne sont pas révélées, cette étude se voulant une comparaison des résultats fonction des utilisateurs et non une comparaison des performances des différents algorithmes. Pour cela, plusieurs cas de figures sont testés. Un récapitulatif est donné dans le tableau I-4. On peut remarquer que toute une gamme de levées est représentée, allant de 1,27 à 12,24 mm. Chaque levée est testée avec deux différences de pressions entre l'amont et l'aval de la soupape : 2,491 kPa et 6,674 kPa.

Pressure Drop Across Flow Bench (kPa)	Valve Lift (Millimeters)
2.491	1.27
"	2.54
"	3.81
"	5.08
"	12.24
6.974	1.27
"	2.54
"	3.81
"	5.08
"	12.24

Tableau I-4. Cas analysés par Caufield *et al.* [84]

Cinq codes sont ensuite utilisés, ainsi que leurs maillages associés. Le but de l'auteur est de recalculer les coefficients de décharge des soupapes, donc les débits. Les pressions sont imposées en tant que conditions aux limites par l'expérimentation. Les résultats, sans être catastrophiques, ne sont pas des plus précis. Selon le cas de figure, la moyenne de la précision varie de 0.8% à plus de 11%. L'auteur conclut avec les remarques suivantes :

- les codes ont une précision de 4% en moyenne. Les résultats sont plus précis à faible levée.
- les résultats dépendent du maillage, du modèle de turbulence et de l'ordre de discrétisation.
- les résultats sont assez précis pour un objectif de recherche.

D'autres auteurs se sont eux aussi posé la question de la validité des résultats. Ainsi, il apparaît que le modèle standard $k-\varepsilon$ n'est pas adapté [85,86,87]. Un modèle ASM (Algebraic Second Moment) s'avère supérieur [88]. Rutland *et al.* [89] avertissent cependant les utilisateurs potentiels d'une telle méthode que son coût peut être prohibitif.

I.5.2 Conception d'un banc d'essais culasse

De nombreux dispositifs expérimentaux existent. Ainsi, après le premier banc d'essai de Tanaka [34], Woods *et al.* [90] ont développé un banc permettant de mesurer la perméabilité des culasses. Les soupapes doivent être caractérisées dans les deux sens d'écoulements [63], les valeurs de coefficients de décharges n'étant pas identiques. Xu [91] s'est intéressé entre autres aux différences causées par le choix d'un générateur de pression ou de dépression. L'auteur ne note aucune différence significative en terme de résultats entre les deux systèmes. Il est à noter que le système sous pression nécessite moins de puissance pour une perte de charge équivalente et que le système en dépression favorise l'utilisation de mesure laser en facilitant l'ensemencement. Ainsi, à l'instar de Tanaka [34], un banc utilisant une soupape axisymétrique est possible. Ce type de banc est très utilisé pour l'étude des soupapes en général et non pour la caractérisation d'une soupape en particulier. L'avantage de ce montage est l'absence de coude dans la canalisation, permettant ainsi l'installation de moyen de mesure optique. Aussi, la symétrie de l'écoulement permet la simulation de l'écoulement en deux dimensions, économisant du temps de calcul.

L'utilisation d'une culasse provenant d'un véhicule de série est également possible [43]. Cette solution permet d'obtenir des résultats adaptés au moteur étudié. Cependant, afin d'éviter toute perturbation en entrée de la soupape, un conduit évitant tout changement brusque de géométrie est nécessaire. L'utilisation d'une culasse prototype entièrement conçue pour la recherche est aussi réalisable. Cette solution autorise l'intégration de nombreux moyens de mesures. Ainsi, l'implantation de thermocouples est facilitée. Il est aussi possible de mettre en valeur les effets de la disposition ou de la géométrie de la conduite d'admission ou d'échappement sur l'écoulement [92,93].

Enfin, le montage d'une culasse série sur un dispositif expérimental [94,72] a été testé. Ainsi, la création d'un accès optique permettant l'utilisation de la LDA est réalisée. La mesure des vitesses dans le cylindre est ainsi possible. Cet accès peut être soit au niveau du piston, soit au niveau du cylindre. Dans ce dernier cas, le rapport volumétrique n'est pas réaliste.

Des tests dynamiques de culasses ont déjà été produits. Très souvent, un moteur électrique entraîne l'arbre à cames. Cette solution offre l'avantage d'être simple et économique mais la mise en mouvement du fluide par la soupape est difficile à mettre en évidence [43]. Aussi, certaines autres solutions ont été envisagées. Ainsi, plutôt que de mouvoir la soupape, Bohac *et al.* [95] l'ont laissée immobile et ont créé un écoulement instationnaire au moyen d'un disque mobile. Vafidis *et al.* [96] ont utilisé aussi une soupape fixe mais ont créé l'écoulement avec un piston mobile.

Pour finir, l'étude des transferts thermiques peut se faire de deux manières différentes. Une première solution consiste à chauffer soit la culasse, soit la soupape et d'utiliser de l'air à température ambiante [97,98]. Cette solution est présentée figure I-22. Une différence de température existant entre la culasse et le fluide, il est ainsi possible d'étudier les transferts thermiques. Cette solution est réaliste dans le cas d'une admission d'air à température ambiante avec un moteur chaud.

Une seconde possibilité consiste à chauffer le fluide étudié et à l'envoyer au travers de la culasse. Cette solution est plus complexe car le réchauffeur ne doit pas se trouver trop près de la soupape pour ne pas perturber l'écoulement [99,100]. La figure I-23 explicite ce type de montage.

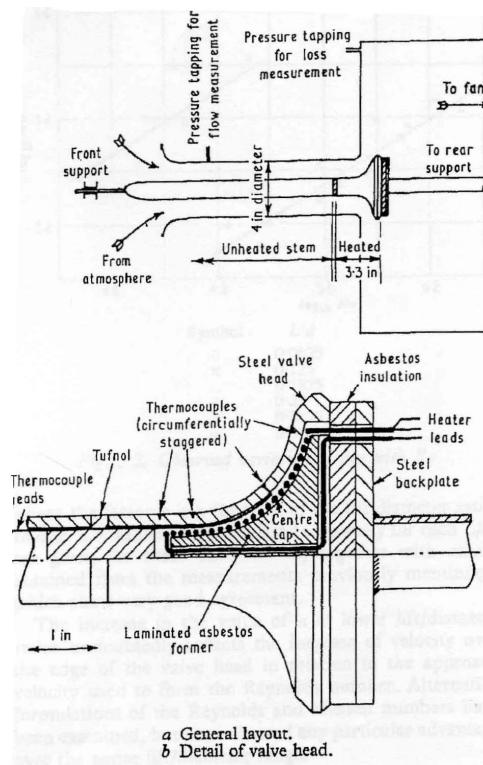


Figure I-22. Vue d'un dispositif expérimental d'étude des transferts thermiques [98]

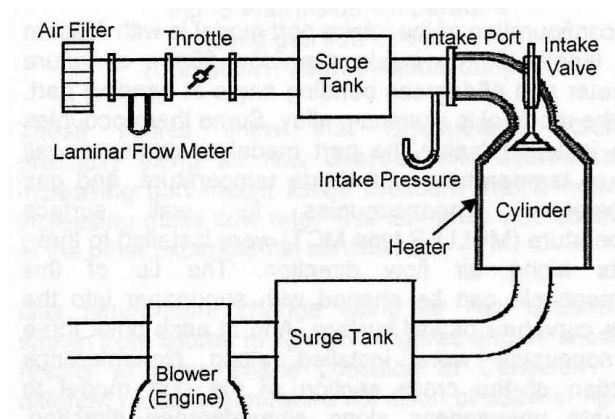


Figure I-23. Vue du dispositif permettant de chauffer l'air [100]

I.5.3 Paramètres intervenant sur les écoulements autour des soupapes

Une fois le banc d'essais construit, il est possible de réaliser des mesures et donc d'analyser la nature des écoulements autour des soupapes. Ces conclusions seront bien évidemment influencées par les choix opérés dans la conception du banc. Ainsi, comme vu précédemment, les écoulements dans un moteur peuvent être considérés comme unidimensionnels. Deux choix de conceptions sont possibles :

- banc permettant de caractériser le champ de vitesse (ou de température, ou de pression...) de l'écoulement. Ces mesures peuvent avoir pour but de mieux comprendre la physique ou encore de disposer de mesures permettant d'estimer la précision d'un calcul 3D.
- banc permettant de mesurer l'écoulement de manière unidimensionnelle dans l'optique de construire et/ou de caractériser un modèle de soupape.

Les soupapes d'échappement et d'admission doivent être testées dans les deux sens d'écoulement, des écoulements du cylindre vers la tubulure d'admission pouvant survenir [101]. Aussi, dans le but de ne pas commettre d'impair dans la conception d'un banc, voici une revue des différents phénomènes influençant les écoulements autour des soupapes. Ces phénomènes sont à prendre en compte dès la conception sinon les résultats pourraient être faussés.

I.5.3.1 Effet de la levée de soupape

La levée de soupape a un effet de premier importance sur l'écoulement. Ce phénomène, déjà mis en évidence par Tanaka *et al.* [34] et Wood *et al.* [90], est vérifié par à peu près toutes les études, tel Auriemma *et al.* [102]. Battistoni *et al.* [103,104] ont travaillé sur des levées de soupapes différentielles dans le cas de moteur multisoupapes. Si l'aérodynamique interne du cylindre est explicitée, il n'en est pas de même concernant l'analyse du remplissage. Cependant, comme le mettent en valeur les auteurs, dans le cas de charges partielles en moteur à allumage commandé, il est possible de faire varier les levées de soupape et de laisser le papillon des gaz inactif.

I.5.3.2 Effet du nombre de Reynolds

Selon un grand nombre d'auteurs, le coefficient de décharge ne varie pas avec le nombre de Reynolds. Cette affirmation est nuancée par Weclas *et al.* [105]. S'ils reconnaissent que le coefficient de décharge est constant en fonction du débit sur un grand nombre de soupapes, certaines géométries ont un effet sur ce phénomène. Ainsi, la soupape de type II de la figure I-24 a un coefficient de décharge constant en fonction du débit, à l'inverse de la géométrie I. Ce constat est également effectué par Xu [91] ou Tindal *et al.* [106]

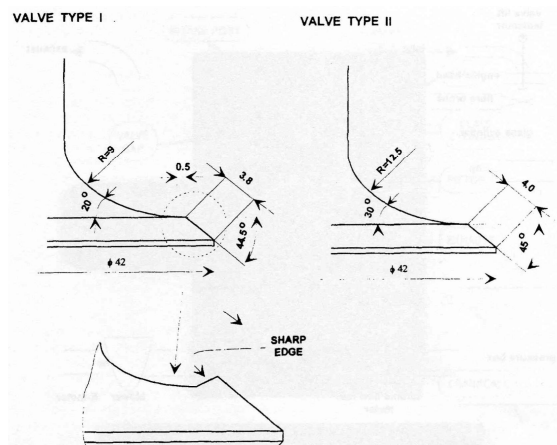


Figure I-24. Géométries de soupapes testées par Weclas [105]

I.5.3.3 Effet de la géométrie de la soupape

Maier *et al.* [107,108] approfondissent les travaux de Costello *et al.* [109] et étudient l'influence de la géométrie des soupapes sur l'écoulement et les transferts thermiques. Pour cela, un banc axisymétrique est utilisé. La géométrie du siège de soupape est interchangeable, tout comme la soupape elle-même. Les paramètres géométriques, comme indiqué sur la figure I-25, sont :

- le rayon de filet (Filet Radius).
- l'angle de cône de la soupape (Valve cone angle).
- l'angle de siège de la soupape (Valve seat angle).

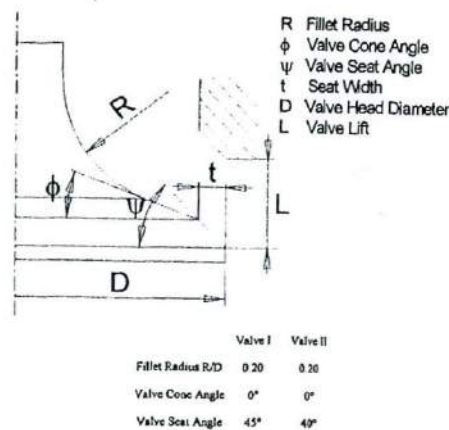


Figure I-25. Paramètres étudiés par Maier [107]

Ce travail consiste à tester plusieurs géométries de soupape. Ensuite, une analyse à l'aide d'un modèle de Barré-St-Venant est effectuée, ainsi que des mesures de coefficients de transferts thermiques. Pour cette phase, la technique de mesure de température par cristaux liquides caloristiques est utilisée. La conclusion est que la géométrie de la soupape a un impact fondamental sur le remplissage et les échanges de chaleur. Le modèle d'écoulement utilisé est celui de Barré de St Venant. Quant aux effets sur le remplissage d'un moteur multisoupapes, Kang *et al.* [110] publie une première étude. Il montre que des interactions entre les deux soupapes peuvent exister et diminuer le coefficient de décharge.

I.5.3.4 Effet de la géométrie du conduit d'admission

Sans mesurer les effets sur le remplissage, un certain nombre d'études [111,112,113] mettent en valeur les effets de la géométrie de la tubulure d'admission sur l'aérodynamique interne. Godrie *et al.* [114] calculent le remplissage d'un cylindre moteur avec deux conduits différents. L'un droit, le second générant du swirl. Les résultats montrent que les taux de remplissage sont très similaires. Suite à des essais, Khalighi *et al.* [70] ont montré que des modifications sur l'orientation et la géométrie du conduit d'admission ont peu d'influence sur le champ de vitesses. Cependant, le champ de vitesses s'est trouvé perturbé lorsqu'un blocage partiel de l'entrée de la tubulure a été testé. Grimaldi *et al.* [115] montrent quant à eux que si le sens de l'ouverture du papillon des gaz a une certaine influence sur l'aérodynamique interne, le remplissage n'en est que peu affecté. Enfin, Fontanesi [116] a réfléchi à une méthode permettant de diminuer l'influence de cette géométrie. Il propose un système permettant de contrôler la couche limite au passage de la soupape. Ce système, présenté figure I-26, se compose de canalisations alimentées par une pompe à vide. La dépression créée plaque l'écoulement le long de la conduite, évitant les pertes de charges et augmentant le remplissage.

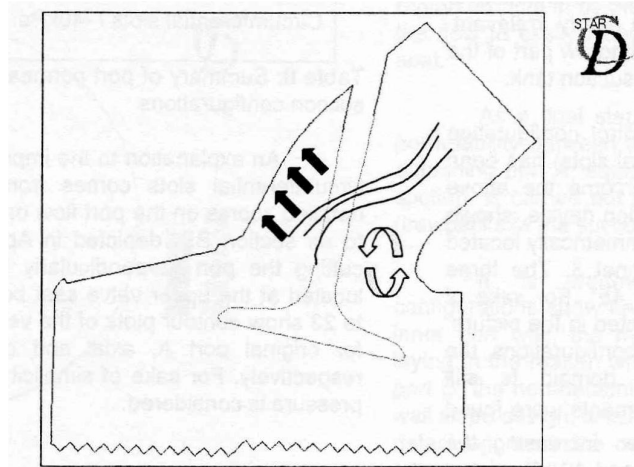


Figure I-26. Principe du système contrôlant la couche limite [116]

I.5.3.5 Effet de la géométrie du cylindre

La paroi du cylindre peut perturber l'écoulement sortant ou entrant dans la soupape et ainsi modifier le coefficient de décharge. Tsui *et al.* [117] ont mis en valeur l'impact de la paroi sur un écoulement sortant d'une soupape axisymétrique. Cette étude numérique explicite les zones de recirculation se créant entre la paroi et le jet sortant de la soupape. Ces zones perturbent l'écoulement, modifiant ainsi le remplissage et donc le coefficient de décharge. Ce phénomène est visible figure I-27. Ainsi, dans les deux cas de figures (a et b), la présence de la paroi du cylindre redresse l'écoulement et crée une zone de recirculation.

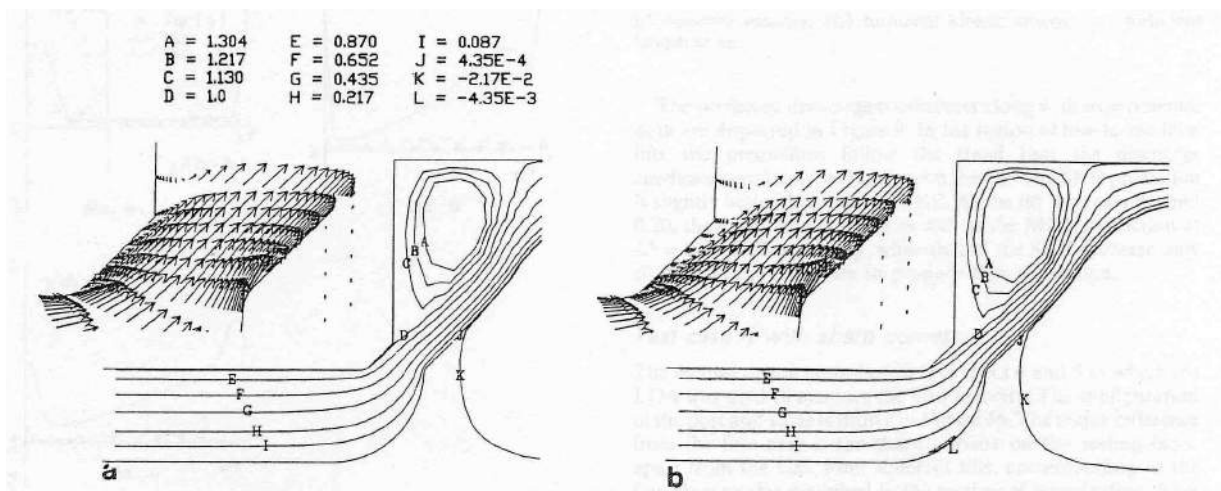


Figure I-27. Résultats de simulation. La zone de recirculation est fortement influencée par la paroi du cylindre [117]

Algieri *et al.* [118] ont testé deux culasses relativement proches à l'aide de mesures locales LDA. Ces deux culasses ont le même alésage et le même diamètre de soupape. L'inclinaison et le positionnement des soupapes d'admission diffèrent, tel que présenté figure I-28. La perte de pression est maintenue constante au passage de la soupape et vaut 490 mmH₂O. Pour les faibles levées, une différence de pression de 740 mmH₂O est utilisée.

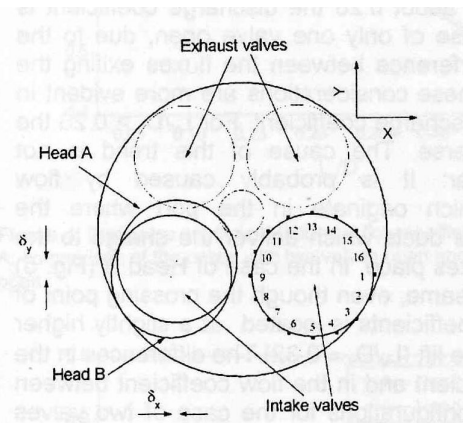


Figure I-28. Détails des deux culasses utilisées [118]

Les coefficients de décharge (C_d) des deux culasses sont comparés. Il apparaît que la culasse ayant des soupapes plus centrées (moins d'un centième de millimètre) est plus perméable pour les faibles ouvertures. Cette constatation est vérifiée pour les plus grandes levées, mais beaucoup moins marquée. Les conclusions de l'auteur sont :

- l'influence de la distance entre la soupape et la paroi est importante à faible levée. Plus cette distance est grande, plus la culasse sera perméable pour de petites ouvertures.
- les mesures locales LDA ont permis d'expliquer et de comprendre ce phénomène.

Blair *et al.* [61,62,63] ont mis en évidence l'importance d'effectuer les tests avec un diamètre de cylindre représentatif. Dans le cas contraire, les coefficients de décharge ne seront pas représentatifs et la simulation finale invalide.

I.5.3.6 Effet de la température

La température a un effet non négligeable sur le fonctionnement du moteur. Martins *et al.* [119] mettent en avant son effet sur l'évaporation du carburant dans le cas d'un moteur à allumage commandé. La connaissance de la température est aussi très importante dans le cas de l'échappement, notamment pour le calcul du temps de chauffe d'un catalyseur [120]. Enfin, une analyse complète de la littérature existante sur les transferts thermiques [121] nous montre qu'aucun modèle spécifique de pertes thermiques aux soupapes couplé avec un modèle d'écoulement ne semble avoir été clairement référencé et réutilisé par la suite. Les articles traitant des pertes thermiques dans les lignes d'échappements des moteurs à combustion interne traitent surtout des pertes dans la tubulure et non de l'importance de la température d'entrée. Sans comparer ses calculs avec des essais, Kastner *et al.* [122] ont montré déjà les effets des pertes thermiques sur un écoulement entrant, comme représenté sur la figure I-29. Ils mettent ainsi en valeur la perte de remplissage due aux transferts thermiques. Ce travail est contredit par Kapadia *et al.* [123], ces derniers estimant que l'influence des transferts thermiques est négligeable. Il faut cependant reconnaître qu'aucune indication n'est donnée sur les températures testées, aussi, il est difficile de jauger ses résultats. Enfin, Rush [124] a étudié les transferts thermiques intervenant au passage de la soupape et la chapelle d'échappement. Pour cela, une culasse de moteur Ford 400 CDI V8 est utilisée. Les températures sont mesurées à l'aide de thermocouples. L'auteur précise les inconvénients d'un tel dispositif de mesure :

- le positionnement des thermocouples influence la mesure.
- les thermocouples donnent une température moyennée par le temps et non par le débit massique dans le cas d'un écoulement instationnaire.
- les températures mesurées sont statiques.
- les effets radiatifs sont significatifs au voisinage de la soupape d'échappement.

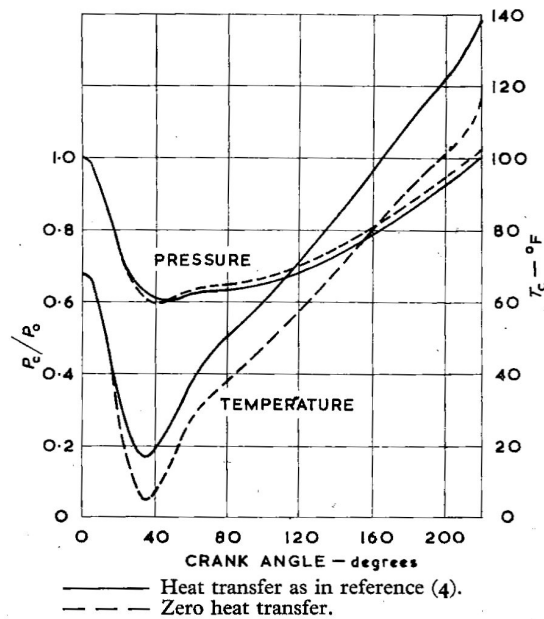


Figure I-29. Effet des transferts thermique [122]

Néanmoins, ce système de mesure de la température reste un des plus précis. Et, fort de toutes ces informations, il est aisé d'analyser les valeurs mesurées pour obtenir les informations désirées. La grande difficulté rencontrée par l'auteur est le contrôle du dispositif expérimental. En effet, une légère variation de certains paramètres, comme par exemple la température du liquide de refroidissement, le débit d'air, etc... peut avoir des conséquences importantes sur le débit enthalpique.

Les travaux précédemment réalisés sur les écoulements autour des soupapes sont nombreux. La modélisation des écoulements dans les tubulures est un pré-requis. Pour cela, un grand nombre de méthodes existe. Les plus connues sont la méthode des caractéristiques et les schémas numériques aux différences finies de Harten-Lax-Leer et Lax-Wendroff.

Les méthodes de modélisation unidimensionnelle des soupapes sont aussi très nombreuses. On retiendra trois principaux modèles. En premier lieu le modèle développé par Barré de St-Venant est très intéressant. Ce modèle est relativement simple et très utilisé dans la littérature. Benson et Blair ont eux aussi travaillé sur la problématique des conditions aux limites unidimensionnelles. Leurs modèles sont plus évolués mais aussi plus complexes et moins utilisés dans les publications. Ces modèles sont généralement isentropiques et ne prennent pas en compte l'influence des transferts thermiques. Toutes ces modélisations nécessitent l'utilisation d'un coefficient de décharge afin de calibrer le modèle aux soupapes étudiées.

Afin de caractériser ces modèles, un banc de mesure est nécessaire. De nombreuses études présentent des moyens d'essais adaptés à la caractérisation unidimensionnelle ou locale des écoulements autour des soupapes. Un certain nombre de phénomènes ont un effet non-négligeable sur les écoulements et doivent être pris en compte dès la conception du banc. Enfin, le choix des moyens de mesures doit être adapté en fonction des phénomènes que l'on souhaite observés.

Pour finir, de nombreuses études permettent de comprendre l'intérêt de la distribution et des possibilités d'amélioration des performances du moteur à combustion interne en fonction de ce paramètre.

Chapitre II Présentation des moyens mis en œuvre

Ce travail de thèse consistant à étudier la modélisation des écoulements autour des soupapes, des résultats expérimentaux sont nécessaires pour, d'une part calculer les coefficients de décharge des modèles et d'autres part, valider les résultats en conditions dynamiques ou thermiques.

Pour cela, une soufflerie culasse a été étudiée puis conçue. Cette installation a été prévue pour fonctionner en conditions stationnaires. La mesure des coefficients de décharge sera donc possible ainsi que la validation des modèles. Par la suite, le dispositif expérimental a évolué de façon à obtenir un jeu de données expérimentales permettant d'étudier l'utilisation des modèles lors de fonctionnements instationnaires.

Enfin, le banc d'essais a été modifié afin de vérifier le fonctionnement des modèles à température plus élevée. Une étude de l'influence des hautes températures sur les écoulements autour des soupapes sera réalisable.

II.1 Le moteur utilisé

Le moteur utilisé pour cette étude est un moteur à allumage commandé fabriqué par Renault. Ce moteur répond à la norme Euro IV. Ces caractéristiques sont présentées dans le tableau II-1.

Caractéristiques	Données numériques
Alésage * course (mm)	79,5 * 80,5
Cylindrée (cm ³)	1598
Rapport volumétrique	10
Puissance maxi (kW)	82 à 6000 tr/min
Couple maxi (N.m)	151 à 4250 tr/min

Tableau II-1. Caractéristiques du moteur utilisé pour cette étude.

Ce moteur est équipé d'un double arbre à came en tête. Le phasage de l'admission est variable, un décaleur étant monté entre la poulie et l'arbre. Deux soupapes d'admission et deux soupapes d'échappement assurent le remplissage et la vidange en mélange ou en gaz brûlés de chaque cylindre. La métrologie de chaque soupape a été réalisée, la figure II-1 montre les grandeurs permettant de définir complètement la géométrie d'une soupape dans le cadre de l'utilisation d'un modèle unidimensionnel. Les résultats sont les suivants :

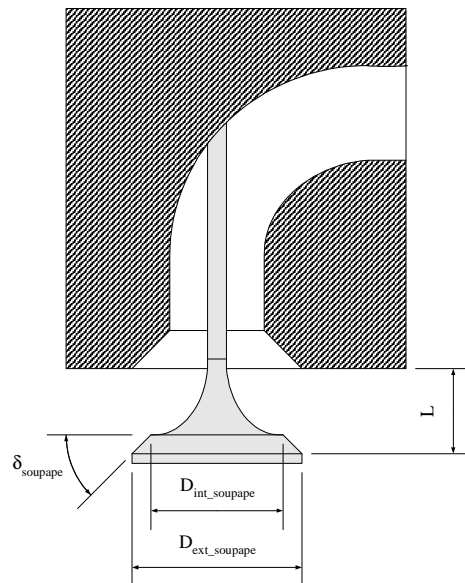


Figure II-1. Géométrie des soupapes utilisée

Pour les soupapes d'échappement :

- δ_{souppape} : 45,5°.
- Diamètre intérieur : 24,3 mm ($D_{\text{ext_souppape}}$).
- Diamètre extérieur : 25,8 mm ($D_{\text{int_souppape}}$).
- Diamètre de la queue de la soupape : 5,5 mm ($D_{\text{queue_souppape}}$).

Pour les soupapes d'admission :

- δ_{soupape} : 45,5°
- Diamètre intérieur : 28,82 mm ($D_{\text{ext_soupape}}$)
- Diamètre extérieur : 29 mm ($D_{\text{int_soupape}}$)
- Diamètre de la queue de la soupape : 5,5 mm ($D_{\text{queue_soupape}}$)

Les sections d'entrées et de sorties au niveau de la culasse étant d'une géométrie non circulaire, un palpeur a été utilisé pour connaître leurs aires avec précision. Une fois cette opération réalisée, des diamètres équivalents ont été calculés, soit :

- $D_{\text{tubulure échappement}} = 33,23$ mm
- $D_{\text{tubulure admission}} = 38,84$ mm

Les géométries des sections obtenues ont bien évidemment été conservées et réutilisées dans un logiciel de conception assisté par ordinateur. L'objectif étant de réaliser des pièces de jonction entre les sections d'entrées et des tubes normalisés.

II.2 Soufflerie de culasse stationnaire

II.2.1 Description du banc

L'analyse bibliographique ayant montré la nécessité de recalibrer les modèles, un banc d'essai stationnaire s'est vite avéré indispensable pour cette étude. Le cahier des charges d'un tel banc est le suivant :

- Possibilité de tester les écoulements entrants et sortants du cylindre.
- Assurer la stationnarité de l'écoulement.
- Pouvoir balayer la totalité du champ de débit de la soupape.
- Permettre après évolution de tester les modèles en écoulement instationnaire.

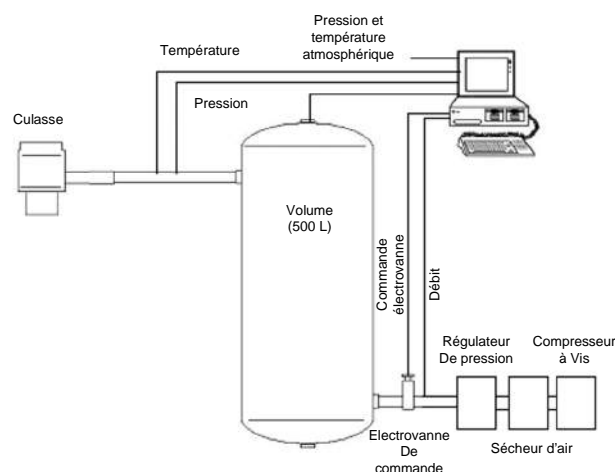


Figure II-2. Vue de l'installation en configuration admission

Les écoulements entrants et sortants du cylindre devant être testés, deux configurations de banc ont été réalisées. La figure II-2 permet de visualiser l'agencement des différents composants du banc en écoulement admission, à savoir sortant de la tubulure et rentrant dans le cylindre. Un compresseur d'air à

vis, déjà présent au laboratoire, est utilisé pour fournir le débit d'air. Un sécheur d'air et un régulateur de pression complètent le système de production d'air comprimé. Un débitmètre permet de mesurer de débit en amont du système étudié. Une vanne électromécanique contrôle ensuite le débit d'air. Un réservoir de tranquillisation est utilisé afin d'obtenir une pression constante à l'entrée du tube. Un raccordement entre ce réservoir et la culasse est ensuite réalisé. Enfin, dans le but de redresser l'écoulement en sortie de la soupape, un tube de faible longueur et de diamètre équivalent au cylindre du moteur est fixé. Un dispositif de réglage de la levée des soupapes vient ensuite se fixer sur le dessus de la culasse.

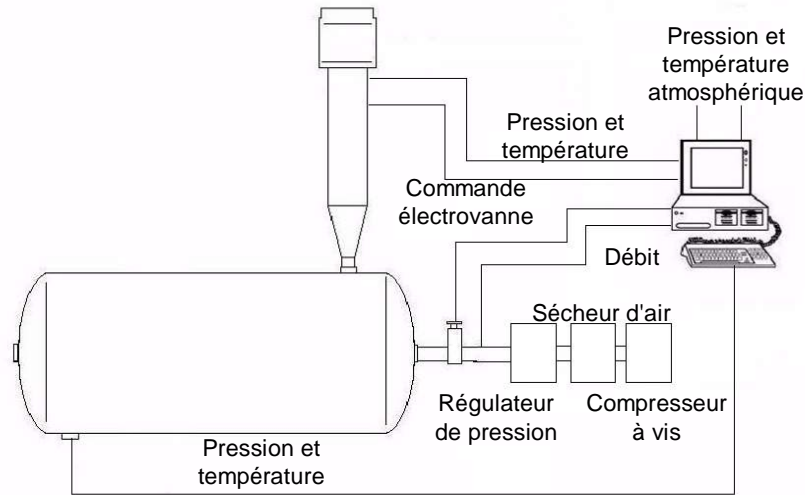


Figure II-3. Vue de l'installation en configuration échappement

La figure II-3 présente la disposition des différents éléments pour le test des écoulements échappement, donc sortant du cylindre vers la tubulure. Après ce rapide descriptif du fonctionnement du banc, chaque composant est explicité dans les parties suivantes.

II.2.2 Liaisons culasse-réservoirs d'air

Des tubes normalisés n'existant pas pour les diamètres équivalents des sections des chapelles d'échappement et d'admission, les tubes présentant les caractéristiques les plus proches ont été choisis. Ainsi, la tubulure d'échappement est représentée par un tube en acier de diamètre intérieur de 33 mm, dimension normalisée la plus proche des 33,23 mm du diamètre équivalent de la section de sortie de la culasse. Ce tube est réalisé en acier étiré à froid. Il ne présente donc pas de soudure et son état de surface intérieur est très satisfaisant. Son diamètre extérieur est de 38 mm, assurant ainsi une épaisseur suffisante à l'intégration de capteurs. Côté admission, le tube retenu a un diamètre de 38 mm pour un diamètre extérieur de 43 mm. Le diamètre de l'alésage du cylindre étant de 79,5 mm, et ce diamètre n'étant lui aussi pas normalisé, un tube de 80 mm de diamètre intérieur a été commandé. Ce tube est lui aussi étiré à froid et est de qualité hydraulique. Son diamètre extérieur est de 90 mm. Un cône en acier permettant de réduire la section débitante a été réalisé. L'angle du cône intérieur ne devant pas excéder 7 degrés pour éviter tout décollement des filets fluides, sa longueur a été calculée en conséquence. Cette pièce est ensuite raccordée à un tube de diamètre intérieur de 38 mm. Les sections des chapelles de la culasse ayant été conservées, deux pièces ont été conçues en DAO, permettant un changement de section le plus doux possible. Dans un premier temps, ces deux pièces ont été ensuite réalisées en ABS à l'aide d'un procédé de prototypage rapide. Ce procédé s'appuie sur le dépôt par une buse d'un filet de matière en fusion. La machine disponible permettant des longueurs de pièce de 200 mm au maximum, c'est cette dimension qui

a été retenue. La fragilité de ce type de pièce a conduit à la réalisation de nouvelles pièces en acier présentant l'avantage d'être plus solides, et de permettre des tests avec des températures plus réalistes, surtout en configuration échappement. La figure II-4 présente ce montage des pièces de raccordement en acier sur la culasse.



Figure II-4. Eclaté du raccord acier de la soupape d'échappement

II.2.3 Dispositif d'actionnement des soupapes

Les soupapes à actionner simultanément en stationnaire sont au nombre de deux, la culasse étant à quatre soupapes par cylindre. Le dispositif permettant leurs contrôles est représenté sur la figure II-5 et se compose d'un bloc en aluminium. Ce bloc est relié par une liaison pivot à une tige filetée. Cette tige permet de contrôler la translation de deux tiges prenant appui sur les soupapes. Un orifice est aménagé pour le passage d'une jauge de profondeur permettant de mesurer avec précision la position des soupapes. L'usinage de ce bloc doit être réalisé avec précision afin de mesurer la levée avec précision. Deux blocs ont donc été réalisés, un pour le côté admission et un second pour le côté échappement.

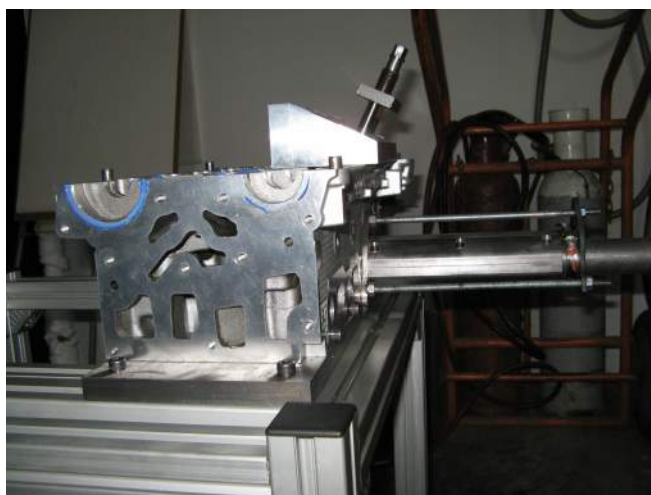


Figure II-5. Culasse équipée du dispositif d'actionnement des soupapes

II.2.4 Moyens de mesures

Afin de caractériser au mieux l'écoulement, des mesures de pressions et de températures sont nécessaires. L'écoulement étant stationnaire, le temps de réponse des capteurs n'est pas une contrainte. En revanche, ces derniers doivent être précis. Les capteurs de pressions utilisés sont des capteurs piézoélectriques. Le montage de ces capteurs est réalisé en déporté. Trois piquages de pression réalisés à 120° selon une coupe radiale des tubes permettent de mesurer la pression moyenne. Ces trois piquages sont reliés entre eux et enfin reliés au capteur. Ce montage assure la mesure d'une valeur moyenne. La perte de charge entre la section de mesure et le capteur est considérée comme nulle, les vitesses d'écoulement étant nulles. Les mesures de températures sont réalisées au moyen de thermocouples. L'écoulement étant stationnaire, les échanges thermiques sont considérés comme constants et les températures mesurées à la jonction de deux métaux sont considérées comme égales aux températures de l'écoulement. La mesure du débit est réalisée à l'aide d'un débitmètre de marque Endress+Hauser. Le tableau II-2 récapitule ces informations et donne les principales caractéristiques des capteurs utilisés. Un programme d'acquisition a été réalisé à l'aide du logiciel Labview 7.1 édité par National Instrument. La carte d'acquisition utilisée est de modèle National Instrument PCI-6251 [125].

La figure II-6 présente une vue de l'écran de contrôle du banc. La levée testée doit être renseignée ainsi que la commande envoyée à l'électrovanne de contrôle du débit. Une fois les variables stabilisées, un bouton permet d'enregistrer les valeurs mesurées. Une moyenne glissante est faite sur une durée de 30 secondes sur chaque mesure.

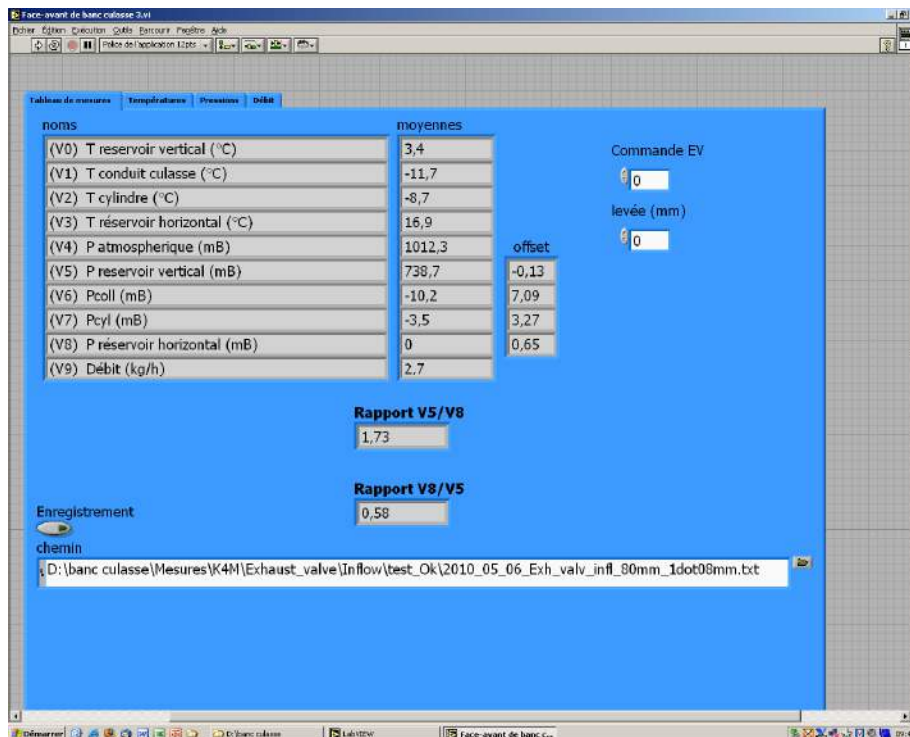


Figure II-6. Vue de l'écran de contrôle du banc d'essai stationnaire

Capteur	Type	Gamme de Mesure	Précision
Température	Thermocouple de type K (marque TC Direct, diamètre 1 mm)	0-1000 °C	± 1°C
Pression différentielle Tubulure	Capteur de pression relative Piezzorésistif HCXM350D6V	0-350 mbar	± 0,35mbar
Pression volume	Capteur de pression relative Piezzorésistif HCX005D6V	0-5000 mbar	± 5mbar
Débitmètre d'air	Proline t-mass65	0-0,005 kg/s	± 0,00075kg/s
		0,005-0,25 kg/s	± 1,5% *Q
Levée de soupape	Jauge de profondeur	0 – 20 mm	± 0,02 mm
Pression atmosphérique	Capteur de pression absolue Piezzorésistif HCX002A6V	0-2000mbar	± 2mbar

Tableau II-2. Capteurs utilisés lors des tests stationnaires

II.2.5 Procédure d'essai

Les essais stationnaires sont nécessaires car les modèles de soupapes issus de la littérature demandent tous de recalculer des coefficients. Ces coefficients de décharge dépendent généralement de la géométrie de la culasse et demandent donc des résultats expérimentaux. La procédure de test est la suivante :

- Réglage de la levée de la soupape à la valeur souhaitée (L).
- Ajustement du débit grâce à l'électrovanne de commande.
- Lorsque le régime permanent est atteint, relevé de la pression relative ($P_{rel,tubulure}$) et de la température (T) dans la tubulure, de la pression et de la température atmosphérique (P_{atmo} et T_{atmo}) ainsi que le débit massique (Dm_{exp}).

II.3 Banc instationnaire

II.3.1 Présentation du banc

Les différentes études précédemment réalisées [41,42,43] utilisaient des moteurs électriques pour actionner l'arbre à came. Les avantages de ce type d'installation sont un bon contrôle de l'angle de l'arbre à came, et donc de sa vitesse, une simplicité de mise en œuvre et un coût modéré. L'inconvénient majeur est qu'il est impossible de valider complètement un cycle d'ouverture-fermeture d'une soupape. Même si Kirkpatrick a déjà réalisé un travail intéressant [48], son système est trop rapide et peut s'apparenter à une ouverture-fermeture pratiquement instantanée, son but étant de comparer différentes méthodes numériques. Un vérin pneumatique rotatif a donc été choisi. De marque Numatics, sa course est de 270 degrés et son diamètre de piston de 63 mm. Cette caractéristique permet d'entraîner la came et de ne déclencher qu'un seul cycle d'ouverture-fermeture de la soupape. Ce vérin est commandé à l'aide d'un distributeur 4/2 à rappel par ressort. La commande étant réalisée au moyen d'une bobine 230 Volt à courant alternatif. Le boîtier d'acquisition est donc utilisé pour mettre sous tension le distributeur, assurant

ainsi la synchronisation entre le début de l'acquisition et l'actionnement des soupapes. Une pompe à huile assure la lubrification de la culasse afin d'éviter une détérioration de l'arbre à came, et d'autre part, d'assurer un jeu négligeable entre les culbuteurs et les cames. En effet, un rattrapage de jeu hydraulique est présent sur la culasse du moteur d'étude. La figure II-7 représente l'ensemble du dispositif expérimental.



Figure II-7. Vue du montage permettant les essais instationnaires en configuration écoulement rentrant dans un volume

II.3.2 Capteurs utilisés

Mise à part les thermocouples, les capteurs utilisés pour les essais dynamiques sont différents de ceux mis en œuvre dans les tests statiques. Le capteur de pression dans la tubulure est changé. Un capteur Kistler spécialement conçu pour ce type d'essai est utilisé. Les caractéristiques des capteurs sont présentées dans le tableau II-3.

Capteur	Type	Gamme de Mesure	Précision
Température	K type thermocouple (marque TC Direct, diamètre 1 mm)	0-1000 °C	± 1°C
Pression volume	Capteur de pression relative Piezzorésistif HCX005D6V	0-5000 mbar	± 5mbar
Pression tubulure	Capteur de pression absolue Piezzorésistif Kistler 4005AA2R	0-2000 mbar	± 2mbar
Pression atmosphérique	Capteur de pression absolue Piezzorésistif HCX002A6V	0-2000mbar	± 2mbar
Position Arbre à came	Codeur angulaire ECS 78 RB A W 06563	360°	± 1%

Tableau II-3. Capteurs utilisés lors des essais instationnaires

Le débitmètre est quant à lui inutilisé, le réservoir étant déconnecté de l'alimentation en air lors de l'essai. Les essais échappement sont possibles en connectant la culasse au réservoir vertical. La figure II-8 illustre ce montage. Bien que le cylindre soit représenté par un tube et non un volume, la pression est supposé constante durant le cycle d'ouverture-fermeture de la soupape.



Figure II-8. Vue du montage permettant les essais instationnaires en configuration échappement

Le dispositif du banc d'essai instationnaire se comporte de la manière suivante : l'électrovanne de commande du débit permet de régler la pression dans le cylindre à la valeur désirée. Pour cela, la soupape doit être fermée. Un bouton de commande permet ensuite de déclencher simultanément le vérin et l'enregistrement des variables. L'enregistrement est réalisé sur une seconde. La figure II-9 présente une vue de cet écran de contrôle.

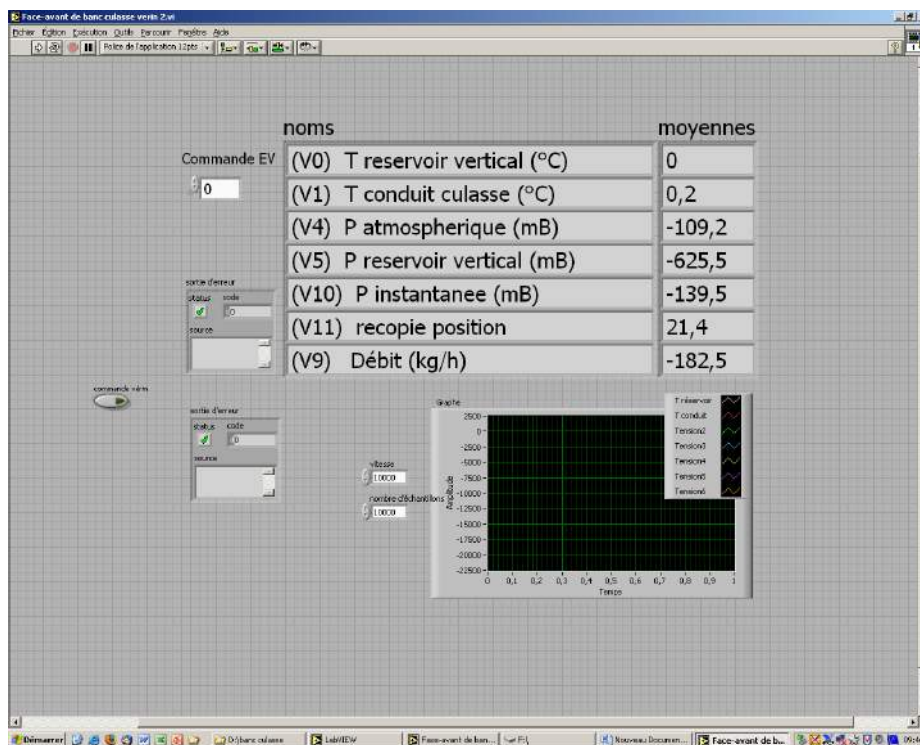


Figure II-9. Vue de l'écran de contrôle du banc instationnaire

II.3.3 Procédure d'essai

Les essais dynamiques seront utilisés par la suite afin de comparer les différents modèles entre eux et définir ceux qui sont les plus représentatifs des phénomènes physiques. La procédure de test est la suivante :

- Réglage de la pression dans le réservoir à l'aide de la vanne.
- Une fois cette valeur atteint, fermeture de la vanne.
- Actionner le distributeur et, simultanément, lancement de l'acquisition.
- Le vérin se met en mouvement, entraînant la soupape.
- Effectuer les relevés expérimentaux :
 - Pression instantanée dans la tubulure (P_{tubulure}).
 - Température dans le réservoir ($T_{\text{réservoir}}$).
 - Pression relative dans le réservoir ($P_{\text{rel}_{\text{réservoir}}}$).
 - Pression et température atmosphérique (P_{atmo} et T_{atmo}).
 - Angle de l'arbre à came (Ω).

II.4 Banc thermique

II.4.1 Présentation du banc

La conception du banc permettant de fonctionner en conditions thermiques a été basée sur celle du banc stationnaire. Les réservoirs stabilisateurs ayant une température limite de fonctionnement de 70°C , ces derniers ont été démontés. Pour être sûr d'avoir un écoulement établi en entrée de la culasse, de nouveaux tubes ont été usinés. Leurs longueurs étant supérieures à quarante fois le diamètre, l'écoulement peut être considéré comme stable. Un réchauffeur électrique de 144 kW a été installé entre le débitmètre et le tube d'entrée. Des flexibles assurent la liaison entre les différents éléments. Le synoptique du banc est visible figure II-10.

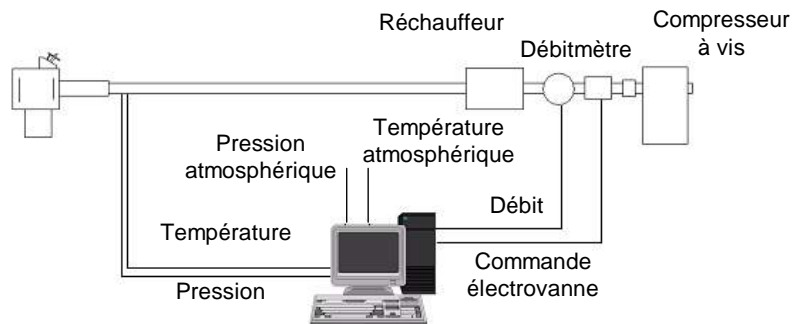


Figure II-10. Synoptique du banc thermique

Le tube et le flexible situés en aval du réchauffeur ont été isolés thermiquement de manière à conserver au maximum la chaleur. Les capteurs du banc stationnaire ont été réutilisés. La figure II-11 montre une vue du réchauffeur utilisé. Différents tubes ont été réalisés, permettant ainsi de tester les écoulements échappement et admission pour les deux soupapes. Ces tubes sont de diamètres identiques à ceux utilisés pour les bancs stationnaire et dynamique.



Figure II-11. Vue du réchauffeur 144 kW utilisé pour les essais thermiques.

La procédure de test est la suivante :

- Mise en chauffe du banc. Pour cela la température de consigne en sortie du réchauffeur est réglée à la bonne valeur et la soupape ouverte. Attendre ensuite que le régime permanent soit établi.
- Réglage de la levée de la soupape à la valeur souhaitée.
- Ajustement du débit grâce à l'électrovanne de commande.
- Attente du régime permanent. Ce temps est d'environ 25 minutes si l'ensemble du système est déjà à température.
- Relevé des paramètres expérimentaux :
 - Levée de la soupape (L).
 - Pression relative dans la tubulure (P_{tubulure}).
 - Température dans la tubulure (T_{tubulure}).
 - Pression et température atmosphérique (P_{atmo} et T_{atmo}).
 - Débit massique (Dm_{exp}).

II.5 *Prise en compte des frottements*

Les mesures de pression n'étant pas directement situées en amont et en aval de la soupape, les valeurs relevées ne sont donc ni celles influant sur l'écoulement, ni celles qui seront prises en compte dans les calculs effectués en simulation. Aussi, il est nécessaire de prendre en compte les frottements dans le tube dans le calcul des coefficients de décharge. Pour cela, les pressions sont mesurées en écoulement évoluant d'une tubulure vers l'atmosphère. Les frottements étant supposés égaux quel que soit le sens de l'écoulement. Les filets fluides à la sortie du tube sont supposés parallèles. Par conséquent, le coefficient de décharge des deux tubes peut être considéré égal à 1. La figure II-12 permet de comprendre comment ont été déterminées les pertes par frottement de la tubulure en écoulement admission. L'écoulement échantillonné a été testé de manière identique.

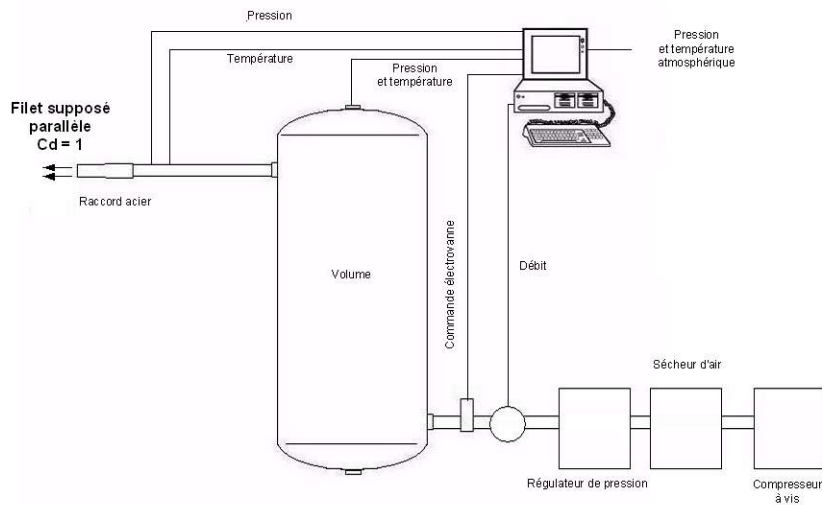


Figure II-12. Configuration de mesure des frottements en écoulement admission

Les frottements étant fonction de la vitesse du fluide, le débit masse mesuré doit être converti en débit volumique.

$$\rho = \frac{P}{rT} \quad \text{Équation II-1}$$

Ainsi ;

$$DV = \frac{Dm_{\text{exp}}}{\rho} \quad \text{Équation II-2}$$

La figure II-13 présente la différence de pression entre le capteur et la sortie du raccord en fonction du débit volumique. Une courbe de tendance a été extraite des essais expérimentaux. Cette formule a ensuite été utilisée pour recalculer la pression en amont de la culasse. Les pertes de charges dans la chapelle de la culasse sont négligées. La chapelle mesure environ 6 centimètres et donc les pertes ne doivent pas excéder quelques millibars, valeurs inférieures à la précision des capteurs de pression utilisés.

Le même type de test a été effectué pour les écoulements échappement. Pour cela un tube de 80 mm de diamètre a été utilisé. Il en résulte que les pertes par frottement sont négligeables.

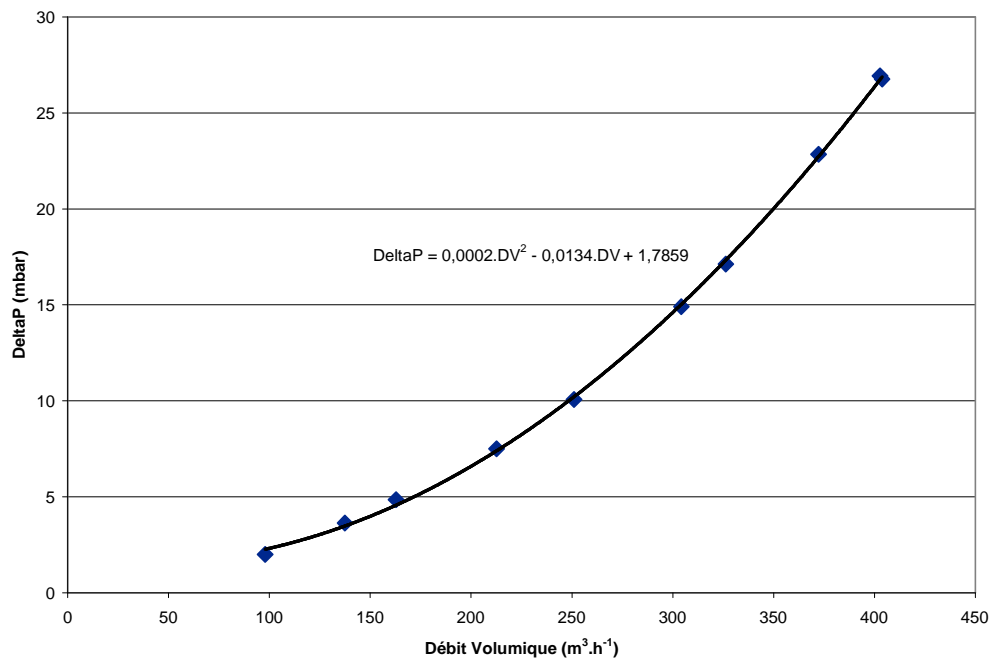


Figure II-13. Pertes de charges du raccord acier et d'une partie du tube d'admission en fonction du débit volumique

A partir des observations faites lors de l'étude bibliographique, des moyens d'essais ont été conçus pour cette étude. Ainsi, une soufflerie culasse permettant de caractériser les écoulements stationnaires en écoulement entrant et sortant du cylindre a été réalisée. Le but de cette manipulation est de calibrer les modèles issus de la bibliographie.

Cet objectif atteint, ce même banc a été modifié afin de pouvoir comparer les résultats numériques issus des modèles avec des résultats expérimentaux. Il est ainsi possible de connaître la précision des modèles et de les comparer entre eux.

Enfin, le moyen d'essai a encore évolué afin de quantifier l'impact des hautes températures sur les écoulements autour des soupapes et notamment leurs influences sur les coefficients de décharge des modèles de soupapes. Pour cela, un réchauffeur électrique a été ajouté au dispositif et le système d'alimentation en air a été isolé thermiquement.

Chapitre III Analyse des modèles en écoulement stationnaire

Dans un premier temps, les différents modèles de caractérisation de l'écoulement au niveau de la soupape sont comparés entre eux pour un écoulement stationnaire. Il s'agit de vérifier si en appliquant des conditions similaires, les coefficients de décharges sont différents. Des essais numériques ont d'abord été effectués et différents modèles comparés entre eux. Il ne s'agit pas de discriminer quel modèle est plus précis qu'un autre mais de savoir si à jeux de données équivalents, les modèles donnent des résultats comparables. Des expérimentations ont ensuite été faites sur la culasse d'essai et les résultats analysés.

D'un point de vue théorique, seuls les écoulements entrants ont été analysés dans cette section. D'un point de vue de la dynamique des fluides, il s'agit d'un écoulement sortant d'un tube allant vers un volume.

III.1 Modèle de Barré de St-Venant

Ce modèle, présenté dans l'analyse bibliographique a pour but de mettre en équation un écoulement entre deux volumes à vitesses nulles. La représentation choisie est un graphe présentant les coefficients de décharge et le nombre de Mach en fonction du rapport des pressions totales et du débit masse. Pour cela, un écoulement entre deux volumes à vitesses nulles est simulé. Le débit et la pression totale dans le volume amont sont variables. La pression dans le volume aval est constante. Les températures dans les deux volumes sont identiques et égales à 293 K. La relation entre le débit et le rapport de pression est donnée par l'ensemble des équations I-27 à I-29. Les résultats de cette simulation sont présentés sur la figure III-1. La variation du coefficient de décharge C_d se traduit par une modification de débit. Ce paramètre est représenté par les courbes en traits pleins.

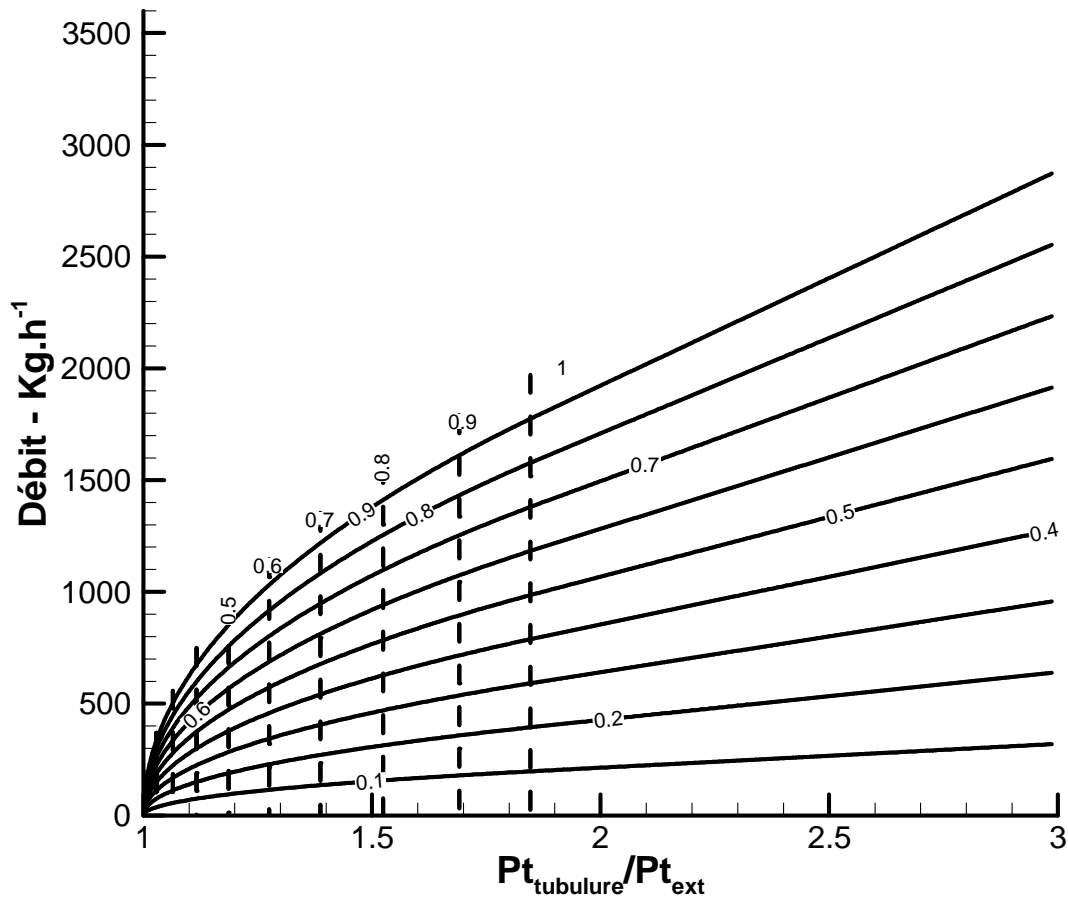


Figure III-1. Evolution du débit masse en fonction du rapport des pressions totales et du coefficient de décharge (trait plein) et représentation des lignes iso-Mach (trait pointillé) pour le modèle de Barré de St-Venant

Ce que nous montre la figure III-1 est en premier lieu que le nombre de Mach, représenté en pointillé, reste constant en fonction du rapport des pressions totales. En effet, la modélisation développée par Barré de St-Venant prend en compte l'énergie cinétique via la pression totale. Une augmentation de la section de passage efficace se traduira uniquement par un débit plus important, la pression amont étant supposée

constante. Les équations I-27 et I-29 permettent de mettre en évidence le fait que la relation liant le débit au rapport de pression totale n'est pas linéaire en cas d'écoulement subsonique. En revanche, en cas de blocage sonique, pression et débit sont liés par une relation de ce type, ce qui est mis en évidence par l'équation I-28.

III.2 Modèle de Benson

Les résultats se présentent sous une forme un peu différente que ceux issus de l'analyse du modèle de Barré de St-Venant, les courbes étant présentées en fonction de la pression statique. Les conditions initiales sont identiques. Cependant, le modèle de Benson simulant un écoulement d'une tubulure vers un cylindre, un diamètre de la canalisation est nécessaire. Ce dernier sera de 40 mm. Les températures statiques dans le volume et la tubulure sont toutes deux égales à 293K. Les équations modélisant l'écoulement sont les équations I-30 à I-51. La pression statique dans la tubulure est variable tandis que la pression dans le volume est fixe.

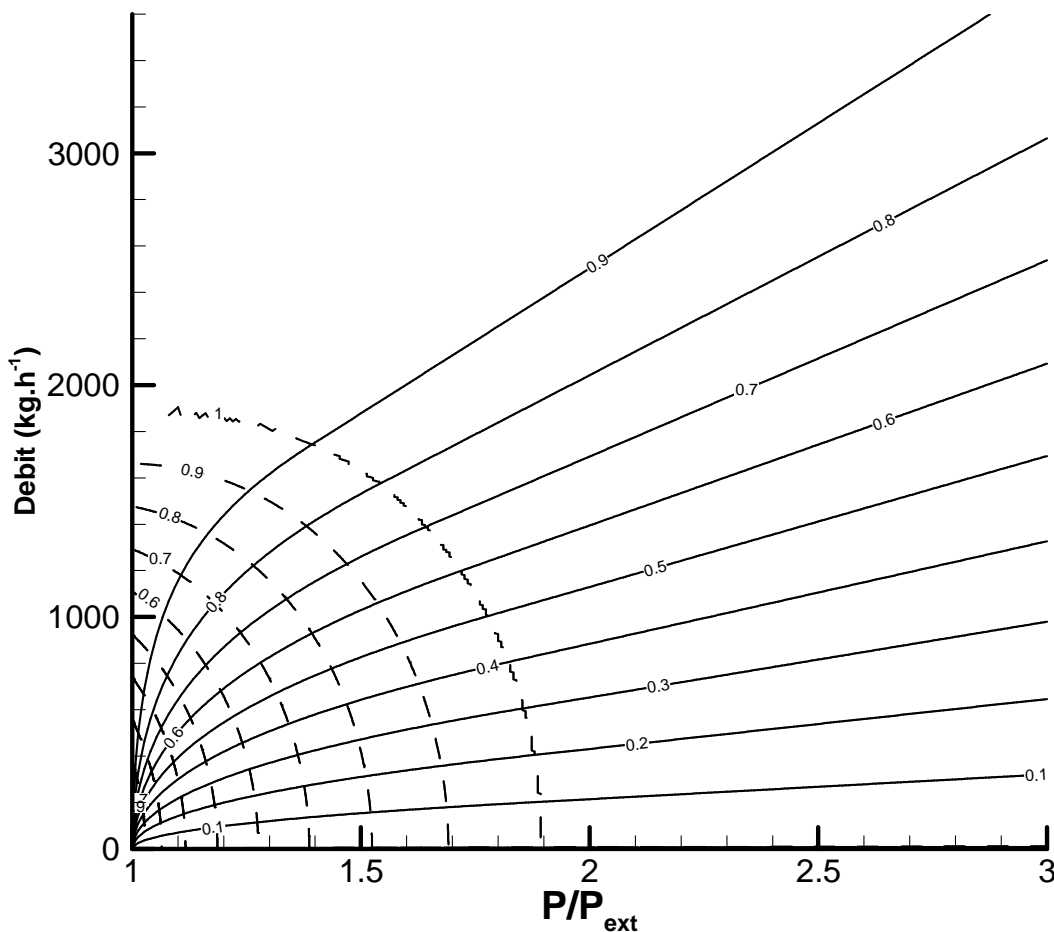


Figure III-2 Evolution du débit masse en fonction du rapport des pressions statiques et du coefficient de décharge (trait plein) et représentation des lignes iso-Mach (trait pointillé) pour le modèle de Benson

Un certain nombre d'informations sont disponibles sur la figure III-2. La première vérification est la correcte évolution linéaire du débit en fonction du rapport de pression en cas de blocage sonique au passage de la restriction. Si la vitesse du fluide est subsonique au passage de la soupape, rapport de pression et débit ne sont plus linéaires. On remarque également que pour les rapports de sections efficaces les plus faibles (courbes en trait plein), la non linéarité est moins marquée. Contrairement au modèle de Barré de St-Venant, le modèle de Benson s'exprime en fonction de la pression statique et non de la pression totale. Par conséquent, le nombre de Mach évolue en fonction du débit et du rapport des pressions statiques.

III.3 Modèle de Blair

Les mêmes conditions que celles utilisées pour le calcul du modèle de Benson ont été utilisées. A savoir, une tubulure de 40 mm ainsi que des températures amont et aval de 293 K. Le modèle de Blair utilise les équations présentées dans le chapitre I.

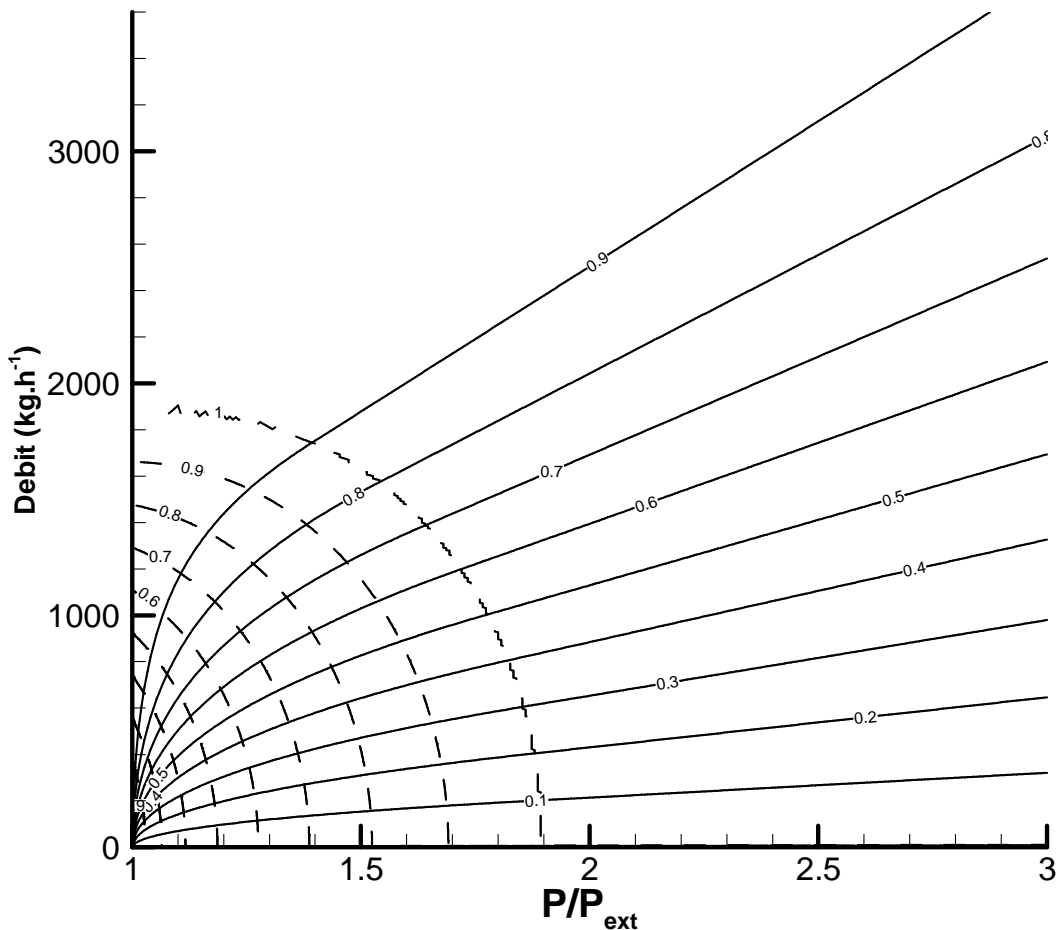


Figure III-3. Evolution du débit massique en fonction du rapport des pressions statiques et du coefficient de décharge (trait plein) et représentation des lignes iso-Mach (trait pointillé) pour le modèle de Blair

Les hypothèses du modèle de Blair étant identiques au modèle de Benson, les résultats en écoulement entrant sont donc logiquement identiques. Les mêmes constatations peuvent donc être faites. Il est cependant intéressant de remarquer que les deux courbes se superposent parfaitement. Aussi, les deux modèles devraient donner des résultats identiques. Pour la suite de cette étude, les coefficients de décharge utilisés pour les modèles de Blair et de Benson seront donc identiques et donc aucune distinction de notation ne sera faite.

III.4 Comparaison des modèles en écoulement entrant dans un volume

Il a été montré que les modèles d'écoulements d'une tubulure vers un cylindre de Benson et Blair sont identiques. Une comparaison avec le modèle de Barré de St-Venant est donc intéressante. Ce modèle ayant pour hypothèse un écoulement entre deux volumes à vitesse nulle, les pressions et températures totales dans la tubulure calculées par les modèles de Benson et Blair ont été éditées et intégrées dans le modèle de Barré de St-Venant. Les conditions initiales sont une pression statique de 1,2 bar et une température statique de 293 K dans la tubulure et une pression et température dans le volume respectivement de 1,2 bar et 293 K. Un balayage du coefficient de décharge est effectué, les valeurs varient de zéro à un. Le diamètre du tube est de 40 mm. Les hypothèses de départ étant identiques, à savoir la pression au col de la soupape égale à la pression dans le volume en écoulement subsonique et une transformation isentropique entre la tubulure et la soupape, les résultats devraient être identiques. Les pressions et températures totales se calculent à l'aide des équations suivantes :

$$T_t = T + \frac{u^2}{2 \cdot C_p} \quad \text{Équation III-1}$$

$$P_t = P \left(\frac{T}{T_t} \right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}} \quad \text{Équation III-2}$$

La figure III-4 montre la comparaison des trois modèles à pression et température totales en sortie de la tubulure identiques. Les deux courbes sont parfaitement superposées. La pression totale a été recalculée via les résultats du modèle de Benson, la pression statique dans le tube étant de 1,2 bar, cela explique la valeur de pression totale à vitesse nulle. A pression et températures totales identiques, on remarque que les deux courbes coïncident parfaitement. Les trois modèles sont équivalents, et ce en écoulement sonique et subsonique au niveau de la soupape. La figure III-5 présente quant à elle la comparaison des modèles de Blair, Benson et Barré de St-Venant calculée à pressions totales et températures totales équivalentes. Comme sur la figure III-4, les modèles sont alors équivalents. Au vu de ces résultats, il est attendu d'obtenir les mêmes coefficients de décharges quels que soient les modèles utilisés. Aussi, les trois modèles de Barré de St-Venant, Blair et Benson étant identiques en écoulement entrant, les coefficients de décharges calculés dans cette configuration seront identiques. Aucune distinction de notation ne sera donc faite et les coefficients de décharges seront désignés de manière globale.

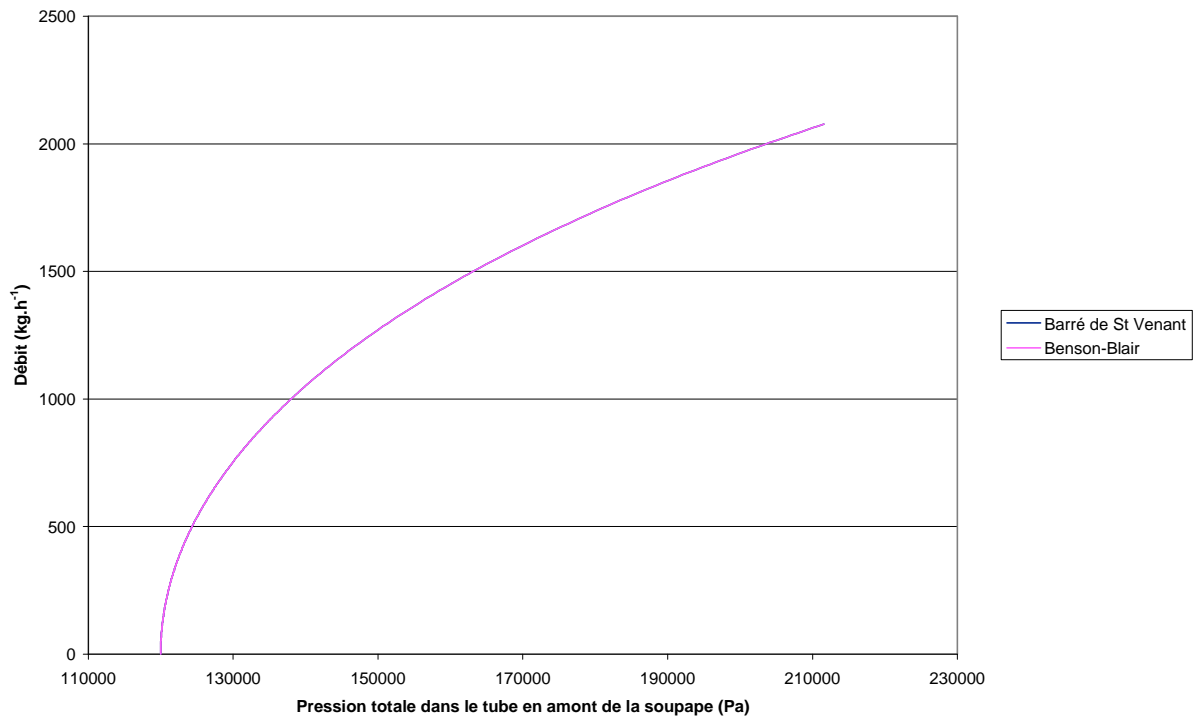


Figure III-4. Comparaison des modèles de Benson, Blair et Barré de St-Venant à pression et température totales identiques

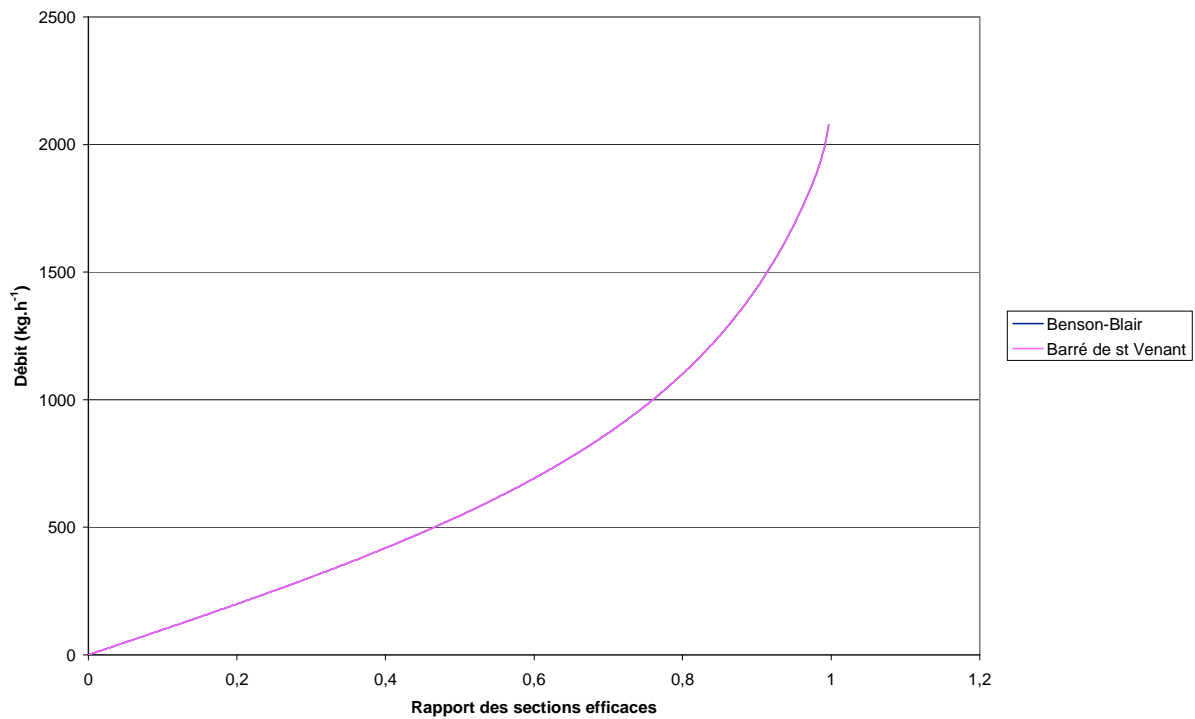


Figure III-5. Evolution du débit en fonction du rapport des sections efficaces calculées des modèles de Benson, Blair et Barré de St-Venant à pression et température totales identiques

III.5 Détermination des coefficients de décharge

Afin de valider les conclusions précédentes, à savoir l'équivalence des trois modèles, les résultats ont été analysés à la lumière des trois modèles, à savoir Barré de St-Venant, Benson et Blair. Aussi, trois codes de calcul ayant chacun pour base un de ces modèles ont été créés. Ces trois codes permettent de calculer automatiquement les valeurs des coefficients de décharge.

III.5.1 Section de passage de la soupape

L'aire de passage des gaz au niveau de la soupape est le point de départ pour le calcul du coefficient de décharge, il est important de la caractériser. La figure III-6 illustre la métrologie à effectuer sur la soupape.

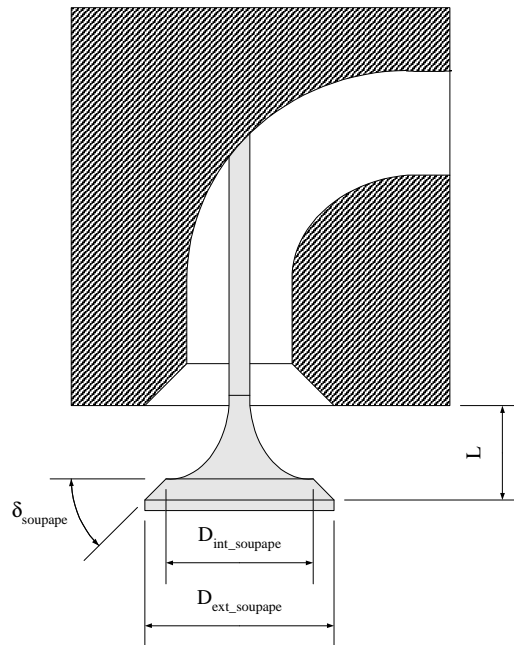


Figure III-6. Paramètres géométriques influant sur le calcul de l'aire géométrique de passage des gaz pour une soupape ouverte [24]

Pour cela, les formules rappelées par Chalet [24] ont été utilisées. Un premier test est effectué :

$$L_{\text{lim}} = \frac{D_{\text{ext_soupape}} - D_{\text{int_soupape}}}{\sin(2 \cdot \delta_{\text{soupape}})} \quad \text{Équation III-3}$$

Aussi, si la levée L est inférieure ou égale à L_{lim} , la section de passage est considérée perpendiculaire au chanfrein. L'aire est donc calculée par la formule suivante :

$$S_{e_{\text{soupape}}} = n_{\text{soupape}} \pi \frac{D_{\text{ext_soupape}} - D_{\text{int_soupape}}}{2} \sqrt{D_{\text{int_soupape}}^2 + (L \cdot \cos(\pi - \delta_{\text{soupape}}))^2} \quad \text{Équation III-4}$$

Si maintenant la levée est supérieure à L_{lim} , la section de passage est différente :

$$Se_{soupape} = n_{soupape} \pi \frac{Dext_soupape - Dint_soupape}{2} \sqrt{L^2 + \frac{(Dext_soupape - Dint_soupape)^2}{2 \cos(\delta_{soupape})}} - L(Dext_soupape - Dint_soupape) \tan(\delta_{soupape}) \quad \text{Équation III-5}$$

Enfin, pour des levées encore supérieures, la section de passage devient supérieure à la section débitante au niveau de la sortie de la tubulure. La section devient donc :

$$Se_{soupape} = n_{soupape} \pi \frac{Dint_tubulure^2 - Dqueue_soupape^2}{4} \quad \text{Équation III-6}$$

III.5.2 Procédures de calcul

Barré de St-Venant, Benson, puis Blair, n'ont pas utilisé les mêmes méthodes de calcul des coefficients de décharge. Ainsi deux approches différentes ont été définies. Afin de définir les avantages et les inconvénients de chacune, les deux méthodes ont été codées et comparées.

Méthode traditionnelle

A partir de la section géométrique de la soupape et pour des conditions d'écoulements données, il est alors possible de calculer un débit masse noté Dm_{is} . Pour le modèle de Barré de St-Venant, l'équation est :

$$Dm_{is} = Se_{soupape} \frac{Pt_{amont}}{\sqrt{rTt_{amont}}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left(\left(\frac{Pt_{amont}}{Pt_{aval}} \right)^{\frac{-2}{\gamma}} - \left(\frac{Pt_{amont}}{Pt_{aval}} \right)^{\frac{\gamma+1}{-\gamma}} \right)} \quad \text{Équation III-7}$$

Les pressions et températures statiques amont sont mesurées sur le banc d'essai stationnaire. Les conditions totales sont ensuite calculées en fonction du débit volumique. La température et la pression avales sont également mesurées lors des essais et correspondent aux conditions atmosphériques. La section géométrique de la soupape est calculée en fonction de la levée mesurée et des caractéristiques géométriques de la culasse et de la soupape. Dans le cas d'un écoulement sonique, l'équation devient :

$$Dm_{is} = Se_{soupape} \frac{Pt_{amont}}{\sqrt{rTt_{amont}}} \sqrt{\gamma \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} \quad \text{Équation III-8}$$

Ce résultat de calcul est ensuite comparé au débit expérimental et un coefficient de décharge Cdi est calculé de la manière suivante :

$$Cdi = \frac{Dm_{exp}}{Dm_{is}} \quad \text{Équation III-9}$$

Le débit Dm_{exp} correspond au débit expérimental relevé lors des essais. Le coefficient de décharge ainsi défini est calculable de façon simple et rapide. La figure III-7 permet de mieux comprendre le rôle du coefficient de décharge. Les filets fluides se contractent au passage de la restriction. Ainsi, la section de passage des gaz n'est pas égale à la section géométrique de la restriction.

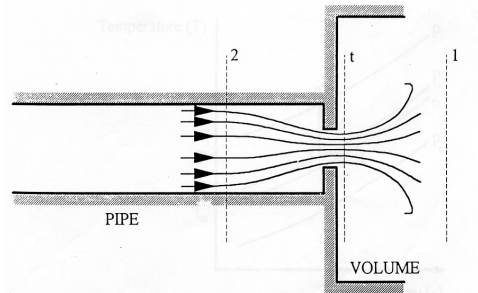


Figure III-7. Représentation de l'écoulement au passage d'une restriction [39]

Méthode de Blair

La méthode développée par Blair se veut plus précise. Là encore, le point de départ est l'équation de continuité :

$$\rho_{tubulure} \cdot u_{tubulure} = \rho_{soupape} \cdot Ak \cdot u_{soupape} \quad \text{Équation III-10}$$

Cependant, le coefficient Ak est maintenant remplacé par l'expression suivante :

$$Ak = \frac{k_{eff} \cdot Se_{soupape}}{Se_{tubulure}} \quad \text{Équation III-11}$$

A partir de cette formulation, le débit est calculé et est ensuite comparé au débit expérimental. Si les deux valeurs ne sont pas égales, le coefficient k_{eff} est ajusté pour y remédier. Une fois la valeur de k_{eff} calculée, le coefficient de décharge se calcule avec la formule :

$$Cda = k_{eff} \quad \text{Équation III-12}$$

Le calcul du coefficient de décharge, noté Cda se fait donc par itération et est donc plus onéreux en temps de calculs que le Cdi . Aussi, sa précision est connue car directement issue du critère de convergence des deux valeurs de débit. La figure III-8 présente l'algorithme de calcul du coefficient de décharge.

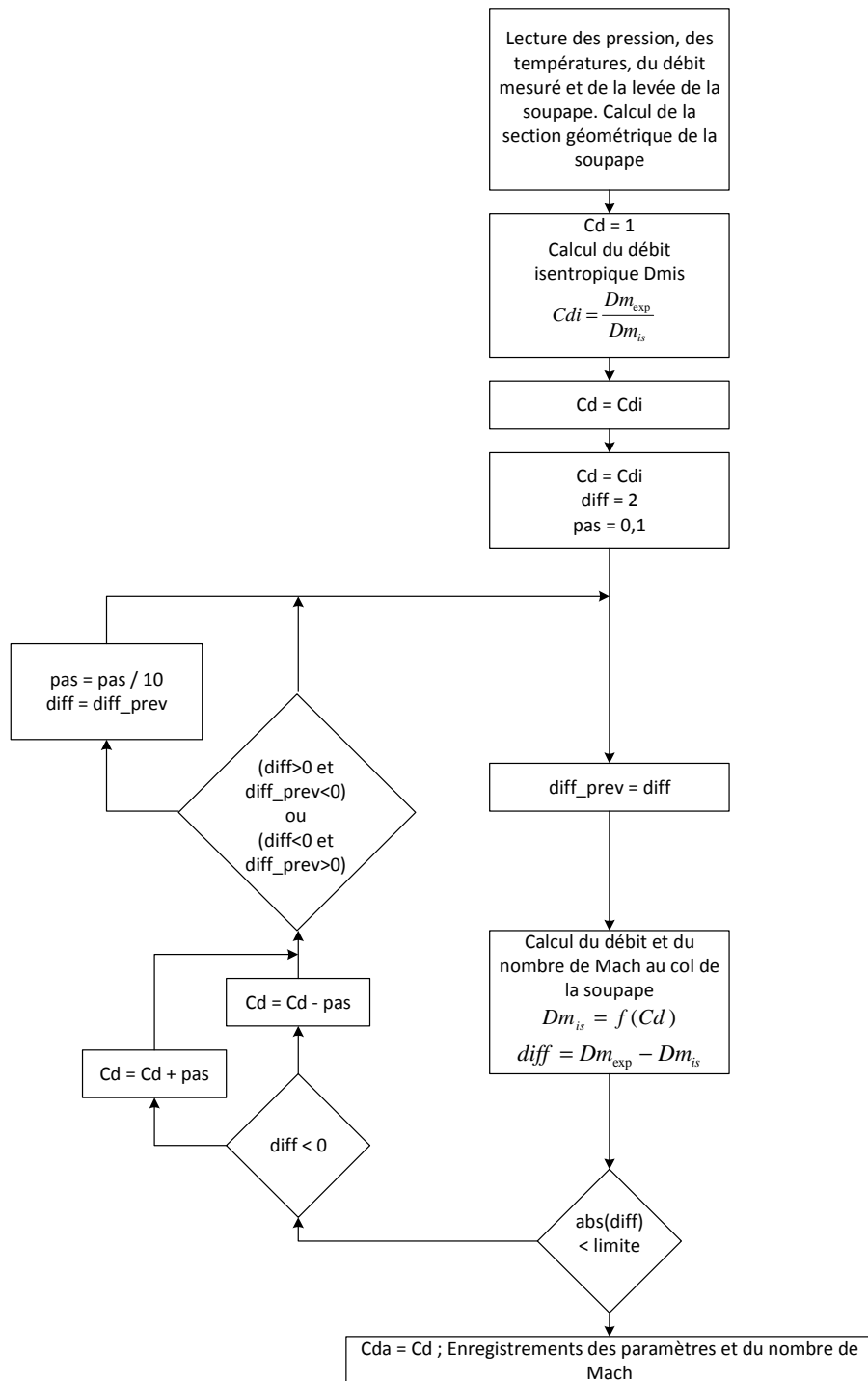


Figure III-8. Calcul du coefficient de décharge par la méthode Cda

III.5.3 Différences entre les deux procédures de recalage

Ces deux procédures de calculs, Cdi et Cda, sont assez différentes. En effet, la première méthode de calcul sous entend que le débit réagit linéairement en fonction du rapport des pressions totales. La seconde méthode, Cda, permet quant à elle de retrouver le coefficient de décharge quelle que soit la forme de la fonction. Aussi, avant de déterminer les coefficients de décharges, une étude théorique a été menée sur les différents modèles. L'objectif est de savoir si les deux méthodes donnent des résultats identiques. Au vu des résultats précédents, les modèles étant identiques en écoulement admission, des résultats similaires sont attendus. Pour cela, un cas purement théorique est étudié. Un volume à une pression et une température de respectivement 1 bar et 293 K est modélisé. Un tube de 40 mm de diamètre est lui aussi modélisé, son extrémité est supposée avoir une section égale à celle de la tubulure. La pression statique dans le tube est de 1,2 bar et la température statique de 293 K. Pour cet exemple, le débit expérimental est supposé égal à 800 kg.h⁻¹.

$$Dm = \rho_{tubulure} \cdot u_{tubulure} \cdot Se_{tubulure} \quad \text{Équation III-13}$$

La masse volumique étant nécessaire à la résolution du problème, la loi des gaz parfait permet son calcul :

$$\rho_{tubulure} = \frac{P_{tubulure}}{r \cdot T_{tubulure}} \quad \text{Équation III-14}$$

Il est donc possible de calculer la vitesse :

$$u_{tubulure} = \frac{Dm}{\rho_{tubulure} \cdot Se_{tubulure}} \quad \text{Équation III-15}$$

Une fois la vitesse connue, il est possible de calculer la température totale de l'écoulement en amont de la sortie du tube :

$$Tt_{tubulure} = T_{tubulure} + \frac{u_{tubulure}^2}{2 \cdot Cp} \quad \text{Équation III-16}$$

Enfin, la pression totale peut être calculée :

$$Pt_{tubulure} = P_{tubulure} \cdot \left(\frac{T_{tubulure}}{Tt_{tubulure}} \right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}} \quad \text{Équation III-17}$$

L'application numérique donne les résultats suivants :

- u = 123,9 m/s
- Tt = 300,6 K
- Pt = 131540 Pa

En appliquant les relations I-27 et I-29, le débit calculé par le modèle de Barré de St-Venant pour un coefficient de décharge égal à l'unité est de 1205 kg.h⁻¹. Le coefficient de décharge calculé à l'aide de la méthode traditionnelle prend donc la valeur suivante :

$$C_{di} = \frac{800}{1205} = 0,664$$

Équation III-18

La figure III-9 permet de suivre ce raisonnement de manière graphique. Le débit calculé par le modèle de Barré de St-Venant pour différents coefficients de décharge y est représenté. Le débit réagit linéairement à l'évolution du coefficient de décharge. La formule III-18, basée sur un rapport de valeurs, donne donc un résultat exact. En effet, le modèle de Barré de St-Venant simulera le débit expérimental si les conditions de calculs sont identiques.

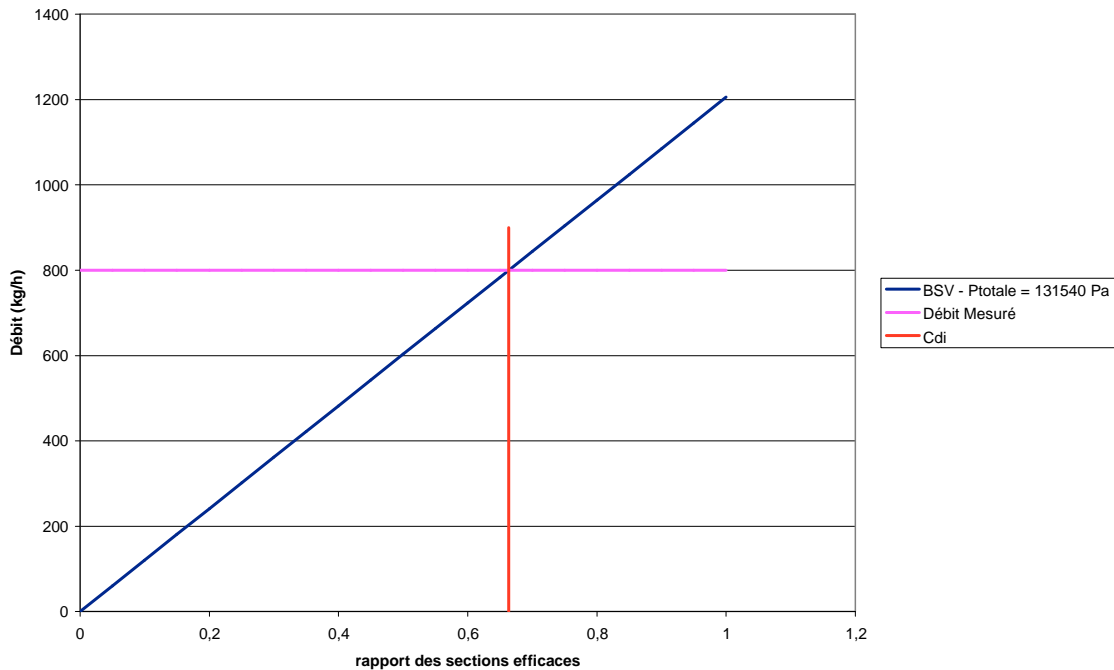


Figure III-9. Représentation graphique de la méthode de calcul du coefficient de décharge C_{di} pour le modèle de Barré de St-Venant

La réponse du débit calculé par Benson et Blair pour une variation du coefficient de décharge n'est pas linéaire et la formule III-18 ne s'applique plus. L'algorithme présenté figure III-8 a donc été appliqué. La représentation graphique de cette méthode est visible figure III-10. L'algorithme de la méthode C_{da} est itératif. La convergence est atteinte lorsque le débit calculé est égal au débit expérimental au critère de convergence près. Il est aisé de déterminer graphiquement la valeur du coefficient de décharge ainsi calculé. Le coefficient de décharge C_{da} ainsi déterminé est identique à celui calculé avec la méthode C_{di} et le modèle de Barré de St-Venant, à savoir 0,664. On peut ainsi affirmer que le modèle de Barré de St-Venant peut être recalé avec la méthode C_{di}, à savoir un simple rapport entre le débit théorique calculé en utilisant la section de passage géométrique des gaz et le débit expérimental. En revanche, les modèles de Blair, de Benson demandent une méthode itérative pour le calcul des coefficients de décharge. Cependant, lorsque la méthode adéquate est utilisée, le résultat est identique quel que soit le modèle utilisé.

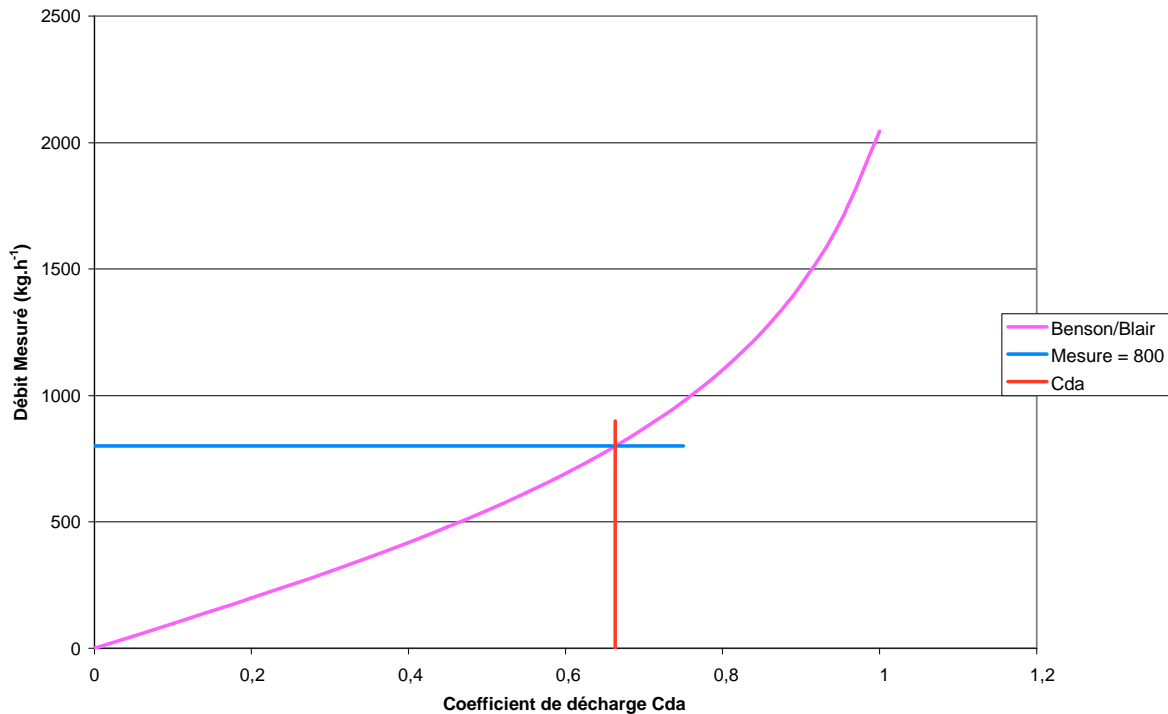


Figure III-10. Représentation graphique des méthodes de calcul Cdi et Cda pour les modèles de Blair et de Benson

III.5.4 Application aux modèles

Comme indiqué dans la section précédente, il est inutile d'utiliser chacun des modèles pour calculer les coefficients de décharges. Pour des raisons de simplicité, le modèle de Barré de St-Venant a été utilisé à l'aide de mesures réalisées sur la soupape d'échappement du moteur d'essai, afin de déterminer la perméabilité de la culasse. Les paramètres utilisés pour le calcul sont :

- Levée de soupapes.
- Pression atmosphérique.
- Pression dans la tubulure et dans le cylindre.
- Débit masse.
- Température atmosphérique.
- Température dans la tubulure (écoulement entrant) ou dans le cylindre (écoulement sortant).

III.5.4.1 Écoulement entrant dans le cylindre

Les équations subsoniques et soniques sont utilisées en l'état. L'aire de passage géométrique des soupapes a été calculée à l'aide des formules précédemment présentées. Les pressions et températures totales ont été calculées ainsi que la chute de pression résultant des frottements. On obtient donc :

- Ecoulement subsonique.

$$Dm_{is} = Se_{souple} \frac{Pt_{tubulure} - \Delta P}{\sqrt{rT_{tubulure}}} \cdot \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left(\left(\frac{Pt_{tubulure} - \Delta P}{Pt_{cyl}} \right)^{\frac{-2}{\gamma}} - \left(\frac{Pt_{tubulure} - \Delta P}{Pt_{cyl}} \right)^{\frac{\gamma+1}{-\gamma}} \right)}$$

Équation III-19

La section de la soupape est calculée à l'aide des formules III-4 à III-6 suivant la levée. Les pressions et les températures totales sont calculées à l'aide des formules III-16 et III-17. La vitesse dans le cylindre étant considérée comme nulle, la pression totale dans le cylindre est égale à la pression statique. La perte de charge ΔP à l'entrée de la culasse est calculée suivant la formule présentée dans le graphe II-13.

- Ecoulement sonique :

$$Dm_{is} = Se_{souple} \frac{Pt_{tubulure} - \Delta P}{\sqrt{rT_{tubulure}}} \sqrt{\gamma \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}$$

Équation III-20

Le rapport des pressions totales permet de savoir quelle formule, III-19 ou III-20 utiliser. En combinant le résultat de ces équations avec l'équation III-9, et en prenant en compte le fait que le débit expérimental est mesuré en $kg \cdot h^{-1}$, on obtient :

$$Cd = \frac{Dm_{exp}}{Dm_{is}}$$

Équation III-21

III.5.4.2 Ecoulement sortant du cylindre

Dans le cas d'un écoulement sortant du cylindre, les formules sont différentes. Comme présenté sur la figure II-3, le cylindre est représenté par un tube de 80 mm de diamètre. La vitesse dans le cylindre ne pouvant plus être considérée comme nulle, les pressions et température totales sont à calculer à l'aide des équations III-16 et III-17. On obtient donc :

- Ecoulement subsonique.

$$Dm_{is} = Se_{souple} \frac{Pt_{cyl} - \Delta P}{\sqrt{rT_{cyl}}} \cdot \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left(\left(\frac{Pt_{cyl} - \Delta P}{Pt_{tubulure}} \right)^{\frac{-2}{\gamma}} - \left(\frac{Pt_{cyl} - \Delta P}{Pt_{tubulure}} \right)^{\frac{\gamma+1}{-\gamma}} \right)}$$

Équation III-22

- Ecoulement sonique :

$$Dm_{is} = Se_{\text{souape}} \frac{Pt_{\text{cyl}} - \Delta P}{\sqrt{rTt_{\text{cyl}}}} \sqrt{\gamma \left(\frac{2\gamma}{\gamma-1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} \quad \text{Équation III-23}$$

III.6 Précision des mesures

L'utilisation même de résultats de mesure implique une imprécision sur les résultats. En effet, chaque capteur ne restitue les valeurs physiques qu'avec une incertitude. Aussi, il est nécessaire de quantifier les écarts probables des coefficients de décharge réels avec les valeurs mesurées. Deux types de prise en compte des erreurs de mesures peuvent être mise en œuvre [126] :

- Type A : les incertitudes peuvent être évaluées par un traitement statistique suite à une série de mesure.
- Type B : une seule série de mesure a été réalisé. Les incertitudes sont évaluées par un moyen autre.

Les incertitudes peuvent avoir différentes origines. Il est néanmoins possible de citer :

- Implantation du capteur : mauvaise position du capteur dans la veine d'air. Cette erreur augmente lorsque le capteur est implanté près des zones où le risque d'écoulement perturbé est fort. Par exemple, il est possible de citer les extrémités de tubes, les coudes ou les composants d'un moteur (papillon, turbocompresseurs, etc....).
- Erreurs d'installation : par exemple, conduction thermique entre le capteur et la paroi due à une mauvaise isolation du capteur.
- Erreurs de calibrations : dérives, non-linéarités, hystérésis, etc....
- Erreurs dues à la technologie du capteur : incertitude inhérente aux limitations du capteur
- Acquisition : amplification, bruit, erreurs de conversion analogique-digital....

Les trois premières sources d'erreurs seront négligées, l'implantation des capteurs et leurs calibrations étant supposées correctement réalisées. Les deux dernières sources d'erreur seront prises en compte. Ainsi, chaque capteur ou carte d'acquisition est fourni avec une imprécision. Il est donc logique de réutiliser ces valeurs pour calculer les extremums des coefficients de décharge. Si ε représente l'imprécision du capteur, la valeur physique ψ peut être égale à :

$$\psi = \psi \pm \varepsilon \quad \text{Équation III-24}$$

Il est cependant peu probable que toutes les valeurs mesurées soient en limite d'imprécision. Aussi, il est d'usage d'utiliser l'incertitude de mesure δ avec :

$$\delta = \frac{\varepsilon}{\sqrt{3}} \quad \text{Équation III-25}$$

Cette formule a pour origine un traitement statistique de différentes mesures sur un même point. Il est donc possible d'écrire :

$$\psi = \psi \pm \delta = \psi \pm \frac{\varepsilon}{\sqrt{3}} \quad \text{Équation III-26}$$

Où ε est une donnée fournie par le fabricant du matériel utilisé. Ces valeurs limites sont ensuite réutilisées dans les modèles de soupape précédemment cités. Il est ainsi possible de calculer les valeurs minimales et maximales des coefficients de décharges et connaître la précision des essais en termes de résultat final. Ainsi, si la précision des capteurs a été précédemment citée dans le chapitre II, il est maintenant nécessaire de savoir comment prendre en compte ces incertitudes. Six capteurs différents sont utilisés pour le calcul du coefficient de décharge :

- Capteur de pression atmosphérique
- Capteur de température atmosphérique
- Capteur de pression amont soupape
- Thermocouple amont soupape
- Débitmètre
- Mesure de la levée soupape

Pour calculer les coefficients de décharges inférieurs, les valeurs choisies sont :

$$P_{ext}^{inf} = P_{ext} - \frac{\delta P_{ext}}{\sqrt{3}} \quad \text{Équation III-27}$$

$$T_{ext}^{inf} = T_{ext} - \frac{\delta T_{ext}}{\sqrt{3}} \quad \text{Équation III-28}$$

$$Dm^{inf} = Dm + \frac{\delta Dm}{\sqrt{3}} \quad \text{Équation III-29}$$

$$L_{soupape}^{inf} = L_{soupape} - \frac{\delta L_{soupape}}{\sqrt{3}} \quad \text{Équation III-30}$$

$$P_{tubulure}^{inf} = P_{tubulure} + \frac{\delta P_{tubulure}}{\sqrt{3}} \quad \text{Équation III-31}$$

$$T_{tubulure}^{inf} = T_{tubulure} + \frac{\delta T_{tubulure}}{\sqrt{3}} \quad \text{Équation III-32}$$

Inversement, les valeurs de coefficients de décharges supérieurs sont calculées de la manière suivante :

$$P_{ext}^{sup} = P_{ext} + \frac{\delta P_{ext}}{\sqrt{3}} \quad \text{Équation III-33}$$

$$T_{ext}^{sup} = T_{ext} + \frac{\delta T_{ext}}{\sqrt{3}} \quad \text{Équation III-34}$$

$$Dm^{sup} = Dm - \frac{\delta Dm}{\sqrt{3}} \quad \text{Équation III-35}$$

$$L_{soupape}^{sup} = L_{soupape} + \frac{\delta L_{soupape}}{\sqrt{3}} \quad \text{Équation III-36}$$

$$P_{tubulure}^{sup} = P_{tubulure} - \frac{\delta P_{tubulure}}{\sqrt{3}} \quad \text{Équation III-37}$$

$$T_{tubulure}^{sup} = T_{tubulure} - \frac{\delta T_{tubulure}}{\sqrt{3}} \quad \text{Équation III-38}$$

Il est à noter que les valeurs géométriques relevées sur les tubulures ou la culasse sont supposées exactes et n'interviennent pas.

III.7 Résultats des mesures pour les soupapes d'échappement

Une campagne de mesures ayant été réalisée en régime stationnaire, il est possible de calculer les coefficients de décharges pour les différents modèles. Ce sont ces résultats qui sont présentés dans cette section. Les levées testées sont : 0,5 ; 1 ; 1,5 ; 2 ; 2,5 ; 3 ; 4 ; 5 ; 6 ; 7 ; 8 ; 9 et 10 mm. Ce choix a été motivé par le fait que les gradients de vitesse et de pression ont été estimés plus grands (à priori) à faible ouverture. Dans le but de mieux caractériser ces phénomènes, un maillage plus fin a été décidé. Les débits et rapports de pressions testés n'ont pas été prédéfinis. Chaque test de levée comporte entre 10 et 20 points de mesure.

III.7.1 Admission avec un tube de 80 mm

Dans un premier temps les soupapes d'échappement ont été testées en configuration admission, c'est-à-dire le fluide s'écoulant de la tubulure vers le cylindre. Le synoptique du banc est représenté sur la figure II-2. Un tube de 80 mm de diamètre représente le cylindre du moteur réel. Son rôle est de redresser les filets fluides à la sortie de la soupape. L'ensemble des courbes est disponible en Annexe 1. La première levée présentée est une levée de 0,5 mm. Les résultats sont représentés sur la figure III-11. Le nombre de Mach a été calculé au col de la soupape. Le rapport de pression utilisé a été calculé en utilisant les pressions totales absolues en amont et en aval des soupapes. Dans le cas du modèle de Blair, la vitesse des gaz au col de la soupape est directement calculée par le modèle. Il suffit de déterminer la vitesse du son au col de la soupape. En considérant une transformation isentropique entre la tubulure et la soupape, la vitesse du son peut être obtenue par la relation suivante :

$$a_{soupape} = a_{tubulure} \left(\frac{P_{tubulure}}{P_{soupape}} \right)^{\frac{1-\gamma}{2\gamma}} \quad \text{Équation III-39}$$

Ainsi,

$$Ma_{soupape} = \frac{u_{soupape}}{a_{soupape}} \quad \text{Équation III-40}$$

Pour les modèles de Benson et de Barré de St-Venant, la vitesse des gaz au col de la soupape n'est pas directement calculée. La pression au col de la soupape étant toujours supposée égale à la pression dans le cylindre, la relation III-39 est toujours valide. Il est alors possible de calculer la température des gaz à ce passage.

$$T_{souple} = \frac{a_{souple}^2}{r \cdot \gamma} \quad \text{Équation III-41}$$

A l'aide de la loi des gaz parfait la masse volumique est calculée par :

$$\rho_{souple} = \frac{P_{cyl}}{r \cdot T_{souple}} \quad \text{Équation III-42}$$

Les modèles de soupape étant quasi stationnaire, un bilan de masse permet de retrouver la vitesse des gaz au col de la soupape.

$$u_{souple} = \frac{\rho_{tubulure} \cdot u_{tubulure} \cdot Se_{tubulure}}{Cd \cdot \rho_{souple} \cdot Se_{souple}} \quad \text{Équation III-43}$$

Il est alors possible d'utiliser la relation III-40 pour calculer le nombre de Mach au col de la soupape. Il a été choisi de présenter les résultats en fonction du rapport des pressions totales. La pression totale en amont de la soupape prend en compte les pertes de pressions entre le capteur et la soupape. La figure III-11 présente l'évolution du coefficient de décharge et du nombre de Mach au passage de la soupape pour une levée de 0,5 mm. La première constatation est que le coefficient de décharge n'est pas constant en fonction du rapport de pression. En effet, à cette faible levée, la valeur du coefficient de décharge croit avec le débit. On peut également observer que le blocage sonique n'affecte en aucun cas le coefficient. Les mesures restent précises. Cela s'explique par le fait que le rapport de pression reste élevé sur toute la plage de débit testée. En effet, l'incertitude du capteur est supposé constante sur toute la gamme de mesure. Aussi, un faible écart sur une valeur élevée aura moins d'influence sur le résultat final.

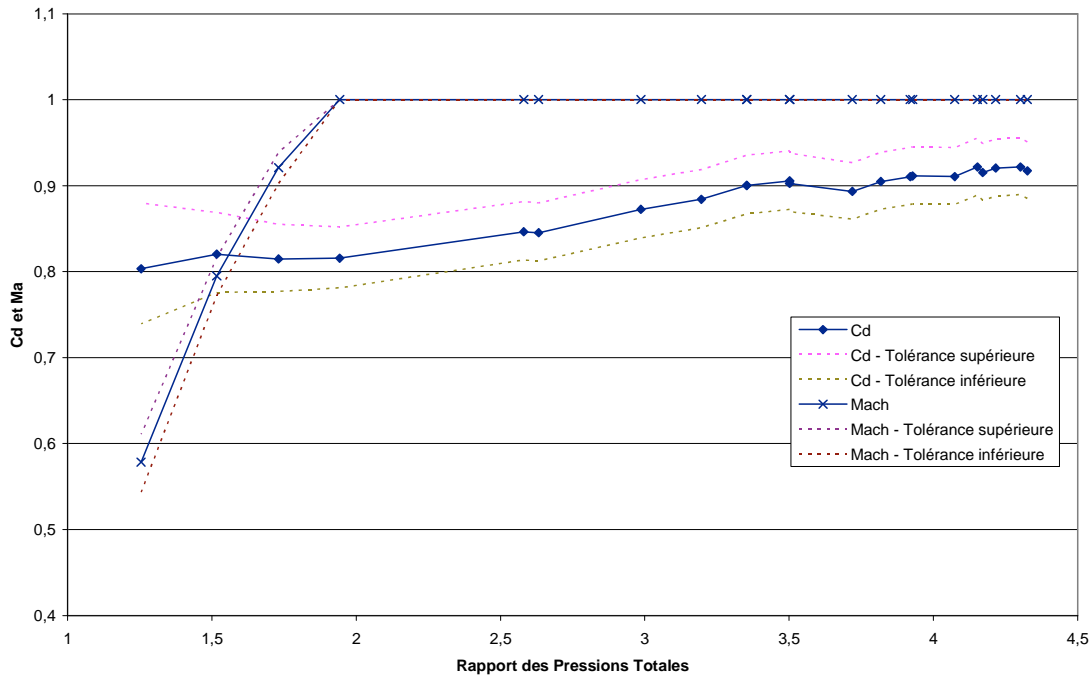


Figure III-11. Coefficient de décharge et nombre de Mach des soupapes d'échappement en configuration admission avec un diamètre de cylindre de 80 mm pour une levée de 0,5 mm

Afin d'analyser l'évolution du coefficient de décharge, un bilan de masse est posé :

$$Dm = \rho_{souple} \cdot u_{souple} \cdot Cd \cdot Se_{souple} \quad \text{Équation III-44}$$

Aussi, la vitesse et la masse volumique des gaz au passage de la soupape ont été calculées puis tracées sur la figure III-12 à l'aide des équations III-42 et III-43.

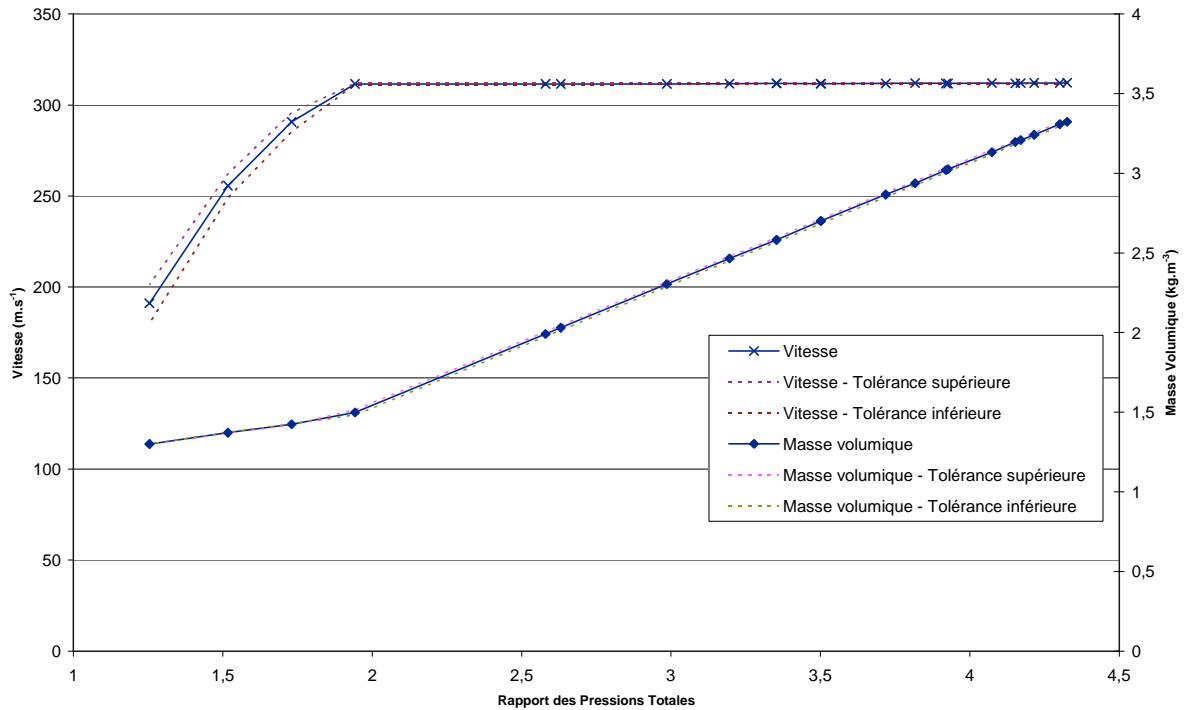


Figure III-12. Vitesse et masse volumique des gaz au col de la soupape des soupapes d'échappement en configuration admission avec un diamètre de cylindre de 80 mm pour une levée de 0,5 mm

Il apparaît que la vitesse des gaz se stabilise à une valeur constante assez rapidement, traduisant le blocage sonique. La masse volumique croît tout d'abord légèrement puis de manière plus marquée, le changement de régime ayant lieu avec le passage en écoulement sonique. Cet accroissement de masse volumique a pour cause l'augmentation de pression liée au blocage sonique. En effet, les modèles prennent pour hypothèse une pression au col de la soupape égale à la pression dans le cylindre. Cette hypothèse n'est plus faite lors d'un écoulement sonique et la pression au col augmente. La vitesse en blocage sonique restant constante, la valeur de température doit elle aussi rester constante. La pression au col doit donc elle aussi suivre une évolution linéaire en fonction du débit dans ce cas de figure. Au regard de l'équation III-44, il apparaît qu'une augmentation de débit ne peut s'expliquer que par une augmentation de la vitesse, de la masse volumique ou du coefficient de décharge, la section de passage géométrique de la soupape étant fixe à une levée donnée. La vitesse étant constante sur la figure, il apparaît que l'augmentation de masse volumique ne peut à elle seule expliquer l'accroissement de débit. Aussi, l'augmentation du coefficient de décharge traduit, au regard des modèles, une augmentation de la surface débitante efficace au passage de la soupape. Cependant, les résultats de Tanaka [34] apportent des éléments de réponses (figure I-3, Chapitre I). L'accroissement du coefficient de décharge s'expliquerait alors par un recollement de l'écoulement sur les parois puis par une diminution de la couche limite. Ainsi, en cas de blocage sonique, l'écoulement aurait tendance à s'éloigner de l'écoulement de type II et III et se rapprocherait de l'écoulement de type I. Afin de valider cette analyse, les coefficients de décharges ont été

tracés pour des les levées de 1 et 1,5 mm sur les figures III-13 et III-14. La même tendance se dégage même si l'évolution du coefficient de décharge est moins marquée. Cette évolution provient du fait que le rapport des pressions statiques est moins élevé pour ces essais.

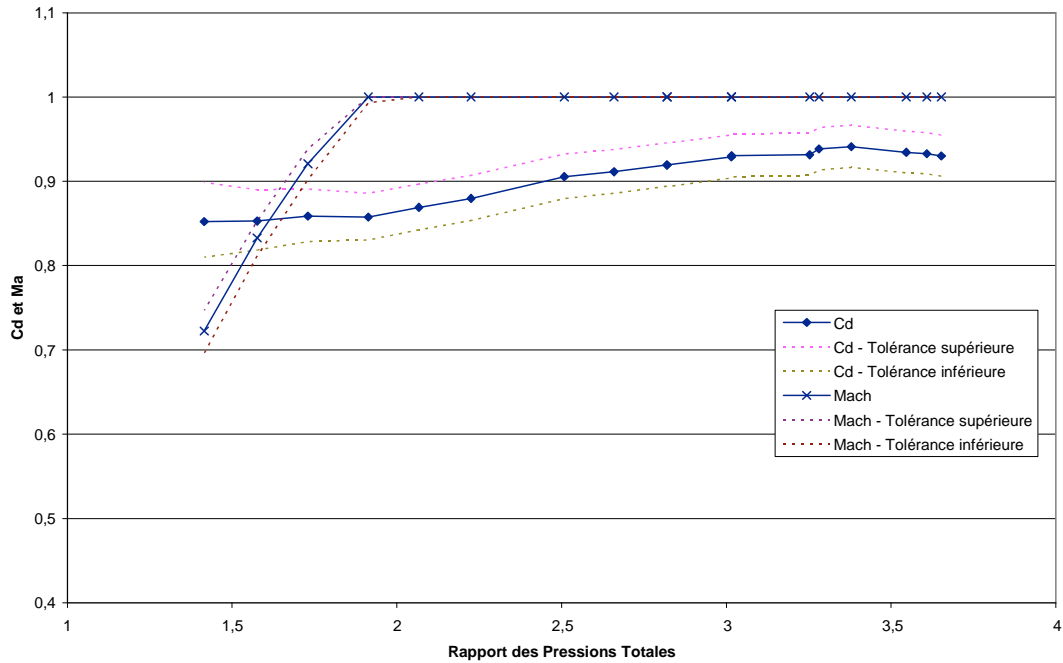


Figure III-13. Coefficient de décharge et nombre de Mach des soupapes d'échappement en configuration admission avec un diamètre de cylindre de 80 mm pour une levée de 1 mm

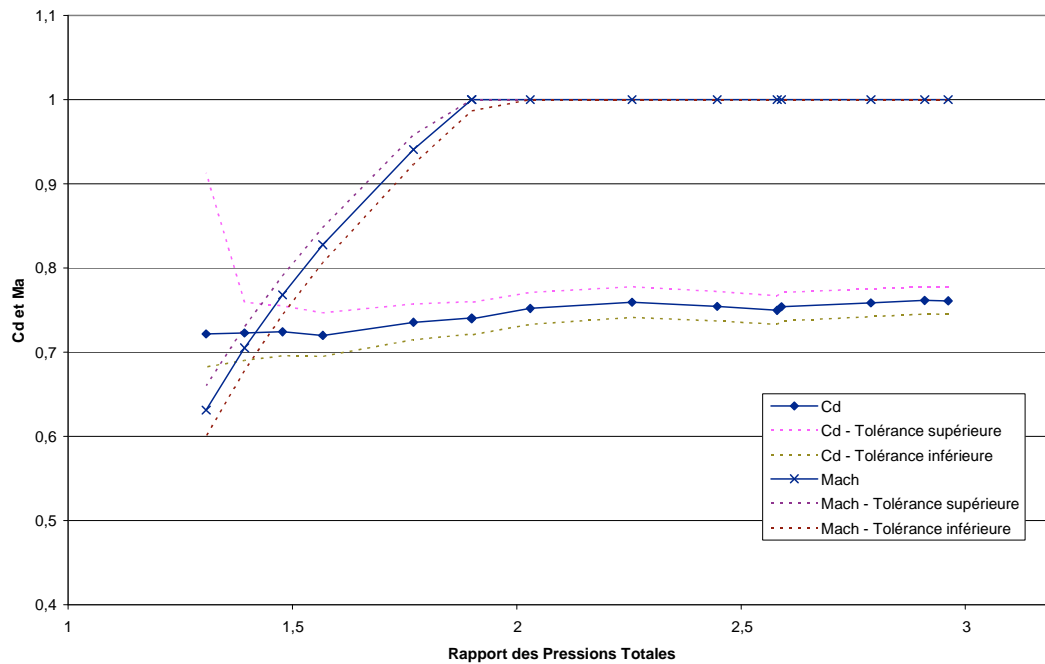


Figure III-14. Coefficient de décharge et nombre de Mach des soupapes d'échappement en configuration admission avec un diamètre de cylindre de 80 mm pour une levée de 1,5 mm

Une autre levée, un peu plus importante, de 2,5 mm est ensuite présentée en figure III-15. Le nombre de Mach calculé au passage de la soupape est en grande partie subsonique mais le blocage intervient sur les deux derniers points de mesures. Le capteur 5 bars donnant des résultats relativement similaires mais avec de trop grandes imprécisions, il a été décidé de refaire une série de mesure avec un capteur 350 mbars de manière à pouvoir conclure sur la validité des résultats. Cela se traduit par une légère discontinuité des coefficients de décharge. Cependant, les résultats ne présentant pas de discontinuités sur la limite supérieure de l'incertitude de mesure, le niveau de confiance reste élevé.

Le coefficient de décharge est dans ce cas présent pratiquement constant sur la plage de mesure. La même analyse que la levée de 0,5 mm a été appliquée. La vitesse de gaz et la masse volumique des gaz au passage de la soupape ont été tracées sur la figure III-16. La masse volumique des gaz évolue en fonction du débit. Cela vient du fait que l'hypothèse d'une pression des gaz au col de la soupape égale à celle régnant dans le cylindre en cas d'écoulement subsonique a été faite. Aussi, cette augmentation de la densité des gaz traduit une évolution de la température du fluide. La vitesse des gaz augmente jusqu'au blocage sonique pour enfin se stabiliser. Le coefficient de décharge restant constant, les hypothèses du modèle font que l'augmentation de débit est compensée par une augmentation de la vitesse et de la densité du fluide. Aussi, la section efficace de la soupape reste constante. Toujours en l'absence d'information locale, la section efficace de la soupape sera donc considérée comme constante en écoulement subsonique.

Une autre levée intermédiaire est ensuite présentée figure III-17. La levée est de 5 mm. L'écoulement est ici subsonique sur toute la gamme de débit testée. Le coefficient de décharge varie quelque peu mais reste proche d'une constante. La masse volumique et la vitesse d'écoulement n'ont pas été tracées mais les conclusions sont les mêmes que celles faites précédemment.

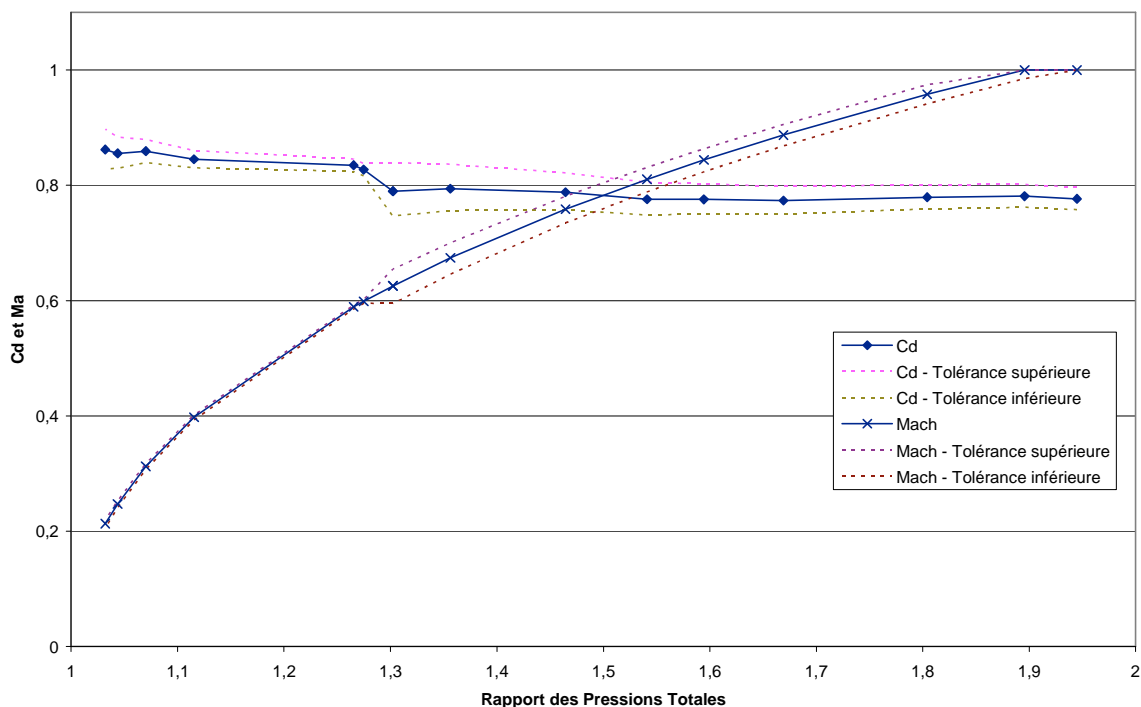


Figure III-15. Coefficient de décharge et nombre de Mach des soupapes d'échappement en configuration admission avec un diamètre de cylindre de 80 mm pour une levée de 2,5 mm

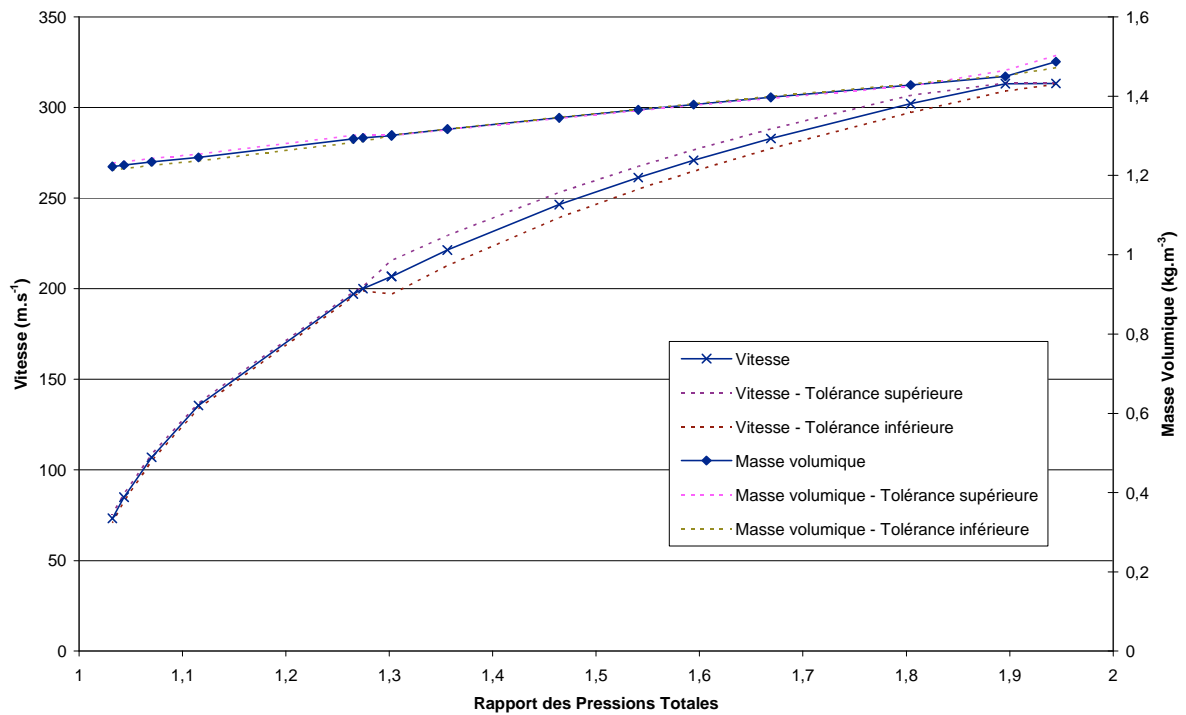


Figure III-16. Vitesse et masse volumique des gaz au col de la soupape des soupapes d'échappement en configuration admission avec un diamètre de cylindre de 80 mm pour une levée de 2,5 mm

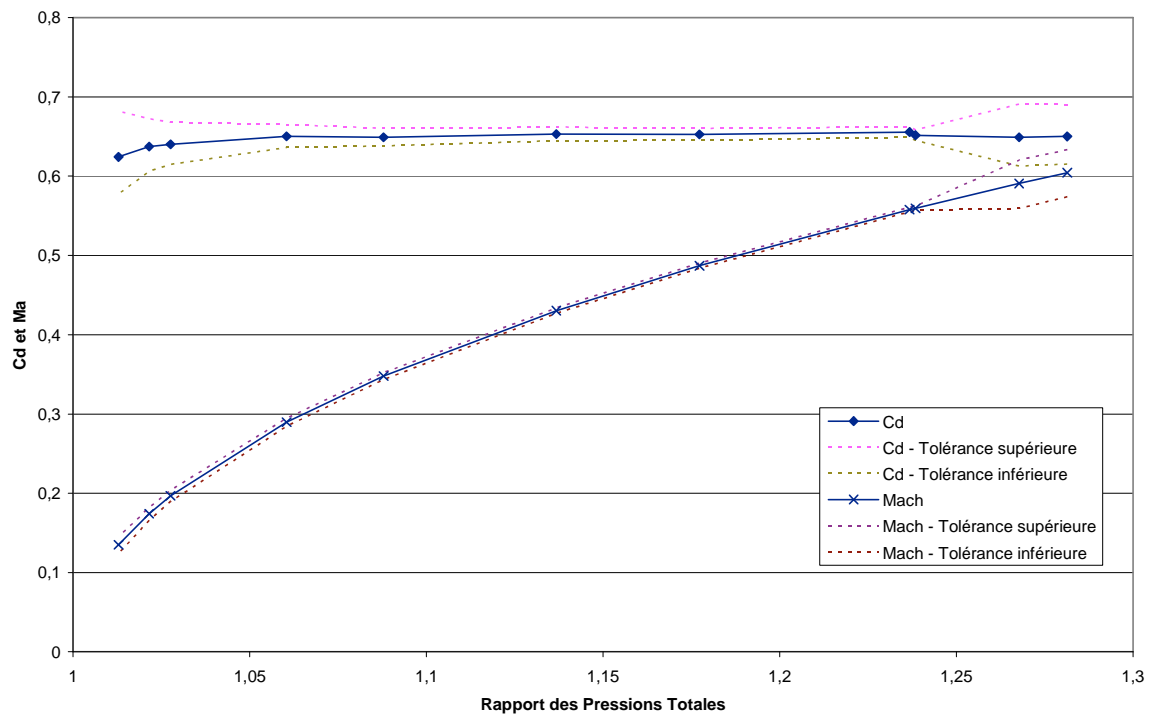


Figure III-17. Coefficient de décharge et nombre de Mach des soupapes d'échappement en configuration admission avec un diamètre de cylindre de 80 mm pour une levée de 5 mm

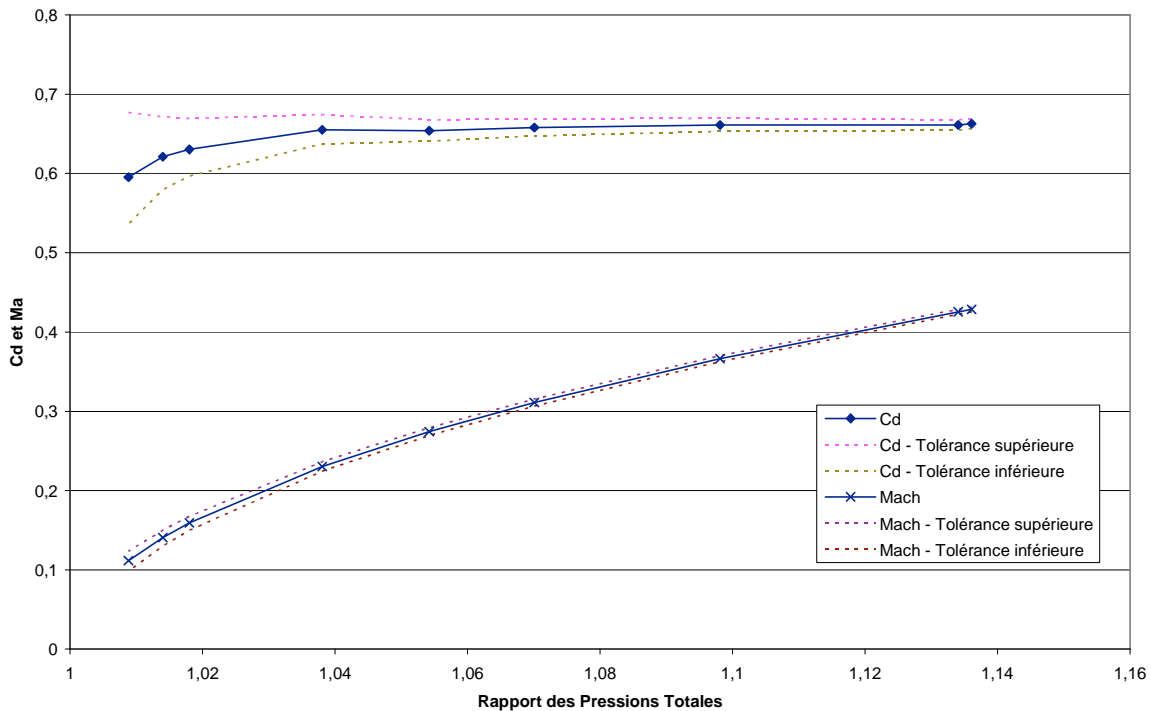


Figure III-18. Coefficient de décharge et nombre de Mach des soupapes d'échappement en configuration admission avec un diamètre de cylindre de 80 mm pour une levée de 10 mm

Enfin, le résultat du calcul du coefficient de décharge à la levée maximum de 10 mm est présenté en figure III-18. Là encore, le nombre de Mach restitué par les modèles reste inférieur à l'unité sur toute la gamme de débit mesuré. Le coefficient de décharge ne varie que légèrement en fonction du rapport de pression. Les incertitudes de mesures restent correctes. On remarque une chute du coefficient de décharge pour les très faibles débits. Cependant, ce phénomène ayant lieu dans une zone de grandes incertitudes, il est difficile de conclure.

III.7.2 Admission avec sortie libre

Comme indiqué lors de l'étude bibliographique, Blair [63] ayant montré l'importance du diamètre du cylindre lors de la mesure du coefficient de décharge, il a été entrepris de vérifier cette affirmation. Alors que Blair diminuait les diamètres de cylindre, il a été choisi de déposer le tube représentant ce composant afin de voir son influence. Ainsi, les coefficients de décharge ont été calculés avec une soupape ayant une sortie libre. Le cylindre pouvant redresser les filets fluides, et donc modifier les pressions et vitesses aval aux soupapes, il est nécessaire de vérifier son influence sur les résultats du modèle.

Des essais sans cylindre ont donc été effectués, les résultats de calcul sont présentés en figure III-19. Les valeurs prises par le coefficient de décharge dans cette configuration sont très proches de celles calculées avec le cylindre de 80 mm. Aussi, afin d'améliorer la compréhension des phénomènes, une représentation des coefficients de décharge pour plusieurs levées, identique à ce qui a été précédemment présenté est faite. Pour ce cas, les incertitudes n'ont pas été représentées sur le graphe mais la comparaison des courbes montre que l'absence de cylindre ne modifie pas de manière significative les valeurs prises par le coefficient de décharge. Les imprécisions de mesures avec cylindre calculées pour la série de mesure ont été rajoutées sur le graphe. Il apparaît que les coefficients de décharge calculés sans le tube de 80 mm représentant le cylindre peuvent apparaître à la limite de l'intervalle d'incertitudes des mesures.

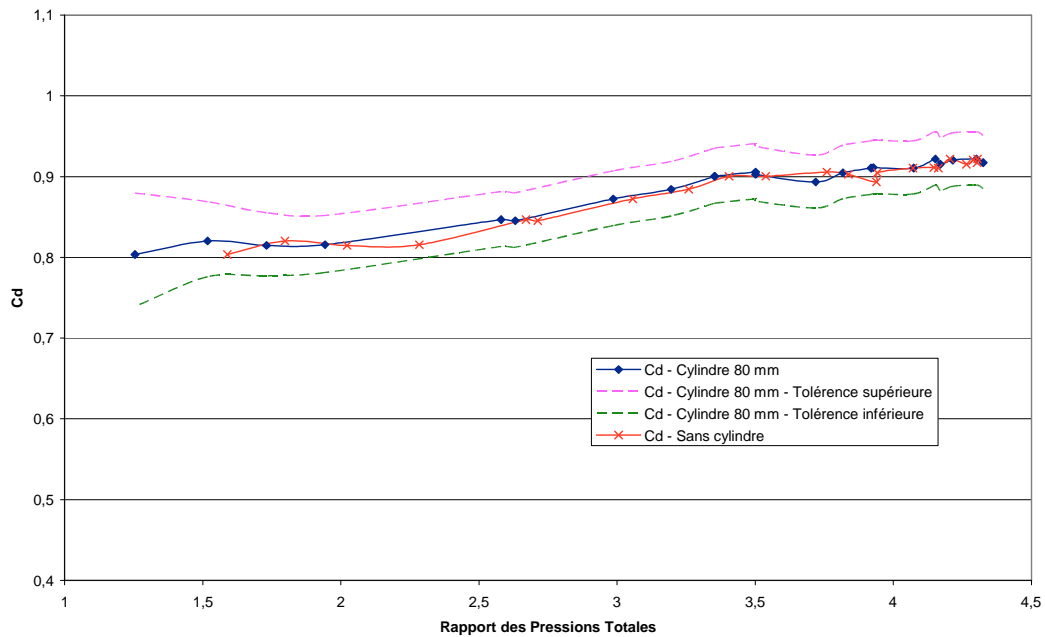


Figure III-19. Coefficient de décharge des soupapes d'échappement en configuration admission avec et sans cylindre pour une levée de 0,5 mm

Les figures III-20 et III-21 présentent les différences entre des écoulements avec et sans cylindre de 80 mm pour des levées de 2,5 et 5 mm. Les coefficients de décharges calculés à partir des mesures sans cylindre apparaissent légèrement supérieurs à ceux issus des mesures avec cylindre. Néanmoins les variations sont relativement faibles et inférieures à l'incertitude de mesure.

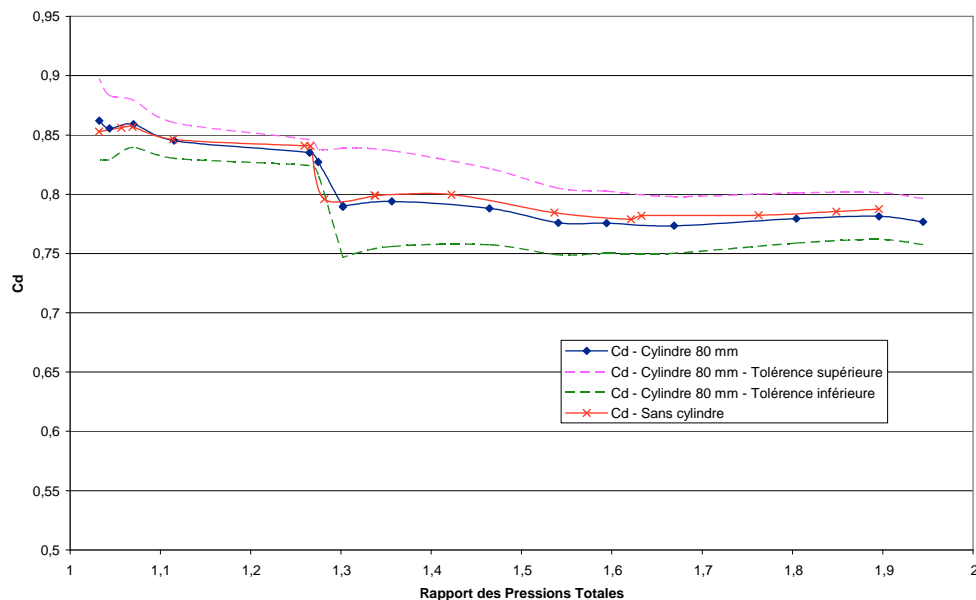


Figure III-20. Coefficient de décharge des soupapes d'échappement en configuration admission avec et sans cylindre pour une levée de 2.5 mm

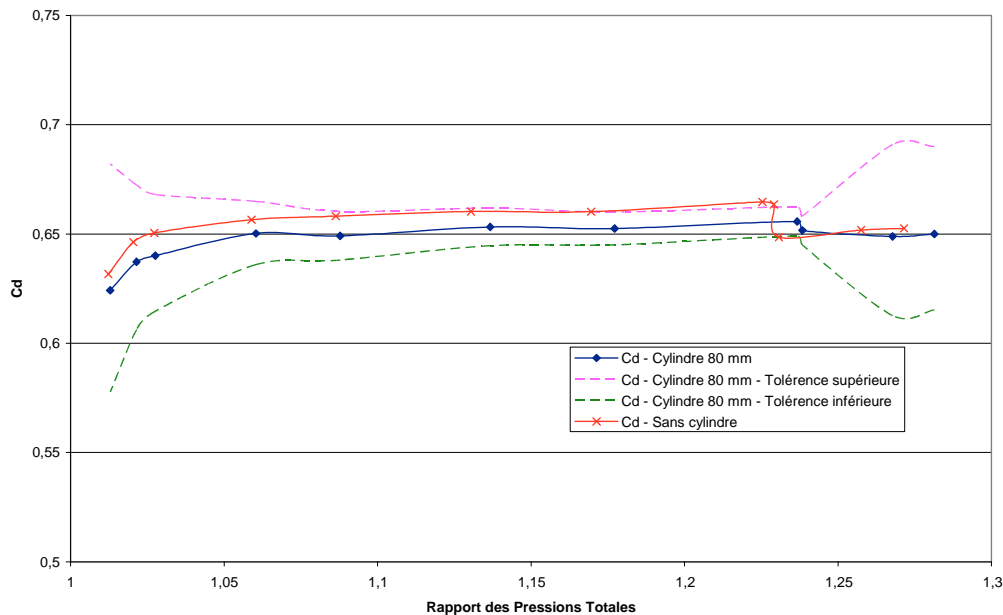


Figure III-21. Coefficient de décharge des soupapes d'échappement en configuration admission avec et sans cylindre pour une levée de 5 mm

III.7.3 Echappement

Les soupapes d'échappement ont ensuite été testées en écoulement partant du cylindre vers la tubulure. Pour cela, un tube de diamètre 80 mm relié à un réservoir sous pression alimenté en air comprimé a été connecté à la culasse. Le fluide s'écoule donc du cylindre vers la tubulure. La sortie de la soupape normalement reliée à la tubulure d'échappement est laissée libre. Les chapelles d'échappement étant intégrées dans la fonderie de la culasse n'ont pas été modifiées. La configuration a été présentée sur la figure II-3. L'ensemble des résultats sont présentés en Annexe 2.

Les figures III-22 et III-23 montrent les coefficients de décharge calculés aux levées de 0,5 et 5 mm. Là encore, le coefficient de décharge ne peut être considéré comme constant en fonction du débit lorsque l'écoulement au passage de la soupape est sonique. Deux séries de mesures ont été réalisées à plusieurs jours d'intervalles avec les capteurs de 5 bars et de 350 mbars.

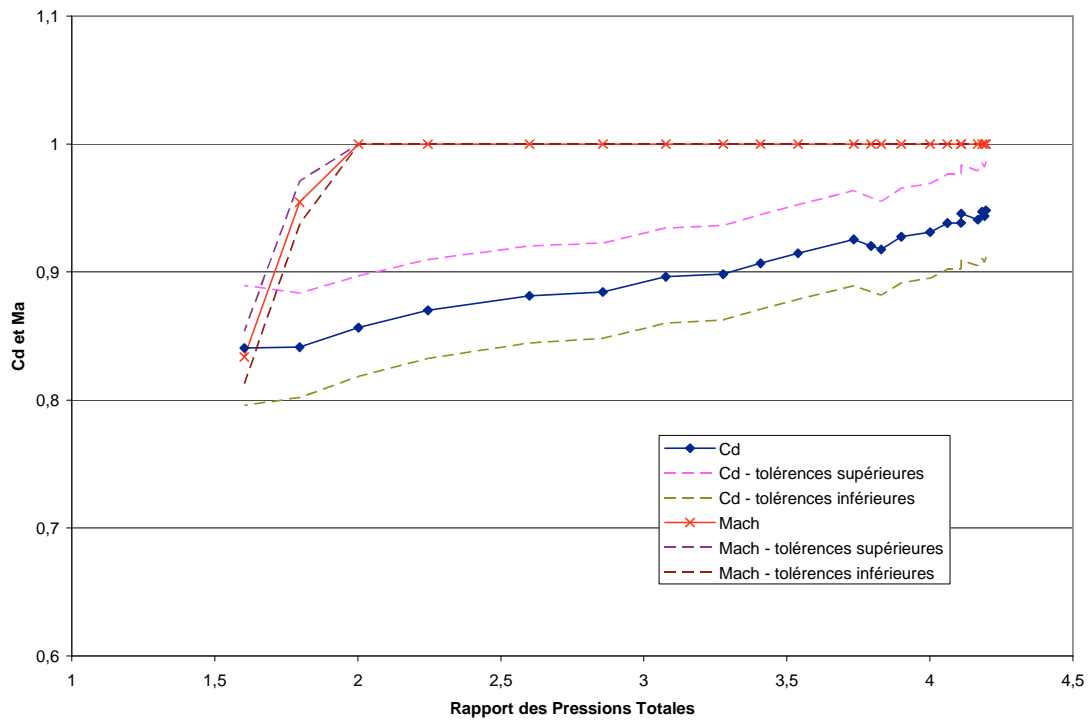


Figure III-22. Coefficient de décharge et nombre de Mach des soupapes d'échappement en configuration échappement avec un diamètre de cylindre de 80 mm pour une levée de 0,5 mm

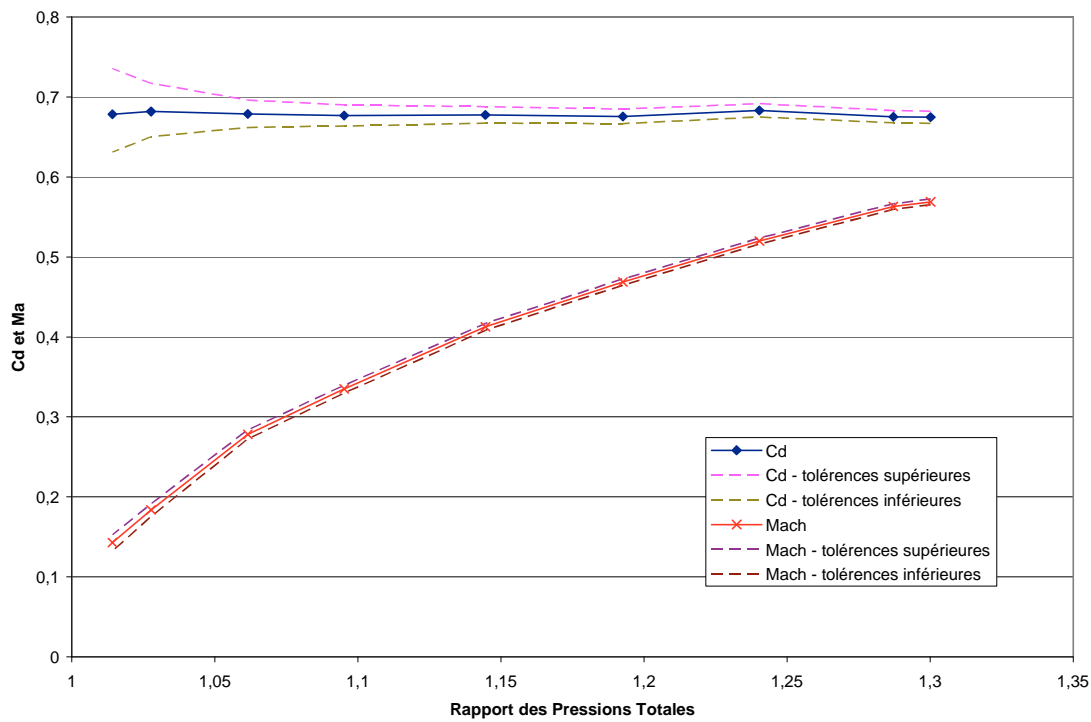


Figure III-23. Coefficient de décharge et nombre de Mach des soupapes d'échappement en configuration échappement avec un diamètre de cylindre de 80 mm pour une levée de 5 mm

III.8 Résultats des mesures pour les soupapes d'admission

Afin de caractériser les écoulements autour des soupapes d'admission, les mêmes types de tests ont été réalisés. Cependant, les essais en écoulement admission sans le tube de 80 mm en aval des soupapes n'ont pas été effectués. La procédure d'essai des soupapes d'admission a été très similaire à celle mise en place pour les soupapes d'échappement. A savoir, les levées testées vont de 0,5 à 10 mm et un balayage en pression – débit est effectué. Même si les valeurs numériques sont différentes, les phénomènes observés sur les soupapes d'échappement sont reproduits sur les soupapes d'admission. Pour exemple, la figure III-24 représente l'évolution du coefficient de décharge et du nombre de Mach pour les soupapes d'admission en écoulement admission pour une levée de 2,5 mm et la figure III-25 représente les mêmes paramètres pour un écoulement échappement avec une levée de 6 mm. L'intégralité des tracés sont disponibles en Annexes 3 et 4.

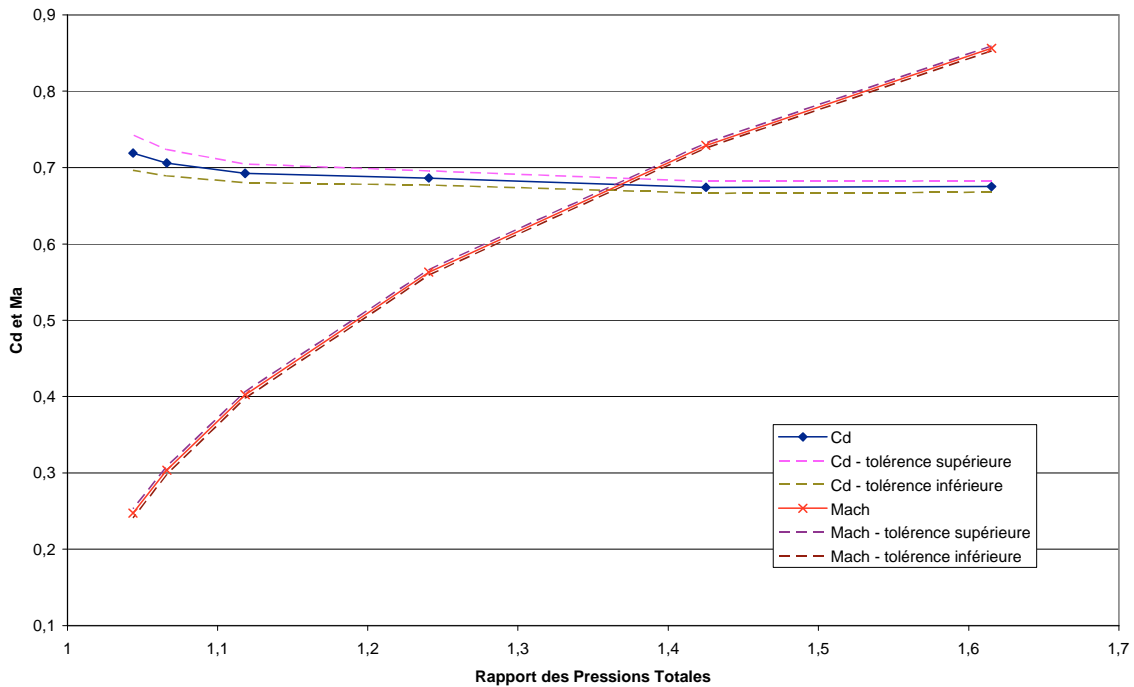


Figure III-24. Coefficient de décharge et nombre de Mach des soupapes d'admission en configuration admission avec un diamètre de cylindre de 80 mm pour une levée de 2,5 mm

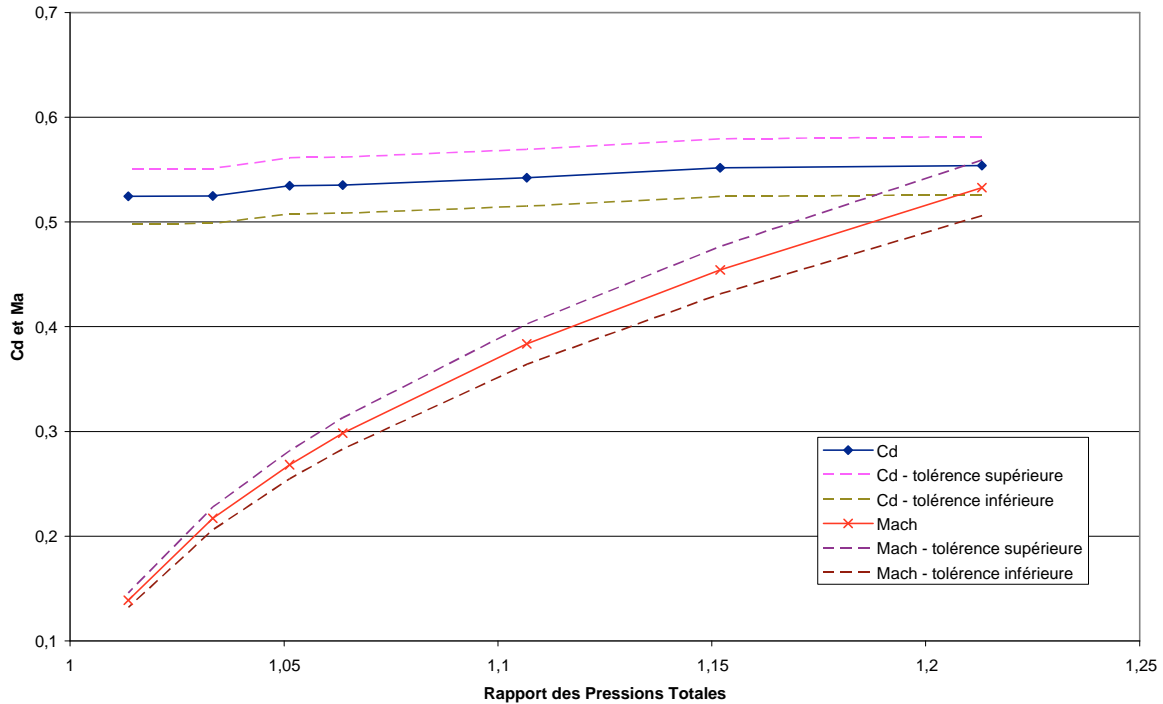


Figure III-25. Coefficient de décharge et nombre de Mach des soupapes d'admission en configuration échappement avec un diamètre de cylindre de 80 mm pour une levée de 6 mm

III.9 Comparaison des résultats avec une méthode issue de l'industrie

Le moteur testé étant un moteur produit en série, il est important de comparer les méthodologies et les résultats de calcul des coefficients de décharge obtenus durant cette étude avec les méthodes du constructeur. Les essais de perméabilité de la culasse s'effectuent sur un banc différent de celui utilisé au cours de cette thèse. En effet, la culasse ne se trouve reliée à aucune tubulure mais à deux volumes. Une perte de charge de 50 mbar est appliquée de part et d'autre des soupapes de manière à mettre en mouvement le fluide. Afin de calculer le coefficient de décharge, la formule suivante est mise en œuvre :

$$Se_{eff} = \frac{Dm_{exp}}{\sqrt{2 \cdot \rho_{amont} \cdot (P_{amont} - P_{aval})}} \quad \text{Équation III-45}$$

Cette formule est une application du théorème de Bernoulli et l'écoulement est donc considéré comme incompressible. Le coefficient de décharge peut donc se calculer de la manière suivante :

$$Cd = \frac{Se_{eff}}{Se} \quad \text{Équation III-46}$$

Les résultats de mesures ont été fournis par le constructeur du moteur et sont présentés dans les tableaux III-1 et III-2.

Levée	Cd écoulement entrant	Cd écoulement sortant
1,000008	0,790010458	0,916659582
1,9999875	0,780889926	0,890385765
2,9999955	0,730289587	0,843807741
4,0000035	0,704086932	0,8012502
5,0000115	0,671712481	0,759180469
5,999991	0,640041151	0,726684416
6,999999	0,61708149	0,696862721
8,000007	0,661042703	0,758733943
8,9999865	0,687093908	0,831187266
9,9999945	0,697677048	0,910154169
11,0000025	0,70744586	0,955588235
13,8500025	0,70744586	0,955588235

Tableau III-1. Résultats de mesures du coefficient de décharge par le constructeur pour les soupapes d'admission

Levée	Cd écoulement entrant	Cd écoulement sortant
1,00000575	1,01631861	1,06209474
2,0000115	0,99709935	1,10251652
2,999994	0,90488033	1,02275966
3,99999975	0,84520744	0,99818628
5,0000055	0,7678518	0,96867466
6,00001125	0,70858561	0,93688002
6,99999375	0,76098065	0,99301748
7,9999995	0,77595142	1,0391755
9,00000525	0,77844602	1,08283891
10,000011	0,77719819	1,12400667
10,9999935	0,77969384	1,13024369

Tableau III-2. Résultats de mesures du coefficient de décharge par le constructeur pour les soupapes d'échappement

Au vu des résultats présentés, deux remarques viennent immédiatement. D'une part, des coefficients de décharge sont supérieurs à l'unité, ce qui est physiquement impossible. D'autre part, les coefficients en écoulements sortants sont très supérieurs à ceux en écoulement entrants, phénomène non remarqué lors des essais et des calculs de coefficients de décharge réalisés lors de cette étude. Les essais réalisés pour cette étude n'ayant pas été tous réalisés pour une différence de pression statique de 50 mbar entre le cylindre et la tubulure, la comparaison directe n'était pas possible. Pour y remédier, des interpolations ont été effectuées afin de calculer les coefficients de décharge relevés grâce à la méthode académique pour une telle perte de charge. Les résultats sont présentés dans les figures III-26 à III-29. On remarque que les Cd issus de la méthode industrielle sont supérieurs aux Cd mesurés au laboratoire dans la plupart des cas. Seul l'écoulement entrant au travers de la soupape d'échappement donne des coefficients de décharge comparables à la méthode académique. L'analyse de la masse volumique des gaz et du nombre de Mach au col de la soupape n'apporte pas d'information.

Finalement, il apparaît difficile d'expliquer les différences entre les 2 méthodes de mesure, car celles-ci sont trop fortes pour être engendrées par des incertitudes de mesures ou par l'hypothèse d'incompressibilité du fluide. Un travail avec l'industriel devient donc nécessaire pour éclaircir cette situation.

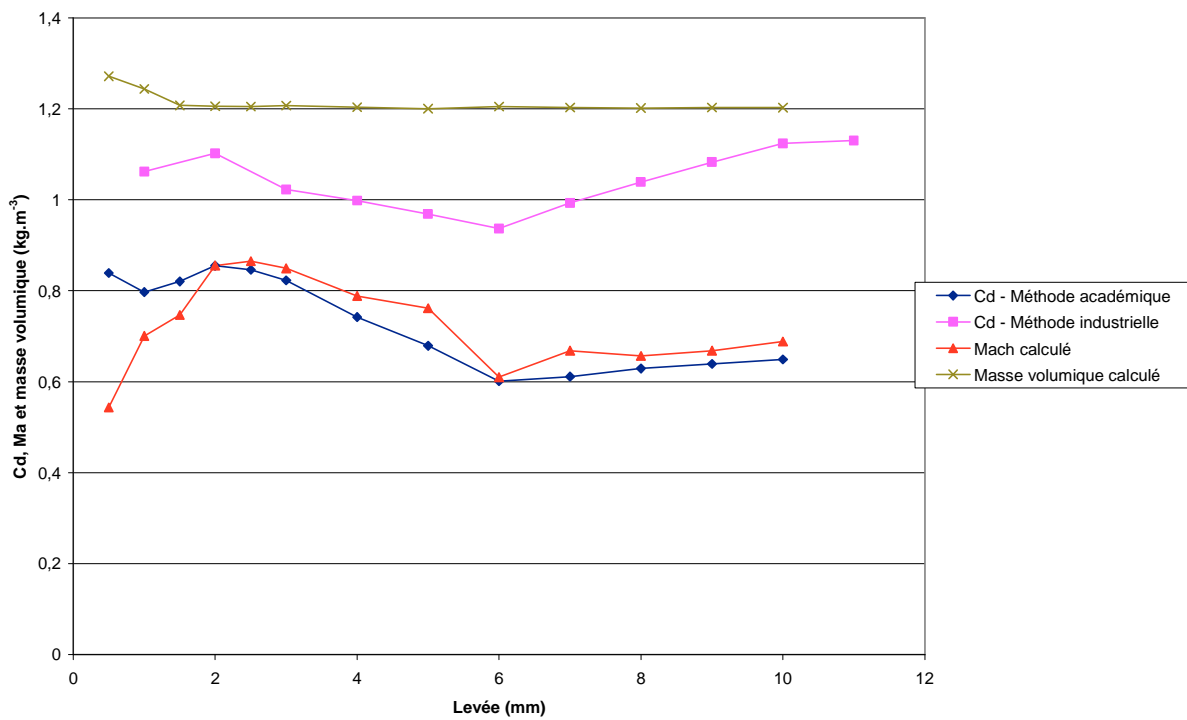


Figure III-26. Comparaison des coefficients de décharges relevés grâce à la méthode académique et la méthode industrielle pour un écoulement sortant au travers de la soupape d'échappement

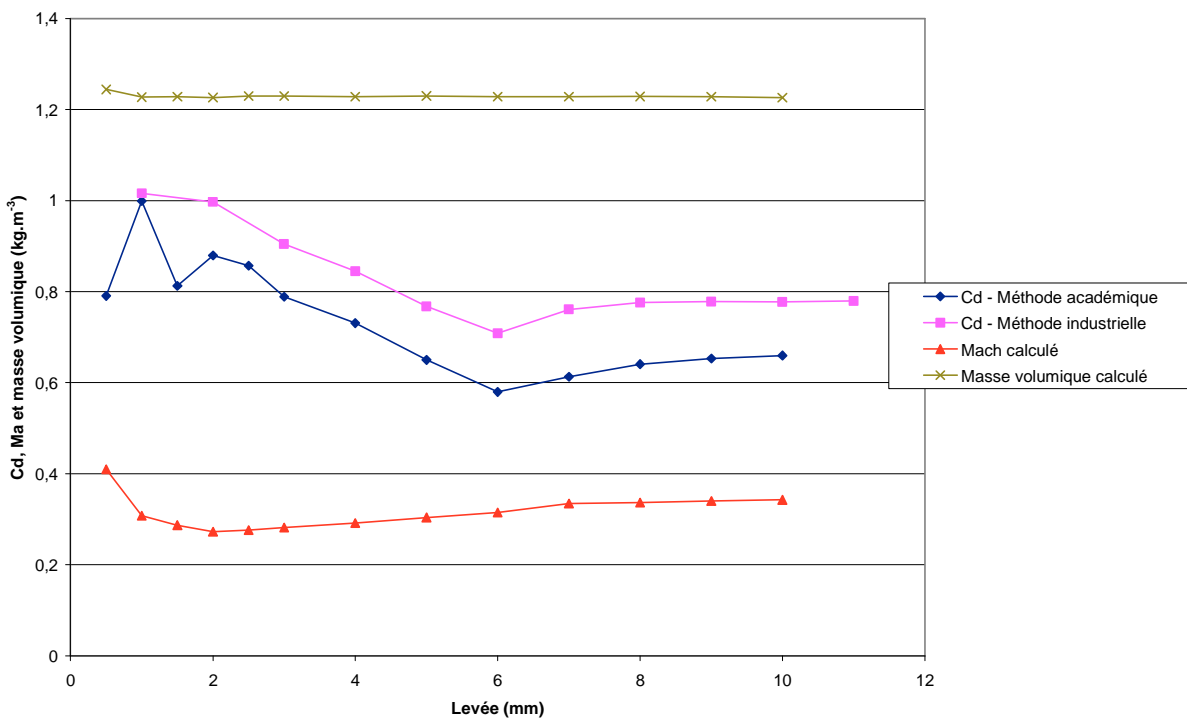


Figure III-27. Comparaison des coefficients de décharges relevés grâce à la méthode académique et la méthode industrielle pour un écoulement entrant au travers de la soupape d'échappement

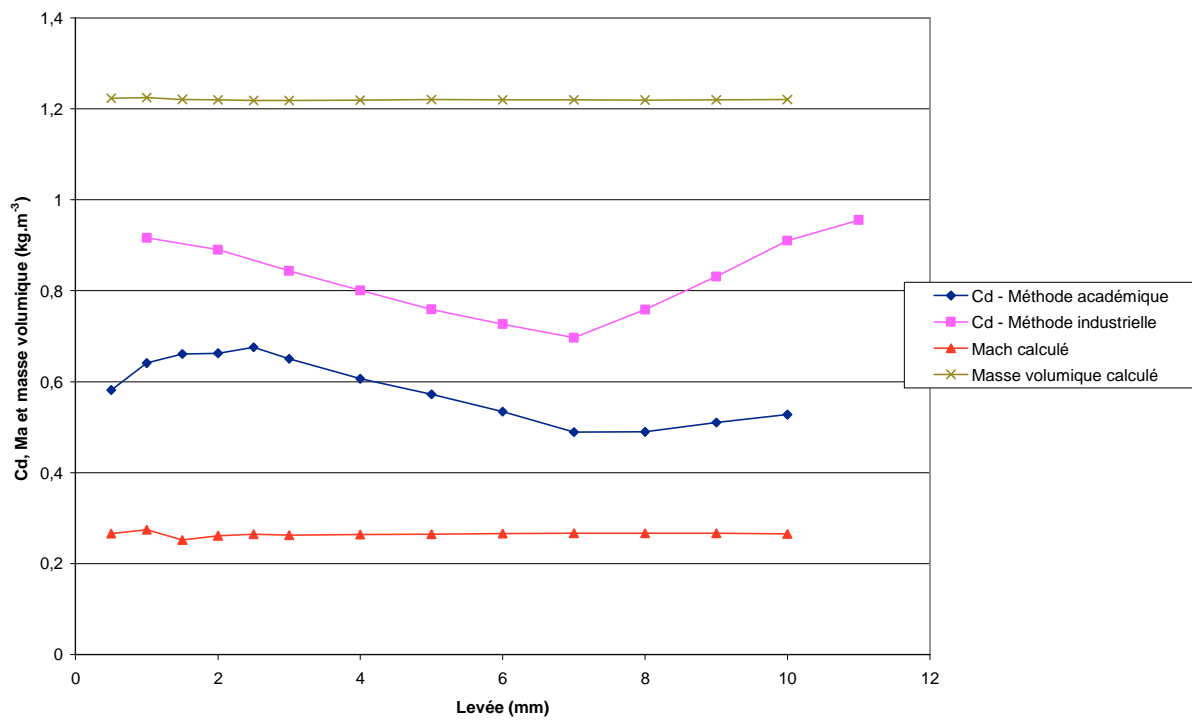


Figure III-28. Comparaison des coefficients de décharges relevés grâce à la méthode académique et la méthode industrielle pour un écoulement sortant au travers de la soupape d'admission

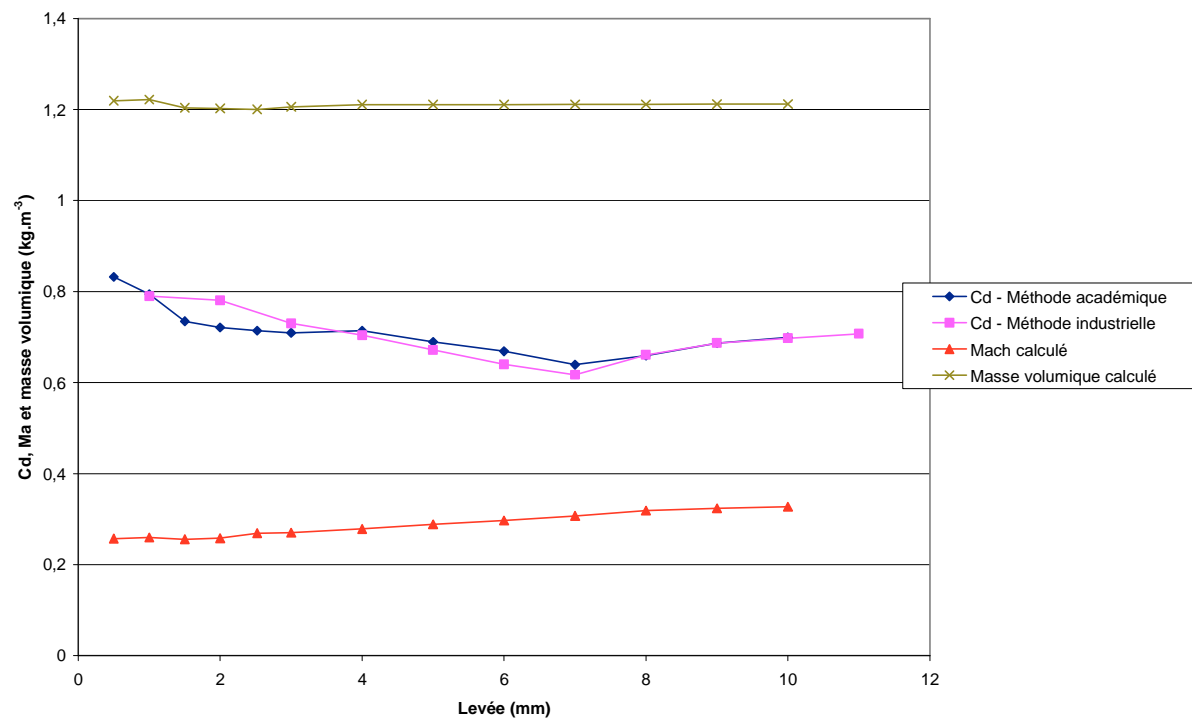


Figure III-29. Comparaison des coefficients de décharges relevés grâce à la méthode académique et la méthode industrielle pour un écoulement entrant au travers de la soupape d'admission

Les modèles de Barré de St-Venant, Benson et de Blair ont été testés en condition stationnaire. Il en résulte que les trois modèles sont équivalents en écoulement stationnaire. Cependant, les méthodes d'exploitation sont propres à chaque modèle. Si Barré de St-Venant demande une méthode très simple et très rapide, Benson et Blair ont besoin d'une méthode itérative plus complexe. Les coefficients de décharges restent cependant identiques quel que soit le modèle.

La culasse utilisée pour cette étude a été caractérisée. Les coefficients de décharge sont pratiquement constants en fonction du rapport de pression statique lorsque l'écoulement est subsonique au passage de la soupape. La valeur de ce coefficient augmente ensuite en fonction du débit lorsque l'écoulement devient sonique. Ce phénomène est supposé avoir pour origine un changement de régime de l'écoulement (Tanaka, [34]). Les essais ne permettent pas de savoir si ce phénomène rencontre une asymptote.

Les coefficients de décharges sont dépendants de la géométrie de la soupape et de la chapelle d'échappement ainsi que du sens d'écoulement. Aussi, les coefficients calculés pour une soupape et un sens d'écoulement ne peuvent être réutilisés pour un autre cas de figure.

Chapitre IV Analyse des modèles en écoulement instationnaire

Les écoulements dans les moteurs à combustion interne étant instationnaires, il est nécessaire de s'assurer que les modèles fournissent une bonne réponse dans ces conditions.

La première étape consiste à intégrer les différents modèles de soupape dans un code de simulation 1D de dynamique des gaz qui s'appuie sur l'algorithme de Harten-Lax-Leer. Des essais numériques ont ensuite été exécutés afin d'évaluer les différences entre les modèles de soupape. Les frottements sont égaux pour chaque simulation de manière à mettre en valeur l'incidence du modèle de condition aux limites. Dans les calculs, la section du tube est constante et aucun échange thermique n'a lieu entre le fluide et le tube.

Des essais ont ensuite été réalisés sur un banc de culasse dynamique. Des simulations de chaque cas test ont été faites. Enfin, une étude de l'influence d'un coefficient de décharge dépendant ou non du rapport de pression amont-aval est faite.

IV.1 Intégration des modèles dans un code Harten-Lax-Leer du premier ordre

IV.1.1 Modèle de Blair

Kirkpatrick [48] explicite l'intégration du modèle de Blair dans un programme utilisant un algorithme Harten-Lax-Leer (HLL). Pour cela, les grandeurs caractéristiques sont utilisées. La figure IV-1 montre cette intégration. Il est nécessaire de calculer les valeurs aux mailles 0, 1, M-1 et M. Les variables de Riemann incidentes (β_R et λ_L sur la figure) peuvent ensuite être calculées. Ces variables sont utilisées comme données d'entrées des modèles de soupape et la caractéristique réfléchie peut être calculée.

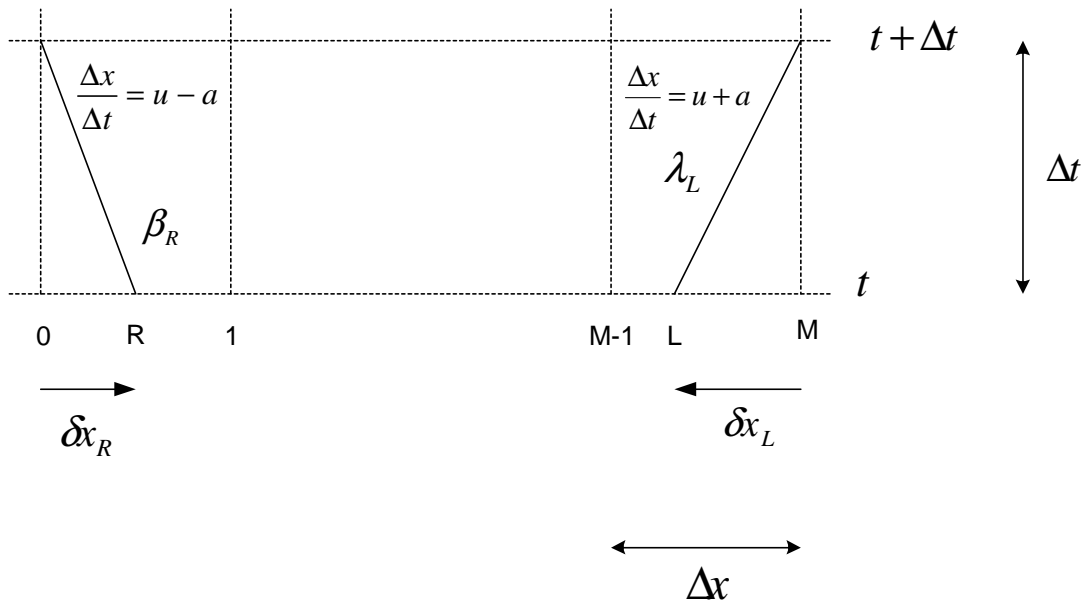


Figure IV-1. Intégration des conditions aux limites

Le modèle HLL est utilisé pour résoudre les équations de la dynamique des gaz à l'aide du vecteur W :

$$W = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \frac{P}{\gamma-1} + \frac{\rho u^2}{2} \end{bmatrix} \quad \text{Équation IV-1}$$

A partir de ce vecteur, les caractéristiques du fluide sont calculées au temps t . La masse volumique, la vitesse et la pression du fluide sont donc connues :

$$\rho = W_1 \quad \text{Équation IV-2}$$

$$u = \frac{W_2}{W_1} \quad \text{Équation IV-3}$$

$$P = (\gamma - 1) \left[W_3 - \frac{W_2^2}{2W_1} \right] \quad \text{Équation IV-4}$$

La vitesse du son est ensuite calculée par la formule suivante :

$$a = \sqrt{\gamma \frac{P}{\rho}} \quad \text{Équation IV-5}$$

En premier lieu, il importe de calculer les variables adimensionnelles.

$$A = \frac{a}{a_{ref}} \quad \text{Équation IV-6}$$

$$U = \frac{u}{a_{ref}} \quad \text{Équation IV-7}$$

Ensuite, il importe de calculer la vitesse du son adimensionnelle en considérant une transformation isentropique.

$$A_A = \sqrt{\frac{\rho_{ref}}{\rho} \left(\frac{P}{P_{ref}} \right)^{\frac{(\gamma+1)(\gamma+1)}{2\gamma(\gamma-1)}}} \quad \text{Équation IV-8}$$

Il est ensuite possible de calculer λ et β à l'aide des formules suivantes :

$$\lambda = A_A \left(\frac{P}{P_{ref}} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} + \frac{(\gamma-1)u}{2a_{ref}} \quad \text{Équation IV-9}$$

$$\beta = A_A \left(\frac{P}{P_{ref}} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} - \frac{(\gamma-1)u}{2a_{ref}} \quad \text{Équation IV-10}$$

Afin de calculer les valeurs au point R et L, les coordonnées de ces points sont à connaître. Pour ces points, les écarts δx peuvent se calculer ainsi :

$$\delta x_R = \frac{dx(u_0 - a_0)}{(u_1 - a_1 - u_0 + a_0) - \frac{dx}{dt}} \quad \text{Équation IV-11}$$

$$\delta x_L = \frac{-dx(u_M + a_M)}{(u_{M-1} + A_{M-1} - u_M - a_M) - \frac{dx}{dt}} \quad \text{Équation IV-12}$$

Les variables au point R sont ensuite calculées à l'aide des formules IV-13 à IV-14.

$$\lambda_R = \lambda_0 + \frac{\delta x_R}{\Delta x} (\lambda_0 - \lambda_1) \quad \text{Équation IV-13}$$

$$\beta_R = \beta_0 + \frac{\delta x_R}{\Delta x} (\beta_0 - \beta_1) \quad \text{Équation IV-14}$$

$$A_{A_R} = A_{A_{R0}} + \frac{\delta x_R}{\Delta x} (A_{A_{R0}} - A_{A_R}) \quad \text{Équation IV-15}$$

La même démarche est appliquée pour calculer les coordonnées au point L. Une fois le calcul des conditions aux limites terminé, il est nécessaire de calculer le vecteur W au pas de temps suivant. La pression est calculée la première :

$$P = (\lambda + \beta) A_A^{\frac{2\gamma}{1-\gamma}} P_{ref} \quad \text{Équation IV-16}$$

La vitesse du son est donnée par la formule :

$$a = A_A a_{ref} \left(\frac{P}{P_{ref}} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \quad \text{Équation IV-17}$$

Enfin

$$T = \frac{a^2}{\gamma r} \quad \text{Équation IV-18}$$

$$\rho = \frac{P}{rT} \quad \text{Équation IV-19}$$

Il est alors possible de calculer le vecteur W au pas de temps suivant à l'aide de la formule IV-1.

IV.1.2 Modèle de Benson

L'intégration de ce modèle ayant été explicitée par Benson [11], cette section est un simple rappel. Le modèle de Benson fait l'hypothèse d'un écoulement stationnaire autour de la soupape. La dernière maille a pour section de passage l'aire de la tubulure et une section virtuelle - ayant comme section de passage celle de la soupape - est utilisée. Les effets sur l'écoulement sont calculés entre ces deux sections. Cette intégration est rendue possible par l'hypothèse de quasi stationnarité. Les équations IV-1 à IV-7 sont reprises. Ensuite, un changement de variables est effectué. Cette manipulation consiste en un changement de repère. On choisit une longueur de référence H_{ref} et les variables Δx et Δt , relative à la longueur entre deux mailles et au pas de temps deviennent :

$$dX = \frac{\Delta x}{H_{ref}} \quad \text{Équation IV-20}$$

$$dZ = \frac{a_{ref} \cdot \Delta t}{H_{ref}} \quad \text{Équation IV-21}$$

Les deux valeurs caractéristiques λ et β sont ensuite calculées à l'aide des formules suivantes :

$$\lambda = A + \frac{\gamma - 1}{2} U \quad \text{Équation IV-22}$$

$$\beta = A - \frac{\gamma - 1}{2} U \quad \text{Équation IV-23}$$

Les coordonnées géométriques des points L et R doivent être calculées (figure IV-1) :

$$\delta x_R = \frac{dX(U_0 - A_0)}{(U_1 - A_1 - U_0 + A_0) - \frac{dX}{dZ}} \quad \text{Équation IV-24}$$

$$\delta x_L = \frac{-dX(U_M + A_M)}{(U_{M-1} + A_{M-1} - U_M - A_M) - \frac{dX}{dZ}} \quad \text{Équation IV-25}$$

Une interpolation linéaire est ensuite effectuée pour connaître A et U en ces points. Ainsi :

$$U_L = U_M + \frac{U_{M-1} - U_M}{dX} \delta x_L \quad \text{Équation IV-26}$$

$$A_L = A_M + \frac{A_{M-1} - A_M}{dX} \delta x_L \quad \text{Équation IV-27}$$

Et,

$$U_R = U_0 + \frac{U_1 - U_0}{dX} \delta x_R \quad \text{Équation IV-28}$$

$$A_R = A_0 + \frac{A_1 - A_0}{dX} \delta x_R \quad \text{Équation IV-29}$$

Les valeurs de λ et β sont calculées aux points M et R à l'aide de la précédentes formules. Les valeurs des caractéristiques incidentes sont donc connues. Si le calcul est effectué à l'origine de la tubulure, c'est à dire à la maille 0, la caractéristique incidente sera β_R . Dans le cas où le calcul prend place à l'autre extrémité, c'est à dire dans la dernière maille, la caractéristique incidente sera λ_L . Une fois les caractéristiques réfléchies calculées à l'aide du modèle de conditions aux limites, le retour aux paramètres du code HLL se fait de la manière suivante. Tout d'abord la vitesse est calculée :

$$U = \frac{\lambda - \beta}{\gamma - 1} \quad \text{Équation IV-30}$$

$$u = a_{ref} U \quad \text{Équation IV-31}$$

Pour le modèle de Benson, on calcule en premier lieu la vitesse du son en appliquant simplement les formules suivantes :

$$A = \frac{\lambda + \beta}{2} \quad \text{Équation IV-32}$$

$$a = a_{ref} A \quad \text{Équation IV-33}$$

Puis le calcul de la pression est effectué :

$$P = \left(\frac{a}{a_{ref}} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} P_{ref} \quad \text{Équation IV-34}$$

Enfin, pour les deux modèles, les valeurs de température et de masse volumique sont calculées à l'aide des équations IV-18 et IV-19. Le vecteur W peut donc être calculé au pas de temps suivant à l'aide de l'équation IV-1.

IV.1.3 Modèle de Barré de St Venant

Ce système ne pouvant être utilisé tel quel, une adaptation au code Harten-Lax-Leer est nécessaire. Dans un premier temps les équations IV-1 à IV-5 puis IV-11 et IV-12 sont reprises. Le modèle prenant pour hypothèse la présence de deux volumes de part et d'autre de la restriction, les pressions et températures totales seront utilisées côté tubulure de manière à prendre en compte les effets de la cinétique des gaz. Aussi :

$$T_t = T + \frac{u^2}{2 \cdot Cp} \quad \text{Équation IV-35}$$

Et,

$$P_t = P \left(\frac{T}{T_t} \right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}} \quad \text{Équation IV-36}$$

Aussi, de manière à relier la tubulure à la restriction, l'équation de continuité est utilisée. Ainsi, le débit peut s'écrire :

$$Dm = \rho_{tubulure} \cdot u_{tubulure} \cdot S_{e_{tubulure}} \quad \text{Équation IV-37}$$

En faisant l'hypothèse d'un écoulement stationnaire rentrant dans le cylindre entre la restriction et la tubulure, il est possible d'écrire :

$$\rho_{tubulure} u_{tubulure} Se_{tubulure} - Se_{eff} \frac{P_{tubulure}}{\sqrt{rT_{tubulure}}} \sqrt{\gamma-1} \left(\left(\frac{Pt_{tubulure}}{P_{cyl}} \right)^{\frac{-2}{\gamma}} - \left(\frac{Pt_{tubulure}}{P_{cyl}} \right)^{\frac{\gamma+1}{-\lambda}} \right) = 0 \quad \text{Équation IV-38}$$

Pour un écoulement subsonique, on a :

$$\rho_{tubulure} u_{tubulure} Se_{tubulure} - Se_{eff} \frac{Pt_{tubulure}}{\sqrt{rT_{tubulure}}} \sqrt{\gamma \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} = 0 \quad \text{Équation IV-39}$$

Pour un écoulement sonique au passage de la soupape. Ces équations sont valables quel que soit le sens de l'écoulement. Cependant, ces variables ne sont pas disponibles au pas de temps suivant. Pour remédier à ce problème, une solution s'inspirant des variables de Riemann a été développée. Ainsi, les deux variables λ et β ont été calculées comme suit :

$$\lambda = a + \frac{\gamma-1}{2} u \quad \text{Équation IV-40}$$

Et

$$\beta = a - \frac{\gamma-1}{2} u \quad \text{Équation IV-41}$$

Ces deux variables représentant les lignes caractéristiques, il est nécessaire de calculer ces paramètres aux point L ou R. Ces points, issus de la méthode des caractéristiques, sont le point de départ des lignes caractéristiques entrantes. Les caractéristiques sont considérées comme ayant une valeur constante le long de leurs lignes. Ainsi, en calculant la caractéristique incidente, il est possible de construire un système d'équations fonction de cette valeur et de la caractéristique réfléchie. Ainsi, en combinant ce système, une équation à une inconnue permet de connaître les conditions au pas de temps suivant. Les caractéristiques incidente et réfléchie peuvent être λ ou β suivant la position géométrique de la condition aux limites. Ainsi, si la condition est exprimée au point M, λ sera la caractéristique incidente et β sera la caractéristique réfléchie. Dans un premier temps, les coordonnées géométriques des points L et R doivent être calculées :

$$\delta x_R = \frac{dx(u_0 - a_0)}{(u_1 - a_1 - u_0 + a_0) - \frac{dx}{dt}} \quad \text{Équation IV-42}$$

$$\delta x_L = \frac{-dx(u_M + a_M)}{(u_{M-1} + a_{M-1} - u_M - a_M) - \frac{dx}{dz}} \quad \text{Équation IV-43}$$

Les paramètres de l'écoulement sont ensuite calculés à l'aide des formules suivantes. En premier lieu la vitesse est calculée ainsi :

$$u = \frac{\lambda - \beta}{\gamma - 1} \quad \text{Équation IV-44}$$

Puis, la vitesse du son :

$$a = \frac{\lambda + \beta}{2} \quad \text{Équation IV-45}$$

Le système peut donc se réécrire pour un écoulement subsonique :

$$\rho_{tubulure} u_{tubulure} S e_{tubulure} - S e_{eff} \frac{P_{tubulure}}{\sqrt{r T_{tubulure}}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left(\left(\frac{P t_{tubulure}}{P_{cyl}} \right)^{\frac{-2}{\gamma}} - \left(\frac{P t_{tubulure}}{P_{cyl}} \right)^{\frac{\gamma+1}{-\lambda}} \right)} = 0 \quad \text{Équation IV-46}$$

Avec :

$$u_{tubulure} = \frac{\lambda - \beta}{\gamma - 1} \quad \text{Équation IV-47}$$

$$a_{tubulure} = \frac{\lambda + \beta}{2} \quad \text{Équation IV-48}$$

$$P_{tubulure} = \left(\frac{a_{tubulure}}{a_{ref}} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} P_{ref} \quad \text{Équation IV-49}$$

$$T t_{tubulure} = T_{tubulure} + \frac{u_{tubulure}^2}{2Cp} \quad \text{Équation IV-50}$$

$$P t_{tubulure} = P_{tubulure} \left(\frac{T_{tubulure}}{T t_{tubulure}} \right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}} \quad \text{Équation IV-51}$$

Pour un écoulement sonique il suffit de remplacer l'équation IV-46 par l'équation suivante :

$$\rho_{tubulure} u_{tubulure} S e_{tubulure} - S e_{eff} \frac{P t_{tubulure}}{\sqrt{r T t_{tubulure}}} \sqrt{\gamma \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} = 0 \quad \text{Équation IV-52}$$

Il est donc possible de réécrire un système d'équations en fonction de λ et β . Une méthode de Newton-Raphson permet de résoudre l'équation. Il est ensuite possible de calculer les variables du vecteur W de l'équation IV-1 à l'aide des équations IV-44 et IV-45. La pression est calculée à l'aide de la formule suivante :

$$P = \left(\frac{a}{a_{ref}} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} P_{ref} \quad \text{Équation IV-53}$$

Enfin, pour les deux modèles, les équations IV-18 et IV-19 permettent de calculer la température et la masse volumique. La formule IV-1 permet de calculer les variables du vecteur W. Dans le cas d'un écoulement du cylindre vers la tubulure, les équations IV-46 et IV-52 deviennent :

$$\rho_{tubulure} u_{tubulure} S e_{tubulure} - S e_{eff} \frac{P_{cyl}}{\sqrt{r T_{cyl}}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left(\left(\frac{P_{cyl}}{P_{tubulure}} \right)^{\frac{-2}{\gamma}} - \left(\frac{P_{cyl}}{P_{tubulure}} \right)^{\frac{\gamma+1}{-\lambda}} \right)} = 0 \quad \text{Équation IV-54}$$

$$\rho_{tubulure} u_{tubulure} S e_{tubulure} - S e_{eff} \frac{P_{cyl}}{\sqrt{r T_{cyl}}} \sqrt{\gamma \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} = 0 \quad \text{Équation IV-55}$$

IV.2 Analyse des modèles

Pour mettre en valeur les différences entre les modèles, des tests numériques ont été exécutés. Différents cas ont ainsi été calculés et les résultats comparés les uns aux autres. Les frottements sont égaux pour chaque simulation de manière à mettre en valeur les performances des conditions aux limites. La section du tube est constante. Aucun échange thermique n'a lieu entre le fluide et le tube.

IV.2.1 Premier test

Pour ce test, un tube de 10 mètres de longueur et 50 mm de diamètre est fermé à l'une de ces extrémités et ouvert à l'autre extrémité vers un milieu à la pression de 1 bar. Un capteur virtuel de pression est placé au milieu de la tubulure. La pression initiale dans le tube est de 1,2 bar. Les frottements sont négligés. Le tube est divisé en 1000 points de calcul. Dans ce premier test, le coefficient de décharge entre le tube et l'atmosphère sera égal à 1. La figure IV-2 permet de visualiser la configuration testée.

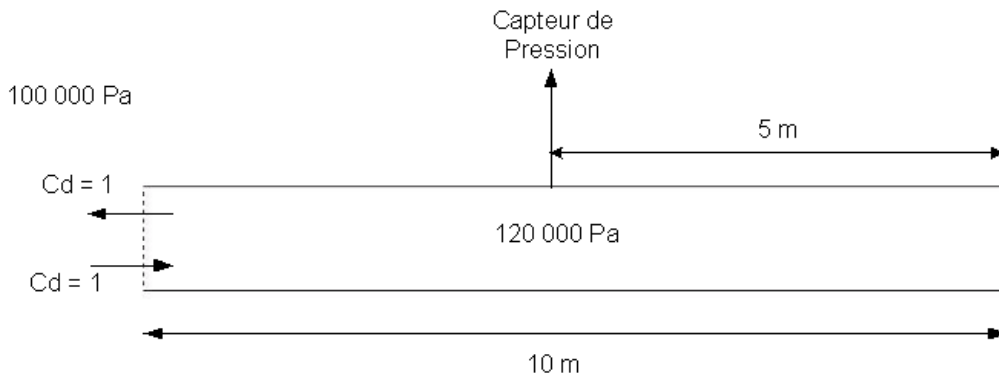


Figure IV-2. Cas test numérique n°1

La paroi rigide est modélisée indifféremment selon les modèles. Pour cela, la caractéristique réfléchie est égale à la caractéristique incidente. Ainsi, on a :

$$\lambda = \beta \quad \text{Équation IV-56}$$

Cette configuration est simulée par les trois modèles, à savoir : Benson, Blair et Barré de St-Venant. Les résultats sont présentés sur la figure IV-3. On remarque que le modèle de Blair donne des résultats surprenants. Alors que les modèles de Barré de St-Venant et de Benson sont relativement proches, le modèle de Blair calcule une pression différente. Les hypothèses faites par Blair pour son modèle d'écoulement sortant expliquent ce phénomène. En effet, le modèle de Blair calculant la pression au col de la soupape et corrigeant l'entropie, ce modèle n'accepte pas un coefficient de décharge égal à l'unité en écoulement sortant. De ce fait, la pression statique au col sera égale à la pression atmosphérique. Cette configuration d'écoulement n'étant pas physique, le correcteur d'entropie fera diverger la résolution du système d'équation. Le système basculera alors sur un écoulement sonique et la solution ne correspondra pas aux résultats attendus.

Pour remédier à ce problème, le coefficient de décharge en écoulement sortant du modèle de Blair a été ajusté à 0,99. Les résultats sont visibles sur la figure IV-4. La première constatation est que les modèles sont confondus au début de la simulation entre 0 et 0,06 secondes. Cela signifie que l'écoulement en sens admission d'un point de vue moteur, à savoir de la tubulure vers le cylindre, est simulé de la même manière pour un coefficient de décharge égal à l'unité quel que soit le modèle. Le rebond de l'onde de pression sur la paroi est également identique. Cette observation provient du fait que les pressions calculées à l'aide des trois modèles sont égales sur la première partie de la courbe. A savoir, la pression décroît lors de la mise en mouvement du fluide. L'onde de pression rebondit sur la paroi rigide et la pression devient inférieure à la pression atmosphérique. Un écoulement du cylindre vers la tubulure se produit ensuite. Le modèle de Barré de St-Venant donne alors un résultat différent tandis que les modèles de Benson et de Blair restent très proches. La pression calculée par le modèle de Barré de St-Venant est plus faible. L'explication tient au fait que l'écoulement est entièrement isentropique. Aussi, la mise en mouvement du fluide va entraîner une baisse de la température et une chute de pression. Les modèles de Blair et de Benson étant adiabatique non réversible, cette baisse de température sera moindre et donc la pression plus élevée. La figure IV-5 permet de visualiser les températures calculées au capteur.

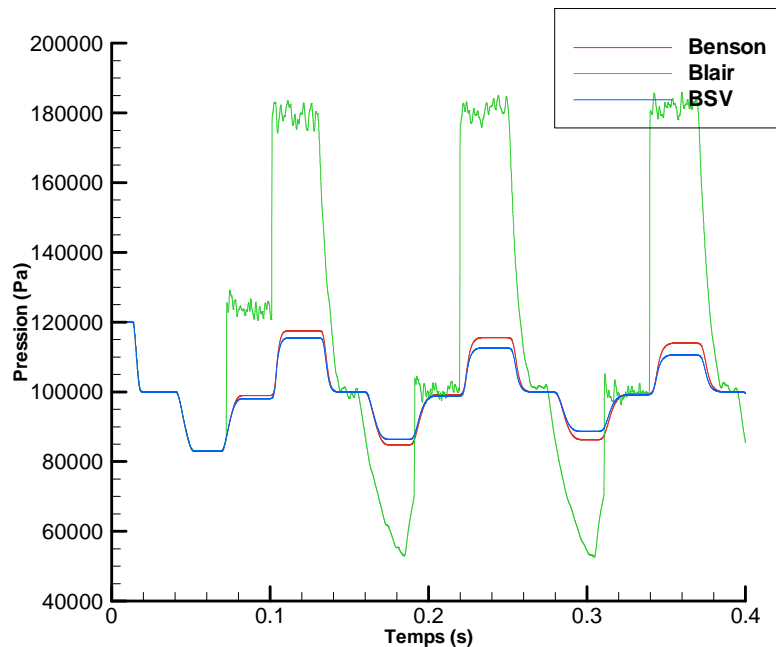


Figure IV-3. Résultats de simulation du cas n°1. pressions calculées au capteur

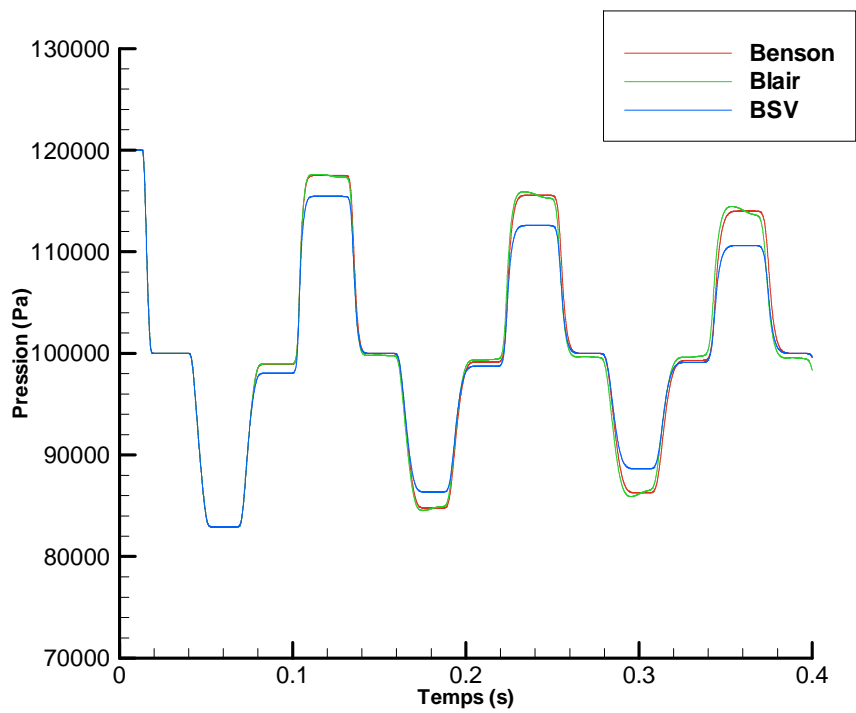


Figure IV-4. Résultats de simulation du cas n°1, le coefficient de décharge en écoulement sortant du modèle de Blair est maintenant de 0,99 : pressions calculées au capteur

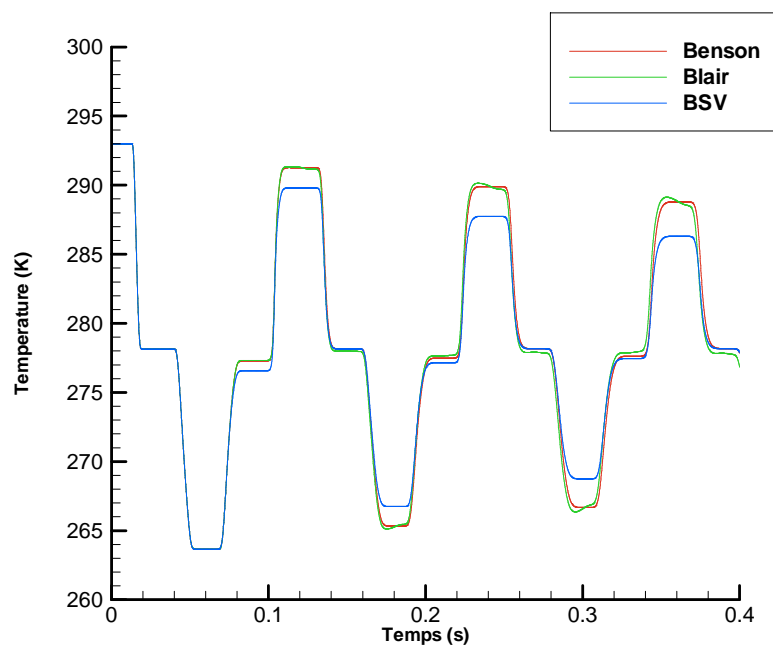


Figure IV-5. Résultats de simulation du cas n°1, le coefficient de décharge en écoulement sortant du modèle de Blair est maintenant de 0,99 : températures calculées au capteur

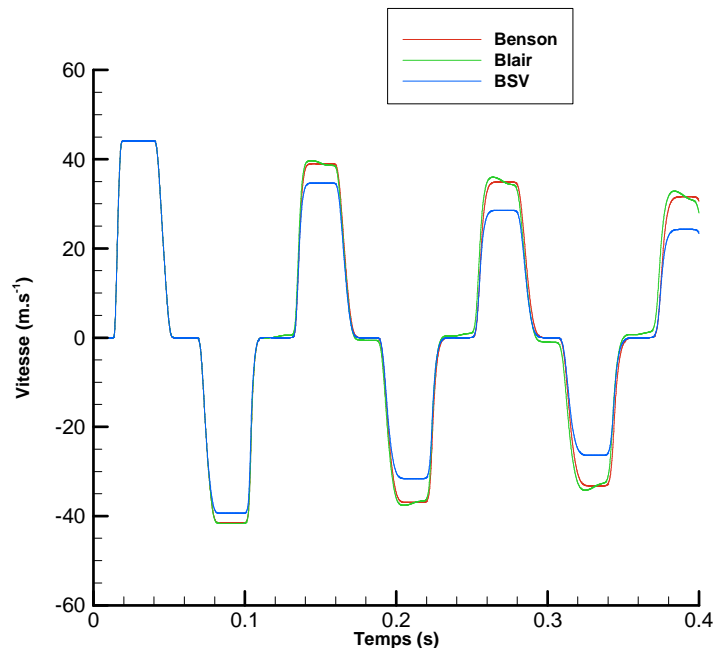


Figure IV-6. Résultats de simulation du cas n°1, le coefficient de décharge en écoulement sortant du modèle de Blair est maintenant de 0,99 : vitesses calculées au capteur

Les variables de Riemann étant utilisées, la pression, la température et la vitesse sont liées. Aussi, la vitesse de l'écoulement dans la tubulure calculée par le modèle de Barré de St-Venant devrait donc elle aussi être plus faible que la vitesse calculée par les deux autres modèles. La figure IV-6 permet de visualiser les vitesses calculées au niveau du capteur. La vitesse calculée par le modèle de Barré de St-Venant est effectivement plus faible. La pression et la température calculées par le modèle de Barré de St-Venant étant plus faible, la masse volumique du fluide devrait donc être moins élevée. La vitesse étant plus faible elle aussi, le débit masse traversant la soupape calculé par le modèle de Barré de St-Venant devra donc être moins élevé que les modèles de Benson et de Blair. Les résultats du calcul de coefficients de décharge, comparés au chapitre III, étant identiques, cela signifie que le modèle de Barré de St-Venant ne donnera pas les mêmes résultats de simulation alors que les coefficients auront été calculés à partir d'essais identiques. Les modèles de Blair et de Benson restent ensuite très proche alors que le modèle de Barré de St-Venant est différent. Il est à ce stade impossible de savoir quel modèle est le plus proche de la réalité, les pressions n'étant comparées à aucun résultat expérimental.

IV.2.2 Second test

La seconde configuration est très proche du test n°1. La géométrie testée est identique mais le coefficient de décharge en sens admission est maintenant de 0,5 et non égal à l'unité. La pression d'entrée est toujours égale à 1,2 bar et la pression extérieure est toujours de 1 bar. La figure IV-7 représente le dispositif testé. Les résultats, indiqués sur la figure IV-8, montrent que l'écoulement en sens admission est toujours simulé de la même manière par les trois modèles. Logiquement, des différences apparaissent avec l'écoulement en sens échappement. Il est donc possible de conclure à l'équivalence des trois modèles en écoulement admission pour les écoulements stationnaires et instationnaires et ce, quel que soit le coefficient de décharge. En revanche, l'écoulement échappement donne une réponse différente selon les modèles pour un coefficient de décharge égal à l'unité. Il est à noter que les modèles de Benson et de Blair restent relativement proches en termes de résultats.

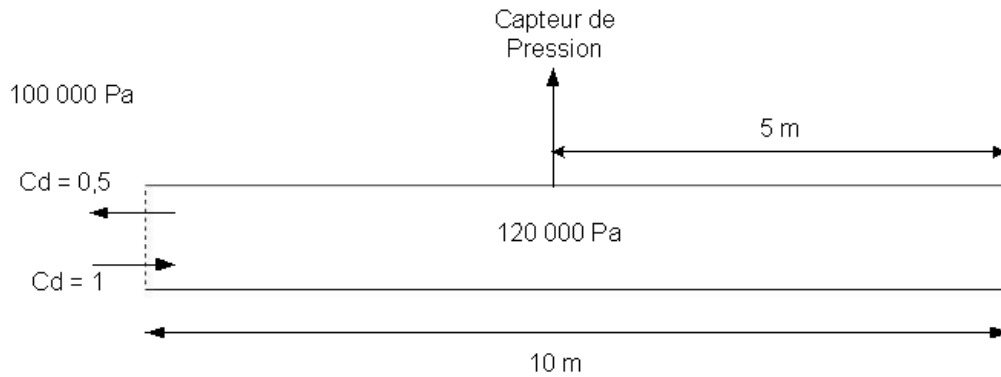


Figure IV-7. Cas test numérique n°2

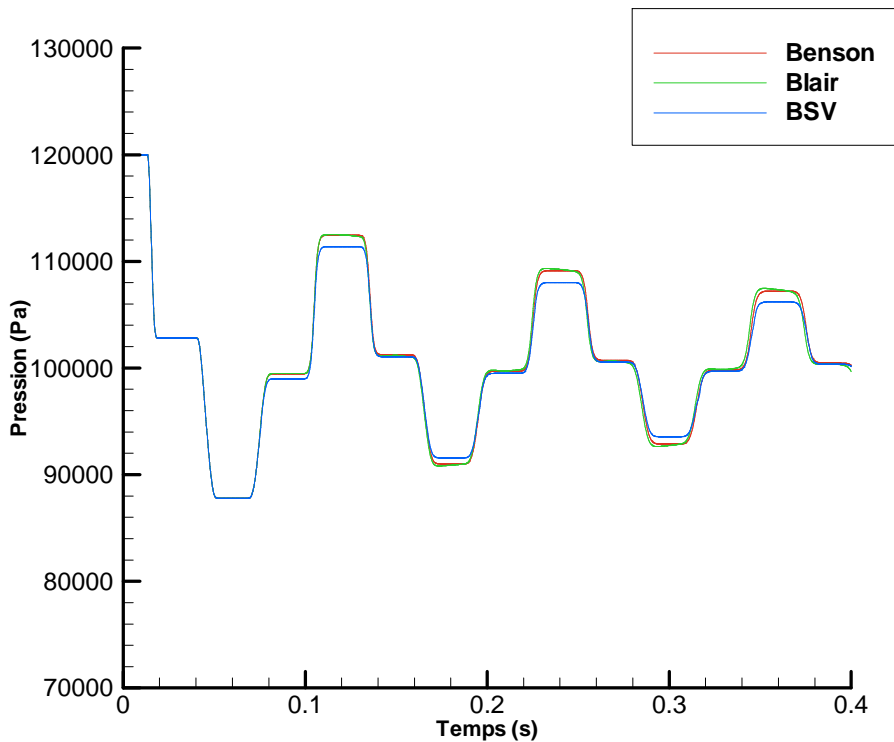


Figure IV-8. Résultats de simulation du cas n°2, le coefficient de décharge en écoulement entrant est maintenant de 0,5 : pressions calculées au capteur

IV.2.3 Troisième test

La troisième configuration est extrapolée du test n°2. La géométrie testée est toujours identique. Le coefficient de décharge en sens écoulement est maintenu à 0,5 et le coefficient de décharge en sens échappement passe à 0,5. La pression d'entrée est toujours égale à 1,2 bar et la pression extérieure est toujours de 1 bar. La configuration est présentée figure IV-9. Les résultats, indiqués sur la figure IV-10, montrent que l'écoulement en sens admission est toujours simulé de la même manière par les trois

modèles. Des différences apparaissent maintenant entre les modèles de Benson et de Blair. On remarque que les deux réponses en pression restent bien phasées. Cela s'explique par le faible décalage en pression. Les températures restant relativement proches, les vitesses prises par les ondes doivent être elles aussi à des valeurs comparables. Les figures IV-11 et IV-12 présentent les températures et les vitesses calculées au niveau du capteur. On remarque que la réponse en pression du modèle de Blair en écoulement échappement n'est pas constante dans le temps. Cet effet provient du correcteur d'entropie qui agit sur l'écoulement et modifie la caractéristique incidente.

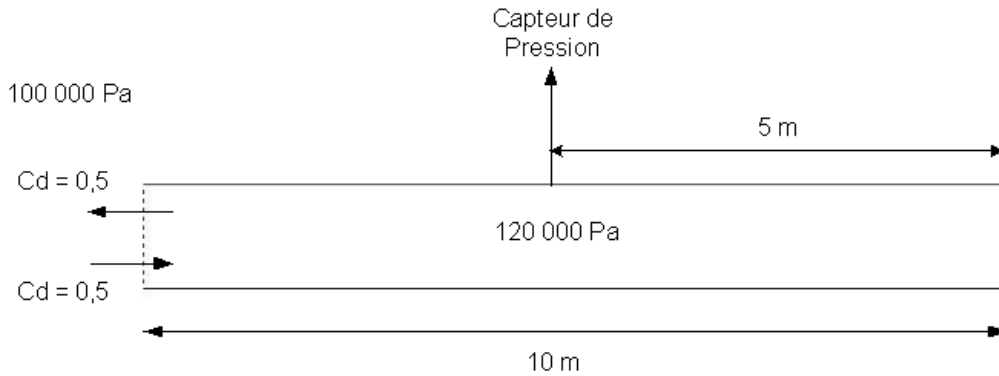


Figure IV-9. Cas test numérique n°3

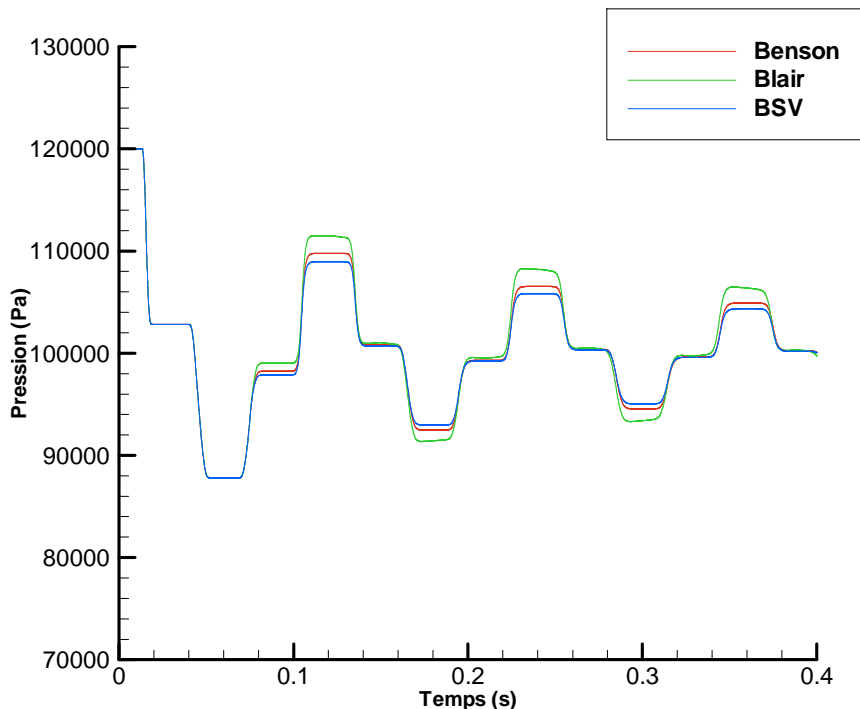


Figure IV-10. Résultats de simulation du cas n°3 : pressions calculées au capteur

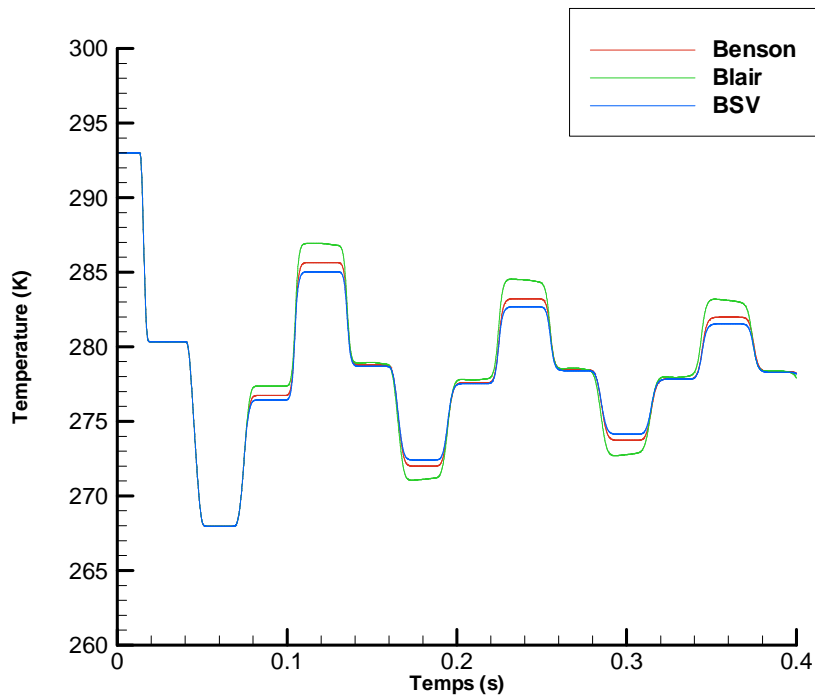


Figure IV-11. Résultats de simulation du cas n°3 : températures calculées au capteur

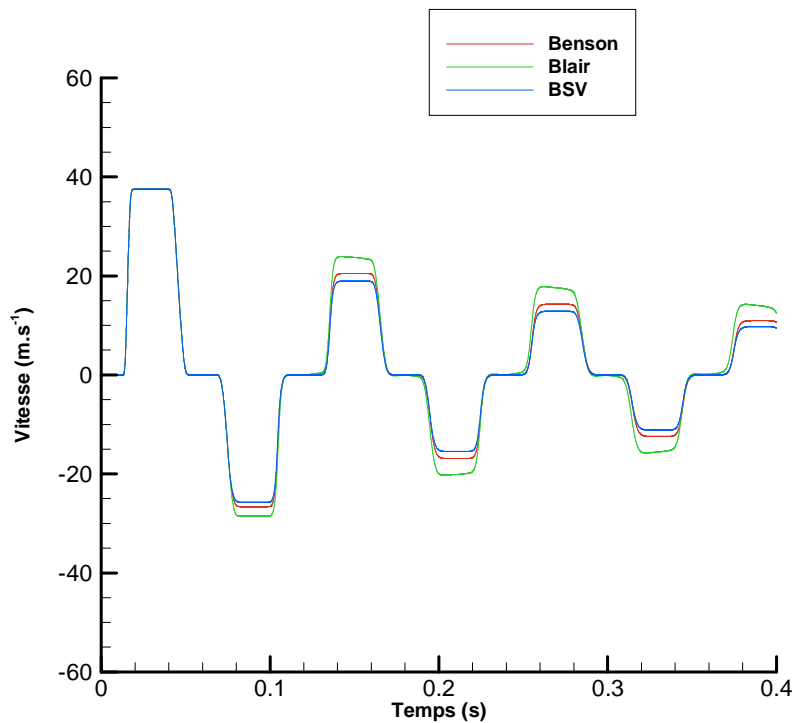


Figure IV-12. Résultats de simulation du cas n°3 : vitesses calculées au capteur

Les pressions, températures et vitesses calculées par le modèle de Blair sont globalement plus élevées que les deux autres modèles. Cela vient du fait que la pression au passage de la soupape est inférieure à la pression dans le volume et donc lorsque le fluide se comprime dans la tubulure, les valeurs sont plus élevées. Il apparaît donc qu'avec l'utilisation de coefficients de décharges identiques pour les trois modèles, les résultats de simulation seront différents en écoulement échappement. Bien que les différences soient faibles, cette observation est capitale. En effet, dans le cas d'un écoulement moteur, les perturbations seront plus marquées. La section de passage de la soupape ne sera plus constante et les réponses en pression seront différentes, modifiant les conditions d'écoulements dans la tubulure. Des essais sont maintenant nécessaires pour vérifier quel modèle donne la réponse la plus proche de la réalité.

IV.3 Réutilisation du coefficient de décharge

Une fois le coefficient de décharge calculé, il est nécessaire de s'assurer que son utilisation est correcte. Aussi, une méthode d'interpolation valable quel que soit le coefficient a été développée. Dans un premier temps, les conditions du point de calcul, soit le rapport de pression, le sens de l'écoulement et la levée de soupape, sont lues dans le code de calcul dynamique. La cartographie des coefficients de décharge est bien évidemment dépendante des points de mesures. Aussi, le programme isole les quatre points entourant directement le point courant. Ensuite, deux interpolations linéaires fonction du rapport de pression sont réalisées sur les iso-levées. Puis, une dernière interpolation est effectuée en fonction de la levée entre ces deux points nouvellement calculés. La figure IV-13 explicite ce calcul. Les conditions aux limites de la cartographie sont gérées de la manière suivante :

- le coefficient de décharge est nul pour les levées nulles.
- si le rapport de pression courant est inférieur à la plus petite valeur de la cartographie, c'est la valeur de coefficient de décharge de ce rapport qui est utilisée dans la seconde interpolation.
- si le rapport de pression courant excède la plus grande valeur de la cartographie, c'est la valeur de coefficient de décharge de ce rapport qui est utilisée dans la seconde interpolation.

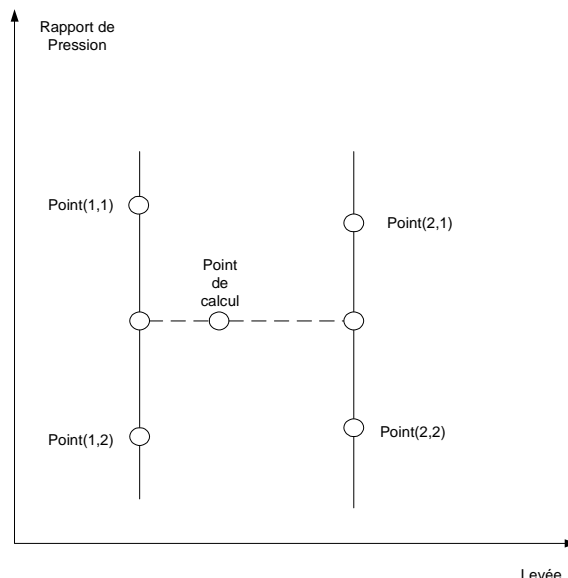


Figure IV-13. Interpolations linéaires successives permettant de recalculer le coefficient de décharge

IV.4 Simulations dynamiques

Le dispositif d'essai utilisé ici a été décrit dans le chapitre II. Il consiste en un réservoir sous pression de 500 litres. Un tube acier connecte ce réservoir à la culasse. La soupape est fermée à l'instant initial. La mise en mouvement de la soupape est réalisée à l'aide d'un vérin pneumatique rotatif. La vitesse de l'arbre à came ainsi atteinte est environ équivalente à 3000 tr.min⁻¹ moteur. Un codeur restitue la position de l'arbre à came, il est ainsi aisé de connaître la levée de la soupape. Le modèle utilisé pour résoudre les équations de la dynamique des gaz dans le tube est celui de Harten-Lax-Leer. Ne connaissant pas les valeurs prises par le coefficient de décharge de l'extrémité du tube relié au cylindre, il a été choisi de reprendre la modélisation développée par Chalet [24] pour ce cas de figure.

$$Cd_{extrémité_libre} = -0,22 \cdot Mach \cdot \text{Arctg} \left[0,25 \cdot \left(\frac{D_{tubulure}}{E_{tubulure}} \right) - 11,5 \right] + 0,5 \quad \text{Équation IV-57}$$

IV.4.1 Simulations en configurations admission

Le dispositif testé est celui présenté sur la figure II-7. La procédure de test est la suivante. Le réservoir vertical et la tubulure sont mis sous pression. Le vérin rotatif est ensuite actionné, entraînant avec lui l'arbre à came. Un cycle d'ouverture-fermeture de la soupape est ainsi réalisé. Un capteur de pression instantanée mesure la réponse dynamique du système. A partir des conditions initiales expérimentales, les conditions initiales du calcul numérique sont connues. A partir des données issues du capteur d'angle relié à l'arbre à came, il est possible de calculer la levée de la soupape en fonction du temps. Il est ainsi possible de calculer la section géométrique de passage des gaz et d'obtenir la valeur de coefficient de décharge dans la cartographie. Le tube utilisé a une longueur de 550 mm et un diamètre intérieur de 38 mm. Son épaisseur est de 2 mm. Le raccord acier permettant un changement de section continu entre la tubulure de section tubulure et la chapelle d'échappement mesure 200 mm. La chapelle d'échappement a été modélisée par un tube de section droite de 60 mm de longueur. Le capteur est situé à 275 mm du réservoir vertical. L'angle de l'arbre à came étant mesuré expérimentalement, le pas de temps entre chaque point de mesure est fixé par le système d'acquisition et est égal à 10⁻⁴ secondes. La solution la plus simple serait d'utiliser un pas de temps fixe correspondant à cette valeur et de lire à chaque pas de calcul les valeurs d'angle arbre à came pour calculer la surface géométrique de la soupape. Cependant, ce pas de temps n'assure pas le respect du critère de stabilité CFL. Aussi, pour respecter ce critère et connaître à tout moment l'angle arbre à came, le pas de temps est fixe et est égal à 10⁻⁵ secondes. L'angle de l'arbre à came utilisé dans le code de calcul est interpolé linéairement entre chaque point de mesure de manière à être le plus proche possible de la réalité.

Le premier test a été réalisé avec une pression initiale dans le tube de 1,2 bar. La comparaison des résultats de simulations avec la pression mesurée est effectuée sur la figure IV-14. On remarque que la mise en mouvement du fluide est correctement reproduite par chacun des modèles. La raison pour laquelle seule la courbe bleue est visible est que les trois résultats de simulations sont confondus, conformément aux résultats précédemment obtenus. Un second essai a été réalisé avec une pression initiale de 1,8 bar. Les résultats sont représentés sur la figure IV-15. Là encore, les résultats donnés par les trois modèles sont confondus, confirmant les observations faites dans le chapitre III. Les résultats de simulation sont très proches des mesures effectuées. On observe cependant une sous-estimation de l'onde de pression réfléchie lorsque la soupape est fermée. Il est peu probable que ce phénomène ait pour origine une mauvaise estimation du coefficient de décharge du modèle de soupape. Ce problème provient très probablement du modèle de condition aux limites à l'extrémité ouverte du tube. En effet, ce modèle a pour hypothèse des angles droits à l'extrémité du tube. Or, le tube d'essais présente un léger chanfrein laissé par l'outil ayant servi à l'ébavurer après usinage. Il est donc possible que le décalage ait pour origine cette imperfection due à la fabrication du tube.

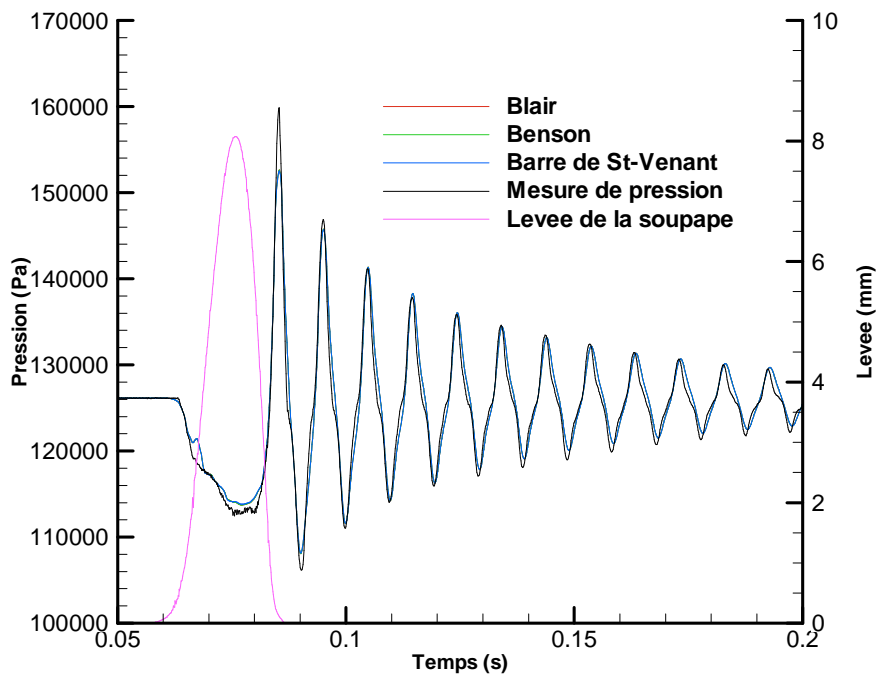


Figure IV-14. Comparaison entre expérimentation et simulation : pression initiale de 1200 mbar et écoulement admission

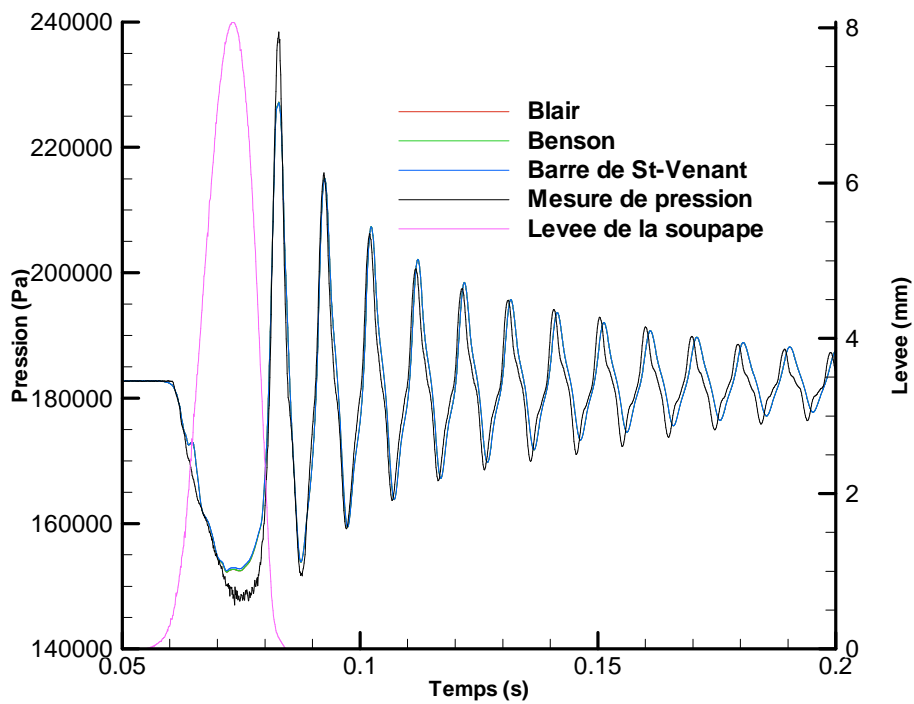


Figure IV-15. Comparaison entre expérimentation et simulation : pression initiale de 1800 mbar et écoulement admission

Une seconde hypothèse expliquant ce décalage serait une mauvaise estimation du coefficient de frottement. Cette hypothèse est peu probable car le décalage entre les extremums de pression serait accentué. Enfin, la pression dans le réservoir vertical est considérée comme constante, ce qui n'est pas forcément le cas au voisinage immédiat de la tubulure, bien que le capteur de pression indique une valeur fixe. Ce capteur étant situé plus loin dans le volume, une perturbation de pression au voisinage immédiat du tube ne sera pas mesurée. On remarque également un décalage entre les extremums de pression calculés et la mesure de ce paramètre. L'explication la plus simple serait une mauvaise estimation de la longueur totale du conduit. En effet, la chapelle d'échappement est incluse dans ce paramètre et sa longueur est particulièrement difficile à estimer du fait de sa géométrie. En effet, il est possible de prendre comme référence la ligne médiane ou la longueur moyenne. De plus, le moteur utilisé étant un moteur à quatre soupapes par cylindre, la division du conduit en deux peut être à l'origine d'une erreur de métrologie sur la longueur des chapelles.

IV.4.2 Simulations en configuration échappement

Plus encore que l'admission, la modélisation de la phase échappement est importante pour simuler correctement le fonctionnement d'un moteur à combustion interne. En effet, de la vidange du cylindre dépendra la masse résiduelle des gaz, et donc le taux d'EGR interne, la température échappement, et donc la température du filtre à particules ou du catalyseur, et enfin le remplissage en air du moteur. Il est donc important de correctement modéliser cette phase du fonctionnement du moteur.

Le banc dynamique a donc été modifié pour simuler une phase échappement. Cette configuration est présentée sur la figure II-8. Ce test reprend le montage réalisé pour l'étude des écoulements admission. Un tube de diamètre de 80 mm est rajouté en dessous de la culasse de manière à alimenter en air les soupapes et reproduire un écoulement échappement. Ce tube, d'une longueur de 550 mm, est relié à un réservoir horizontal de 500 litres via un cône métallique d'un angle de 7° et d'un tube de diamètre de 42 mm d'une longueur de 200 mm. Il est ainsi possible de mettre cet ensemble réservoir – tube sous pression, simulant ainsi un cylindre sous pression. A l'ouverture des soupapes, un écoulement du grand tube vers la tubulure va se produire. Les mesures sont réalisées dans la tubulure. La géométrie de cette tubulure est la même que celle utilisée pour les essais admission. De la même manière, la méthode de calcul est identique, à savoir un pas de temps fixe de 10^{-5} secondes.

Plusieurs essais ont été réalisés. La figure IV-16 montre la comparaison entre la mesure de pression et les résultats de simulation pour une pression initiale dans le cylindre de 1,2 bar et une pression dans la tubulure de 1 bar. On remarque que les pressions calculées sont assez proches dans l'ensemble de la pression mesurée. Les modèles sont donc tous valides dans une certaine mesure. La différence d'allure entre la pression mesurées et celles calculées par les modèles provient du fait que la pression dans le tube de 80 mm n'est pas constante. En effet, l'ouverture de la soupape génère une onde qui se déplace dans le tube. Les modèles prenant pour hypothèse une pression dans le cylindre constante, les résultats sont donc faussés. On remarque un décalage entre les extremums de pressions donnés par les modèles avec ceux de la pression mesurée. Cette différence s'accroissant soupape fermée, comme lors de l'écoulement sortant le modèle d'écoulement entre le tube et le volume ou la longueur du tube utilisée pour ce calcul sont très probablement responsables de cet écart.

Les températures calculées sont présentées sur figure IV-17. On remarque que le modèle de Blair calcule une température inférieure aux modèles de Benson et de Barré de St-Venant. Cette différence provient du fait que l'entropie est corrigée avec le modèle de Blair. La section de passage de la soupape n'étant pas constante, l'écoulement n'est pas stationnaire au passage de la soupape. L'entropie pouvant rester constante ou augmenter, le correcteur va agir sur la dérivée de cette fonction. Si la section augmente, l'entropie va continuellement augmenter, accentuant les effets du correcteur. La seconde explication trouve son origine dans la méthode utilisée pour calculer les coefficients de décharge. Pour calculer les coefficients de décharge en écoulement échappement, un écoulement d'un tube représentant le cylindre traversant les soupapes et partant à l'atmosphère a été testé. Le modèle utilisé pour calculer les

coefficients de décharge a donc été un modèle d'écoulement admission. Ce modèle ne comprenant pas de correcteur d'entropie, son action n'a pas été prise en compte. Il est à noter que cet écart de température n'a que peu d'effet sur les extremums de pression.

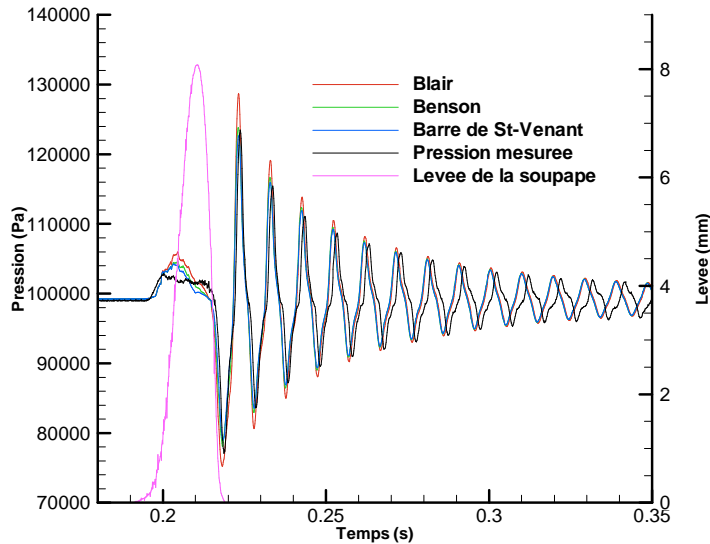


Figure IV-16. Comparaison entre expérimentation et simulation : pression initiale dans le cylindre de 1200mbar et écoulement échappement

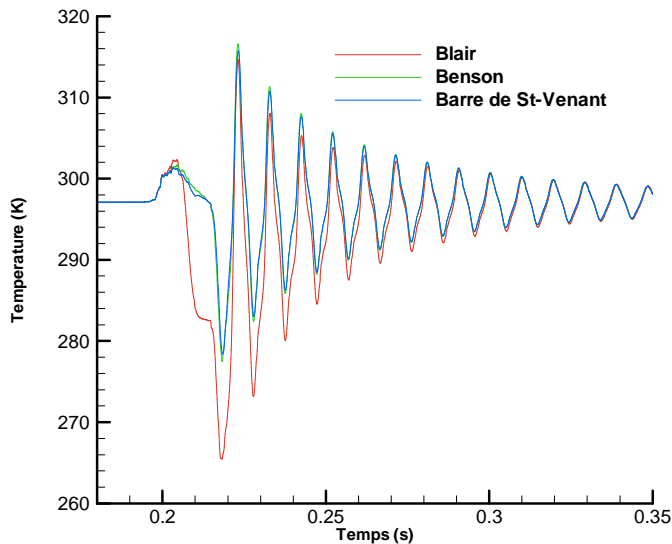


Figure IV-17. Température calculée au capteur : pression initiale dans le cylindre de 1200 mbar et écoulement échappement

Un second test a été réalisé. La pression initiale dans le cylindre est maintenant de 2 bars. Les résultats sont présentés sur la figure IV-18. Les résultats sont globalement similaires à ceux observés lors du premier test. Les réponses en pression des différents modèles de Blair sont maintenant pratiquement confondues lors de l'ouverture de la soupape. Cependant, un déphasage avec la mesure est ensuite

observé. La température mesurée par un capteur virtuel à l'emplacement du capteur de pression a donc également été calculée. Les résultats sont présentés sur la figure IV-19. A l'instar des résultats obtenus lors du calcul avec une pression initiale dans le cylindre de 1,2 bar, la température calculée par le modèle de Blair est inférieure aux autres modèles. L'origine de cet écart de température est supposée être identique à celle discutée lors du calcul effectué pour une pression de 1,2 bar.

La vitesse des gaz a également été calculée pour les trois modèles à l'emplacement du capteur de pression. Les résultats sont présentés sur la figure IV-20. On remarque que les vitesses calculées par les modèles de Blair et de Barré de St-Venant sont pratiquement confondues alors que celle calculée avec le modèle de Benson est différente. Cette différence, non-conforme avec les conclusions de l'analyse des modèles (cf. paragraphe IV-1) provient du fait que l'écoulement est maintenant pratiquement toujours sonique alors que l'analyse des modèles ne montrait que des écoulements subsoniques. Les débits calculés par les modèles de Blair et de Barré de St-Venant devraient néanmoins être différents, la température ayant un effet sur la masse volumique.

Si les trois modèles sont similaires en écoulement admission, ils sont différents en écoulement échappement. Cette différence se trouvant principalement sur le calcul de la température. Aucune mesure de ce paramètre physique n'ayant été faite lors des essais dynamiques, il est difficile de se prononcer sur la plus grande précision d'un modèle ou d'un autre.

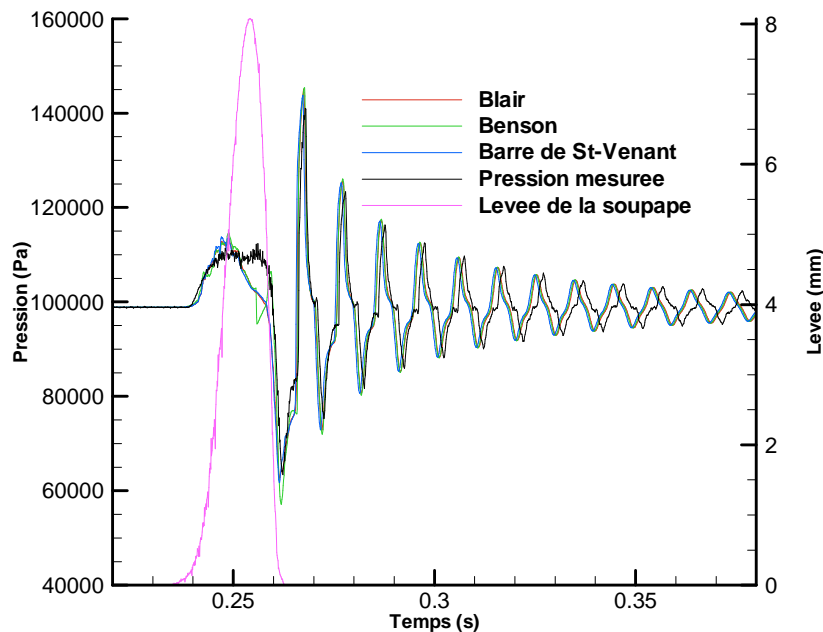


Figure IV-18. Comparaison entre expérimentation et simulation : pression initiale dans le cylindre de 2000 mbar et écoulement échappement

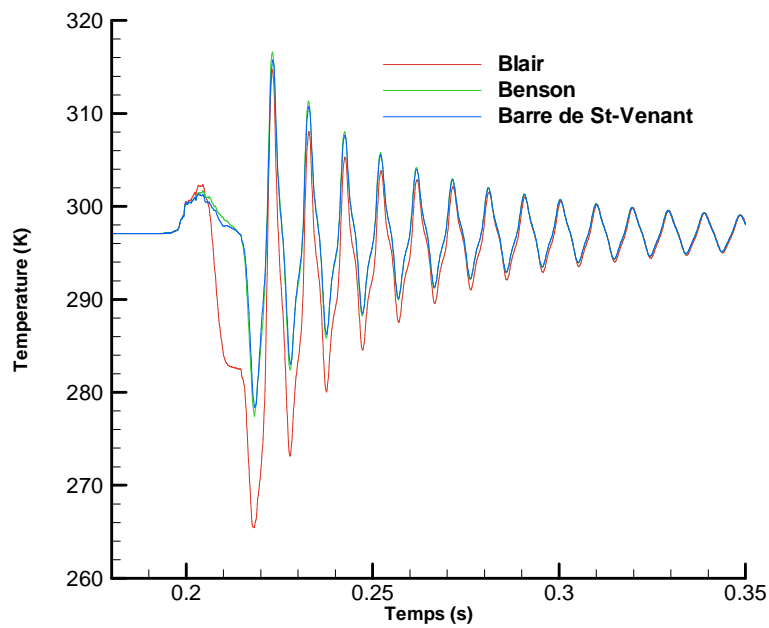


Figure IV-19. Température calculée au capteur : pression initiale dans le cylindre de 2000 mbar et écoulement échappement

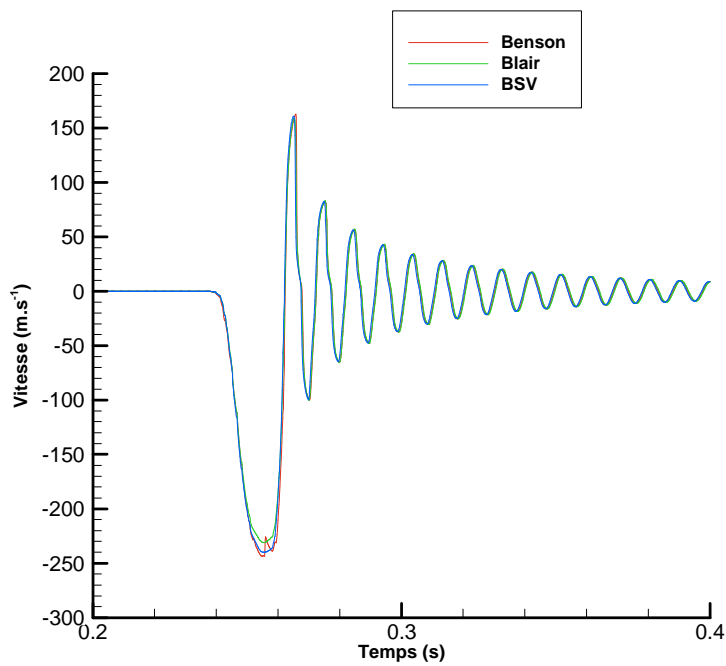


Figure IV-20. Vitesse calculée au capteur : pression initiale dans le cylindre de 2000 mbar et écoulement échappement

IV.5 Influence d'un coefficient de décharge indépendant du rapport de pression

Les simulations réalisées jusqu'à maintenant ont été faites en utilisant un coefficient de décharge fonction de la levée et du rapport de pression. Un certain nombre d'auteurs [40, 41, 90] font l'hypothèse d'un coefficient de décharge uniquement fonction de la levée. Afin de vérifier cette hypothèse, plusieurs simulations ont été faites en utilisant cette fois-ci un coefficient de décharge fonction uniquement de la levée. Ce coefficient a été calculé en faisant une moyenne des coefficients relevés. La figure IV-21 présente la comparaison des deux simulations pour un essai en configuration admission et une pression initiale de 1,8 bar avec le modèle de Benson.

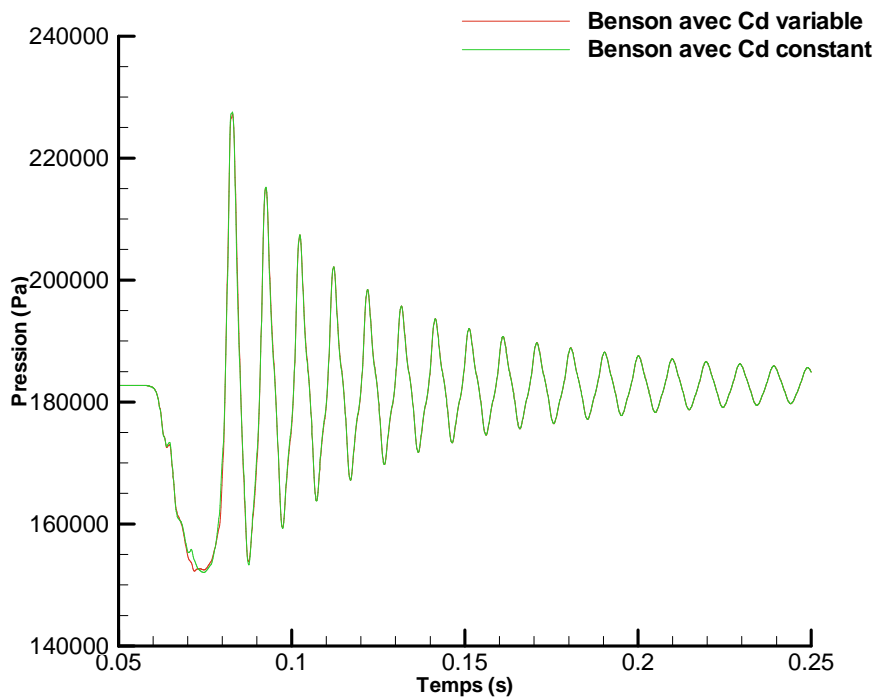


Figure IV-21. Comparaison des résultats de simulation d'une admission avec l'emploi ou non d'un coefficient de décharge fonction du rapport de pression pour le modèle de Benson : pression initiale dans la tubulure 1800 mbar

On remarque que les deux courbes sont pratiquement confondues. La pression calculée par le modèle d'admission de Benson est donc indépendante d'un coefficient de décharge calculée en fonction de la levée et du rapport de pression. Au vu des résultats analysés au chapitre III, les coefficients de décharge varient lorsque l'écoulement devient sonique. Le nombre de Mach au passage de la soupape a donc été tracé sur la figure IV-22. On remarque que l'écoulement devient sonique très rapidement après l'ouverture de la soupape, ce phénomène est due à la pression assez élevée dans la tubulure. La section de passage devenant plus grande, l'écoulement devient subsonique. A la fermeture, la section de passage des gaz devient de plus en plus petite alors que les gaz sont en mouvement, l'écoulement redevient sonique. L'écoulement au passage de la soupape est donc sonique de manière significative durant la phase où les soupapes sont ouvertes. On remarque donc que le fait que les coefficients de décharge soient calculés ou non en fonction du rapport de pression – et donc dépendant du nombre de Mach – n'a aucune influence sur la mesure de pression pour le cas présenté. Ce même calcul a ensuite été réalisé à l'aide des modèles

de Blair et de Barré de St-Venant et la même conclusion s'applique. L'équivalence des trois modèles pour un écoulement admission ayant été démontrée, ce résultat ne constitue pas une surprise.

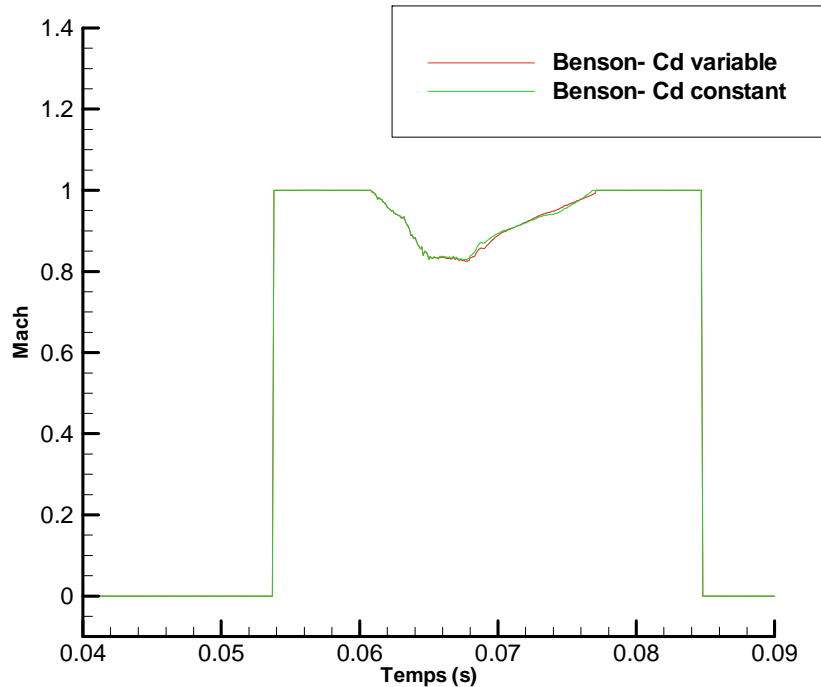


Figure IV-22. Comparaison des résultats de simulation du nombre de Mach au passage de la soupape avec l'emploi ou non d'un coefficient de décharge fonction du rapport de pression pour le modèle de Benson : pression initiale dans la tubulure 1800 mbar

Les modèles donnant des résultats différents en écoulement échappement, une simulation est nécessaire pour chacun des modèles. Un test a donc été réalisé en écoulement échappement avec une pression initiale dans le cylindre de 2 bar. Les résultats pour le modèle de Blair sont présentés sur la figure IV-23. Comme pour l'écoulement admission, l'influence d'un coefficient de décharge calculé en fonction du rapport de pression est négligeable sur le calcul de la pression. Afin de valider cette hypothèse, le nombre de Mach au passage de la soupape a lui aussi été calculé. Le résultat est présenté figure IV-24. On remarque que l'écoulement est sonique dès l'ouverture de la soupape. Cela vient du fait que les conditions de passage en écoulement soniques sont calculées à l'emplacement même de la soupape et sont donc soumises à l'inertie du fluide entre le cylindre et la soupape. Cependant, l'écoulement reste sonique durant une partie significative de l'ouverture de la soupape. Il est donc possible de conclure que l'utilisation d'un coefficient de décharge indépendant du rapport de pression est tout à fait acceptable dans le cadre de la simulation d'un moteur à combustion interne. Le même calcul a été réalisé à l'aide des modèles de Benson et de Barré de St-Venant. Les résultats sont présentés les figures IV-25 et IV-26. Les courbes de pressions calculées à l'aide d'un coefficient de décharge dépendant ou non du rapport de pression sont là encore pratiquement confondues. Les conclusions faites pour le modèle de Blair s'appliquent.

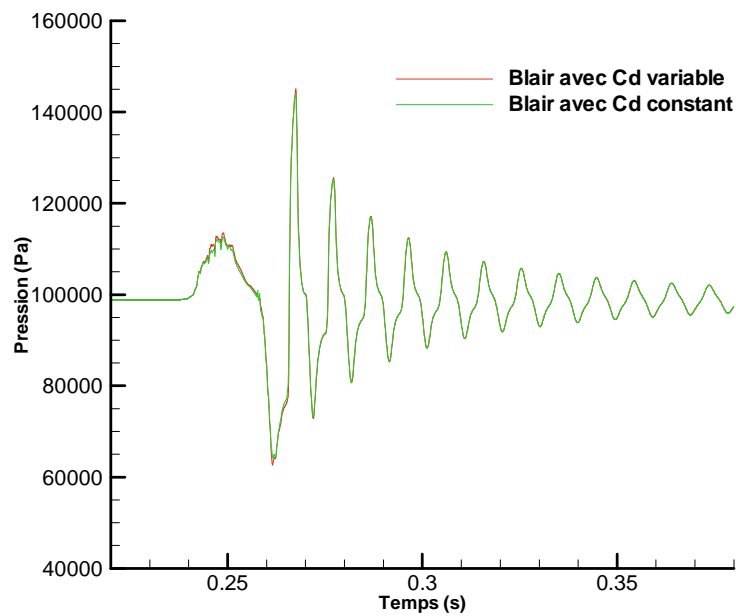


Figure IV-23. Comparaison des résultats de simulation d'un échappement avec l'emploi ou non d'un coefficient de décharge fonction du rapport de pression pour le modèle de Blair : pression initiale dans le cylindre 2000 mbar

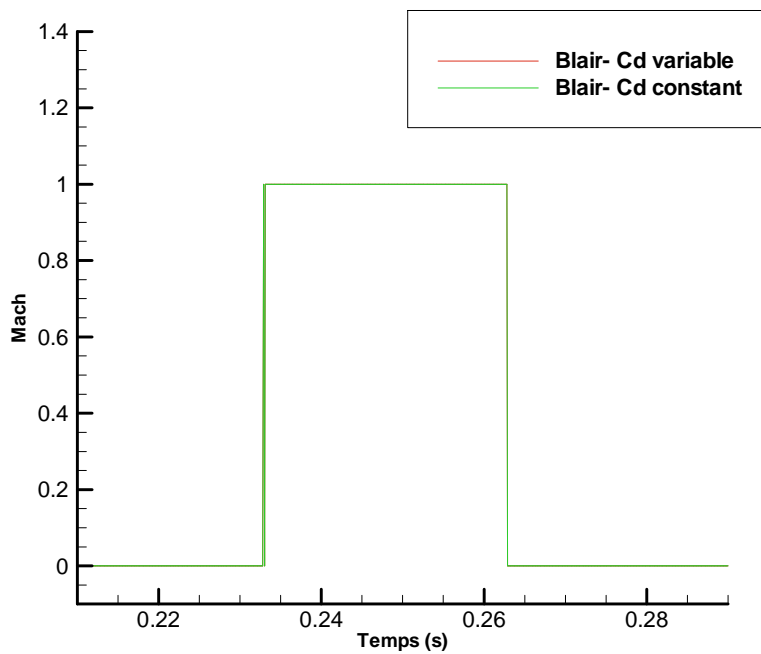


Figure IV-24. Comparaison des résultats de simulation du nombre de Mach au passage de la soupape avec l'emploi ou non d'un coefficient de décharge fonction du rapport de pression pour le modèle de Blair : pression initiale dans le cylindre 2000 mbar.

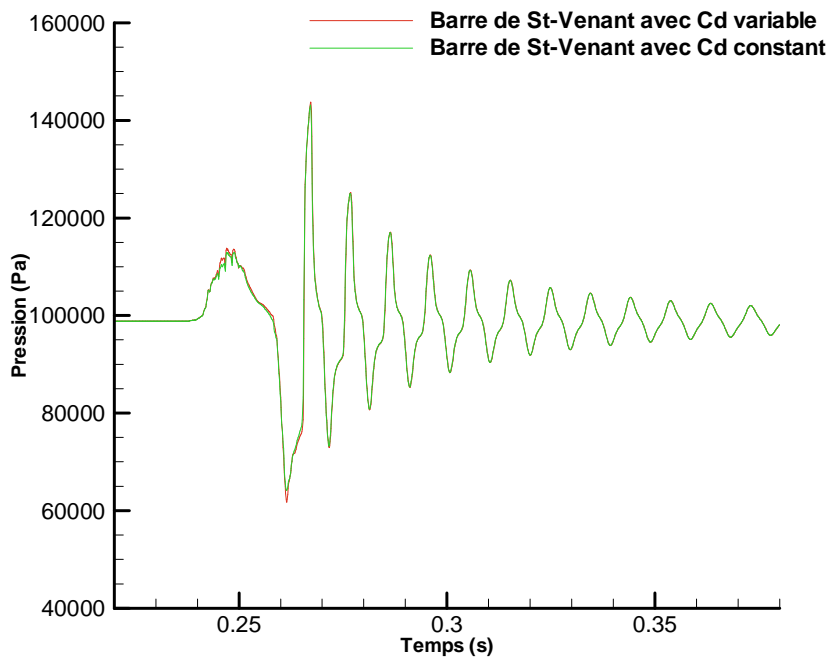


Figure IV-25. Comparaison des résultats de simulation d'un échappement avec l'emploi ou non d'un coefficient de décharge fonction du rapport de pression pour le modèle de Barré de St-Venant : pression initiale dans le cylindre 2000 mbar

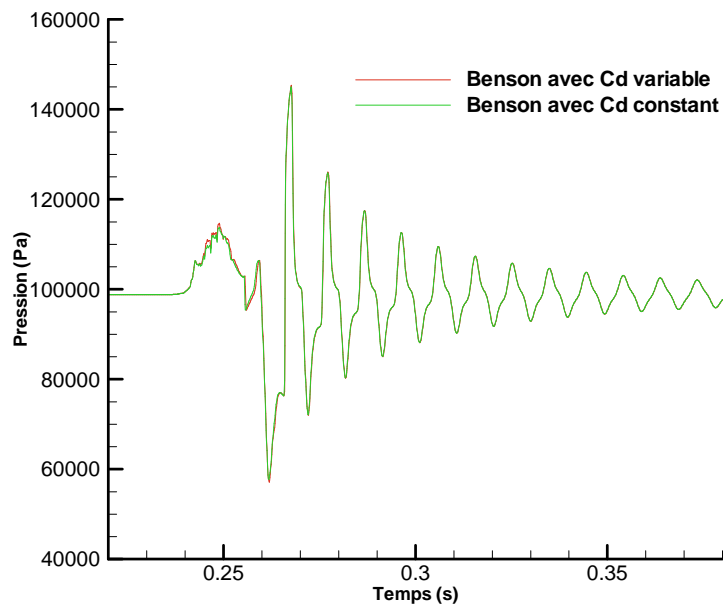


Figure IV-26. Comparaison des résultats de simulation d'un échappement avec l'emploi ou non d'un coefficient de décharge fonction du rapport de pression pour le modèle de Benson : pression initiale dans le cylindre 2000 mbar

Les résultats présentés jusqu'ici ne portaient que sur la mesure de pression. Cependant, le but d'une simulation de vidange-remplissage d'un moteur à combustion interne est le calcul de la masse admise ou sortante du cylindre. Le débit traversant la soupape n'a pas été mesuré sur le banc dynamique mais la comparaison des masses admises ou sortantes est néanmoins possible. Le tableau IV-I présente les calculs des masses d'air transitant par la soupape.

		Admission		Echappement	
		1200	1800	1200	2000
Blair	Cd constant	1,62696	3,08982	-1,68961	-2,9443
	Cd variable	1,63348	3,11182	-1,74012	-3,07698
	Ecart	0,40%	0,71%	2,90%	4,31%
Benson	Cd constant	1,62707	3,09025	-1,45481	-3,15195
	Cd variable	1,63359	3,11224	-1,49729	-3,25883
	Ecart	0,40%	0,71%	2,84%	3,28%
BSV	Cd constant	1,62481	3,08337	-1,36839	-3,01858
	Cd variable	1,63284	3,10506	-1,39959	-3,15555
	Ecart	0,49%	0,70%	2,23%	4,34%

Tableau IV-1. Masses d'air calculées transitant par les soupapes

Dans le cas de l'écoulement entrant, les résultats donnés par les différents modèles sont très similaires, et ce quelle que soit la pression initiale dans la tubulure. Les masses d'air entrantes dans le cylindre calculées à l'aide d'un coefficient de décharge dépendant ou non de la pression sont elles aussi très similaires. On peut donc en déduire qu'un coefficient de décharge indépendant du rapport de pression n'a pas d'effet sur le calcul du remplissage. Dans le cas de l'écoulement sortant du cylindre, les écarts sont plus importants entre les différents modèles. Ces différences sont difficiles à analyser. L'absence de mesure ne permet pas de statuer sur la validité des modèles. De plus, le coefficient de décharge en écoulement échappement est calculé à partir de mesures ou un tube de diamètre adapté remplace le cylindre. Par ailleurs, le calcul se fait à partir d'un écoulement sortant d'un cylindre. Cependant, les écoulements sortant d'un volume sont plus complexes à modéliser. Un léger écart de coefficient de décharge induira un débit, et donc des pressions et des températures supérieures, dans la tubulure. La tubulure étant de dimension finie, contrairement au cylindre modélisé, les effets de ce léger écart de coefficient de décharge seront amplifiés.

Dans ce chapitre, une comparaison de chaque modèle sur un écoulement simplifié instationnaire a été effectuée. Les résultats sont très similaires. Les trois modèles sont équivalents en écoulement admission. Des différences apparaissent sur les écoulements échappement. Le modèle de Blair se détache par des résultats de température très différents.

Des essais instationnaires ont ensuite été effectués sur le banc d'essai. Un cycle d'ouverture fermeture est réalisé à l'aide d'un vérin pneumatique pour chaque essai. Chaque test a ensuite été simulé à l'aide des coefficients de décharges précédemment mesurés. Dans le cas d'un écoulement entrant dans un volume, les résultats donnés par chaque modèle sont équivalents, conformément aux conclusions du chapitre précédent. Les valeurs de pressions simulées sont très proches des valeurs expérimentales. Dans le cas d'un écoulement sortant, les résultats sont assez différents. Si les résultats issus des modèles de Barré de St-Venant et de Benson sont comparables et reproduisent assez fidèlement les valeurs mesurées, le modèle de Blair donne une température différente. Cependant, en l'absence de mesure de température dans la tubulure, il est difficile de conclure.

Enfin, il apparaît que l'utilisation d'un coefficient de décharge dépendant du rapport de pression induit une différence par rapport à un coefficient de décharge fixe. En effet, si les simulations réalisées avec et sans coefficient de décharge utilisé en fonction du rapport de pression sont apparemment très proches pour le signal de pression, la comparaison des débits révèle une différence notable quel que soit le modèle utilisé.

Chapitre V Analyse thermique des écoulements

L'analyse bibliographique ayant montré l'importance des transferts thermiques sur les écoulements autour des soupapes, il devient nécessaire d'étudier ce phénomène. Pour cela, les effets des hautes températures sur ce type d'écoulement, via des essais statiques, ont été caractérisés. Suite à cela, et afin de comprendre les effets des transferts thermiques sur les écoulements autour des soupapes, un nouveau modèle prenant en compte les transferts thermiques a été développé. Une étude est ensuite effectuée, mettant en valeur l'incidence de ces pertes sur le débit, le nombre de Mach et la température.

V.1 Mesures Expérimentales

Une des hypothèses de départ de chacun des modèles est que l'écoulement d'une tubulure vers un cylindre est isentropique [11, 25, 48]. Afin de vérifier cette hypothèse, des essais à hautes températures ont été menés. Ces essais avaient pour but de favoriser les échanges thermiques en augmentant la différence de température entre les gaz passant au travers de la soupape et la culasse. Pour cela, le banc présenté figure II-10 a été utilisé. Les levées testées sont identiques à celles testées dans le chapitre III. Cependant, un réchauffeur d'air a été utilisé afin de réguler la température des gaz en amont de la soupape. Les températures testées dans le cas de la soupape d'échappement sont de 100 et 200 °C.

Dans un premier temps, les débits mesurés en fonction du rapport de pression amont sur aval pour une levée de 1 mm sont présentés figure V-1. On remarque que pour des températures plus élevées, le rapport de pression augmente pour un débit équivalent.

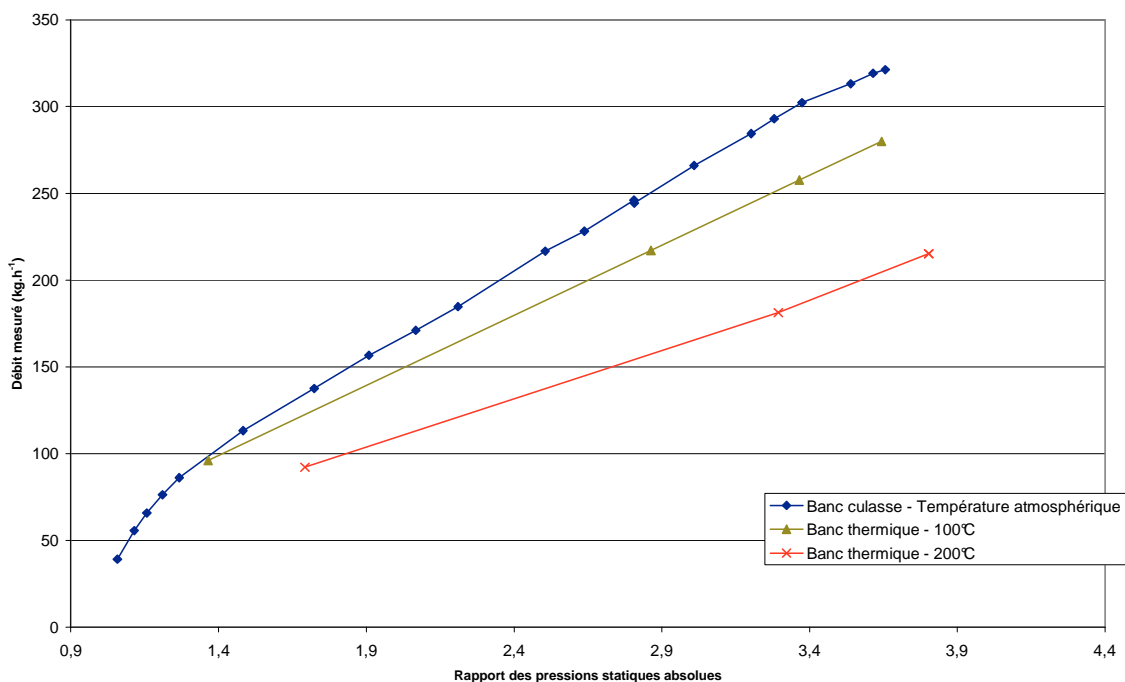


Figure V-1. Comparaison du débit des soupapes d'échappement fonction du rapport de pression statique amont sur aval pour différentes températures pour un écoulement admission pour une levée de 1 mm

La vitesse de l'écoulement ayant une influence sur les transferts thermiques, l'influence de la levée peut être déterminante, ces paramètres étant liés. Une levée plus importante de 7 mm est donc présentée sur la figure V-2. Les courbes sont beaucoup plus rapprochées, la température semblant avoir une influence moindre. Il est cependant difficile de conclure à ce stade. La température ayant une influence déterminante sur la masse volumique, il est nécessaire de savoir si le modèle calculera les mêmes coefficients de décharge pour les différentes températures testées ou si les transferts thermiques sont responsables de cet état de fait.

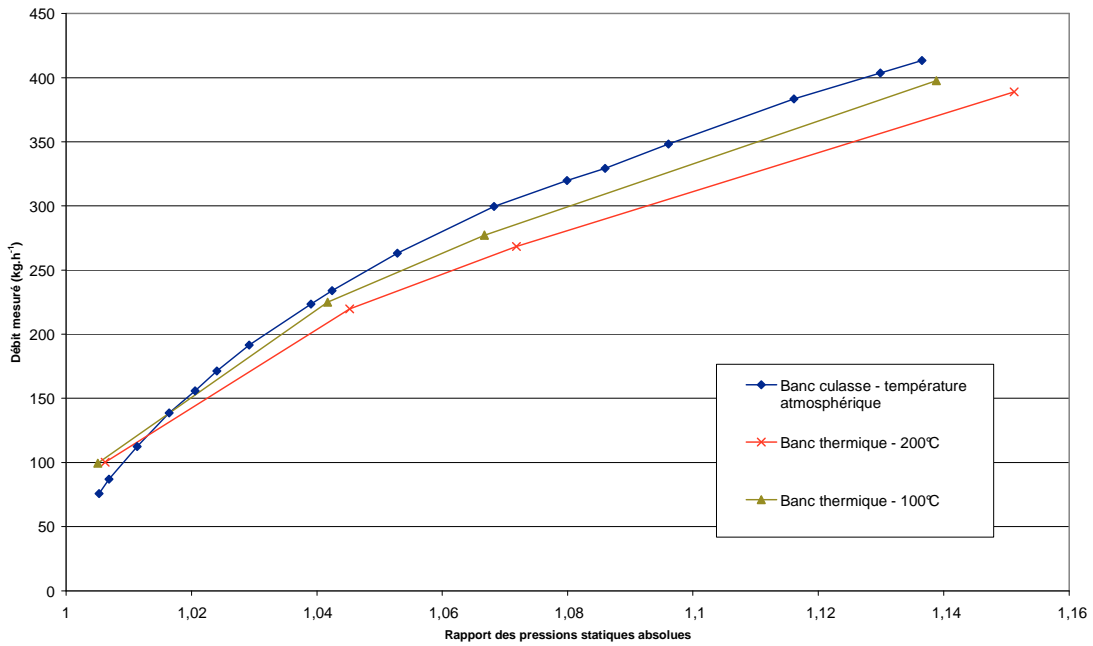


Figure V-2. Comparaison du débit des soupapes d'échappement fonction du rapport de pression statique amont sur aval pour différentes températures pour un écoulement admission pour une levée de 7 mm

De manière identique, des essais à haute température ont été faits sur la soupape d'admission. Cependant, les températures étant plus faibles qu'à l'échappement, seuls les essais à 100°C ont été réalisés. La figure V-3 illustre ces essais en représentant les courbes débit mesuré en fonction du rapport de pression pour une levée de 3 mm en écoulement entrant dans un volume pour les soupapes d'admission. Les mêmes conclusions que celles faites précédemment sont visibles.

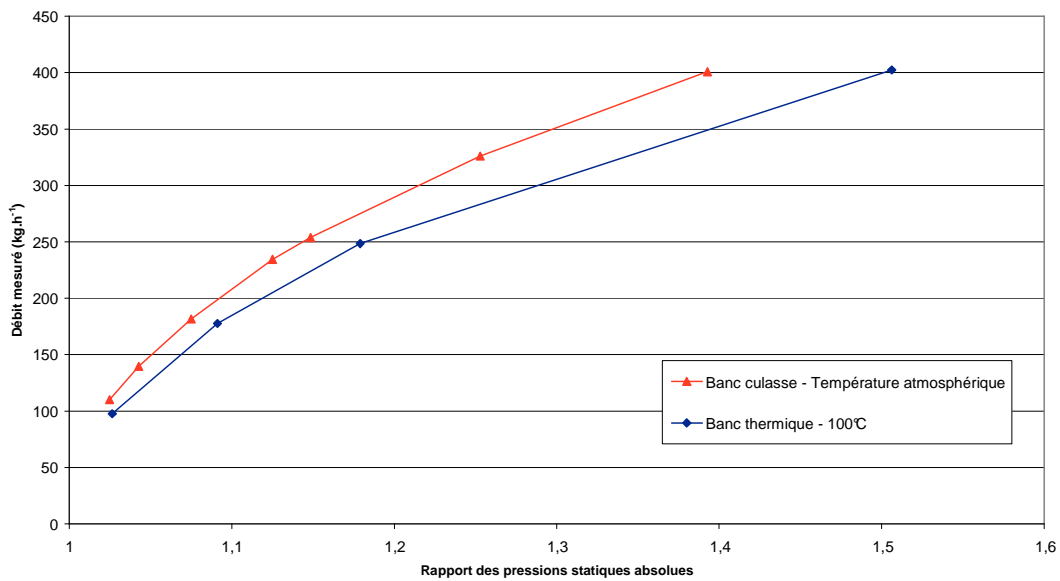


Figure V-3. Comparaison du débit des soupapes d'admission fonction du rapport de pression statique amont sur aval pour différentes températures pour un écoulement admission pour une levée de 3 mm

A l'ouverture de la soupape d'admission, un écoulement sortant du cylindre peut s'établir. Il est donc important de caractériser également ce sens d'écoulement. La température maximum testée est là encore de 100°C. La figure V-4 permet de visualiser les résultats obtenus pour une levée de 5 mm.

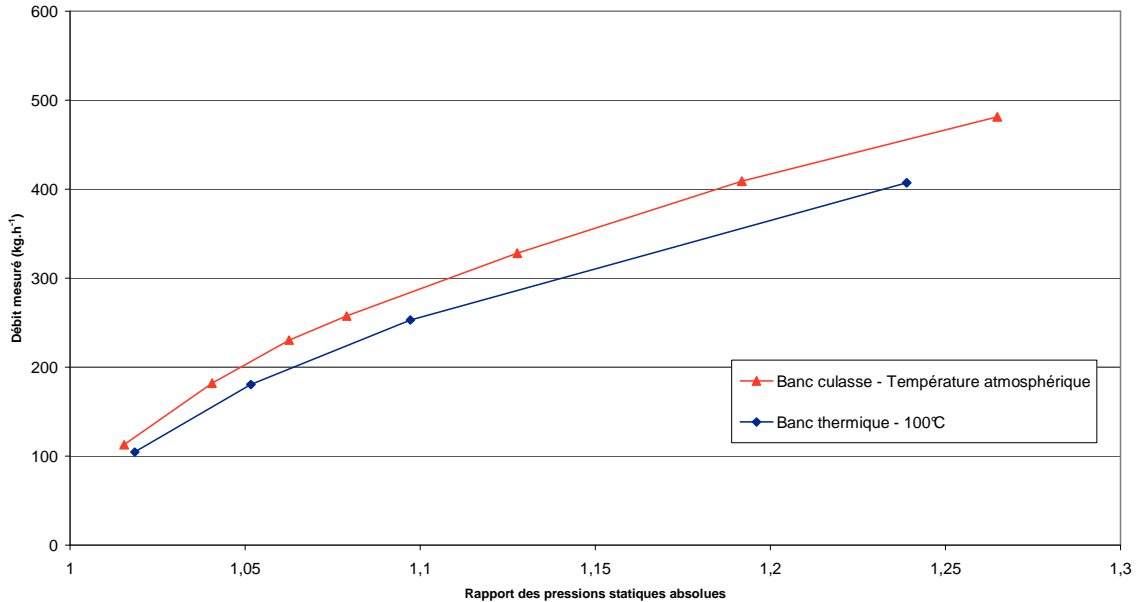


Figure V-4. Comparaison du débit des soupapes d'admission fonction du rapport de pression statique amont sur aval pour différentes température pour un écoulement admission pour une levée de 5 mm

A l'issue de ces observations et comme précédemment écrit, il n'est pas possible de savoir si les différences entre les courbes mesurées à température atmosphériques et à 100°C proviennent des pertes thermiques ou de l'élévation de la température.

V.2 Comparaison des coefficients de décharge mesurés à température atmosphérique et à hautes températures

Les coefficients de décharge ont donc été calculés en utilisant le même algorithme de calcul que les essais réalisés à température atmosphérique. L'ensemble des résultats est présenté dans les annexes 8 à 11. Les figures V-5 et V-6 illustrent les résultats de calcul de coefficient de décharge sur la soupape d'échappement, réalisé à une température de 100°C uniquement. La première constatation est que l'augmentation de température n'a pas un effet majeur sur les coefficients de décharge. Il apparaît néanmoins que les coefficients de décharge à haute température sont légèrement inférieurs à ceux mesurés à température atmosphérique. Le coefficient de décharge calculé à 100°C reste dans la tolérance de mesure des essais réalisés à température atmosphérique et les variations sont faibles.

Deux hypothèses sont possibles. La première est que les échanges thermiques au niveau de la soupape aient réellement peu d'effet sur les coefficients de décharge. La seconde hypothèse concerne le banc en lui-même. Les échanges entre le fluide et la culasse seraient négligeables sur ce moyen d'essai. En effet, aucun refroidissement de la culasse n'étant prévu, cette dernière monte en température.

L'air contenu dans le local d'essai étant immobile, le coefficient d'échange entre la culasse et l'atmosphère est donc faible. Les transferts thermiques le sont donc aussi. Il apparaît donc que si les échanges thermiques peuvent avoir, au vu de la bibliographie, une influence non négligeable sur les

écoulements, le banc thermique tel qu'il a été utilisé durant ces essais n'est pas capable de quantifier précisément ces variations.

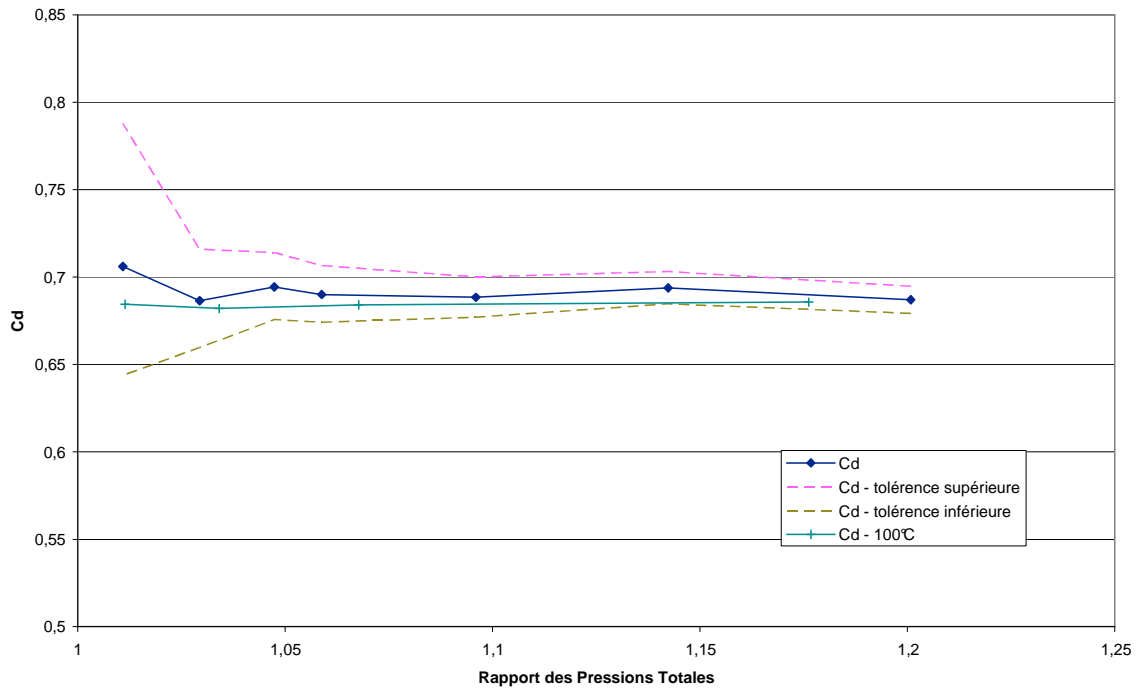


Figure V-5. Comparaison des coefficients de décharges calculés à température ambiante et à 100°C pour un écoulement admission sur les soupapes d'admission pour une levée de 5 mm

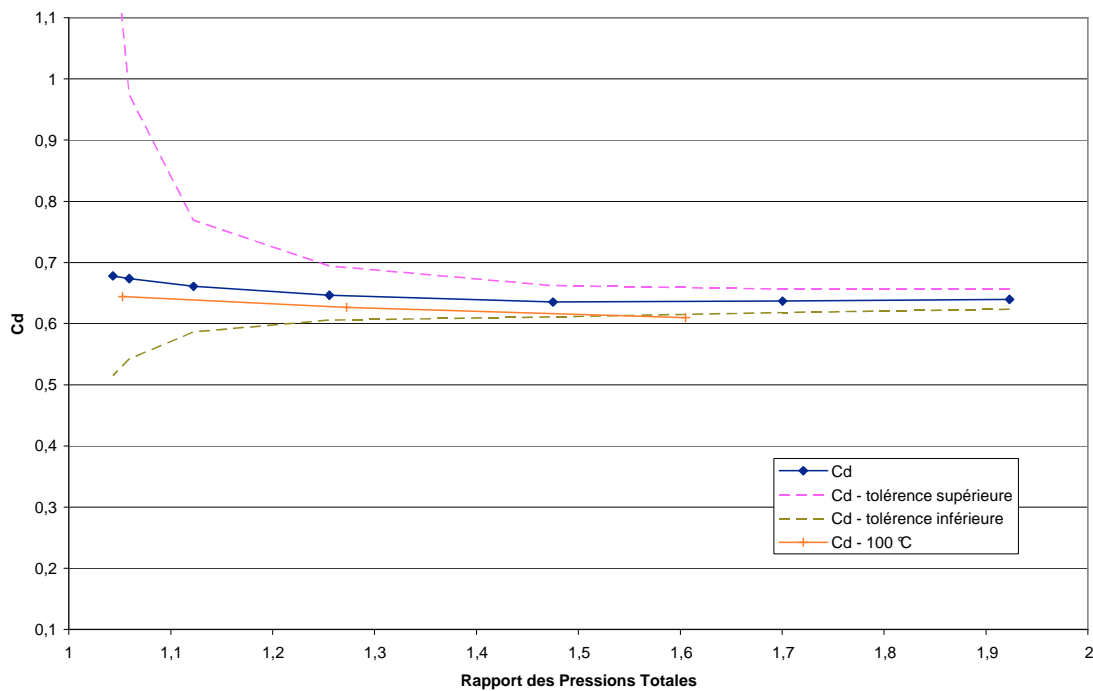


Figure V-6. Comparaison des coefficients de décharges calculés à température ambiante et à 100°C pour un écoulement échappement sur les soupapes d'admission pour une levée de 2,5 mm

Pour certaines levées (cf. Annexe 8, 9, 10 et 11), le coefficient calculé à partir des essais à haute température est parfois égal, supérieur ou inférieur au coefficient calculé à température atmosphérique sans qu'aucun phénomène physique ne s'en dégage. Il apparaît donc qu'un élément perturbateur a influé sur les résultats d'essais sans que ce phénomène ne puisse être explicité. La mesure de levée de soupape est fortement soupçonnée. En effet, la modification du banc de mesure rendait le placement de la jauge de profondeur délicat. De plus, les hautes températures et le fait que la jauge était en aluminium, chauffant donc très vite, augmentait encore la difficulté de la mesure.

Finalement les essais n'ont pas permis de quantifier précisément l'influence des transferts thermiques. Pour en connaître davantage, il serait judicieux de modifier le banc en intégrant une circulation de liquide de refroidissement ou en faisant circuler de l'air à grande vitesse autour de la culasse. Ainsi, les transferts thermiques seraient augmentés et leurs effets pourraient être plus précisément quantifiés. Afin d'en savoir plus sur le sujet, un modèle numérique d'écoulement autour des soupapes intégrant les pertes thermiques a été conçu. Une étude théorique de ce modèle va permettre de prédire les effets théoriques des pertes thermiques sur des écoulements admission et échappement.

V.3 Modèles de soupapes avec pertes thermiques

V.3.1 Hypothèses et équations

Ce modèle reprend les hypothèses décrites par Kirkpatrick [48], seules les pertes thermiques sont rajoutées. Ce modèle original a été développé dans le cadre de cette étude.

V.3.1.1 Echappement subsonique

La figure V-7 représente ce type d'écoulement. Dans le cas d'un moteur à combustion interne, ce cas de figure se retrouve lorsque la soupape d'échappement est grand ouverte.

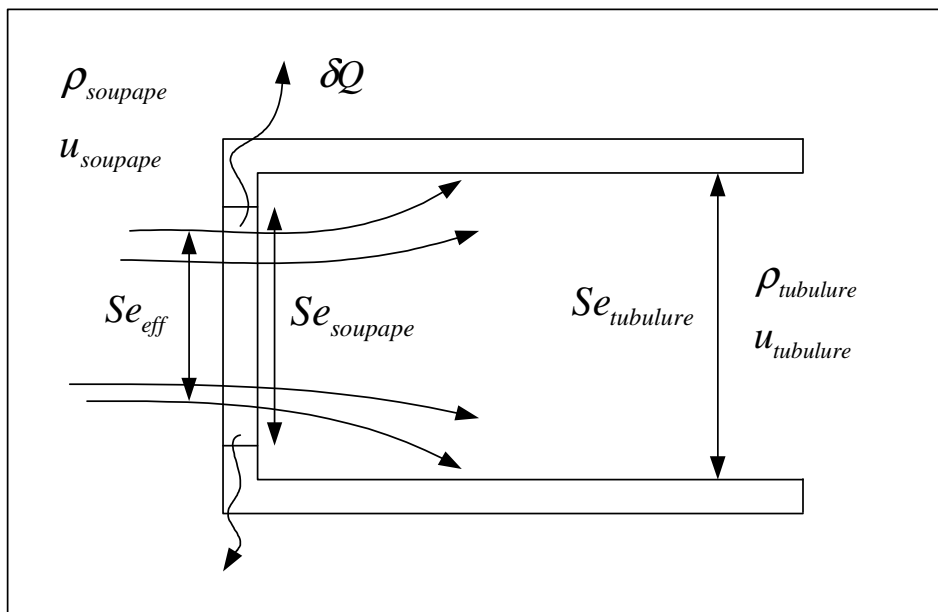


Figure V-7. Ecoulement du cylindre vers la tubulure avec transferts thermiques

Les hypothèses sont les suivantes :

- L'écoulement du volume vers la restriction, ou la soupape, est isentropique
- L'écoulement entre la restriction, ou la soupape n'est plus isentropique. Les pertes thermiques sont rajoutées entre la soupape et la tubulure.

Dans un premier temps, on applique le premier principe de la thermodynamique entre le volume et la tubulure. Ce modèle se basant sur les travaux de Kirkpatrick [48], le premier principe de la thermodynamique est appliqué entre le cylindre et la tubulure :

$$Qe_{système} + Dm_{cylindre} \left(h_{cylindre} + \frac{u_{cylindre}^2}{2} \right) = \Delta E_{système} + Dm_{tubulure} \left(h_{tubulure} + \frac{u_{tubulure}^2}{2} \right) - W_{système} \quad \text{Équation V-1}$$

On suppose que l'écoulement est quasi-statique. Aussi, l'application de cette hypothèse ainsi que des précédentes permet de réécrire la formule ainsi :

$$\frac{Qe_{système}}{Dm} + h_{cylindre} + \frac{u_{cylindre}^2}{2} = h_{tubulure} + \frac{u_{tubulure}^2}{2} \quad \text{Équation V-2}$$

Le volume du cylindre étant assez grand pour que le fluide soit au repos, la vitesse dans le cylindre est supposée nulle. Aussi, $u_{cylindre} = 0$. L'enthalpie peut se réécrire $h = Cp \cdot T$, avec $Cp = \frac{\gamma}{\gamma-1}$.

L'équation du premier principe devient donc :

$$\frac{Qe_{système}}{Dm} + \frac{\gamma T_{cylindre}}{\gamma-1} = \frac{\gamma T_{tubulure}}{\gamma-1} + \frac{u_{tubulure}^2}{2} \quad \text{Équation V-3}$$

De la même manière, le premier principe est posé entre le volume et la soupape :

$$\frac{\gamma T_{cylindre}}{\gamma-1} = \frac{\gamma T_{soupape}}{\gamma-1} + \frac{u_{soupape}^2}{2} \quad \text{Équation V-4}$$

L'équation de continuité est posée entre la soupape et la tubulure :

$$\rho_{soupape} Se_{eff} u_{soupape} = \rho_{tubulure} Se_{tubulure} u_{tubulure} \quad \text{Équation V-5}$$

Ou Se_{eff} est la section de passage effective au travers de la soupape. Ramené à la section géométrique de passage, cela donne :

$$Se_{eff} = Cd \cdot Se_{soupape} \quad \text{Équation V-6}$$

Le coefficient Cd est déterminé à partir des tests statiques décrits précédemment.

L'équation de bilan de la quantité de mouvement est écrite entre la soupape et la tubulure :

$$Se_{eff} (P_{soupape} - P_{tubulure}) + Dm(u_{soupape} - u_{tubulure}) = 0 \quad \text{Équation V-7}$$

Un système de quatre équations est alors formé. La résolution de ce système sera abordée ultérieurement.

V.3.1.2 Echappement avec blocage sonique

Par définition, le nombre de Mach est égal à l'unité au passage de la soupape. Il est ainsi aisé de relier la vitesse des gaz, la pression et la température à cet endroit. Kirkpatrick [48] utilise cette propriété, couplée avec le premier principe entre le cylindre et la soupape, pour établir une relation entre la pression dans la soupape et celle du cylindre.

$$\frac{P_{soupape}}{P_{cylindre}} = \sqrt{\frac{2}{\gamma+1}} \quad \text{Équation V-8}$$

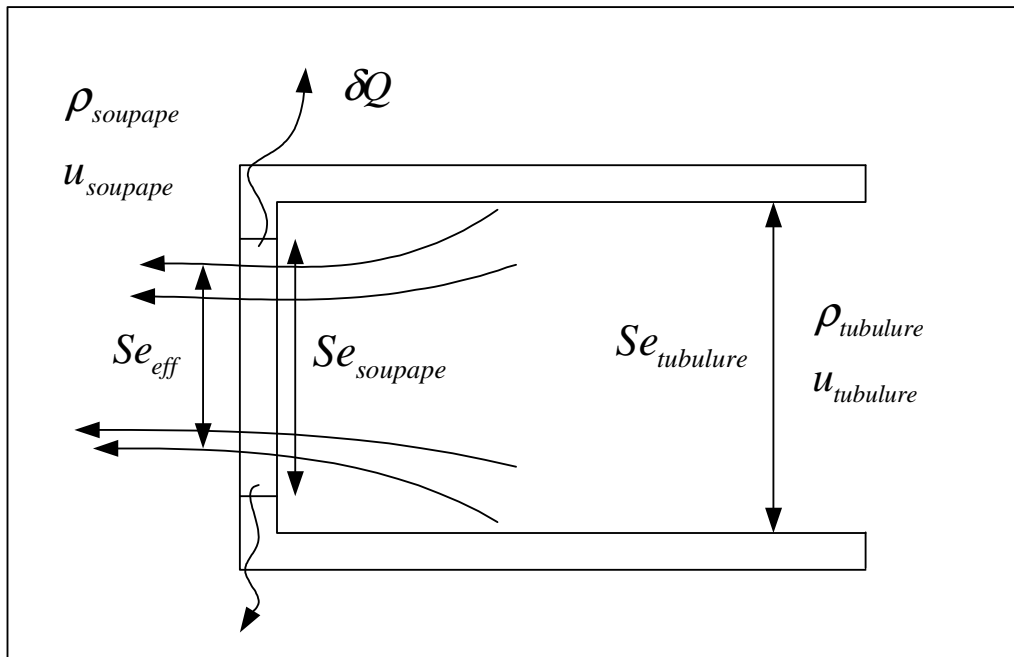
Ce système d'équation sera résolu dans une partie ultérieure.

V.3.1.3 Admission subsonique

Les hypothèses suivantes sont faites :

- L'écoulement entre la tubulure et la soupape n'est plus isentropique
- La pression au passage de la soupape est identique à celle régnant dans le cylindre

La figure V-8 permet de visualiser ce type d'écoulement.



FigureV-8. Ecoulement de la tubulure vers le cylindre avec transferts thermiques

Le premier principe de la thermodynamique est posé entre la soupape et la tubulure :

$$\frac{Qe_{\text{système}}}{Dm} + \frac{\gamma T_{\text{tubulure}}}{\gamma - 1} + \frac{u_{\text{tubulure}}^2}{2} = \frac{\gamma T_{\text{soupape}}}{\gamma - 1} + \frac{u_{\text{soupape}}^2}{2} \quad \text{Équation V-9}$$

L'équation de continuité entre la soupape et la tubulure reste la même :

$$\rho_{\text{soupape}} Se_{\text{eff}} u_{\text{soupape}} = \rho_{\text{tubulure}} Se_{\text{tubulure}} u_{\text{tubulure}} \quad \text{Équation V-10}$$

Un système de deux équations est alors disponible, sa résolution ne devrait pas poser de problème.

V.3.1.4 Admission sonique

Un écoulement sonique de la tubulure vers le cylindre est modélisé. L'hypothèse selon laquelle la pression au passage de la soupape est égale à celle du cylindre ne s'applique plus. Cependant, une relation supplémentaire, liée au nombre de Mach, permet de retrouver la vitesse des gaz dans la soupape en fonction de la pression. Les équations de départ restent cependant les mêmes que celles utilisées pour le modèle subsonique.

V.3.2 Modélisation des pertes thermiques

Les équations étant maintenant connues, il est nécessaire d'explicitier le terme $\frac{Qe_{\text{système}}}{Dm}$ pour pouvoir les résoudre. Le paramètre Dm est connu car il s'agit du débit en kg/s. Les transferts de puissances calorifiques avec l'extérieur sont plus délicats. Ces pertes sont exprimées en W. Aussi, plusieurs modèles issus de la littérature sont disponibles. En premier lieu, la formulation générale des échanges de chaleur est :

$$Qe = ht \cdot Se_{\text{échange}} (T_{\text{gaz}} - T_{\text{paroi}}) \quad \text{Équation V-11}$$

soit ;

$$Qe_{\text{système}} = ht_{\text{soupape}} \cdot Se_{\text{échange}} (T_{\text{soupape}} - T_{\text{paroi}}) \quad \text{Équation V-12}$$

La température et la masse volumique des gaz au passage de la soupape sont connues grâce aux hypothèses et peut se définir en fonction des variables :

$$P_{\text{soupape}} = X_{\text{soupape}}^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \cdot P_{\text{ref}} \quad \text{Équation V-13}$$

Dans le cas d'un écoulement admission utilisé pour la mesure du coefficient de décharge, le premier principe peut s'écrire :

$$\frac{Qe_{\text{système}}}{Dm} + \frac{\gamma T_{\text{tubulure}}}{\gamma-1} + \frac{u_{\text{tubulure}}^2}{2} = \frac{\gamma T_{\text{soupape}}}{\gamma-1} + \frac{u_{\text{soupape}}^2}{2} \quad \text{Équation V-14}$$

Il est ainsi possible de calculer la température des gaz au col de la soupape :

$$T_{\text{soupape}} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \left(\frac{Qe_{\text{système}}}{Dm} + \frac{\gamma T_{\text{tubulure}}}{\gamma-1} + \frac{u_{\text{tubulure}}^2}{2} - \frac{u_{\text{soupape}}^2}{2} \right) \quad \text{Équation V-15}$$

$$\rho_{\text{soupape}} = \frac{P_{\text{soupape}}}{rT_{\text{soupape}}} \quad \text{Équation V-16}$$

La température de la paroi peut être mesurée dans le cas de tests stationnaire. Le coefficient de transferts thermique sera dans un premier temps issu de mesures stationnaires. Ainsi, le calcul des pertes thermiques peut se faire sans rajouter de variables de calcul. Cependant, le recalage du coefficient de transferts thermiques sera ensuite comparé à plusieurs modèles de la littérature, permettant ainsi de savoir si des essais thermiques sont à chaque fois nécessaires ou si une modèle permettant de trouver ce coefficient est valide. Le débit massique s'exprime de la manière suivante :

$$Dm = \rho_{\text{tubulure}} \cdot Se_{\text{tubulure}} \cdot u_{\text{tubulure}} = \rho_{\text{soupape}} \cdot Se_{\text{eff}} \cdot u_{\text{soupape}} \quad \text{Équation V-17}$$

Ce qui permet de calculer $\frac{Qe_{\text{système}}}{Dm}$. Ainsi, toutes les pertes thermiques sont exprimables en fonctions des variables précédemment utilisées. La température de la paroi doit être mesurée ou être supposée. Le coefficient de transfert thermique sera mesuré à partir d'essais. Cette formulation étant difficilement manipulable, le code numérique se fera par appel de valeur calculée au sein de chaque fonction de calcul.

V.3.3 Calcul des transferts thermiques

Le modèle présenté ci-dessus doit être recalé à l'aide de résultats expérimentaux. Il a été observé lors des précédents essais que le coefficient de décharge restait constant quelle que soit la température des gaz en l'absence d'échange de chaleur. Une observation de chute de coefficient de décharge serait donc le fait des pertes thermiques. S'il n'a pas été possible de quantifier les coefficients d'échanges expérimentalement, une méthode est néanmoins proposée. Le modèle de pertes thermiques tel qu'il a été conçu nécessite des essais réalisés à température atmosphérique. Durant ces essais, les pertes thermiques seront supposées nulles. Une fois cette étape franchie, les coefficients seront réutilisés pour le calcul du transfert thermique en conditions chaudes. La figure V-9 montre l'algorithme de calcul des transferts thermiques.

V.4 Etude théorique du modèle de soupape avec transferts thermiques

Les résultats d'essais n'étant pas concluants, il est impossible de les prendre comme référence pour étudier l'impact des transferts thermiques dans la soupape sur un écoulement. Afin de caractériser l'impact des transferts thermiques au travers d'une soupape, une étude théorique du modèle précédemment

présenté est faite. Pour y parvenir, il est important de caractériser de façon réaliste l'énergie partant à l'échappement. En effet, les équations modélisant le premier principe de la thermodynamique représente un bilan d'énergie.

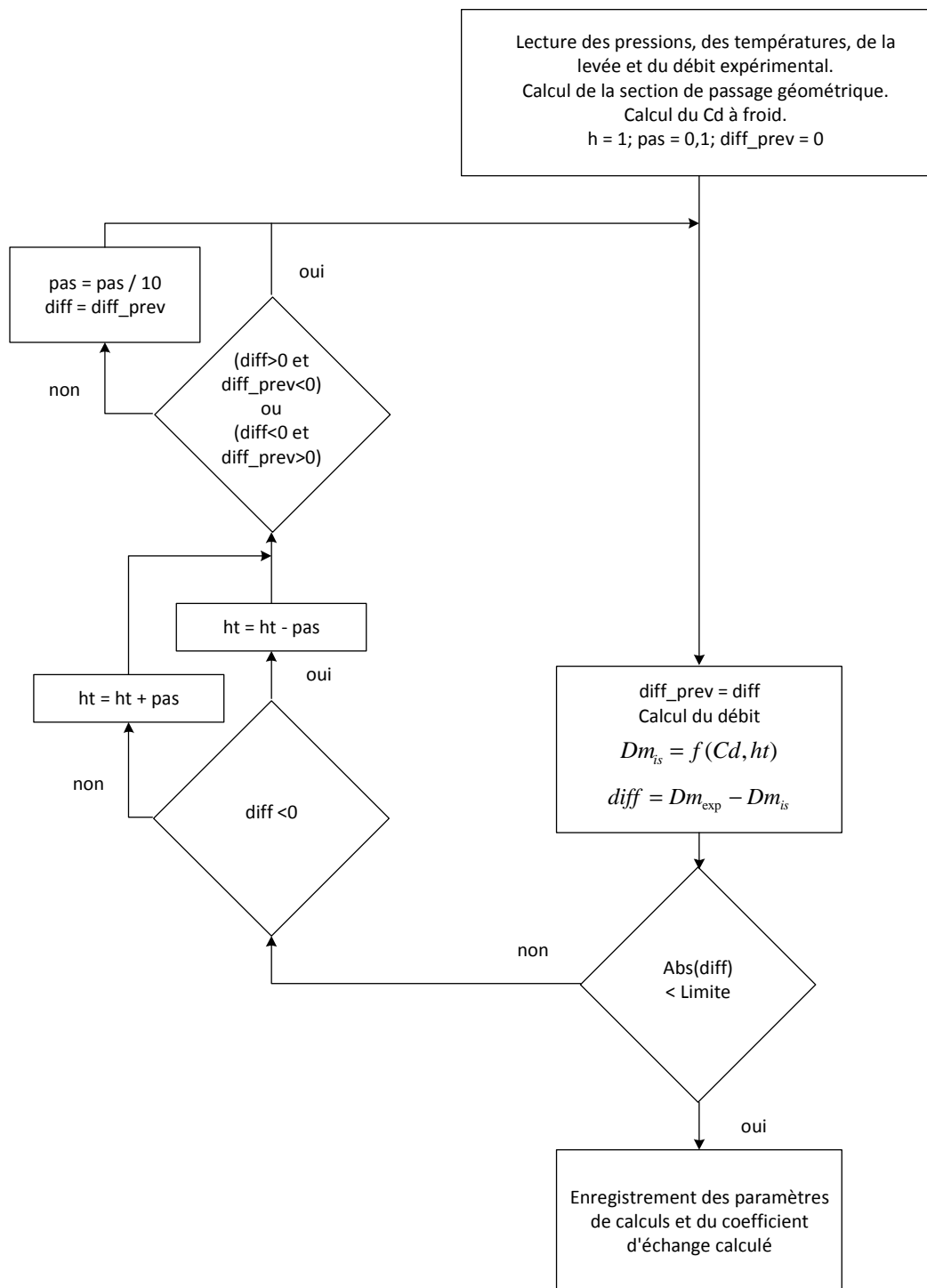


Figure V-9. Algorithme de calcul des transferts thermiques

$$\frac{Qe_{\text{système}}}{Dm} + \frac{\gamma T_{\text{cylindre}}}{\gamma - 1} = \frac{\gamma T_{\text{tubulure}}}{\gamma - 1} + \frac{u_{\text{tubulure}}^2}{2} \quad \text{Équation V-18}$$

$$\frac{Qe_{\text{système}}}{Dm} + \frac{\gamma T_{\text{tubulure}}}{\gamma - 1} + \frac{u_{\text{tubulure}}^2}{2} = \frac{\gamma T_{\text{soupape}}}{\gamma - 1} + \frac{u_{\text{soupape}}^2}{2} \quad \text{Équation V-19}$$

Aussi, le terme $\frac{Qe_{\text{système}}}{Dm}$, représentant les pertes thermiques et donc une perte d'énergie, est nécessairement négatif. Si la valeur absolue de sa valeur est supérieure à l'énergie disponible, l'écoulement modélisé n'est plus physique et les résultats ne sont plus représentatifs. Pour pallier ce problème, il a été décidé de calculer les pertes thermiques en fonction de l'énergie disponible. Ainsi, dans le cas d'un écoulement admission, les pertes thermiques sont calculées à l'aide la formule V-20 :

$$\frac{Qe_{\text{système}}}{Dm} = -k_{\%} \cdot \left(\frac{\gamma T_{\text{tubulure}}}{\gamma - 1} + \frac{u_{\text{tubulure}}^2}{2} \right) \quad \text{Équation V-20}$$

Dans le cas d'un écoulement échappement, la formule V-21 s'applique.

$$\frac{Qe_{\text{système}}}{Dm} = -k_{\%} \cdot \left(\frac{\gamma T_{\text{soupape}}}{\gamma - 1} + \frac{u_{\text{soupape}}^2}{2} \right) \quad \text{Équation V-21}$$

Or,

$$\frac{\gamma T_{\text{cylindre}}}{\gamma - 1} = \frac{\gamma T_{\text{soupape}}}{\gamma - 1} + \frac{u_{\text{soupape}}^2}{2} \quad \text{Équation V-22}$$

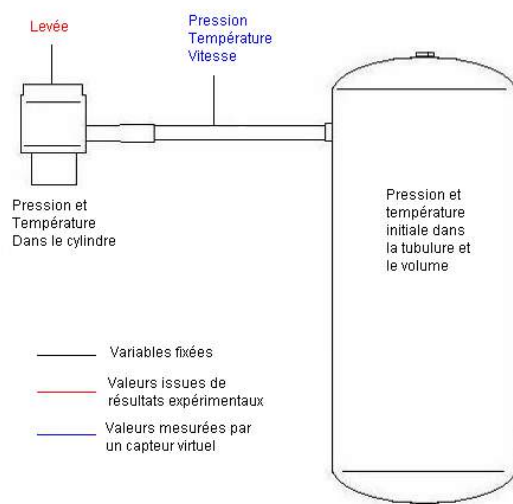


Figure V-10. Configuration simulée lors de calcul théorique d'un écoulement avec transferts thermiques au passage de la soupape.

Il est donc possible d'écrire :

$$\frac{Qe_{\text{systeme}}}{Dm} = -k_{\%} \cdot \left(\frac{\gamma T_{\text{cylindre}}}{\gamma - 1} \right) \quad \text{Équation V-23}$$

La figure V-10 présente la configuration simulée lors de ces calculs. Afin de mettre en valeur les effets des échanges de chaleur au passage de la soupape, les transferts thermiques dans la tubulure sont supposés nuls. Les dimensions sont reprises du banc dynamique.

V.4.1 Ecoulement admission

Pour étudier l'influence des transferts thermiques sur l'écoulement admission, les données d'angle arbre à came mesurées pour la section IV ont été réutilisées. Le profil d'ouverture et de fermeture des soupapes d'admission est donc représentatif et simule un fonctionnement moteur réel. Les cartographies de coefficients de décharges mesurées dans le chapitre III ont été réutilisées. Comme présenté dans le chapitre IV, le pas de temps est fixe. La température étant plus importante, il est maintenant fixé à 10^{-6} secondes. Les conditions initiales sont les suivantes :

- Pression dans le cylindre : 1 bar.
- Température dans le cylindre : 20°C.
- Température dans la tubulure d'admission : 200°C.
- Pression initiale dans la tubulure : 1,3 ; 1,5 et 1,8 bar.
- Pourcentage de l'énergie partant dans les transferts thermiques : 0 à 100%.

La figure V-11 présente les pressions calculées au niveau du capteur virtuel de pression. La pression initiale est de 1,3 bar. Il apparaît clairement que les transferts ont une influence sur la pression dans la tubulure. En effet, plus les pertes thermiques sont importantes, plus l'amplitude de l'onde de pression diminue. Si toute l'énergie disponible est absorbée par les pertes thermiques, aucune onde de pression n'est détectée. Cette observation est purement théorique et n'est physiquement pas acceptable. Enfin, un léger décalage entre les optimums de pressions est observé. Ce décalage s'explique par une baisse de la température mesurée en ce même point. En effet, la vitesse de propagation des ondes étant fonction de la température, un refroidissement des gaz explique la baisse de vitesse des ondes. Les températures calculées en ce même point sont visibles sur la figure V-12.

L'observation de ces résultats explique donc le décalage entre les optimums de pression. On remarque que l'amplitude de la température est elle aussi fonction des pertes thermiques. Lorsqu'aucune perte n'intervient au passage de la soupape, l'amplitude de température est plus importante, expliquant le décalage initial. Ensuite, cet écart se stabilise, la vitesse plus importante induite par une hausse de température est compensée par une vitesse plus faible due à une baisse de température. A noter que si toute l'énergie disponible est perdue, la température reste stable à sa valeur initiale.

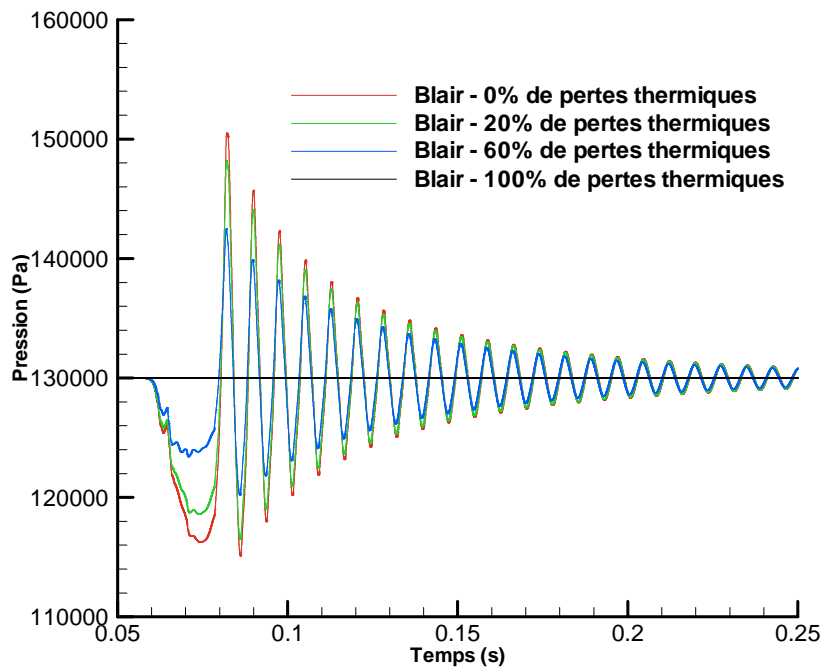


Figure V-11. Test théorique d'un écoulement admission avec une pression initiale de 1,3 bar sur les soupapes d'échappement. Calcul de la pression théorique au capteur

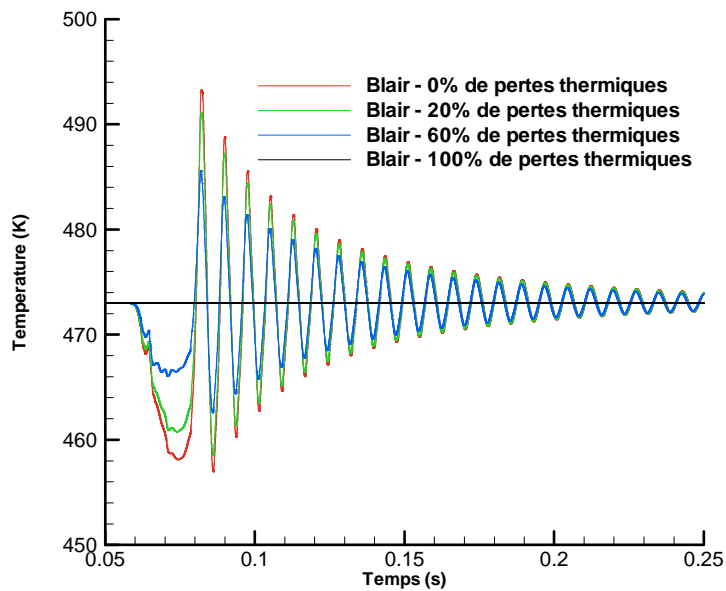


Figure V-12. Test théorique d'un écoulement admission avec une pression initiale de 1,3 bar sur les soupapes d'échappement. Calcul de la température théorique au capteur

La figure V-13 représente la vitesse des gaz calculée (et mesurée par un capteur virtuel) situé au même endroit qu'indiqué sur la figure II-6. Le phénomène précédent y est clairement mis en évidence. Ainsi, lorsque l'énergie disponible est en partie perdue par transferts thermiques, la vitesse des gaz est diminuée. Il est à noter que lorsque l'énergie disponible est complètement absorbée par les transferts thermiques, la vitesse est nulle dans la tubulure. Les résultats de calculs présentés ne s'intéressaient qu'à la dynamique des gaz dans une tubulure. La figure V-14 présente le nombre de Mach de l'écoulement au passage de la soupape. Les pertes thermiques affectent directement l'écoulement au passage de la soupape. Il est ainsi possible de voir que le nombre de Mach diminue avec l'augmentation des pertes, jusqu'à atteindre zéro lorsque la totalité de l'énergie est absorbée par les transferts thermiques. Ce phénomène est exclusivement lié à la baisse de la vitesse des gaz, comme le montrent les figures V-15 et V-16. La figure V-15 représente l'évolution de la vitesse au passage de la soupape et la figure V-16 montre l'évolution de la température des gaz.

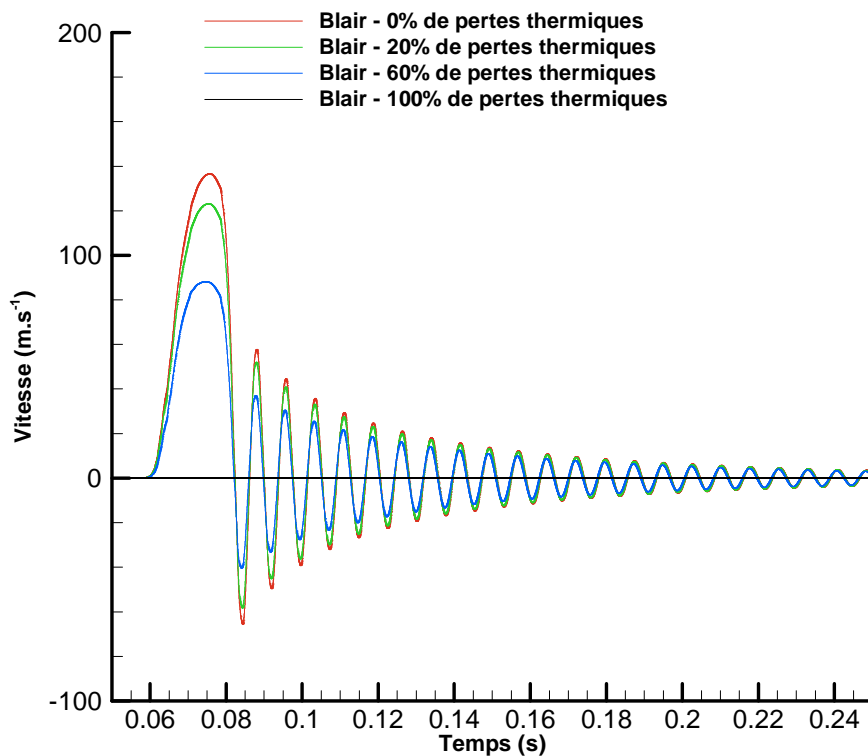


Figure V-13. Test théorique d'un écoulement admission avec une pression initiale de 1,3 bar sur les soupapes d'échappement. Calcul de la vitesse théorique au capteur

On remarque que la température des gaz au col de la soupape est très dépendante des transferts thermiques. Ce phénomène trouve son explication dans la formation même du modèle. Ainsi, comme le montrent les équations V-28 et V-29, la température de la soupape est directement dépendante de l'énergie disponible à la mise en mouvement de l'écoulement :

$$\frac{Qe_{\text{systeme}}}{Dm} + \frac{\gamma T_{\text{tubulure}}}{\gamma - 1} + \frac{u_{\text{tubulure}}^2}{2} = \frac{\gamma T_{\text{soupape}}}{\gamma - 1} + \frac{u_{\text{soupape}}^2}{2} \quad \text{Équation V-24}$$

$$T_{souple} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \left(\frac{Qe_{système}}{Dm} + \frac{\gamma T_{tubulure}}{\gamma-1} + \frac{u_{tubulure}^2}{2} - \frac{u_{souple}^2}{2} \right) \quad \text{Équation V-25}$$

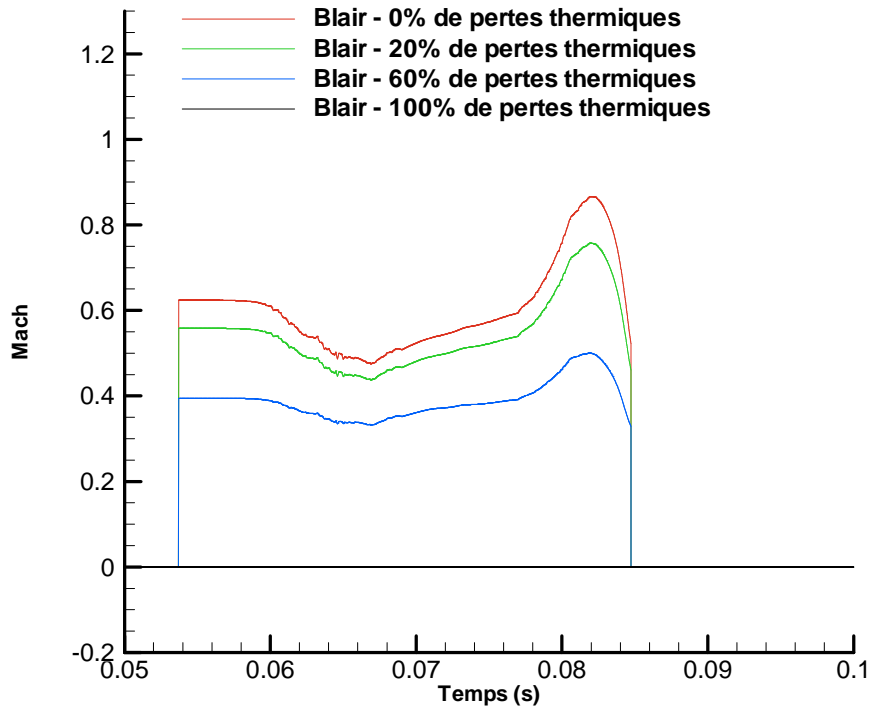


Figure V-14. Test théorique d'un écoulement admission avec une pression initiale de 1,3 bar sur les soupapes d'échappement. Calcul du nombre de Mach théorique au passage de la soupape

Dans le cas étudié, la pression initiale dans la tubulure était de 1,3 bar. Le nombre de Mach au passage de la soupape restait toujours inférieur à l'unité. Afin de vérifier si les phénomènes observés étaient toujours valables en écoulement sonique, un calcul a été effectué avec une pression initiale de 1,8 bar. La figure V-17 présente les pressions calculées pour un capteur virtuel avec différents pourcentages de l'énergie disponible absorbés par les transferts thermiques.

A première vue, la hausse de la pression initiale n'affecte pas l'allure des courbes. On détecte ainsi le même décalage précédemment observé lié à l'augmentation de l'amplitude de température. L'observation des courbes ne permet pas la détection du passage en écoulement sonique. Aussi, le nombre de Mach au passage de la soupape a été calculé. Les résultats sont présentés sur la figure V-18. Lors de l'ouverture de la soupape, l'énergie cinétique des gaz dans la tubulure est nulle. Il en résulte un écoulement subsonique dans la soupape. La section de passage augmentant, le nombre de Mach décroît légèrement. A la fermeture, les effets conjugués de la diminution de la section de passage avec une énergie cinétique dans la tubulure plus importante, l'écoulement devient sonique. Les transferts thermiques affectant le transfert d'énergie entre la tubulure et la soupape, la vitesse des gaz au passage de cette dernière est affectée. On détecte donc une diminution du nombre de Mach avec l'augmentation des transferts.

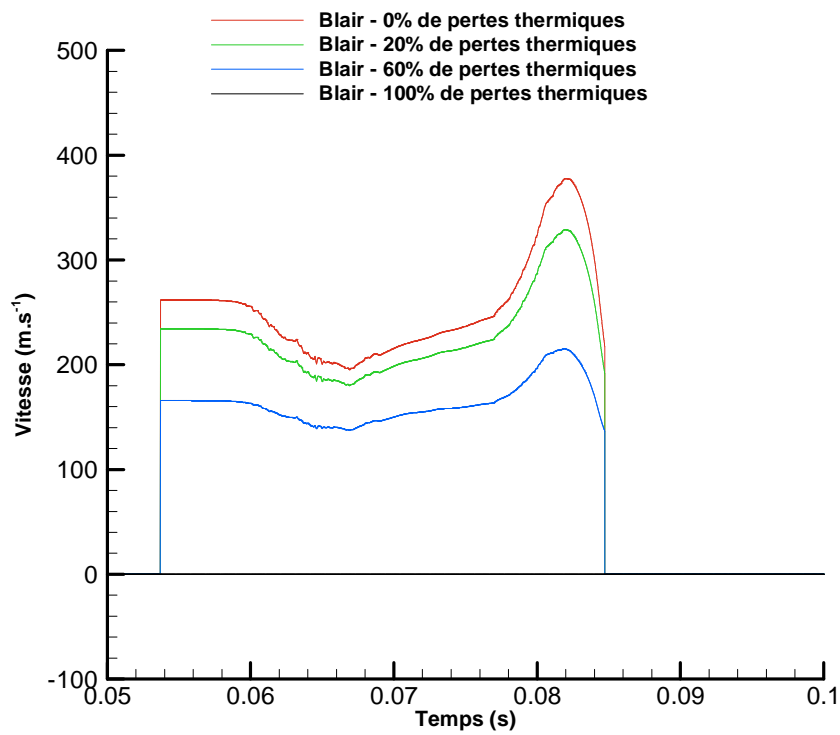


Figure V-15. Test théorique d'un écoulement admission avec une pression initiale de 1,3 bar sur les soupapes d'échappement. Calcul de la vitesse théorique au passage de la soupape.

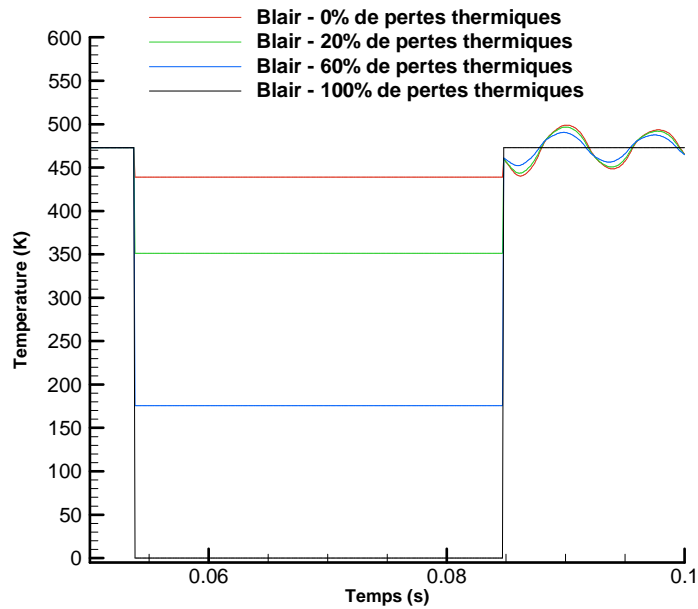


Figure V-16. Test théorique d'un écoulement admission avec une pression initiale de 1,3 bar sur les soupapes d'échappement. Calcul de la température théorique au passage de la soupape.

La figure V-19 représente la température des gaz au passage de la soupape en fonction des transferts thermiques. Lorsque l'écoulement est subsonique, les températures sont constantes. Cependant, on constate une augmentation de la température des gaz lorsque l'écoulement devient sonique. Ce phénomène d'augmentation de la température vient du fait que l'énergie dans la tubulure reste à niveau stable alors que la vitesse des gaz est bloquée. Ainsi, la température augmente. Cette augmentation est diminuée par les transferts thermiques.

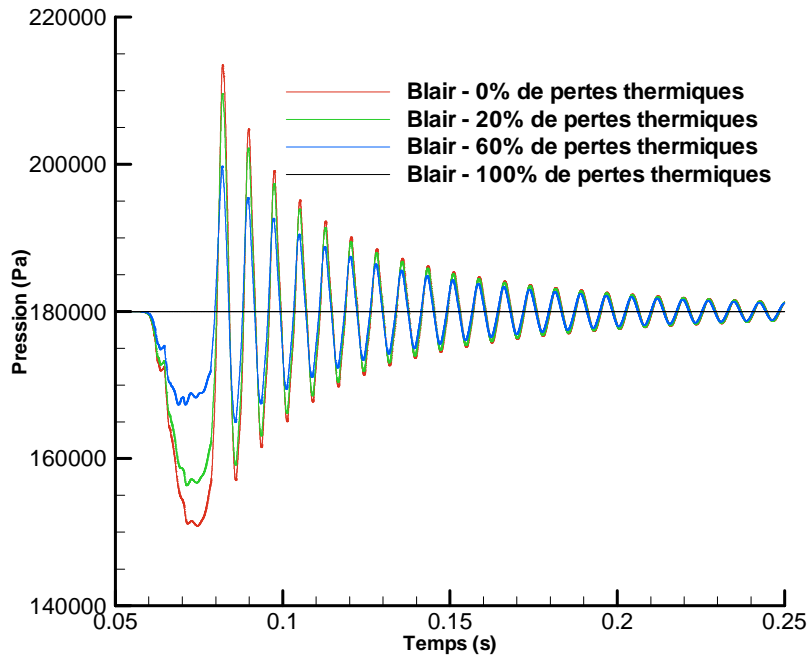


Figure V-17. Test théorique d'un écoulement admission avec une pression initiale de 1,8 bar sur les soupapes d'échappement. Calcul de la pression théorique au capteur

Comme le montrent les équations en Annexe 12, la température au passage de la soupape est dépendante de la pression, de la vitesse du son de référence et du terme A_A . Ce dernier terme est supposé constant dans le cas d'un écoulement entrant. La vitesse du son de référence est toujours constante. Dans le cas d'un écoulement subsonique, la pression est supposée constante. Aussi, il est logique que la température des gaz soit constante. Dans le cas d'un écoulement sonique, la pression au passage de la soupape augmente, entraînant une hausse de la température au passage de la soupape. Les deux pics de températures pour les courbes calculées avec 0% et 20% de pertes thermiques s'expliquent de cette manière.

L'hypothèse selon laquelle le terme A_A restait constant a été reprise des équations de Kirkpatrick [48]. Cette hypothèse a pour effet de n'influencer que la vitesse. En effet, le modèle décrit ainsi une transformation isentropique au niveau de la température et la perte d'énergie liée aux transferts thermiques ne perturbe que la vitesse. En l'absence d'essais, il est impossible de savoir si cette description de l'écoulement est réaliste.

Enfin, la masse entrante a été calculée pour chaque cas de test. Les résultats sont représentés dans la figure V-20. Au vu de l'allure des courbes, la masse admise est clairement dépendante des transferts thermiques. Ainsi, si la totalité de l'énergie disponible est transférée sous forme de chaleur, la masse admise est alors nulle. A contrario, la masse admise est maximum lorsque les transferts sont nuls. Le premier principe de la thermodynamique posé entre la tubulure et la soupape explique ce phénomène. L'équation V-30 reprend donc ce principe en négligeant le travail et les variations d'énergie interne.

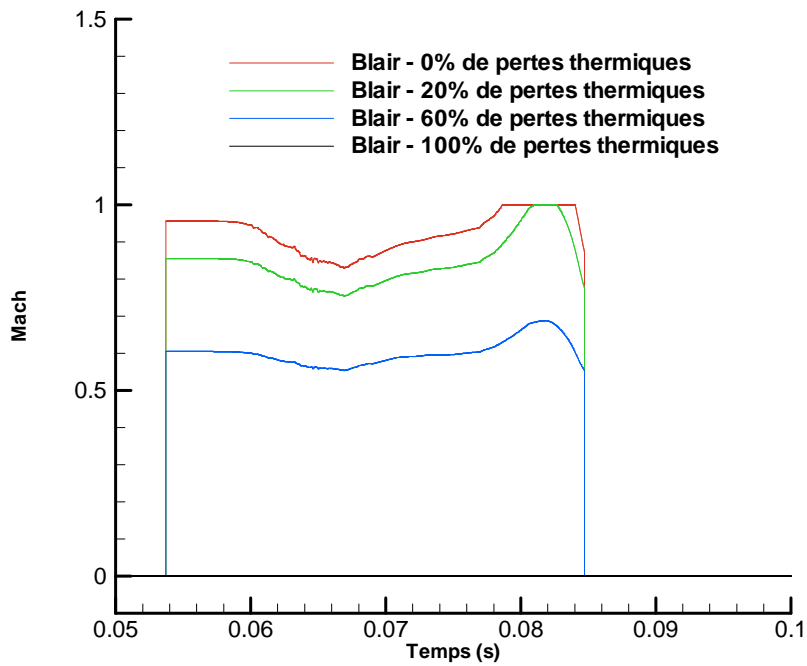


Figure V-18. Test théorique d'un écoulement admission avec une pression initiale de 1,8 bar sur les soupapes d'échappement. Calcul du nombre de Mach au passage de la soupape

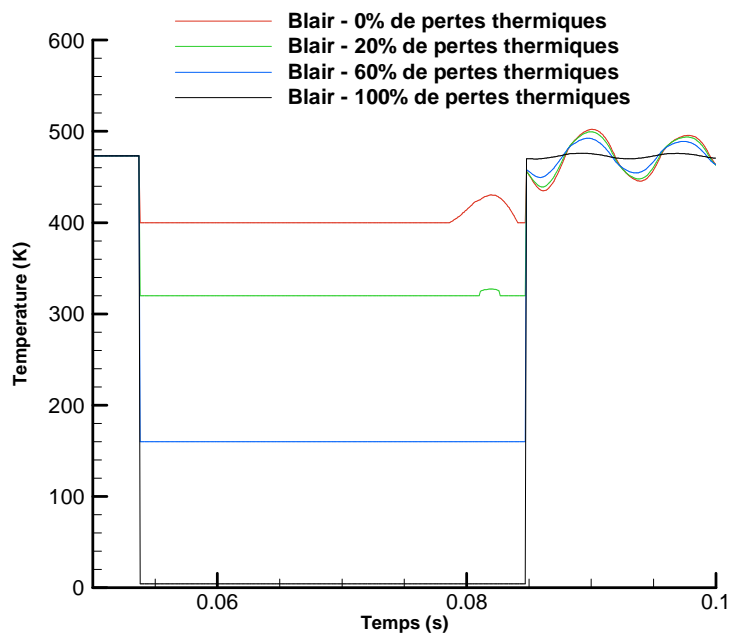


Figure V-19. Test théorique d'un écoulement admission avec une pression initiale de 1,8 bar sur les soupapes d'échappement. Calcul de la température à la fin de la tubulure

$$Qe_{système} + Dm_{tubulure} \cdot \left(h_{tubulure} + \frac{u_{tubulure}^2}{2} \right) = Dm_{soupape} \cdot \left(h_{soupape} + \frac{u_{soupape}^2}{2} \right)$$

Équation V-26

Ainsi, une augmentation des pertes thermiques induira une diminution de la quantité d'énergie disponible. La température des gaz étant fixée par hypothèse dans le cas d'un écoulement subsonique, cela entraînera une baisse de la vitesse. L'équation de continuité étant intégrée dans le modèle, cela entraînera une augmentation de la masse volumique dans la tubulure ainsi qu'une diminution de la vitesse.

$$\rho_{soupape} Se_{eff} u_{soupape} = \rho_{tubulure} Se_{tubulure} u_{tubulure}$$

Équation V-27

Il est évident que cette étude n'a rien d'un écoulement physique. Comme l'ont montré Caton et Heywood [28], les transferts thermiques dans une tubulure sont principalement fonction du nombre de Reynolds et du nombre de Prandtl et donc de la vitesse de l'écoulement. Aussi, un blocage de l'écoulement par les transferts thermiques n'a rien de physique. Cependant, il est clair que les transferts thermiques peuvent changer la physionomie d'un écoulement et le calcul de la masse et de l'enthalpie entrant dans un cylindre lors d'une phase admission.

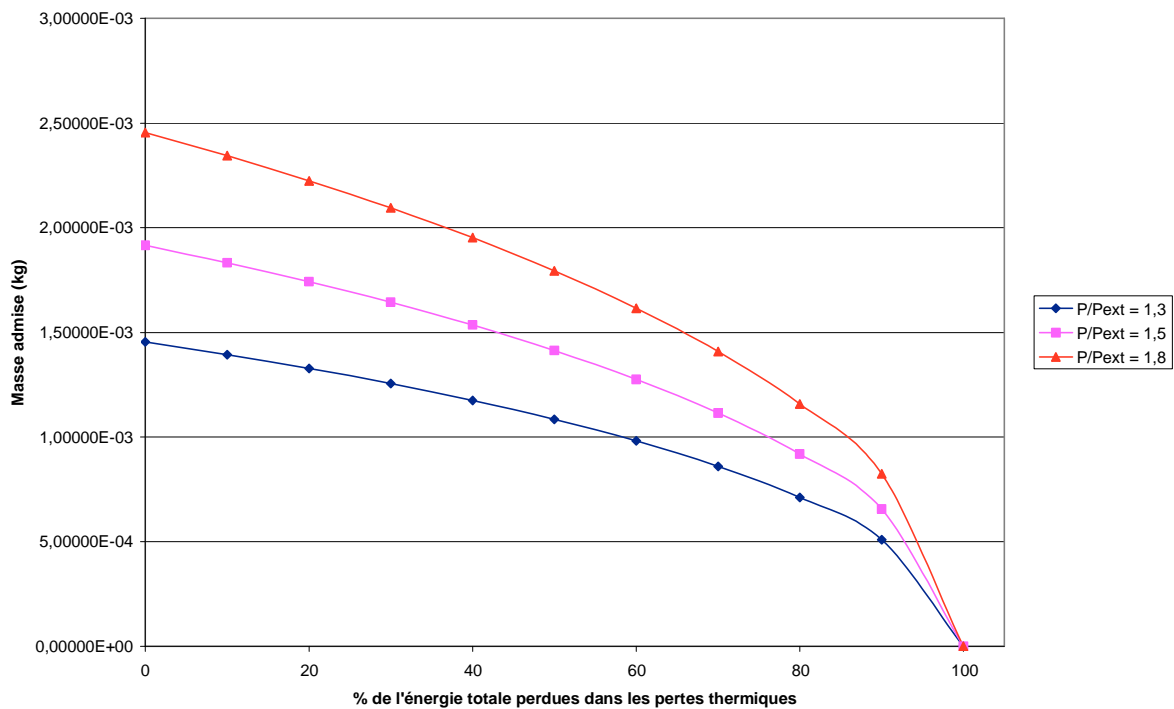


Figure V-20. Masse admise lors d'une phase d'admission avec les soupapes d'échappement pour les pressions initiales de 1,3 ; 1,5 et 1,8 bar en fonction du pourcentage de l'énergie disponible absorbée par les transferts thermiques

V.4.2 Ecoulement échappement

L'écoulement échappement avec transferts thermiques a également été testé. A l'instar de l'écoulement admission, il s'agit d'une étude théorique. La configuration testée est celle présentée dans la figure II-7. Les essais réalisés pour le chapitre III ont également été repris, permettant de tester le modèle avec un cycle d'ouverture-fermeture de la soupape représentatif. Le pas de temps est fixe et a été fixé à 10^{-6} secondes. Les pressions dans le cylindre testées sont de 1,3 ; 1,6 et 2 bar. La température dans le cylindre est de 200°C et la température initiale dans la tubulure de 20 °C.

La figure V-21 représente la pression calculée dans la tubulure pour un capteur virtuel. Les taux de transferts mis en place pour l'étude de l'écoulement admission sont repris à un détail près. La part d'énergie maximale absorbée par les transferts thermiques est maintenant de 99%. Cette différence provient du fait que le calcul d'un écoulement dont 100% de l'énergie est absorbée par les transferts thermiques est impossible. A l'instar de l'écoulement admission, les transferts thermiques ont une influence prépondérante sur la pression calculée dans la tubulure. L'amplitude de pression augmente avec les transferts thermiques. Un décalage entre les optimums de pression est également visible. Les écoulements calculés avec le minimum de transferts thermiques sont plus rapides, un plus grand nombre d'aller-retour de l'onde de pression générée par la soupape étant visible dans le même laps de temps.

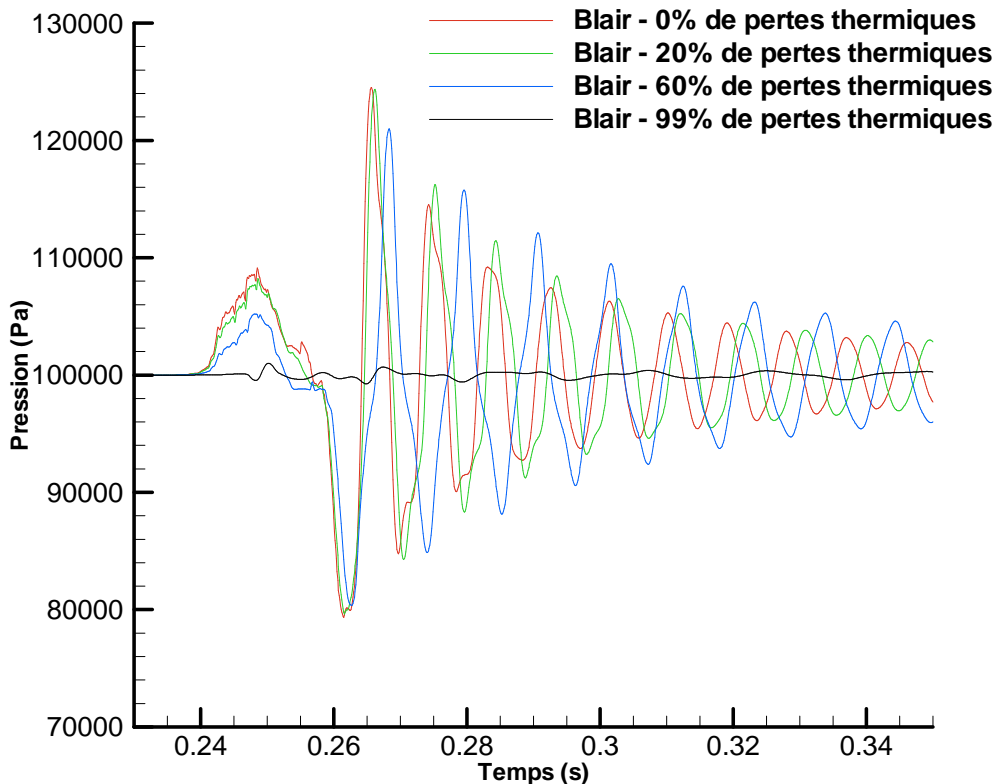


Figure V-21. Test théorique d'un écoulement échappement avec une pression dans le cylindre de 1,3 bar sur les soupapes d'échappement. Calcul de la pression théorique au capteur

Afin d'analyser plus en détail les phénomènes observés, la vitesse de l'écoulement a également été calculée pour un capteur virtuel. Les résultats sont présentés sur la figure V-22. On remarque que la vitesse initiale prise par l'écoulement sans transfert thermique est plus importante puis diminue plus

rapidement que les autres. Ce phénomène trouve son explication dans le modèle de frottement intégré dans le code HLL. Ce modèle a été explicité par Chalet [24]. Il apparaît que les frottements du fluide sont fonction de la vitesse. Les vitesses étant réduites, les frottements sont moindres et l'écoulement est moins freiné. Les températures calculées avec une part de l'énergie disponible absorbée par les transferts thermiques de 60 et 99% apparaissent peu vraisemblable. En effet, la température dans le cylindre est de 200 °C. Or, les températures calculées sont négatives, c'est-à-dire en dessous de 273 K. L'explication est à trouver dans la formulation du modèle même.

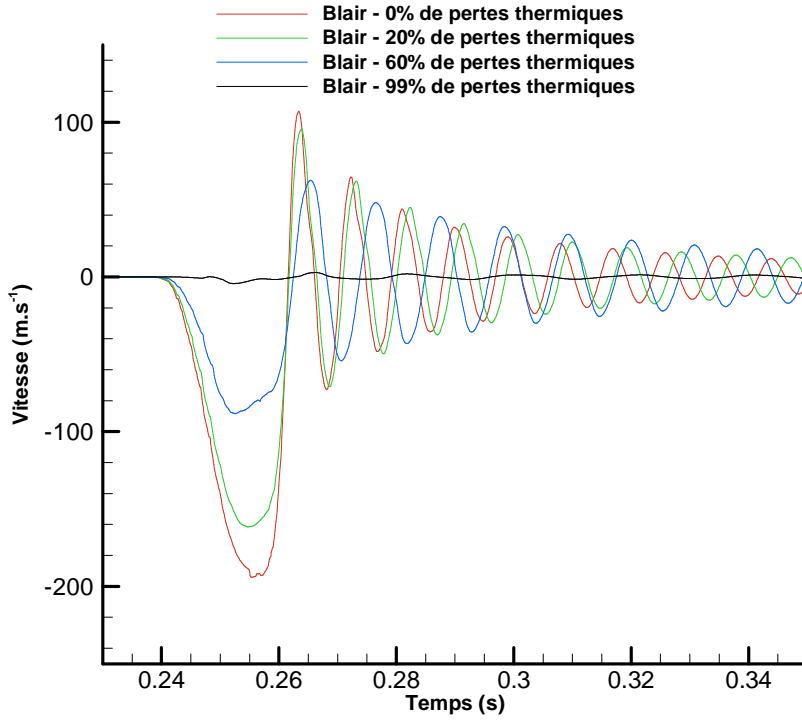


Figure V-22. Test théorique d'un écoulement échappement avec une pression dans le cylindre de 1,3 bar sur les soupapes d'échappement. Calcul de la vitesse théorique au capteur

Le système d'équation d'un modèle d'écoulement échappement subsonique est rappelé dans les équations V-32 à V-35.

$$\frac{Qe_{\text{système}}}{Dm} + \frac{\gamma T_{\text{cylindre}}}{\gamma - 1} = \frac{\gamma T_{\text{tubulure}}}{\gamma - 1} + \frac{u_{\text{tubulure}}^2}{2} \quad \text{Équation V-28}$$

$$\frac{\gamma T_{\text{cylindre}}}{\gamma - 1} = \frac{\gamma T_{\text{soupape}}}{\gamma - 1} + \frac{u_{\text{soupape}}^2}{2} \quad \text{Équation V-29}$$

$$\rho_{\text{soupape}} Se_{\text{eff}} u_{\text{soupape}} = \rho_{\text{tubulure}} Se_{\text{tubulure}} u_{\text{tubulure}} \quad \text{Équation V-30}$$

$$Se_{\text{eff}} (P_{\text{soupape}} - P_{\text{tubulure}}) + Dm \cdot (u_{\text{soupape}} - u_{\text{tubulure}}) = 0 \quad \text{Équation V-31}$$

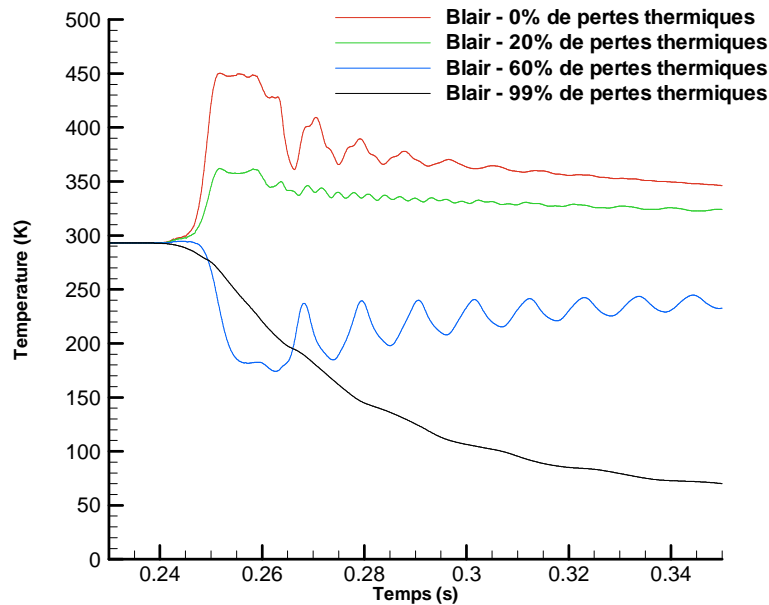


Figure V-23. Test théorique d'un écoulement d'échappement avec une pression dans le cylindre de 1,3 bar sur les soupapes d'échappement. Calcul de la température théorique au capteur

Un certain nombre d'effets induits par ces équations sont contradictoires. En effet, si les transferts thermiques sont importants, la température et la vitesse dans la tubulure auront tendance à diminuer. Ce phénomène est logique, l'énergie disponible étant réduite par les transferts thermiques. Cependant, l'énergie disponible à la soupape sera quant à elle équivalente quelles que soient les transferts thermiques, entraînant soit une température assez élevée, soit une vitesse importante. La pression étant dépendante de la température, cette dernière sera logiquement plus élevée. Aussi, de par l'équation de la quantité de mouvement, le premier principe de la thermodynamique et l'équation de continuité, la température à la soupape va chuter sans entraîner de perte de débit. Un écoulement d'air très froid va donc se produire. L'augmentation des pertes thermiques va donc se traduire par une chute de la température et une légère augmentation du débit, comme l'illustre la figure V-24.

La masse volumique étant fonction de la température de la pression, il apparaît très clairement que cette variable augmente avec les pertes thermiques, conséquence de la chute de température. Les courbes présentant les transferts thermiques les plus importants s'expliquent de la manière suivante. Comme le montre la figure V-25, la pression chute au passage de la soupape. Cette chute de pression s'explique par la vitesse des gaz, présentée figure V-26 et la température, figure V-27. Ainsi, un écoulement très froid, à une pression inférieure à la pression dans la tubulure passe au travers de la soupape. Cet écoulement se comprime ensuite sans se réchauffer dans la tubulure, expliquant la pression très proche de la pression initiale et la masse volumique importante. Des discontinuités apparaissent dans les différentes courbes. Elles sont le résultat d'un passage d'un écoulement sonique en écoulement subsonique. Le modèle de Blair ne détermine pas à priori le type d'écoulement, sonique ou subsonique, la discrimination du type d'écoulement se fait au cours du calcul. Aussi, ce modèle utilisant une méthode de Newton-Raphson, il reste dépendant des valeurs initiales utilisées pour le calcul. Enfin, dans le cas où le résultat du calcul subsonique n'est pas un nombre réel, l'algorithme passe au calcul sonique afin de ne pas arrêter le calcul en cours. Pour toutes ces raisons, des discontinuités apparaissent dans le calcul des caractéristiques de l'écoulement au passage de la soupape. Il est à noter que ce type de problème n'apparaît pas dans le calcul des écoulements admission.

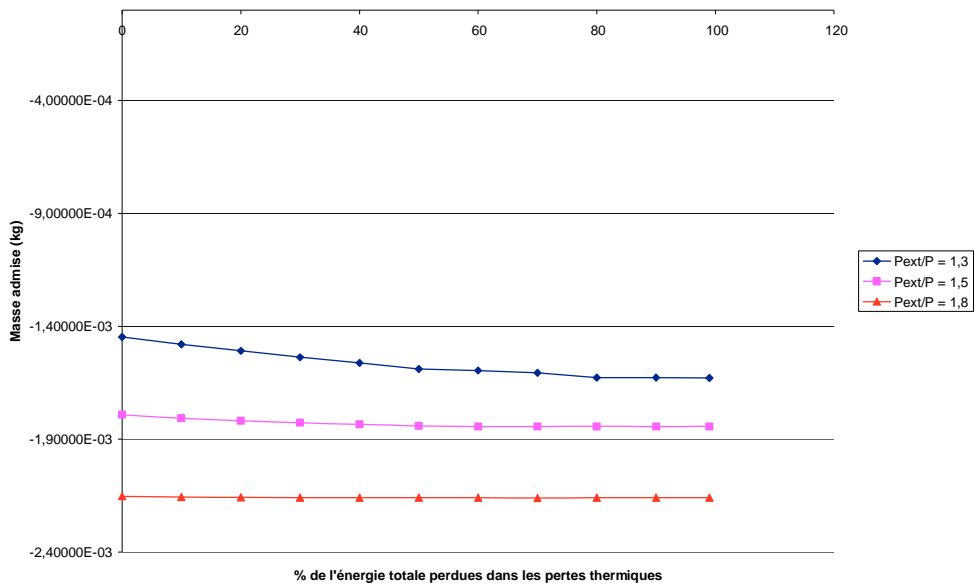


Figure V-24. Masse sortant du cylindre lors d'une phase d'échappement avec les soupapes d'échappement pour les pressions initiales dans le cylindre de 1,3 ; 1,5 et 1,8 bar en fonction du pourcentage de l'énergie disponible absorbée par les transferts thermiques

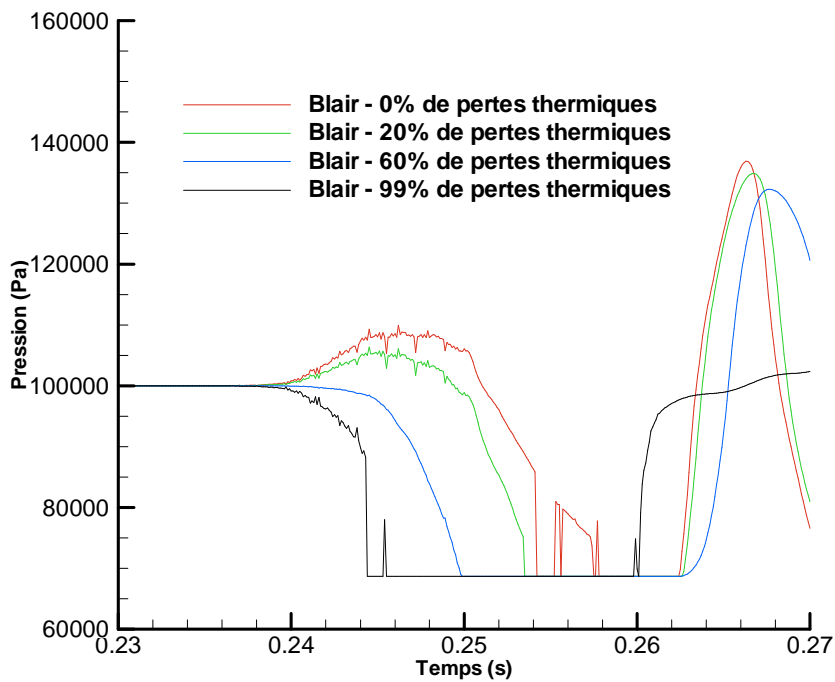


Figure V-25. Test théorique d'un écoulement admission avec une pression initiale de 1,3 bar sur les soupapes d'échappement. Calcul de la pression théorique au passage de la soupape

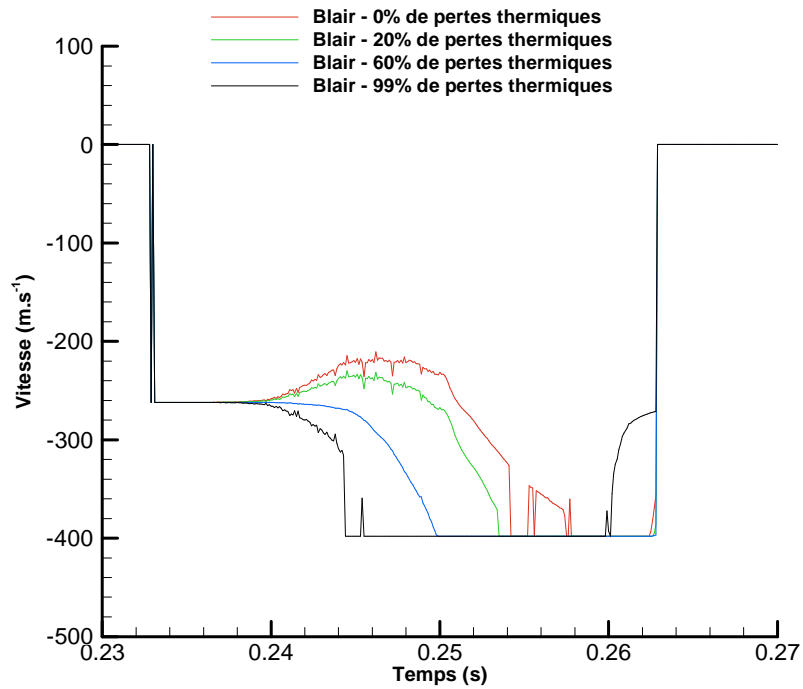


Figure V-26. Test théorique d'un écoulement admission avec une pression initiale de 1,3 bar sur les soupapes d'échappement. Calcul de la vitesse théorique au passage de la soupape

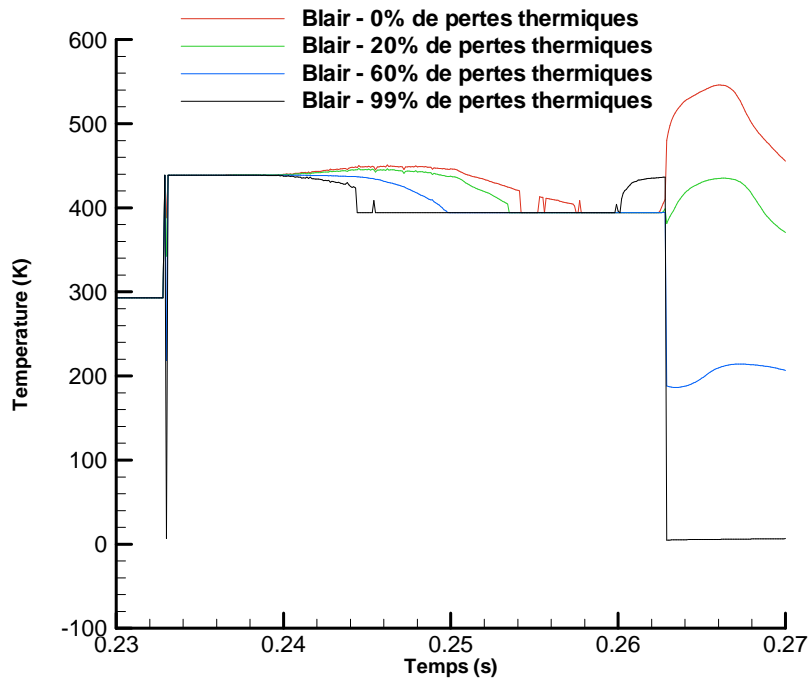


Figure V-27. Test théorique d'un écoulement admission avec une pression initiale de 1,3 bar sur les soupapes d'échappement. Calcul de la température théorique au passage de la soupape

L'étude d'un écoulement d'échappement avec transferts thermiques montre que la caractérisation des échanges est primordiale. En effet, les résultats peuvent très facilement s'éloigner de la physique et ne représenter que partiellement la réalité. Aussi, bien que les transferts thermiques prennent place entre la soupape et la tubulure, les conditions d'écoulements au passage de la soupape sont modifiées par les transferts. Enfin, le débit théorique reste pratiquement constant avec l'augmentation des transferts thermiques, même si les conditions d'écoulement dans la tubulure sont radicalement différentes.

Les essais thermiques n'ayant pas permis de quantifier précisément l'influence des pertes thermiques sur les écoulements au travers des soupapes, l'étude effectuée à partir d'une modélisation extrapolée du modèle de Blair [39] a néanmoins permis de mettre en valeur l'influence de ces dernières. Ce modèle n'ayant pu être paramétré, de nouveaux essais sont à prévoir après modification du banc. Afin de reproduire le plus fidèlement possible le fonctionnement d'un moteur, une circulation de liquide de refroidissement régulée en température est donc à concevoir.

L'étude de ce modèle d'écoulement avec pertes thermiques est plus intéressante. Dans le cas d'un écoulement admission, ce phénomène limite le débit de gaz au travers de la soupape et réduit donc le remplissage en air du moteur. Dans le cas d'un écoulement échappement, les transferts thermiques augmentent légèrement le débit de gaz mais font chuter la température et la pression dans la tubulure. Cette chute de température perturbe grandement l'écoulement dans la tubulure.

Il est cependant important de calibrer correctement ces transferts. Dans le cas d'un écoulement admission, le risque est de calculer un débit trop faible et donc de sous estimer le remplissage. Dans le cas d'un écoulement échappement, il est possible de calculer un écoulement dont le comportement dans la tubulure sera éloigné de la réalité.

Conclusions et Perspectives

Les écoulements autour des soupapes ont été analysés sous différents angles. Ainsi, il est possible de séparer cette étude en trois parties distinctes : écoulement stationnaire, écoulement instationnaire et écoulement avec transferts thermiques. Chaque section a été traitée différemment. Ensuite, les perspectives induites par ces conclusions seront abordées.

Une première phase a constitué en une étude stationnaire de trois modèles issus de la bibliographie : Barré de St-Venant, Benson et de Blair. A la lumière de ces résultats, il apparaît que les 3 modèles sont équivalents dans le cas d'un écoulement entrant dans un cylindre. Les hypothèses de départ de ces trois modèles étant identiques, ce résultat était attendu. Les trois modèles ne s'appuient pas sur la même méthode de calcul du coefficient de décharge. Alors que le modèle de Barré de St-Venant utilise une méthode très simple (Cdi), les modèles de Blair et de Benson nécessitent une méthode itérative plus complexe à mettre en œuvre (Cda). Les résultats de calcul de coefficient de décharge sont cependant identiques quels que soient les modèles si la bonne méthode est utilisée. Il apparaît que le coefficient de décharge varie peu en écoulement subsonique et augmente légèrement en écoulement sonique. Les modèles nécessitant des résultats d'essais pour ce calcul, cette augmentation signifie probablement un changement de régime d'écoulement autour des soupapes en écoulement sonique. Les rapports de pression atteints ne permettent pas de dire si ce phénomène tend vers une asymptote. Les coefficients de décharge sont ensuite dépendants de la géométrie et du sens d'écoulement de la soupape. Les coefficients calculés pour une soupape d'admission ne peuvent donc pas être utilisés pour simuler une soupape d'échappement. Chaque soupape doit aussi être caractérisée dans les deux sens d'écoulement.

Les écoulements autour des soupapes étant généralement instationnaires, tant par les conditions d'écoulement elles-mêmes que par le mouvement de la soupape, il était nécessaire de tester les modèles dans ces conditions. Des tests numériques ont donc été réalisés à cette fin. Il apparaît que les modèles de Barré de St-Venant, Benson et Blair sont équivalents en écoulement entrant dans le cylindre. Cette tendance avait déjà été observée lors de l'étude stationnaire, elle est confirmée lors de l'analyse des écoulements instationnaires. Les modèles donnent des réponses différentes lors de simulations d'écoulements sortants du cylindre. Si Barré de St-Venant et Benson sont relativement proches, la réponse du modèle de Blair est plus difficile à analyser. En effet, la réponse en pression est pratiquement confondue avec les deux autres modèles, mais la température est plus faible. En l'absence de résultats expérimentaux, il n'a pas été possible de statuer sur la validité de chaque modèle. L'influence d'un coefficient de décharge dépendant ou non du rapport des pressions régnants de chaque côté des soupapes a ensuite été étudiée. Il apparaît que l'utilisation d'un tel coefficient ne modifie pratiquement pas les réponses en pression et en température dans la tubulure. Par

contre, un écart d'environ 5% a été observé sur les masses admises calculées. Cet écart semble justifier l'emploi d'un coefficient de décharge dépendant du rapport de pression.

Une étude de l'influence de la température sur les écoulements autour des soupapes a ensuite été faite. Il en résulte que la modification des variables internes du fluide liées à la température (masse volumique, vitesse du son, etc....) suffisent à modéliser correctement un écoulement. Ainsi, les coefficients de décharge calculés à température élevées sont proches de ceux calculés à température ambiante pour les fortes levées. Par contre, des différences apparaissent pour les faibles levées. Un modèle d'écoulement autour des soupapes prenant en compte les transferts thermiques a ensuite été développé. Son utilisation suppose de disposer des coefficients de décharge calculés à température ambiante afin de calibrer les pertes thermiques. Le banc d'essai étant adiabatique, il n'a pas été possible de calculer les coefficients de pertes thermiques au passage de la soupape. Une étude des effets des transferts thermiques sur les écoulements a néanmoins été possible. Il en résulte que les transferts thermiques ont un effet déterminant sur les écoulements. En écoulement admission, les pertes thermiques diminuent les extremums de pression et le débit. Dans le cas des écoulements échappements, les pertes modifient peu le débit. En revanche, la température des gaz entrant dans la tubulure est différente modifiant ainsi les caractéristiques de l'écoulement.

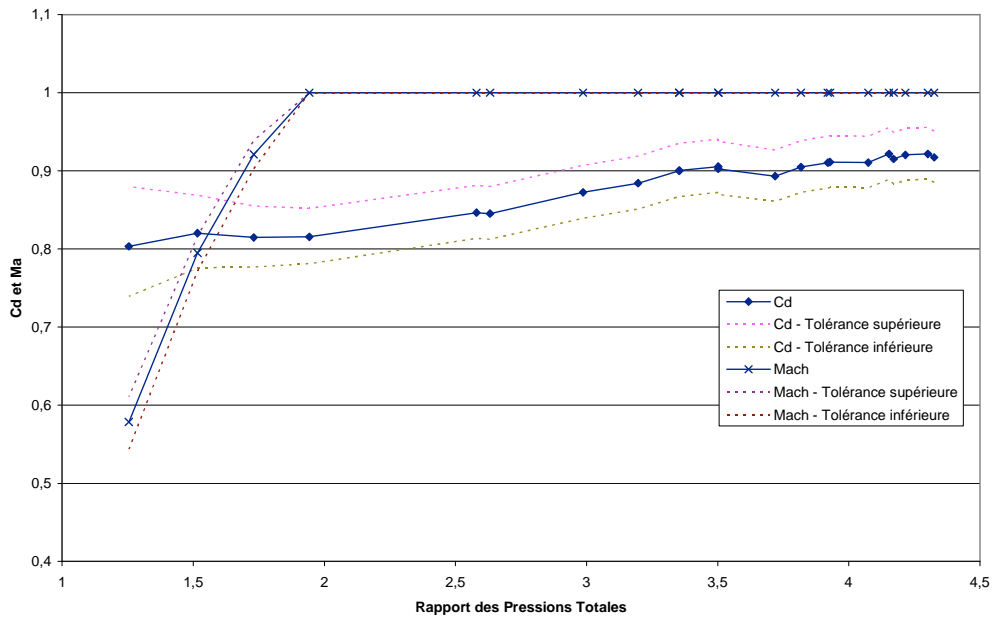
A l'issue de cette étude les points à approfondir sont nombreux. En premier lieu, le calcul des coefficients de décharge en écoulement échappement se fait en utilisant la même démarche qu'un écoulement admission. Cette démarche est tout à fait valide dans le cas du modèle de Barré de St-Venant, les modèles admission et échappement étant identiques. Les modèles de Blair et de Benson ont des formulations différentes selon le sens de l'écoulement. Il serait plus pertinent de caractériser les écoulements échappements avec un modèle de ce type. Pour cela, une pompe à vide est requise et une modification du banc d'essai utilisé pour cette étude est donc demandée. Il serait néanmoins intéressant de calculer les coefficients de décharge des modèles de Blair et de Benson en écoulement échappement selon les deux approches et de comparer les résultats. Il serait ainsi aisé de valider ou non la procédure utilisée dans cette étude.

Les essais instationnaires ont été réalisés à l'aide d'un vérin pneumatique. Cet actionneur a été choisi de manière à dissocier les effets dus à la mise en mouvement de la soupape et ceux dus à la dynamique des gaz. Une prochaine étape serait d'installer en lieu et place du vérin un moteur électrique de manière à valider le bon fonctionnement des modèles dans des conditions plus proches de celles rencontrées dans un moteur à combustion interne.

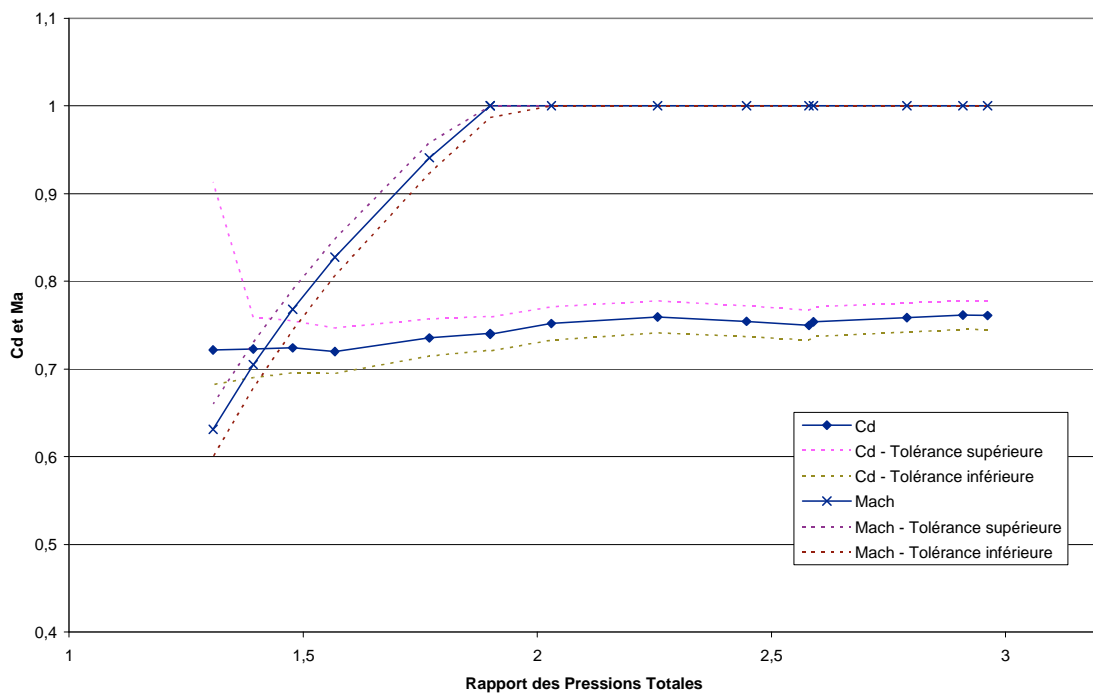
Enfin, si les transferts thermiques peuvent avoir une influence sur les écoulements autour des soupapes, il est nécessaire de les caractériser avec précision. Le banc d'essai de culasse utilisé dans cette étude n'ayant pas permis de calculer les coefficients de transferts thermiques, un autre moyen doit être trouvé. Une campagne d'essai sur banc moteur stationnaire étant difficile du fait de l'accessibilité des conduits, une modification du banc est plus facilement réalisable. Le montage d'un circuit de refroidissement sur la culasse d'essai en réutilisant les conduits réalisés en usinage est aisé. En régulant la température du liquide de refroidissement à des valeurs adaptées, il est possible de s'approcher de conditions moteur réalistes. Des données précises sur les températures à différents endroits de la culasse seront néanmoins nécessaires pour valider le nouveau montage. Enfin, un transfert de chaleur de la culasse vers l'écoulement n'est pas à exclure, notamment dans le cas d'un redémarrage à chaud. L'analyse du vidange-remplissage en air du cylindre dans ce cas de figure pourrait s'avérer intéressante.

Annexes

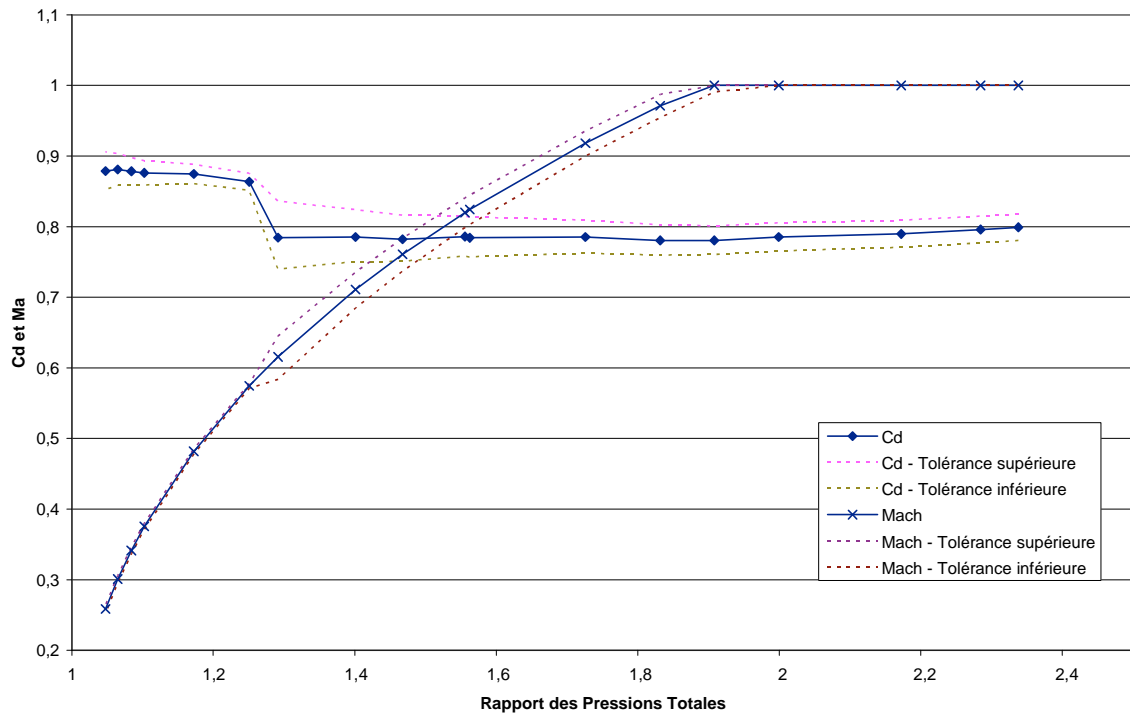
Annexe 1 : Résultats de calcul de coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission



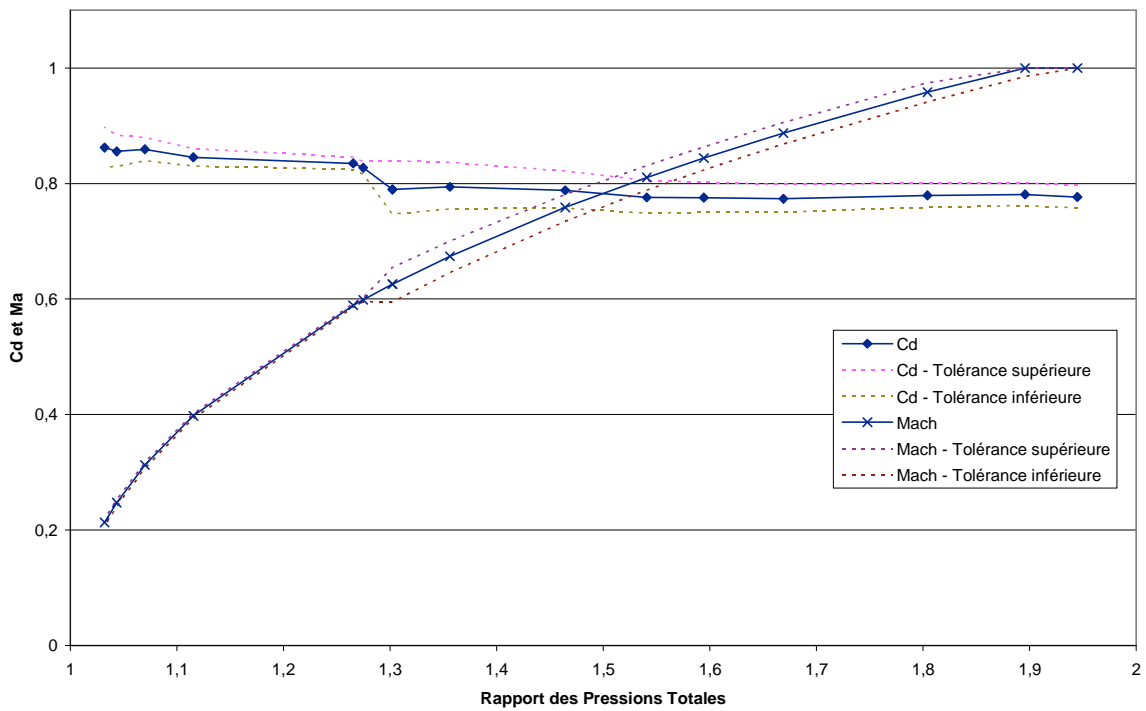
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 0,5 mm



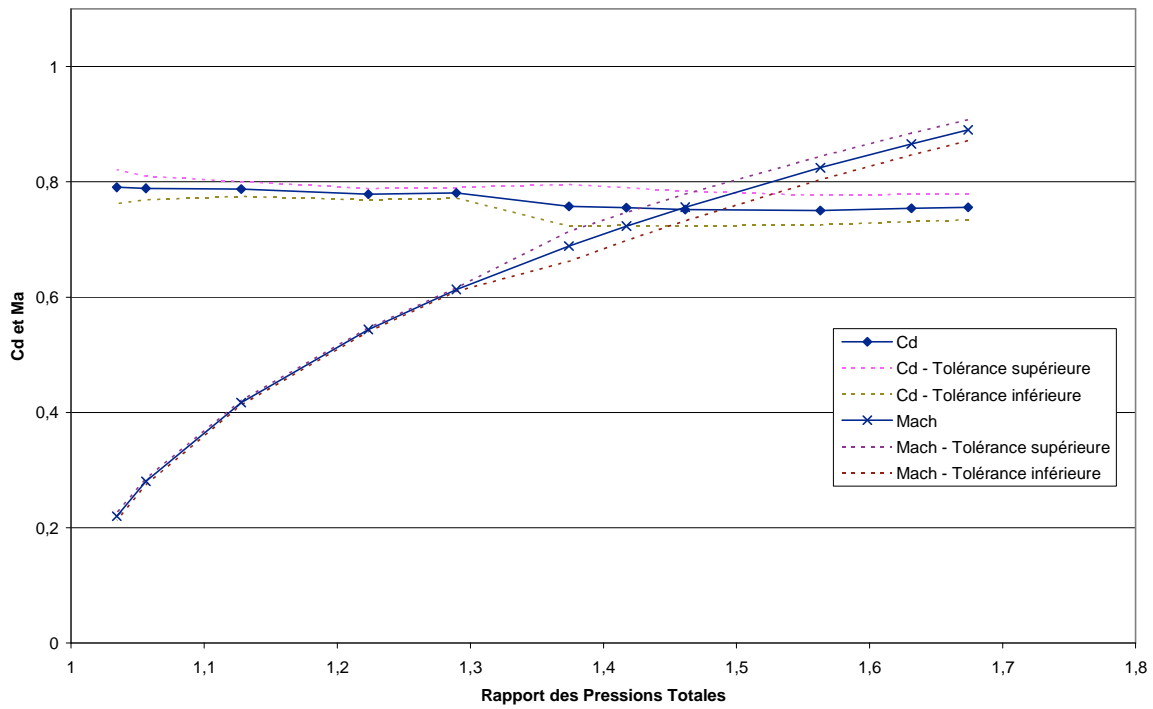
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 1,5 mm



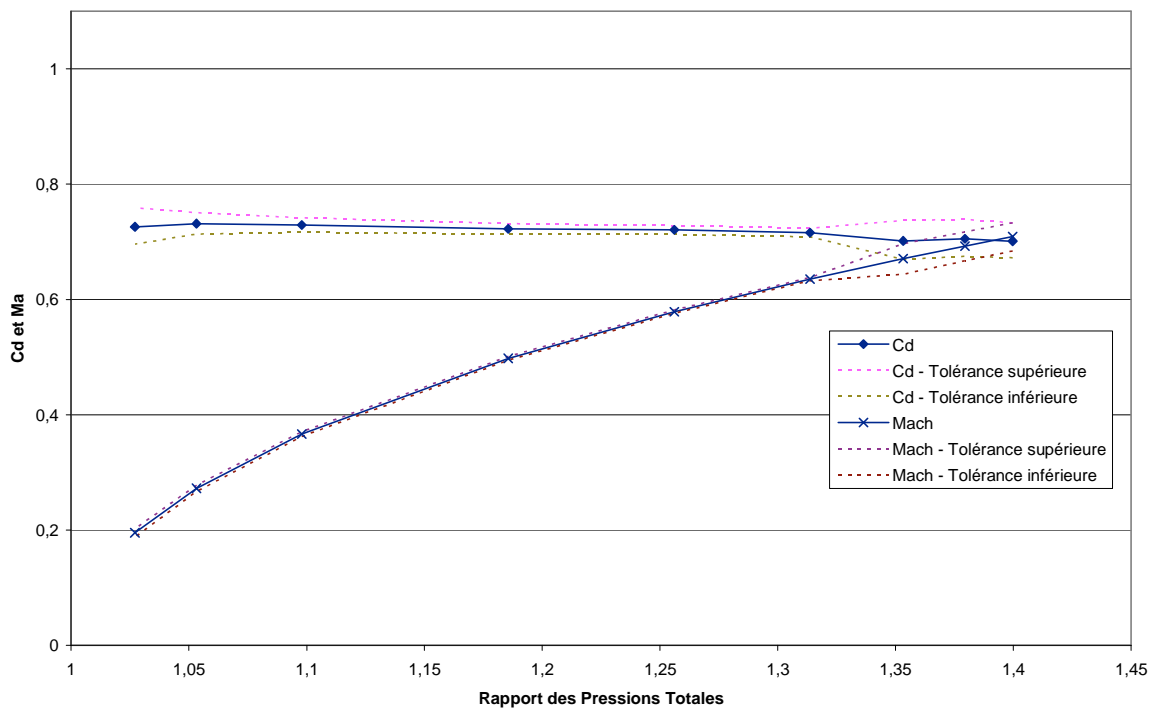
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 2 mm



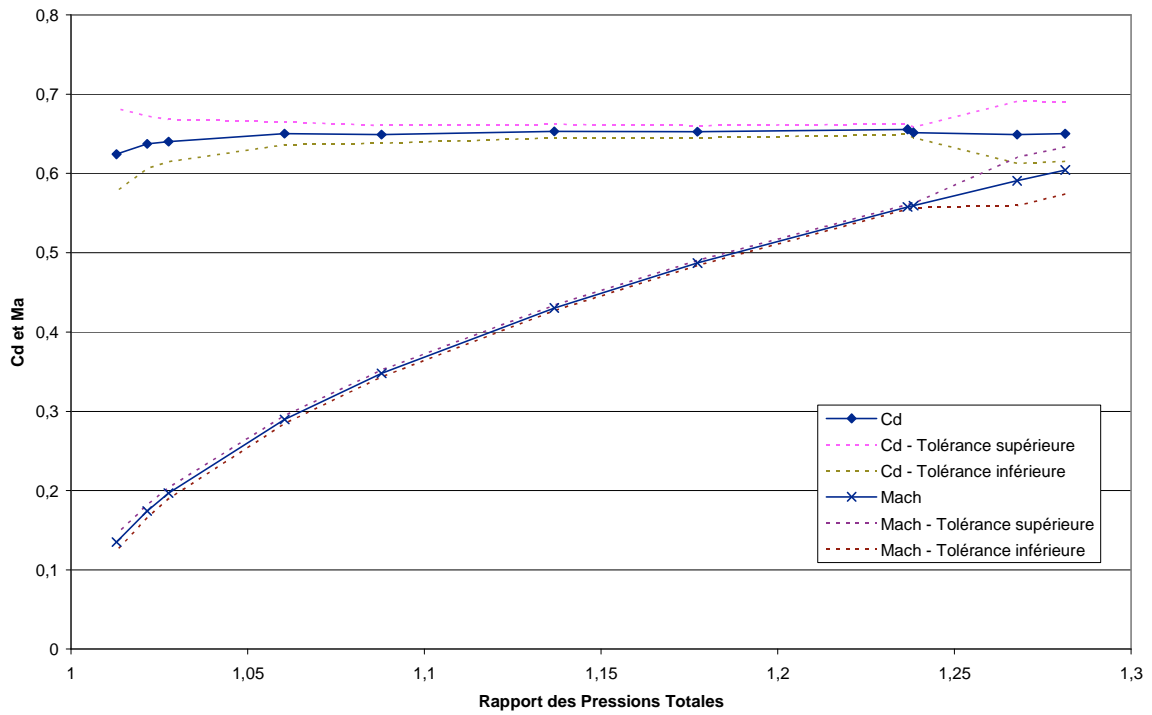
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 2,5 mm



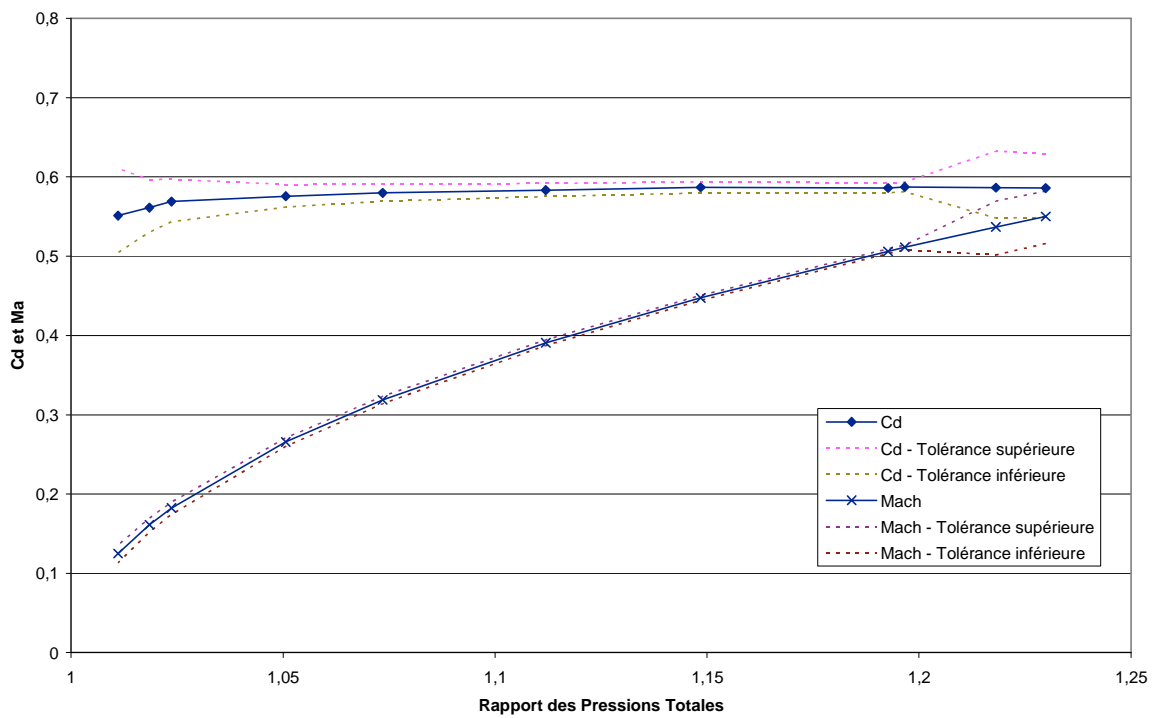
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 3 mm



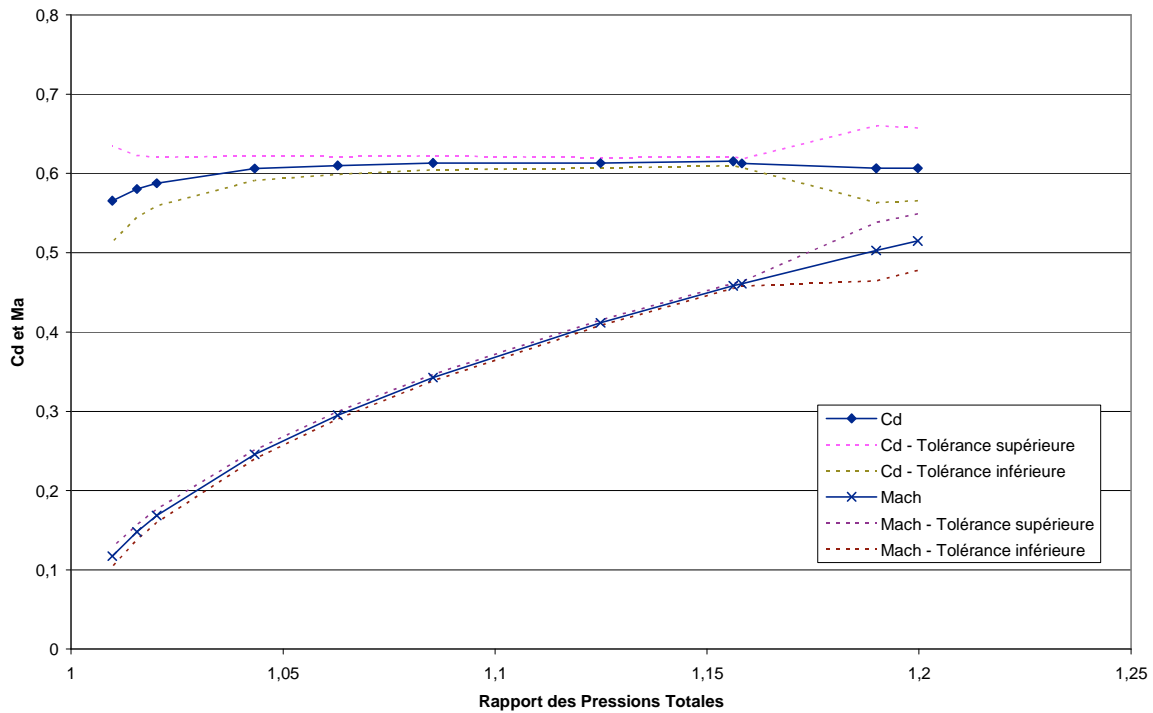
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 4 mm



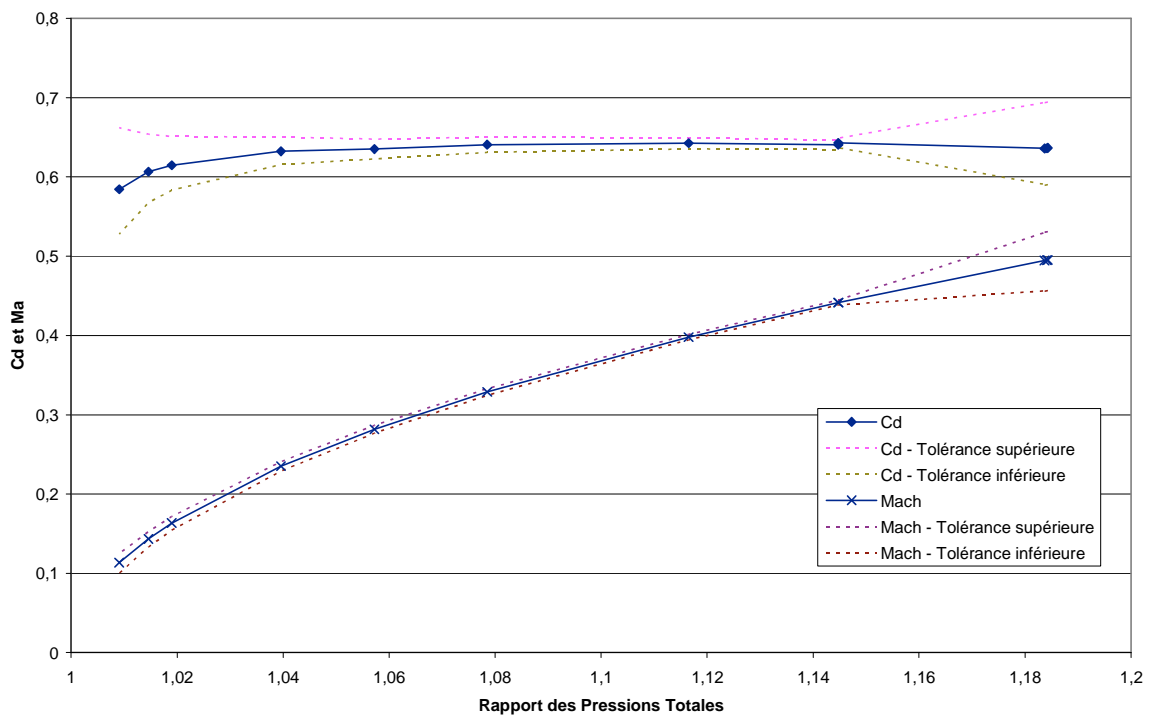
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 5 mm



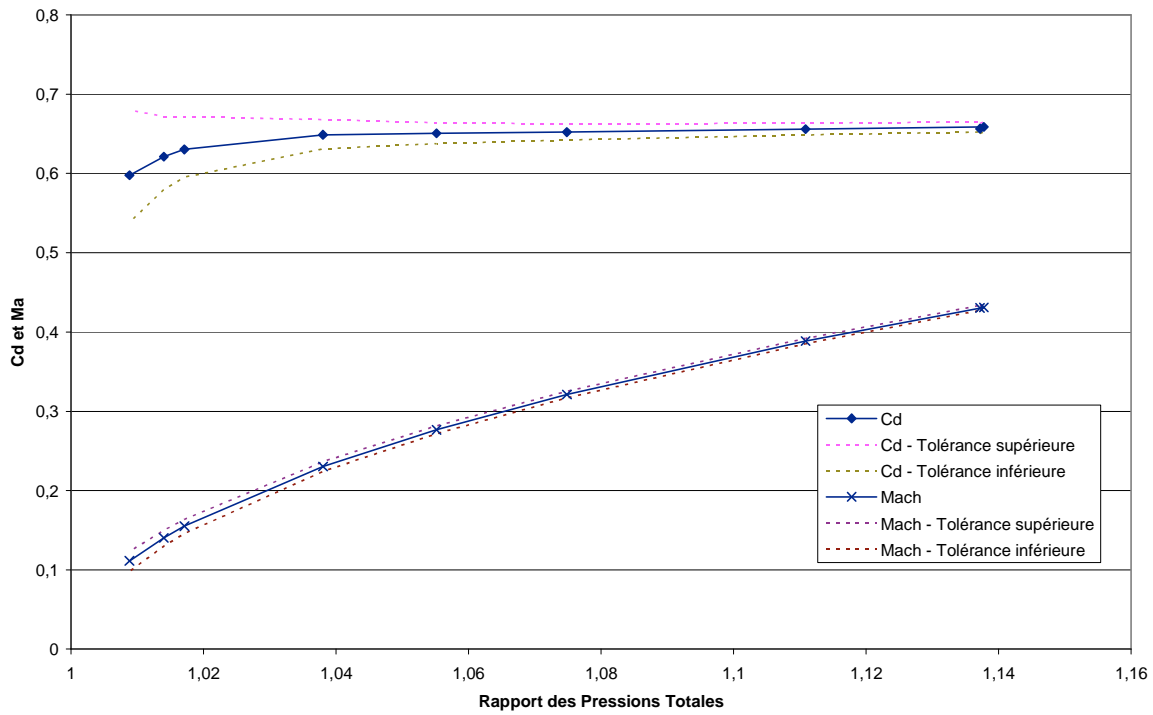
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 6 mm



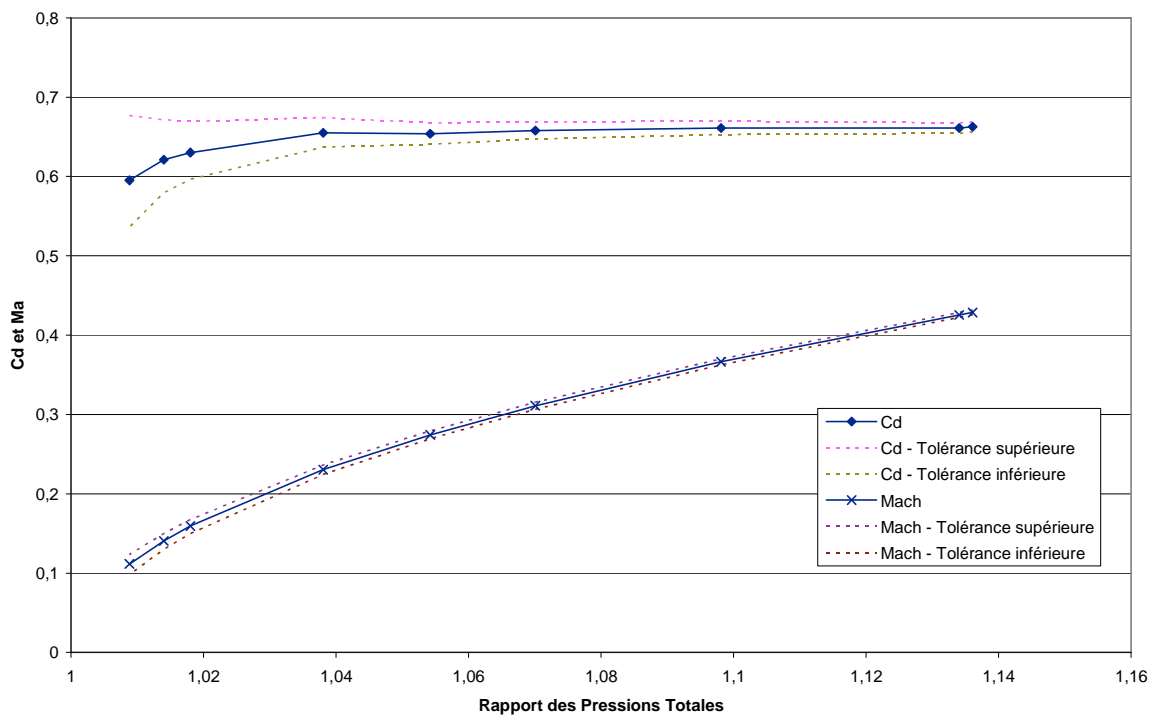
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 7 mm



Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 8 mm

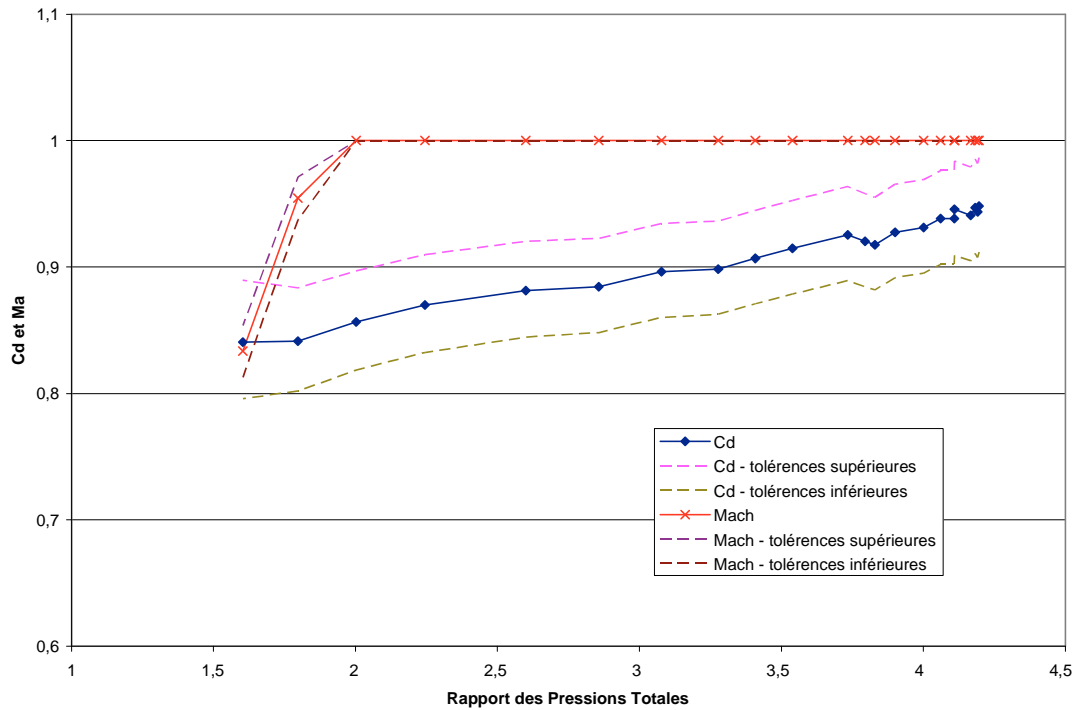


Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 9 mm

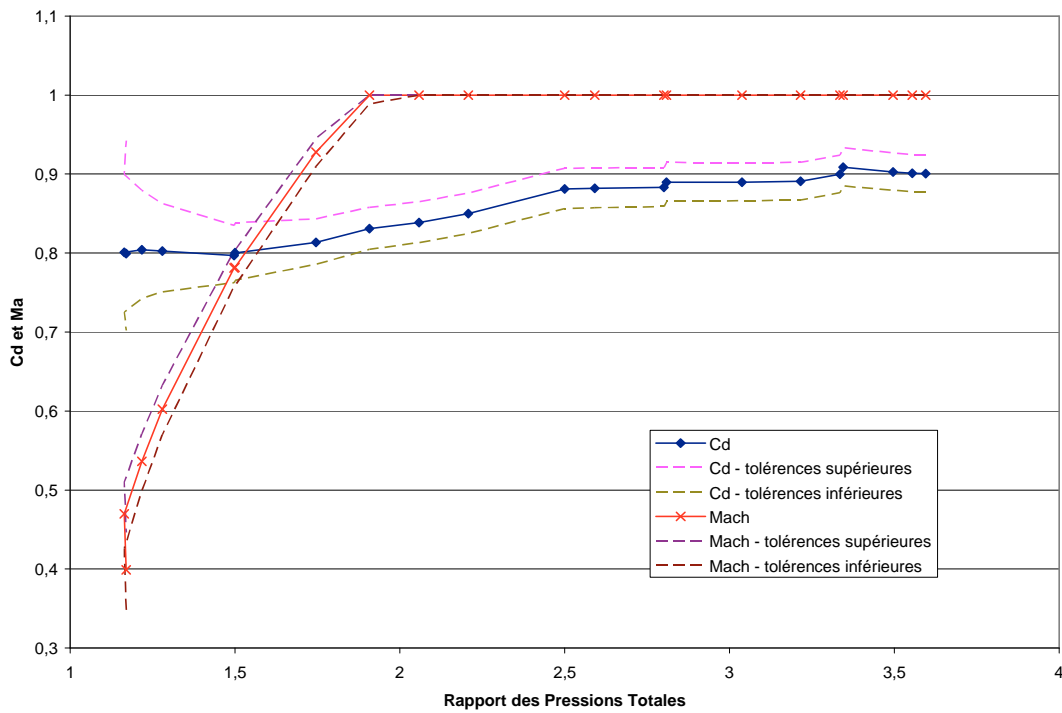


Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 10 mm

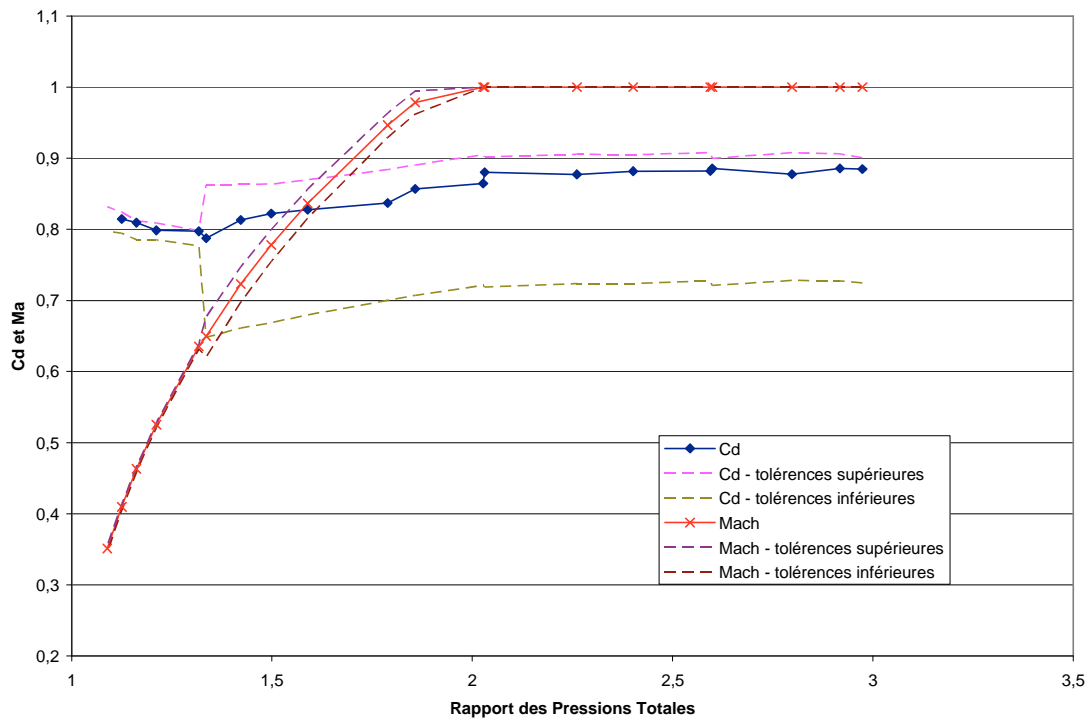
Annexe 2 : Résultats de calcul de coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement



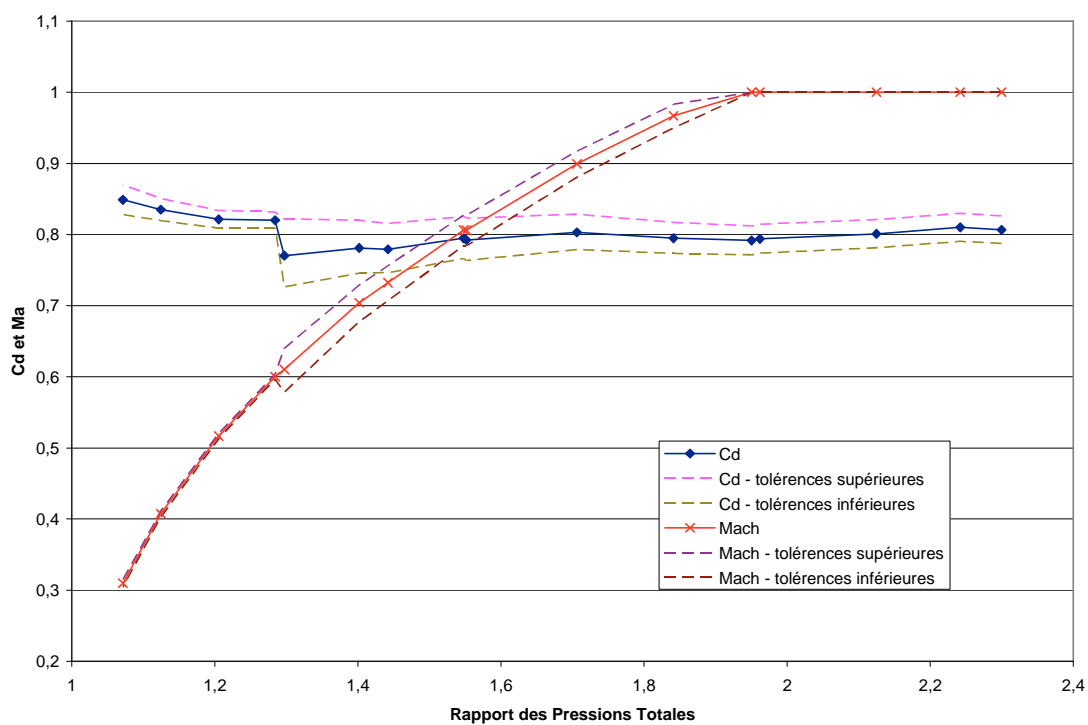
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement pour une levée de 0,5 mm



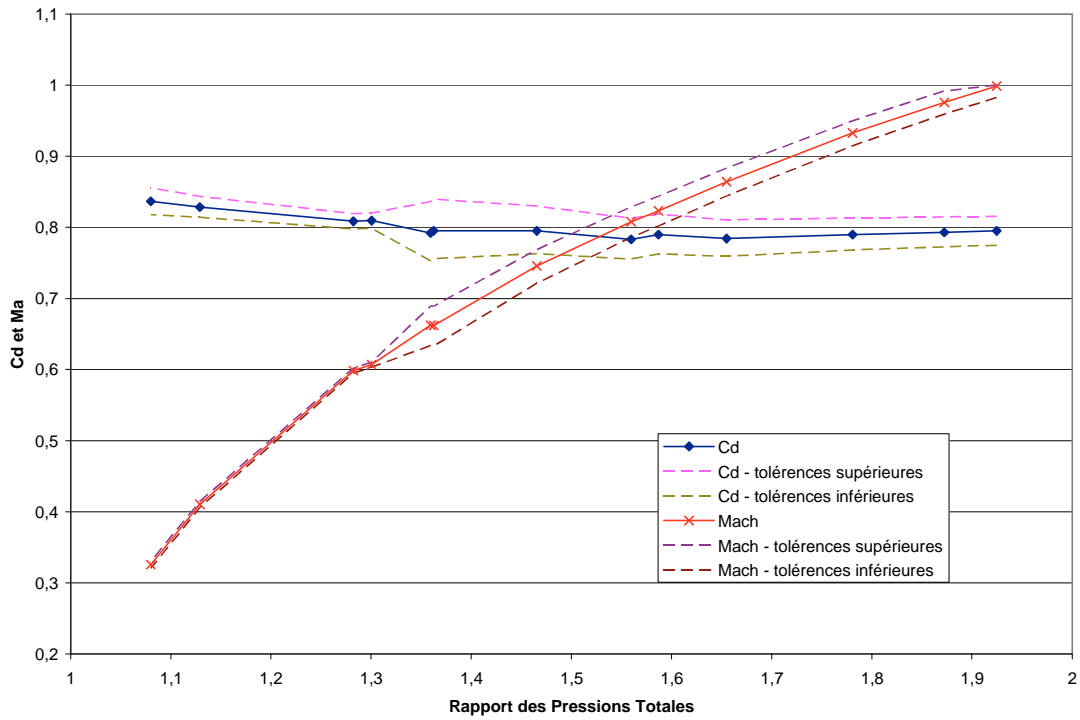
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement pour une levée de 1 mm



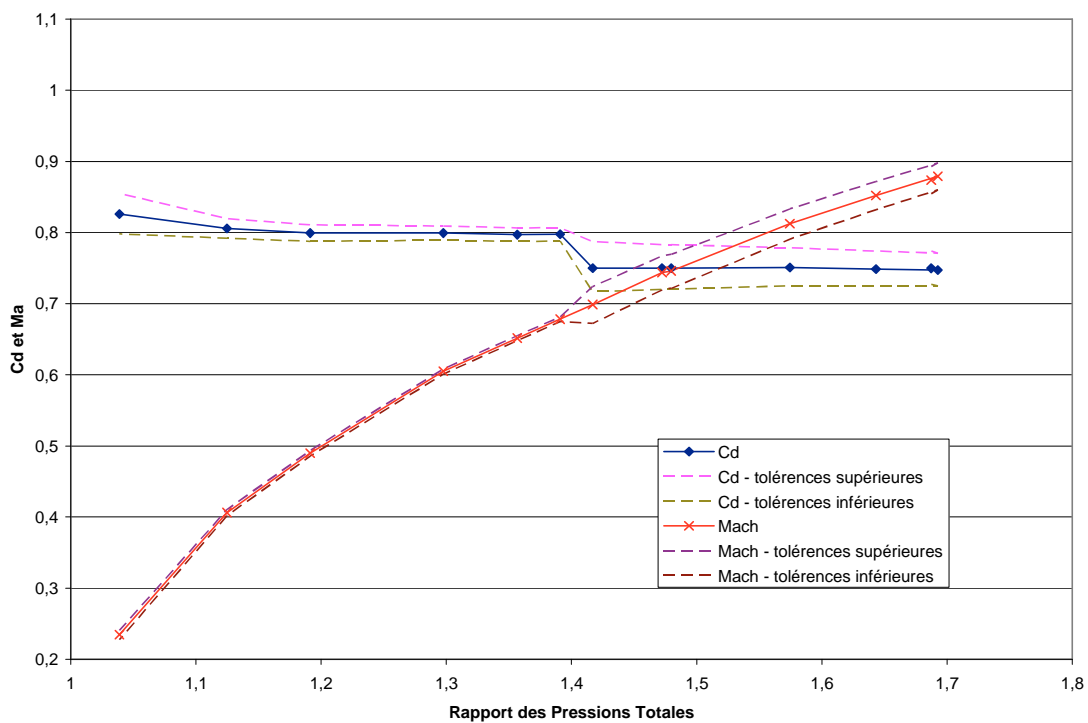
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement pour une levée de 1,5 mm



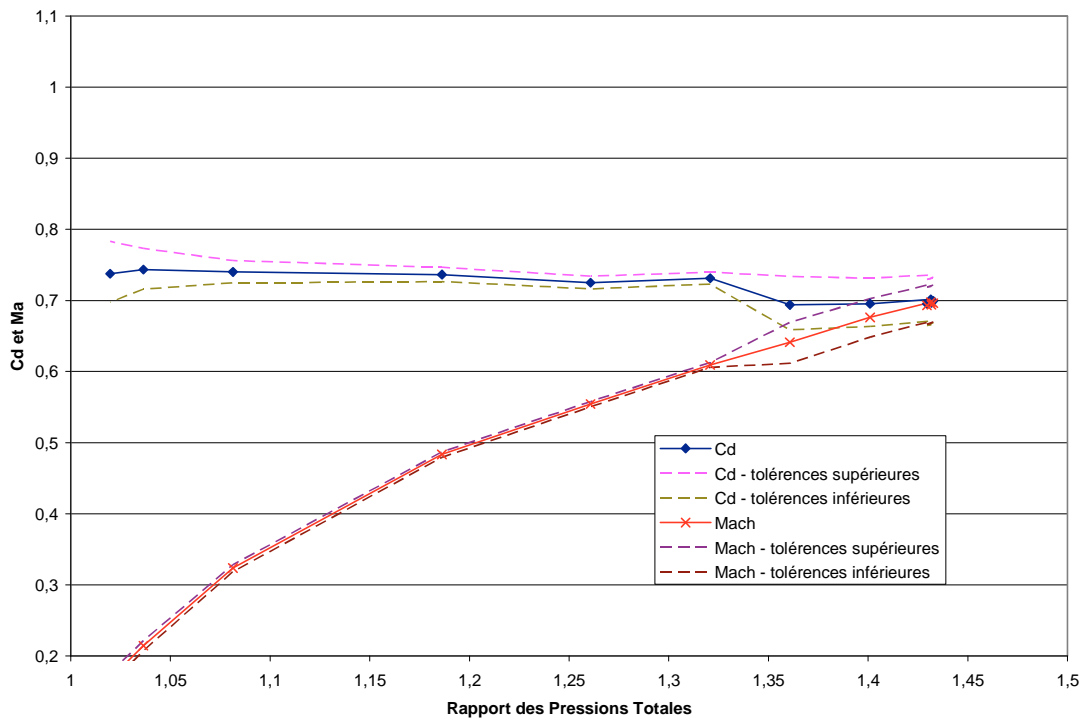
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement pour une levée de 2 mm



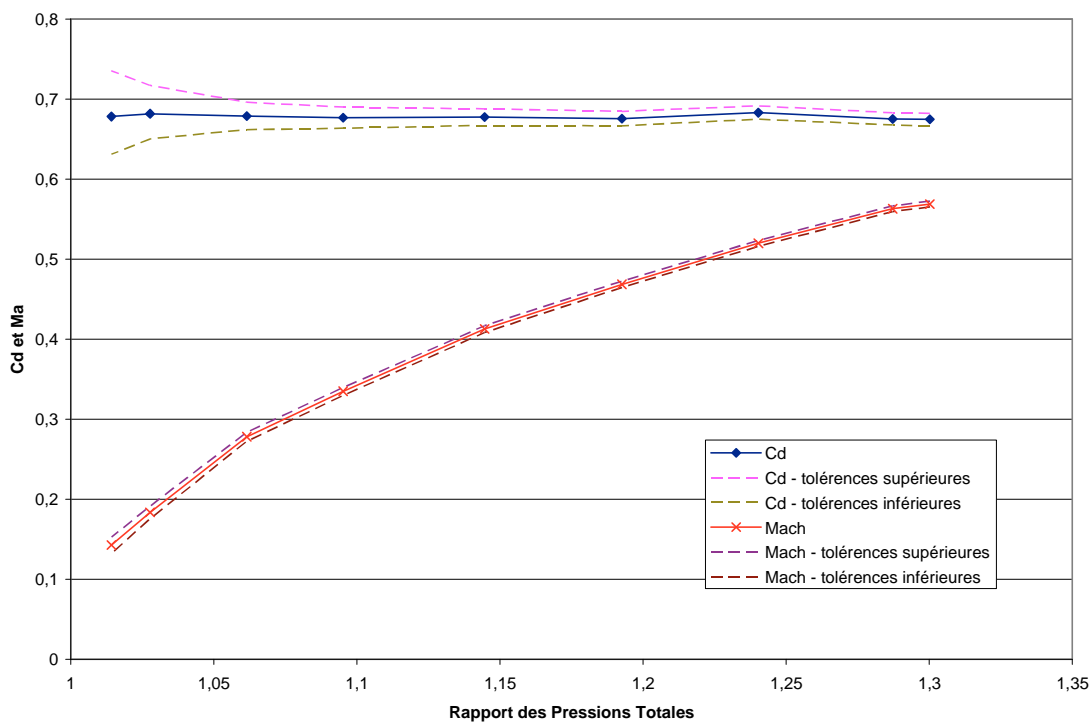
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement pour une levée de 2,5 mm



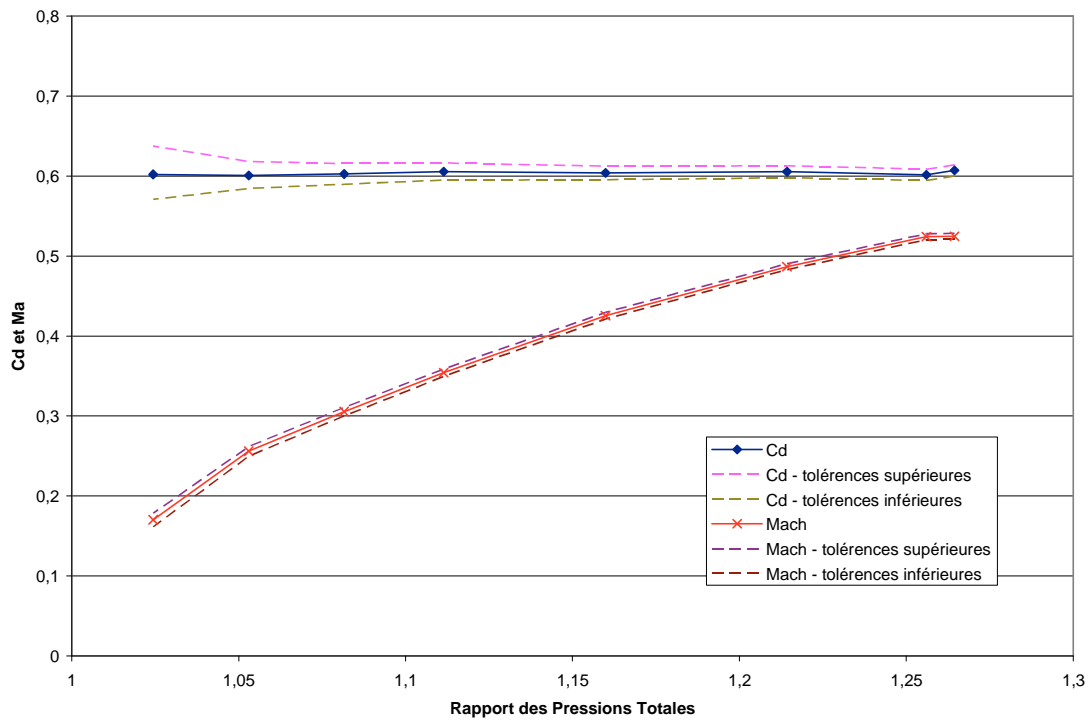
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement pour une levée de 3 mm



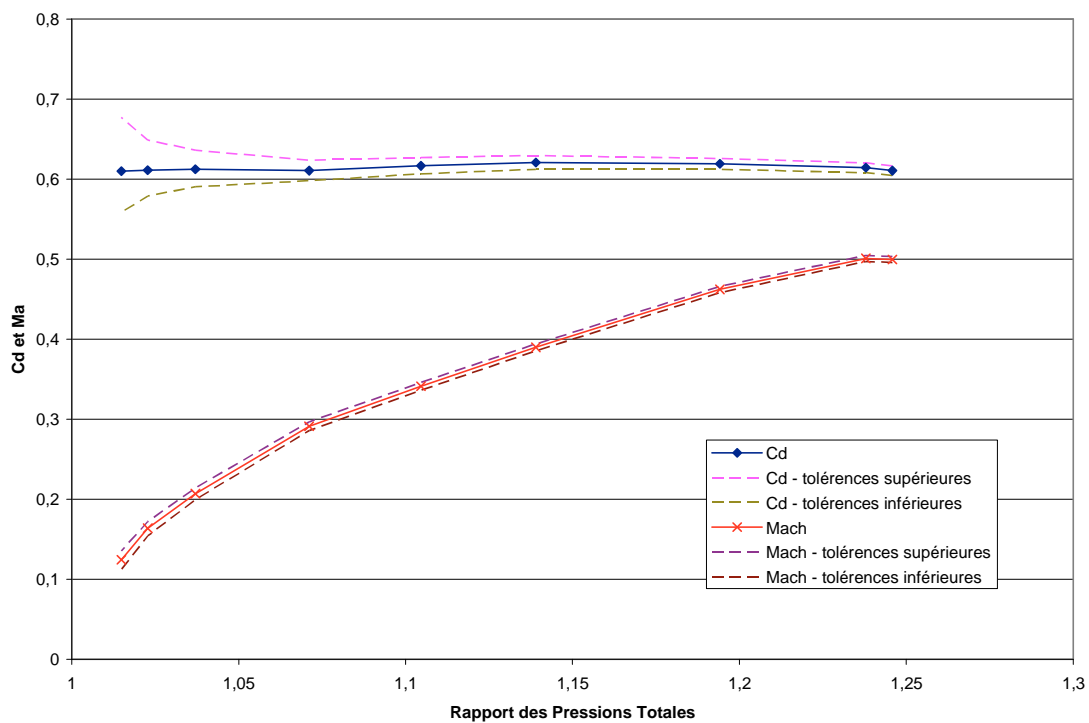
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement pour une levée de 4 mm



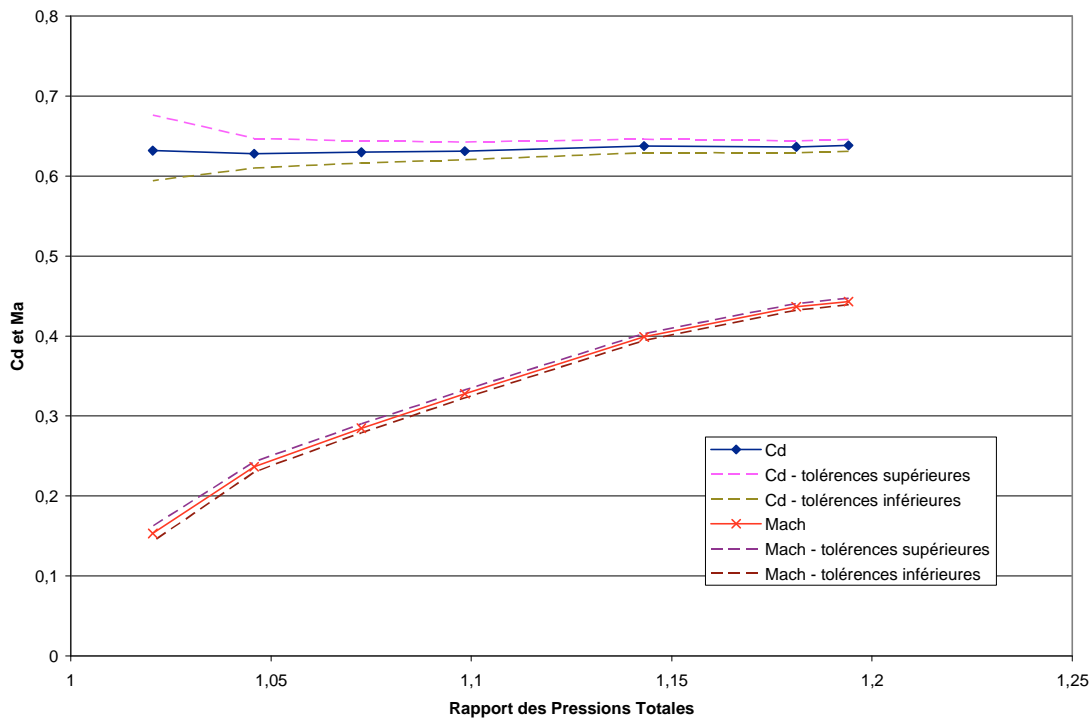
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement pour une levée de 5 mm



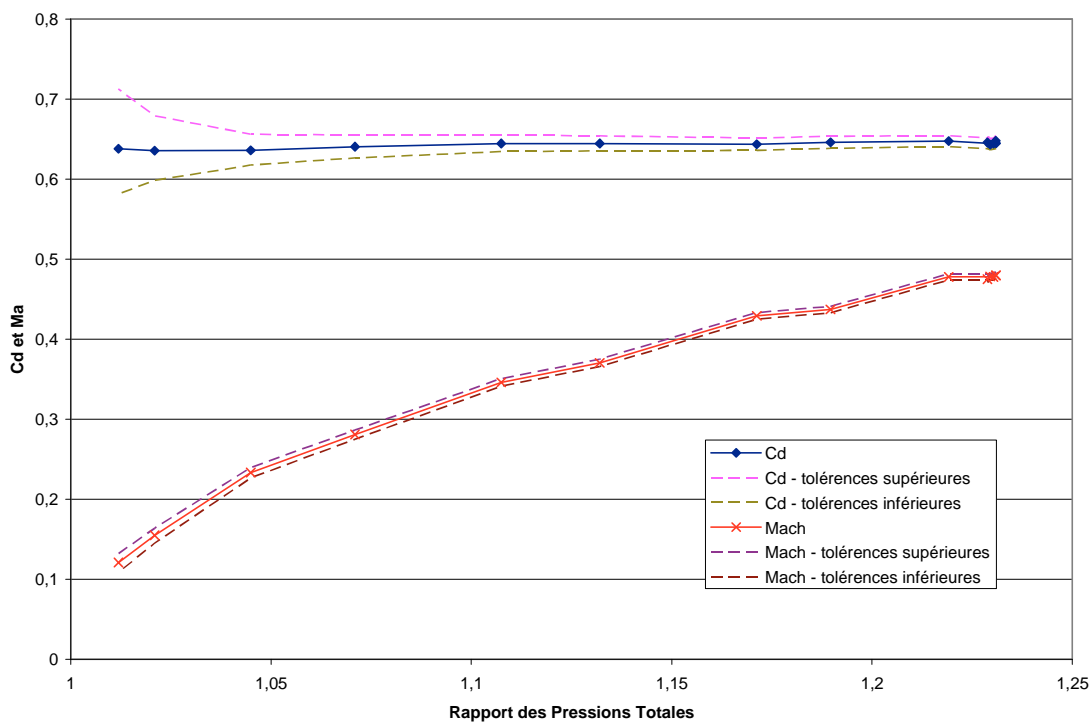
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement pour une levée de 6 mm



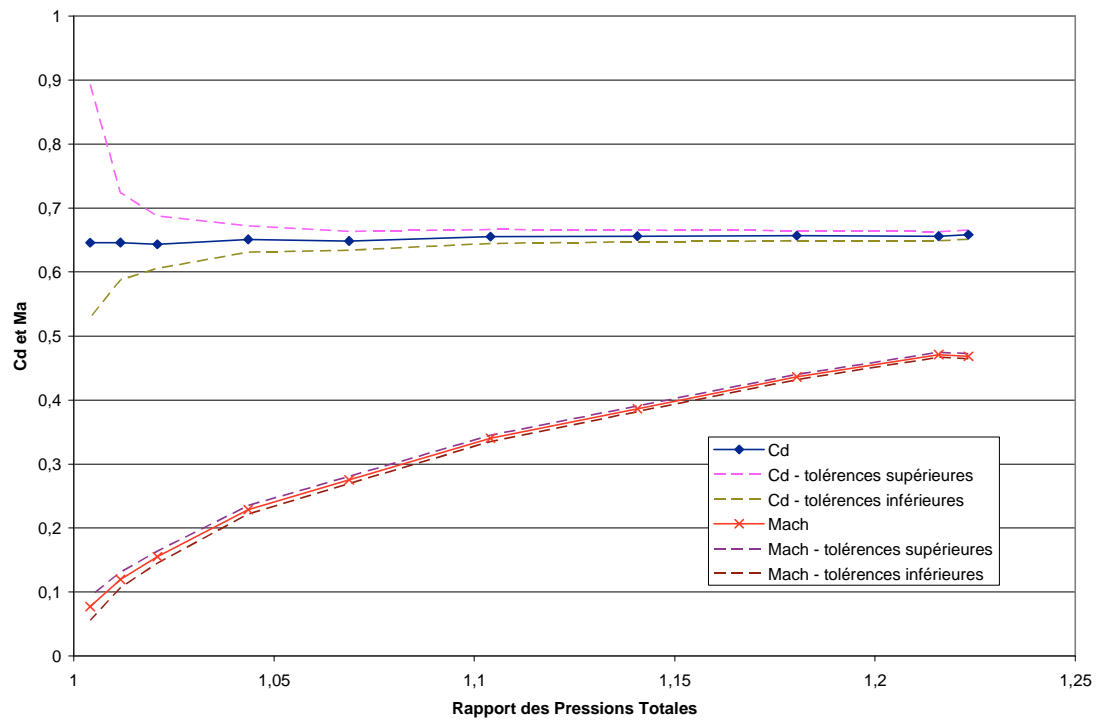
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement pour une levée de 7 mm



Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement pour une levée de 8 mm

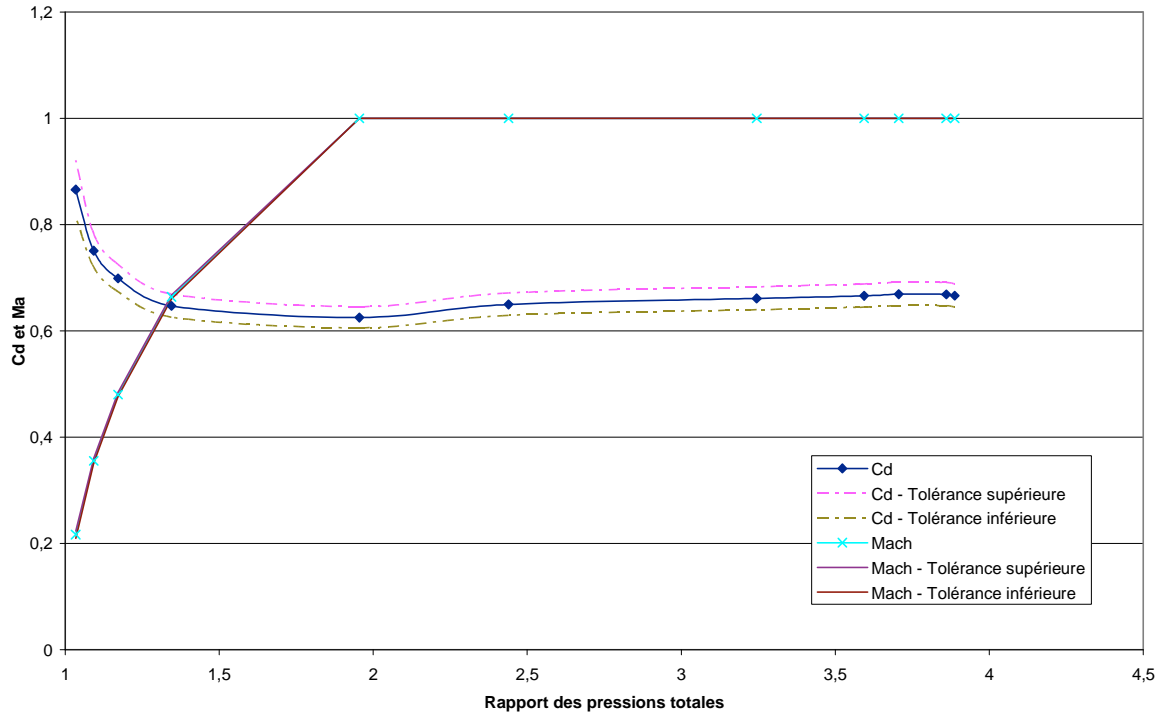


Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement pour une levée de 9 mm

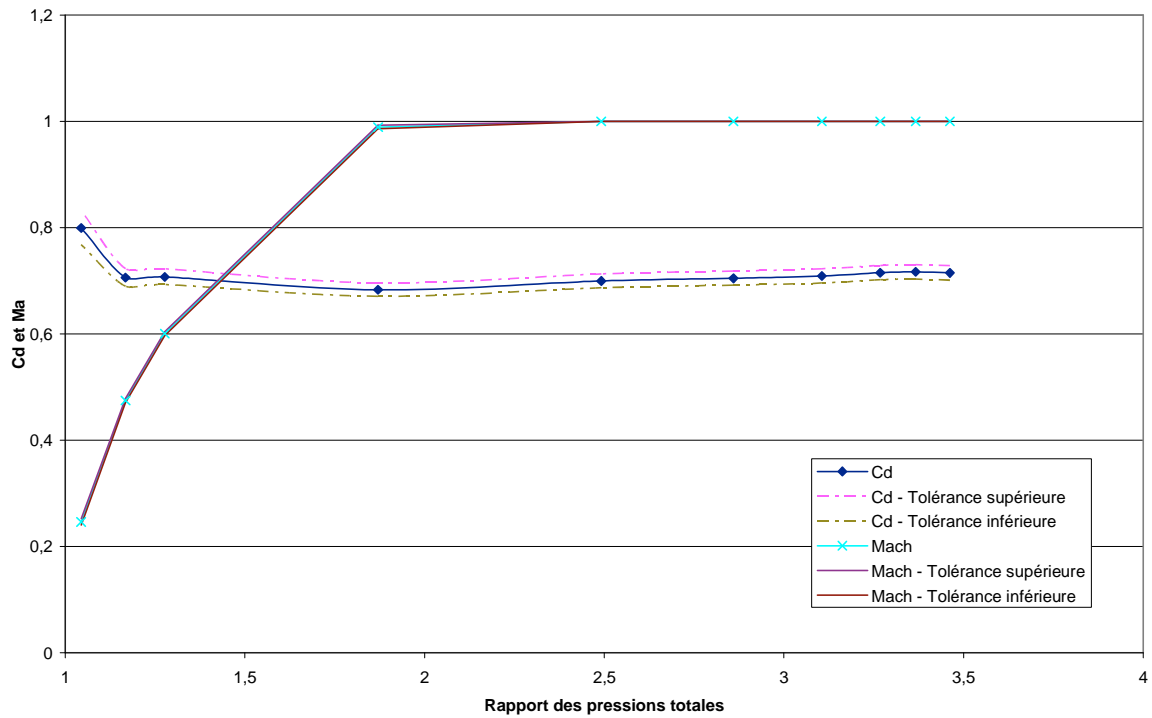


Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 10 mm

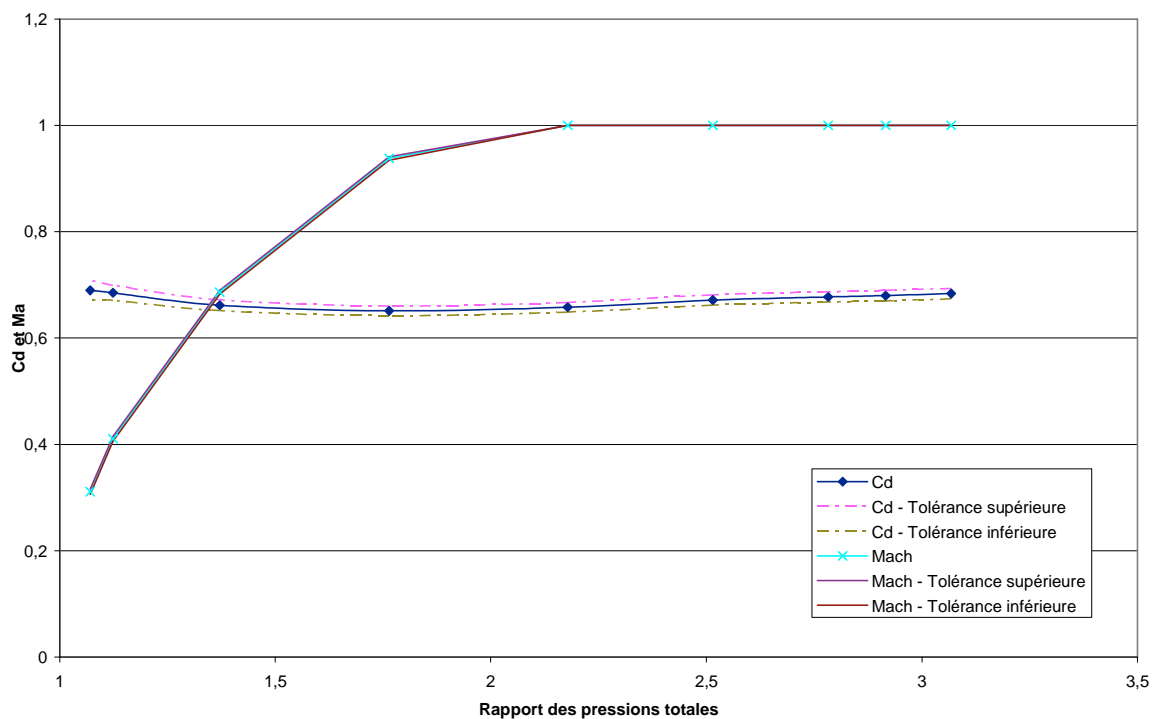
Annexe 3 : Résultats de calcul de coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission



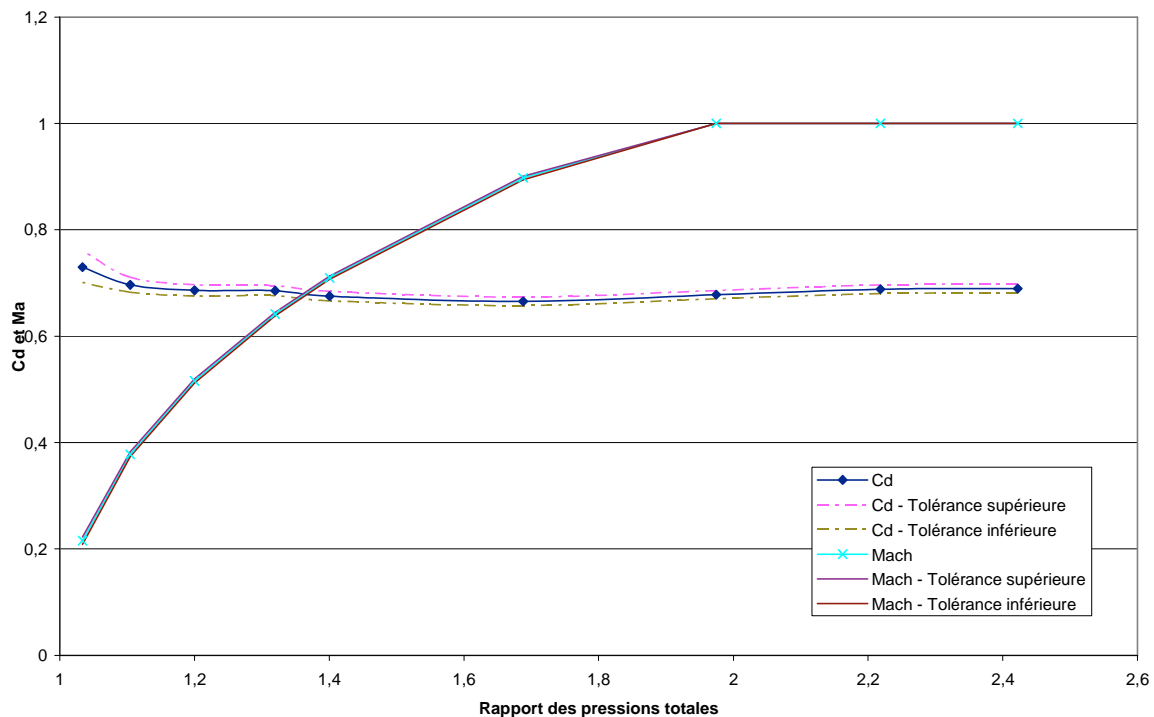
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission pour une levée de 0,5 mm



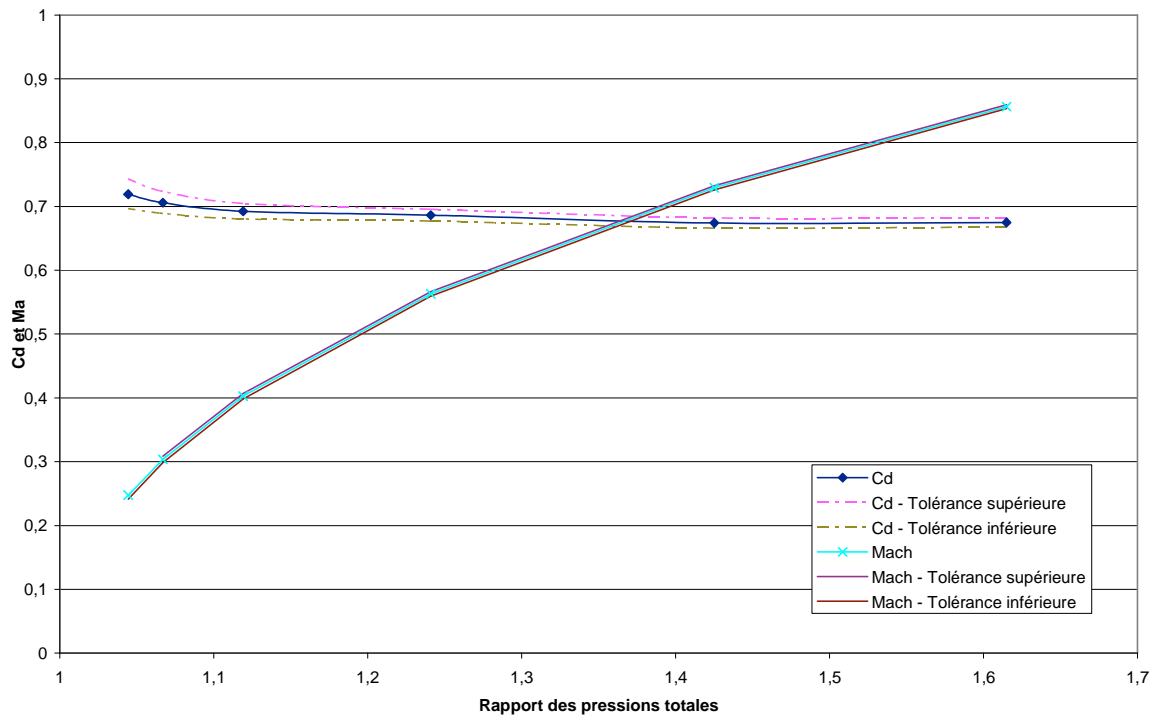
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission pour une levée de 1 mm



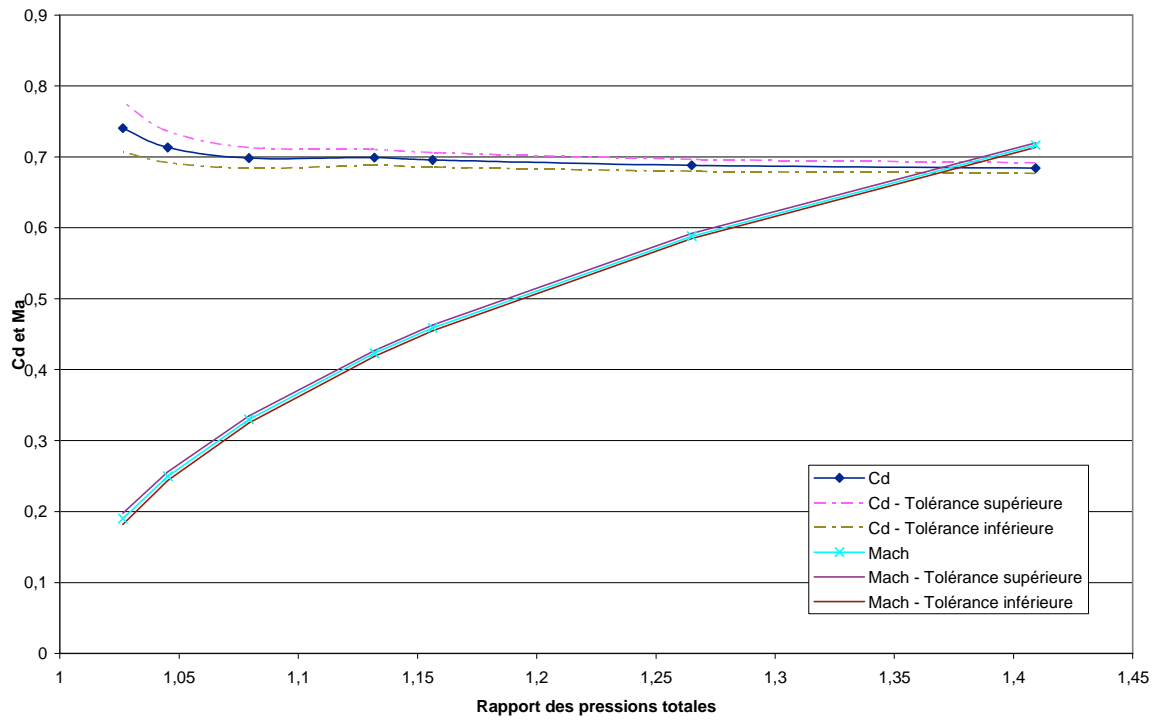
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission pour une levée de 1,5 mm



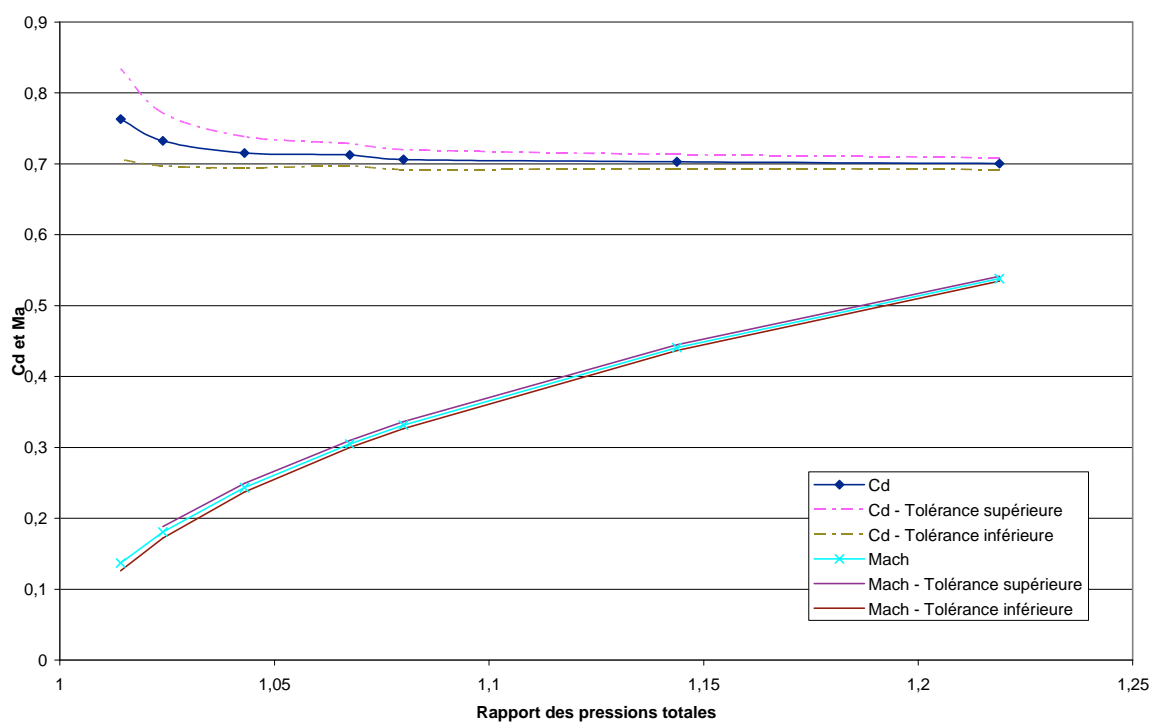
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission t en sens admission pour une levée de 2 mm



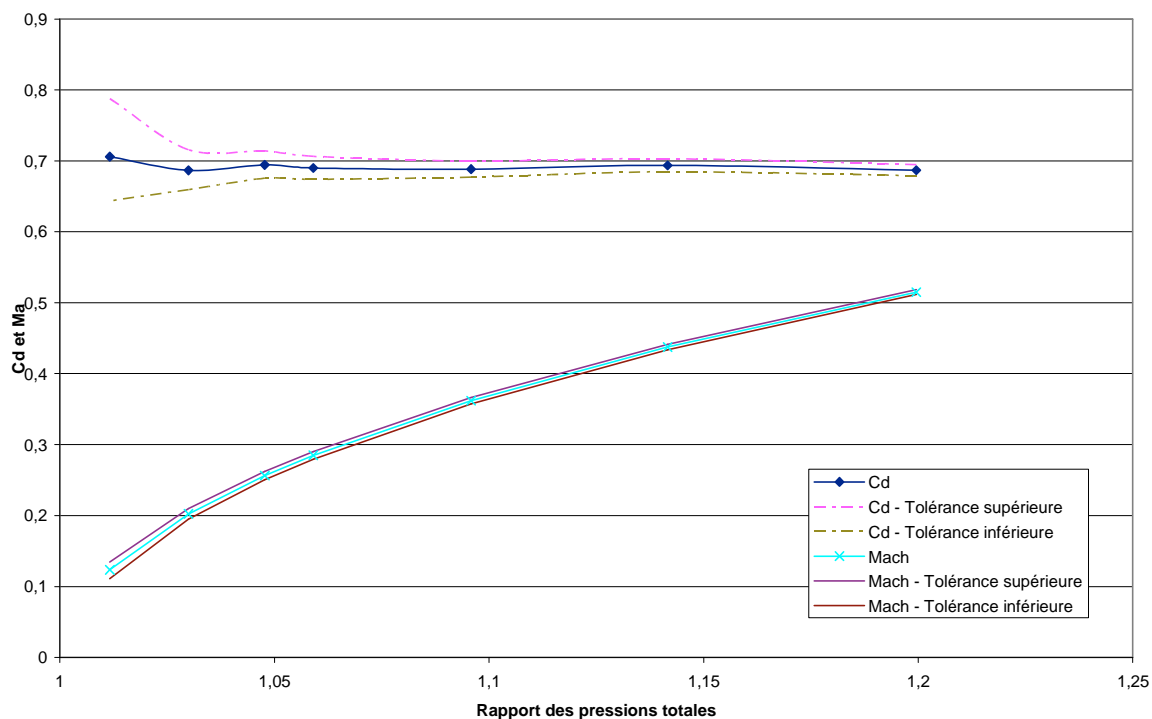
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission pour une levée de 2,5 mm



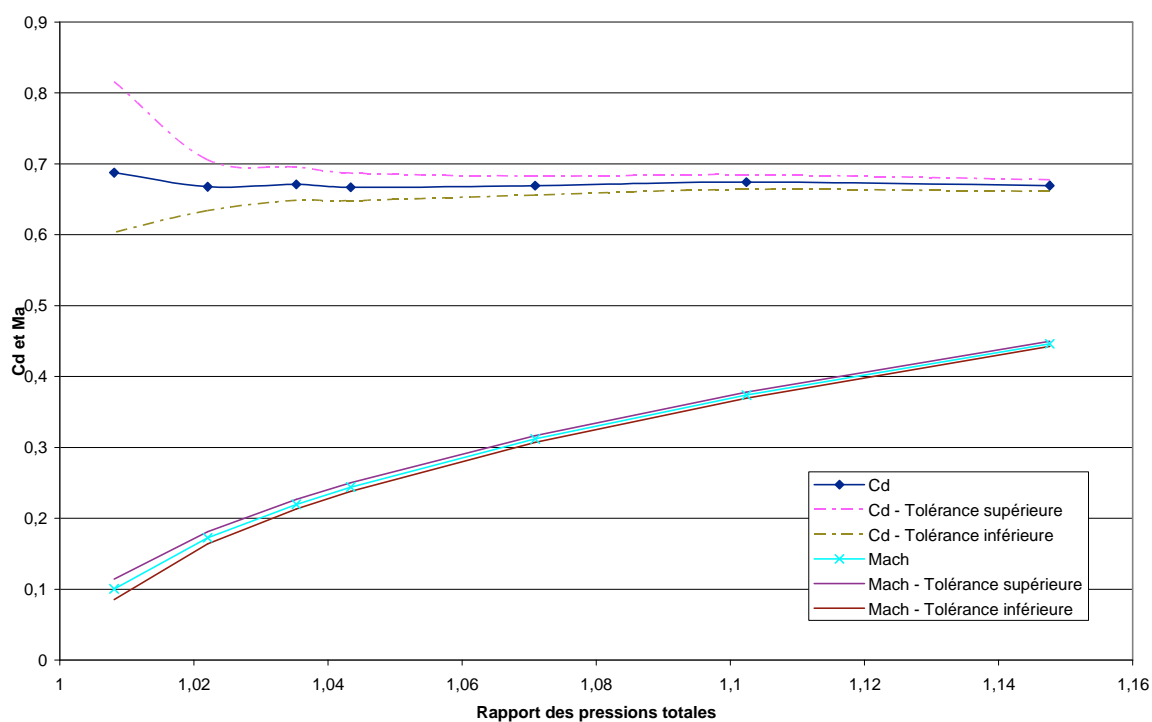
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission pour une levée de 3 mm



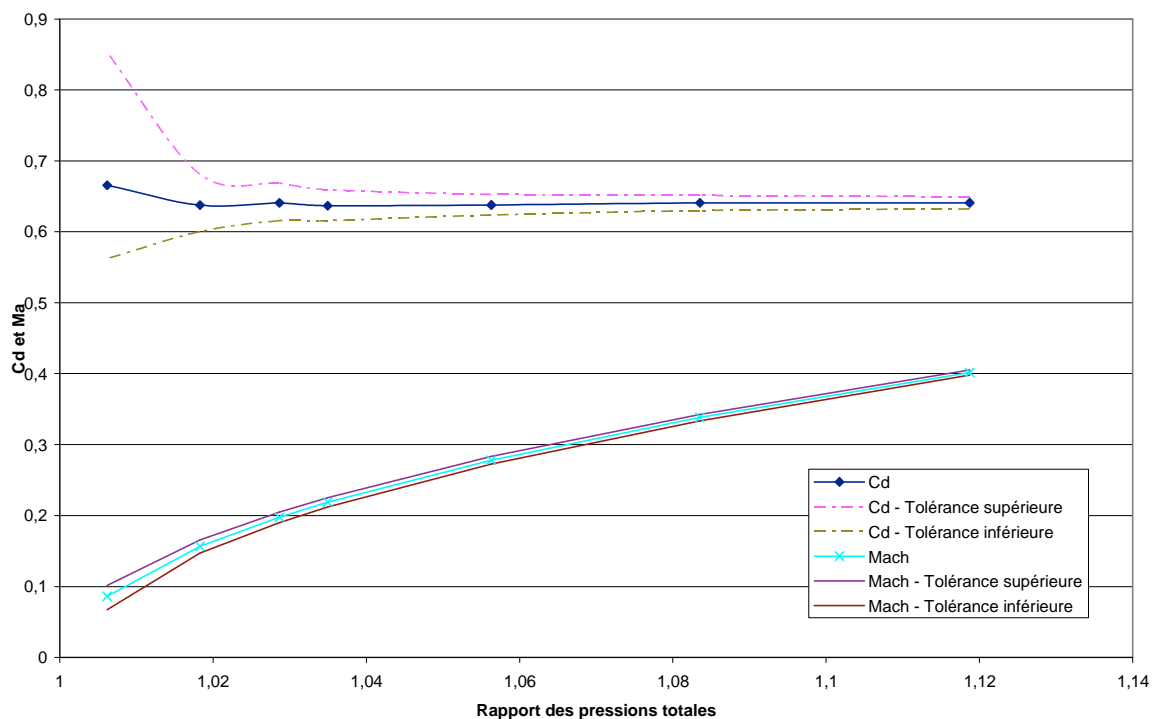
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission pour une levée de 4 mm



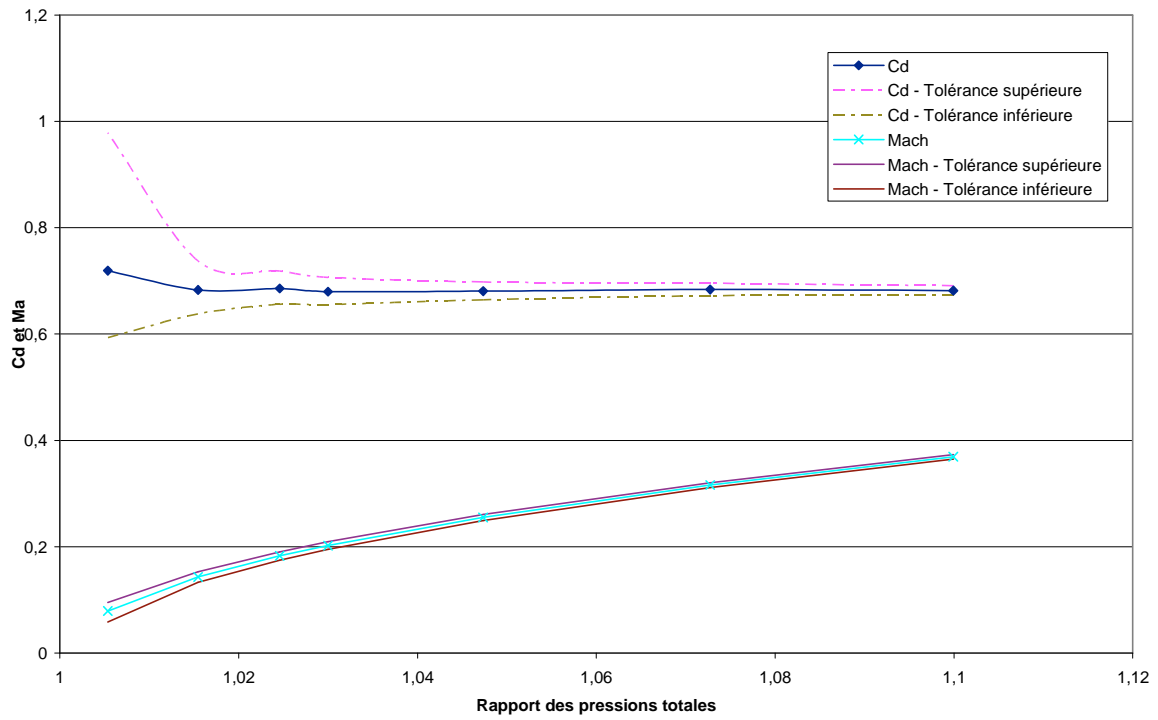
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission pour une levée de 5 mm



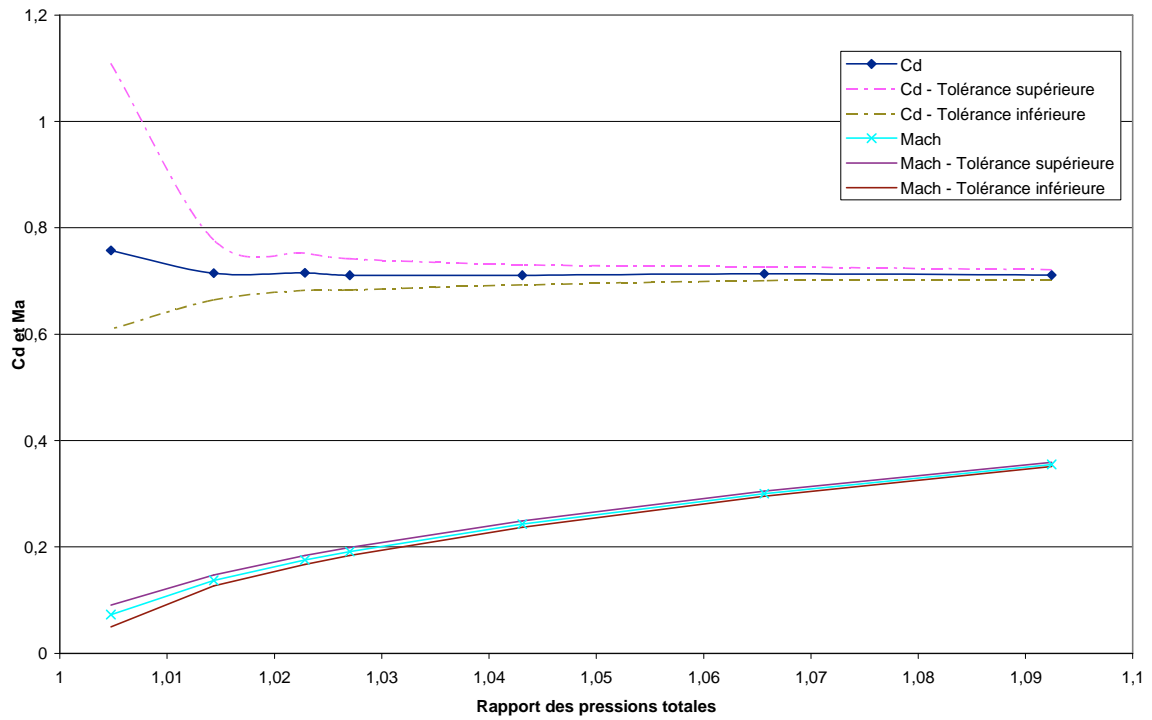
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission pour une levée de 6 mm



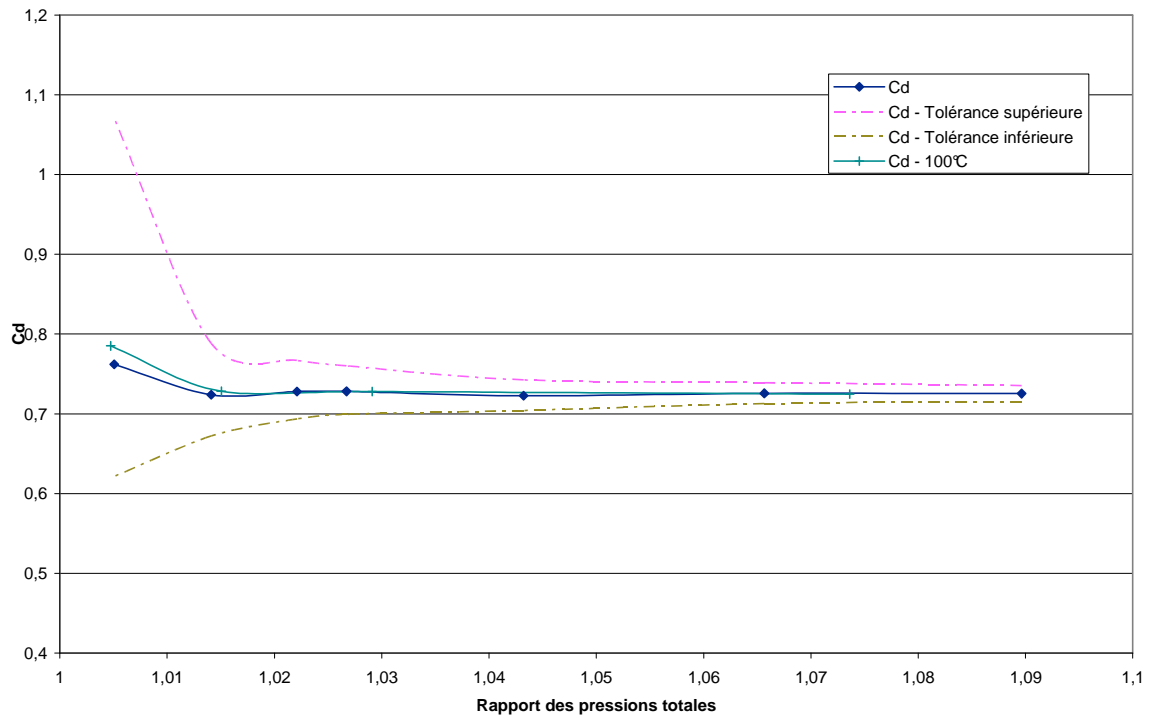
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission pour une levée de 7 mm



Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission pour une levée de 8 mm

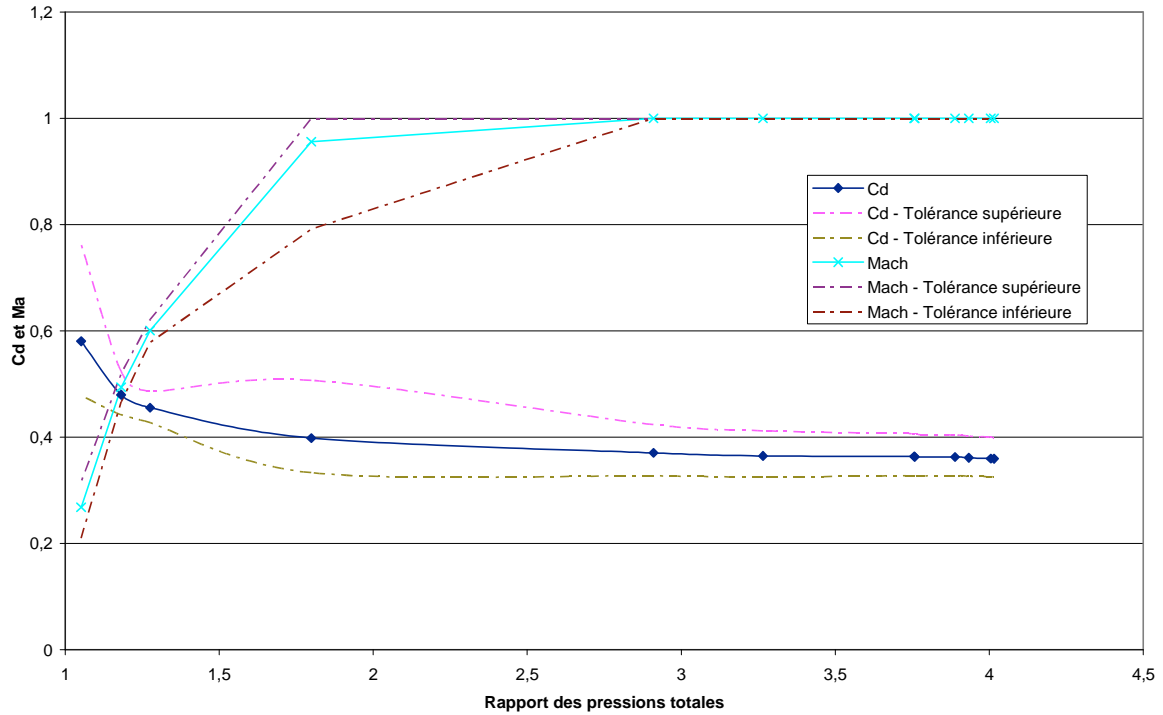


Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission pour une levée de 9 mm

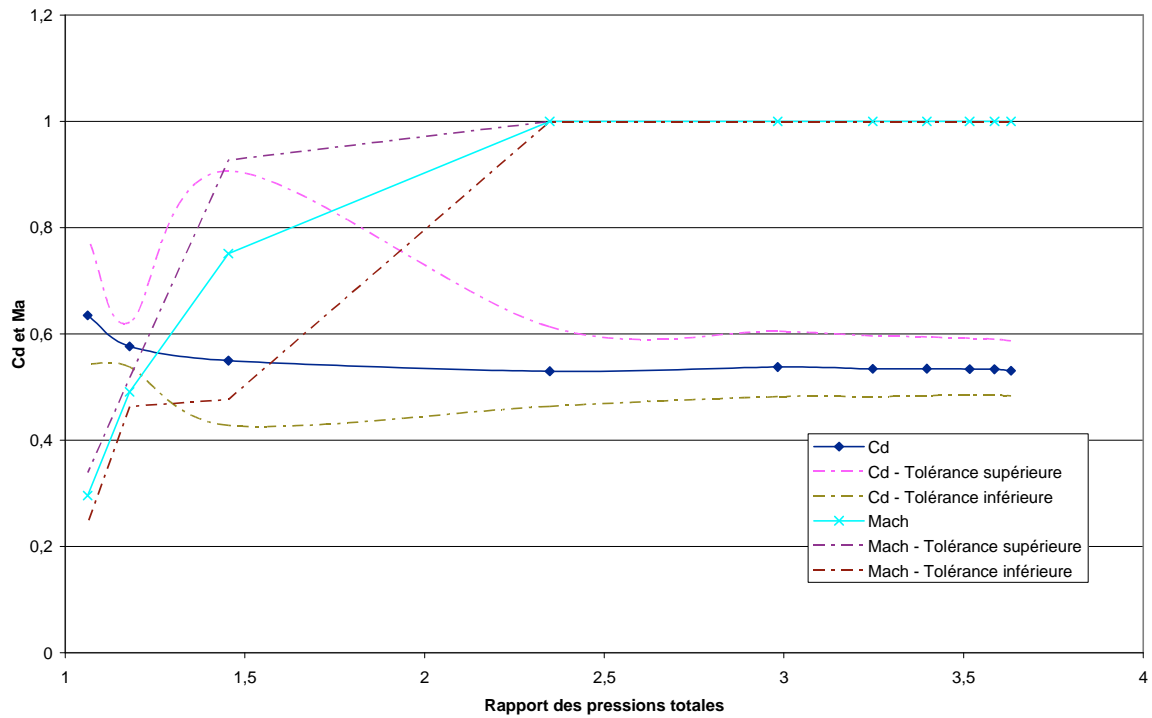


Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission pour une levée de 10 mm

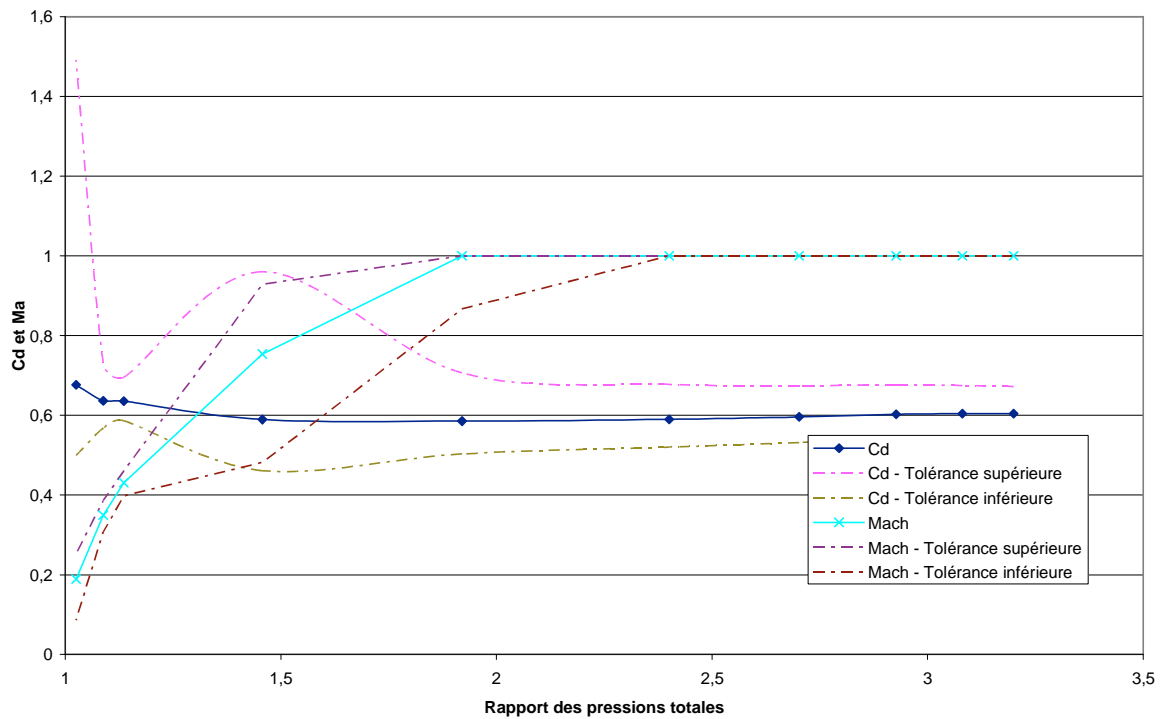
Annexe 4 : Résultats de calcul de coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement



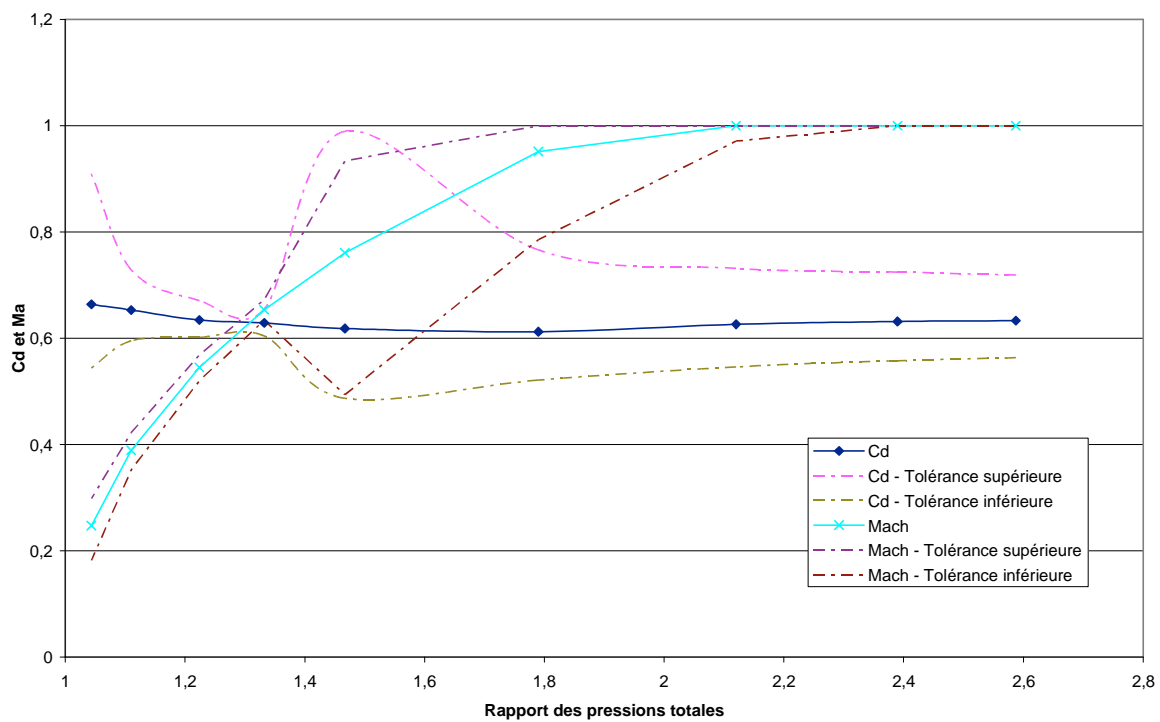
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement pour une levée de 0,5 mm



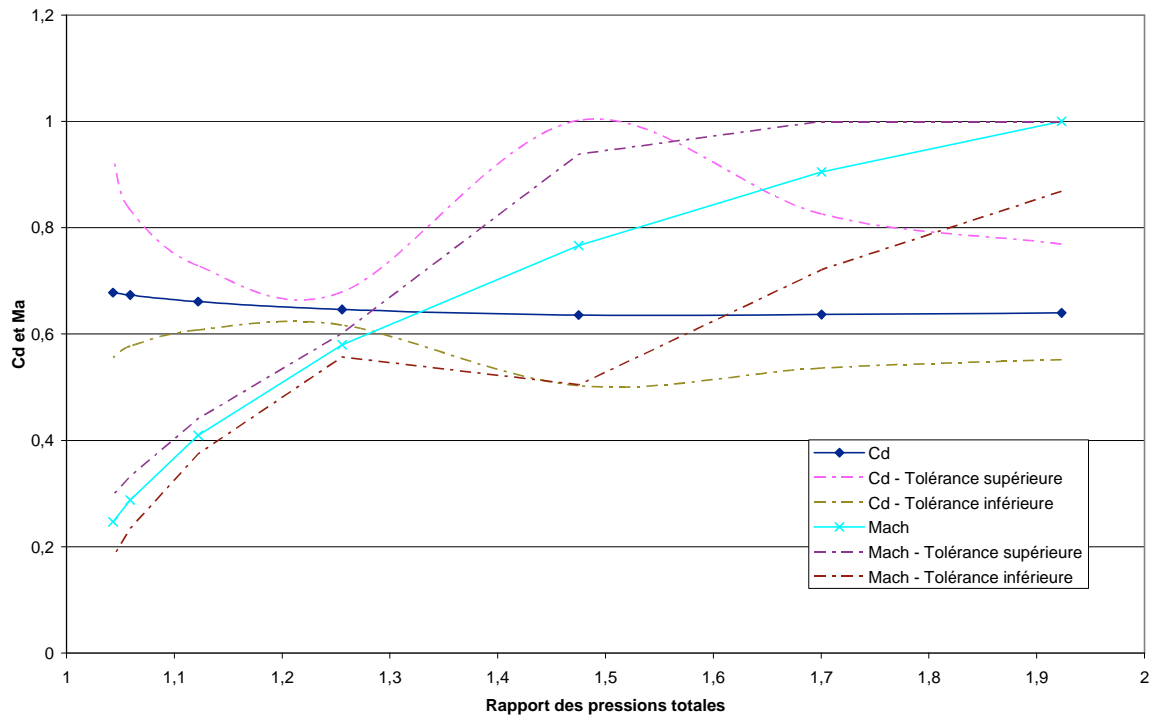
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement pour une levée de 1 mm



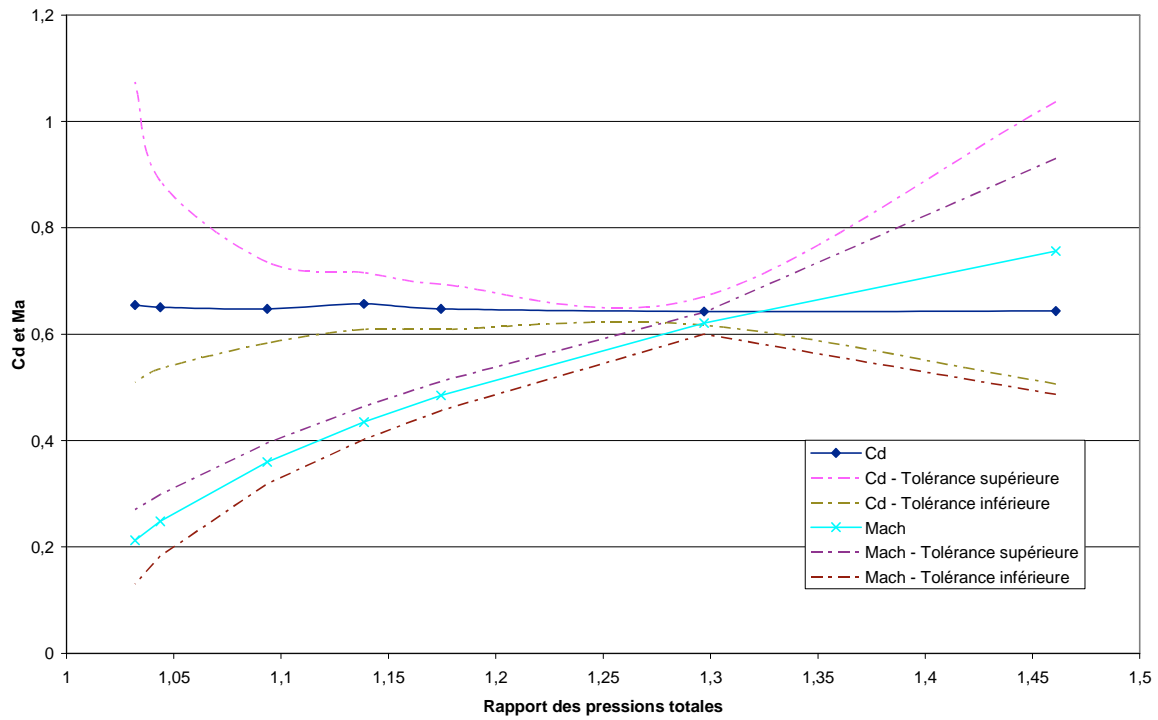
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement pour une levée de 1,5 mm



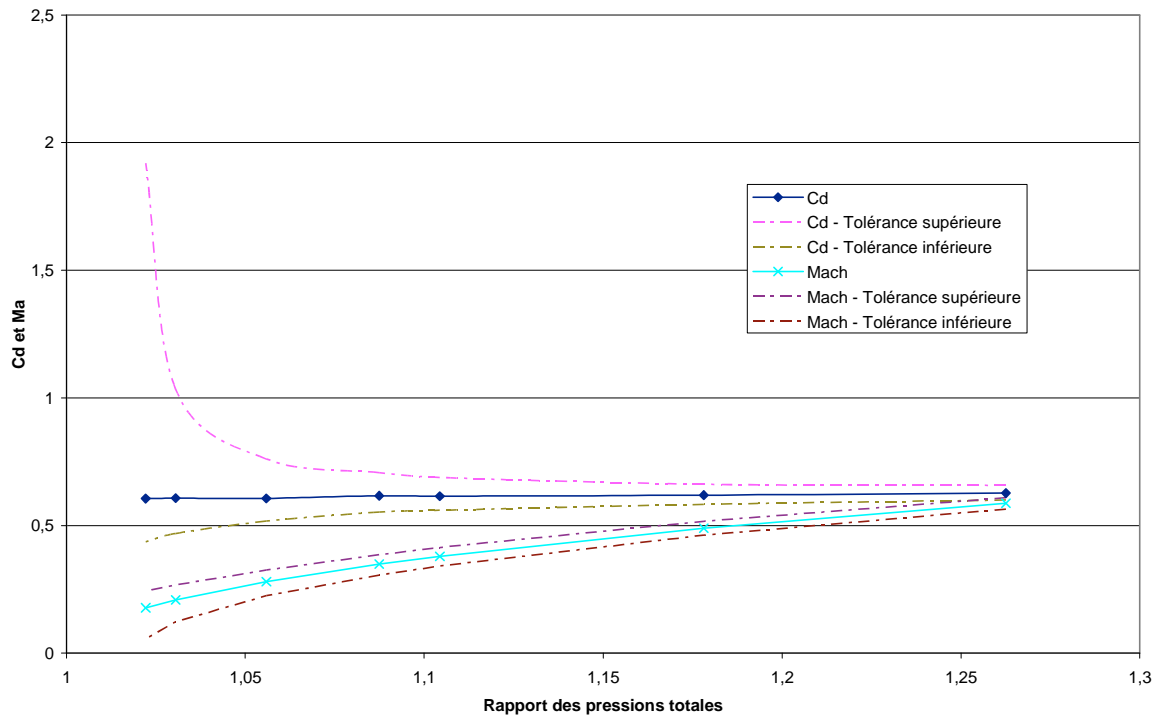
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission t en sens échappement pour une levée de 2 mm



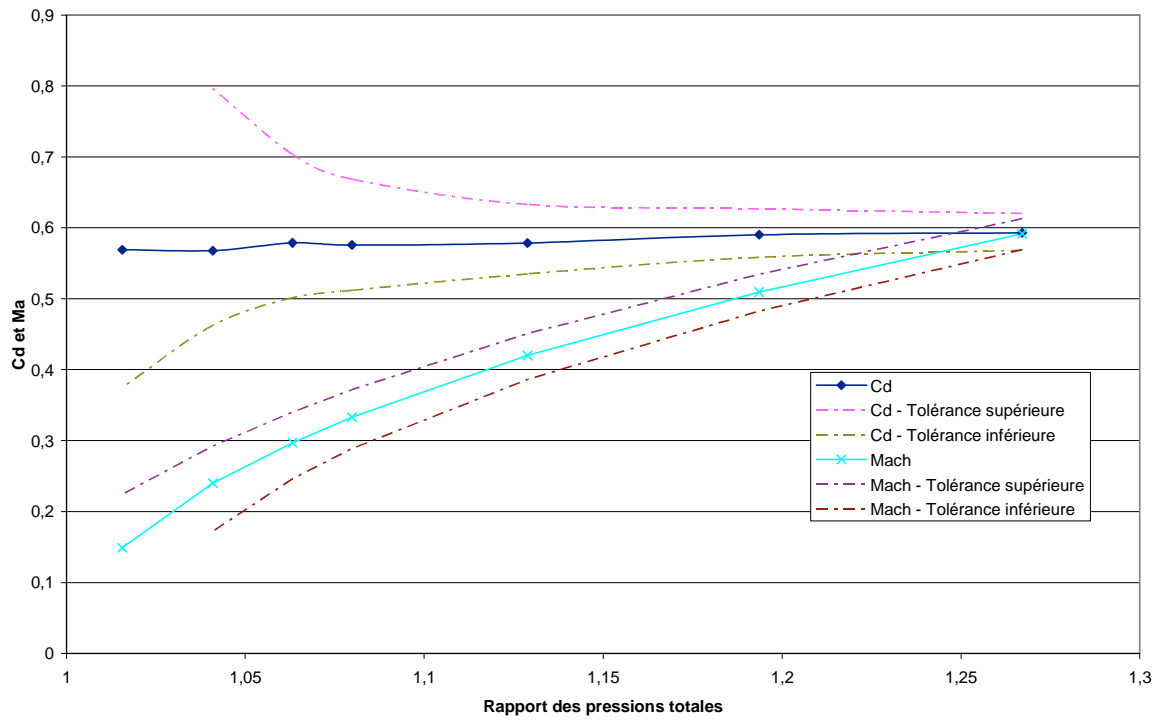
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement pour une levée de 2,5 mm



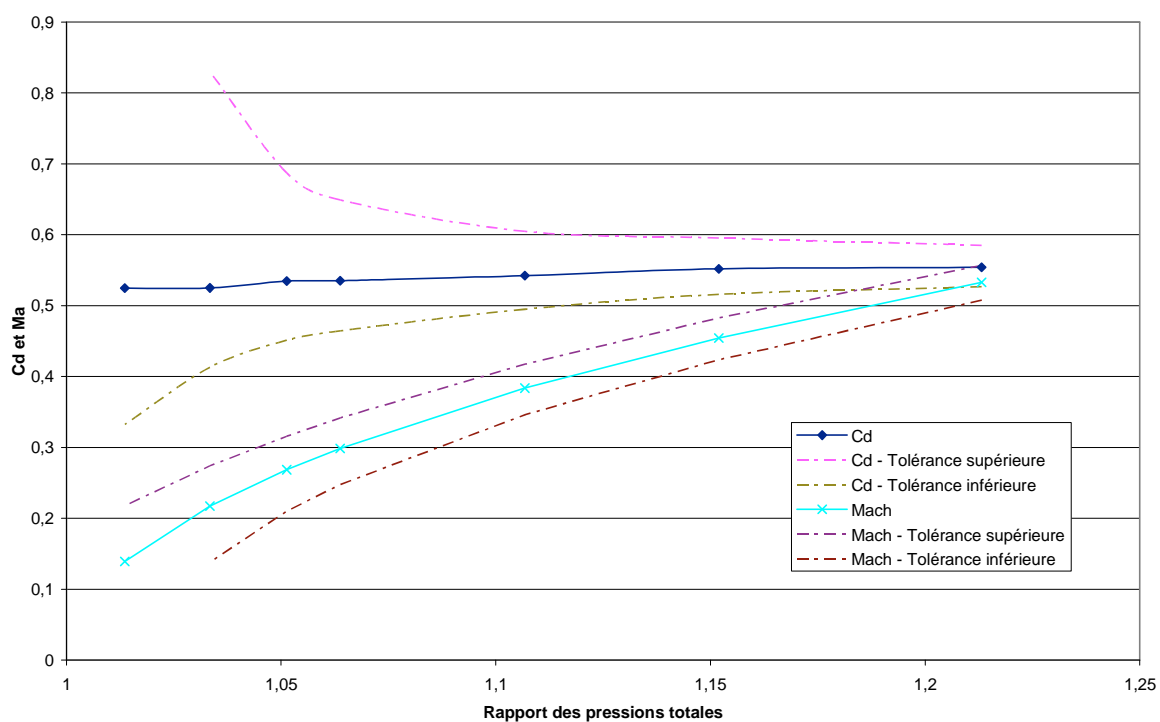
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement pour une levée de 3 mm



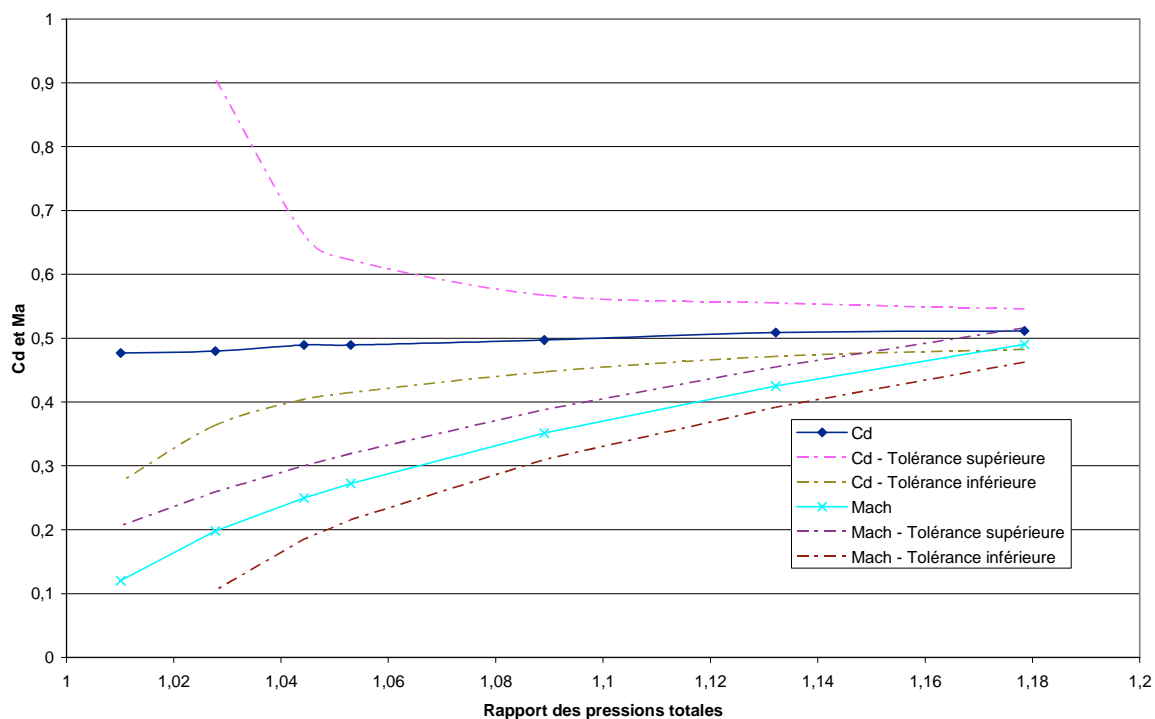
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement pour une levée de 4 mm



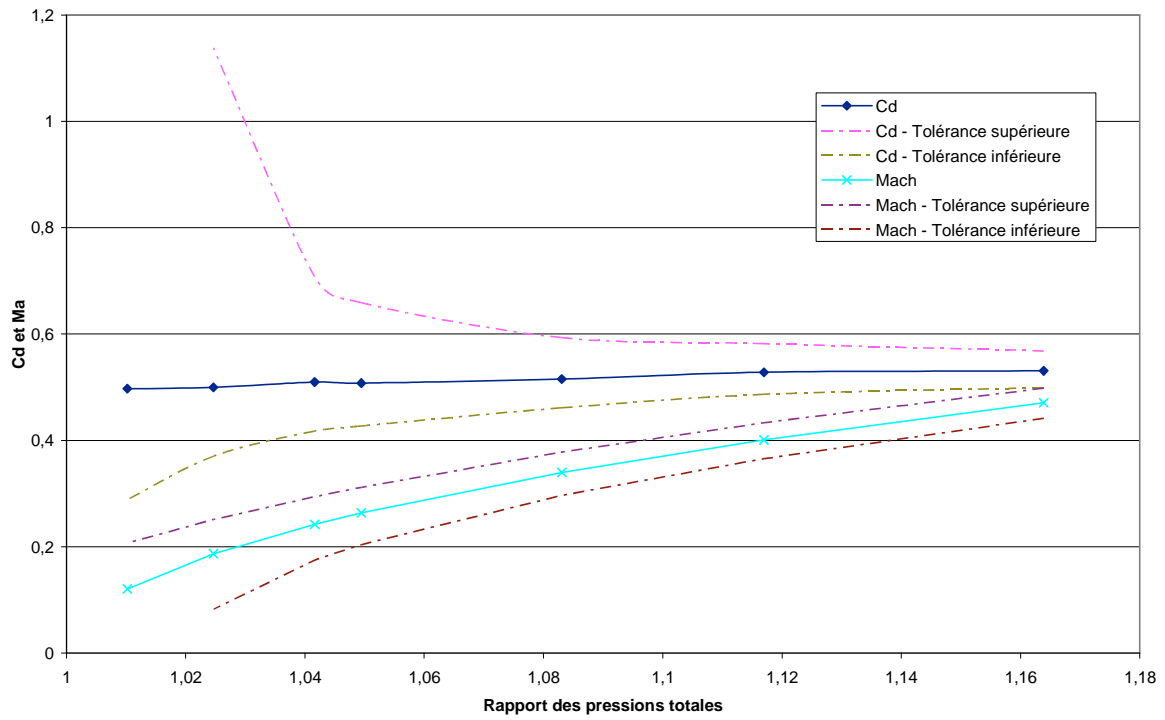
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement pour une levée de 5 mm



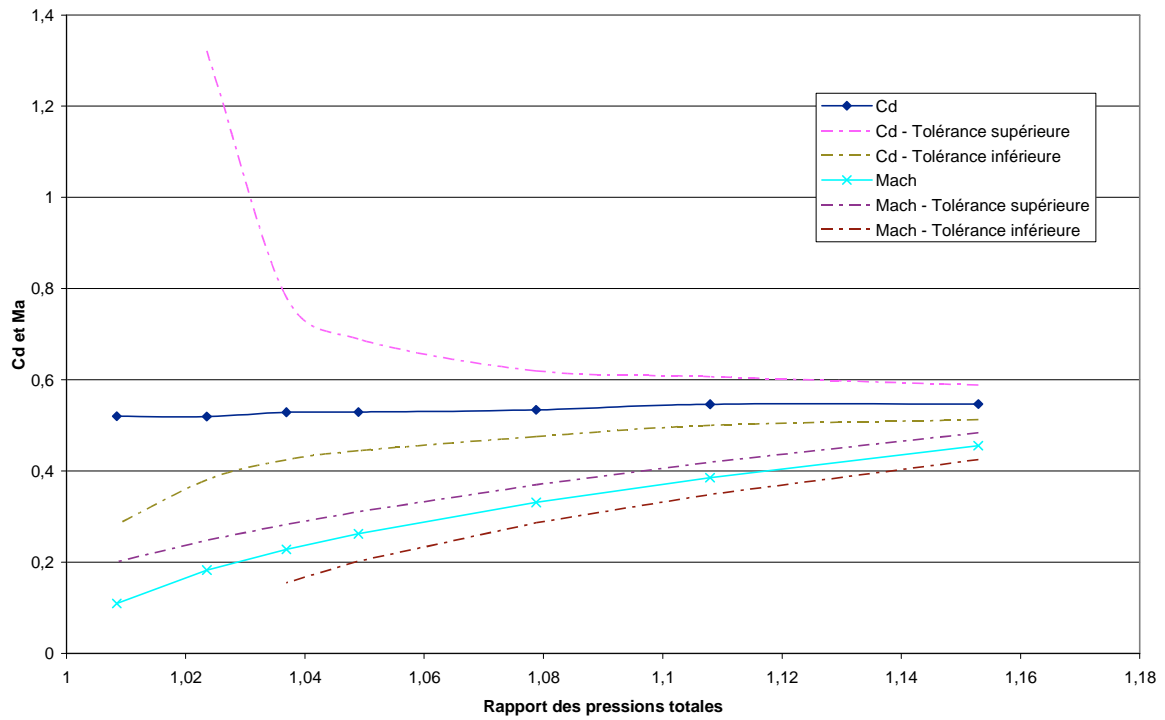
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement pour une levée de 6 mm



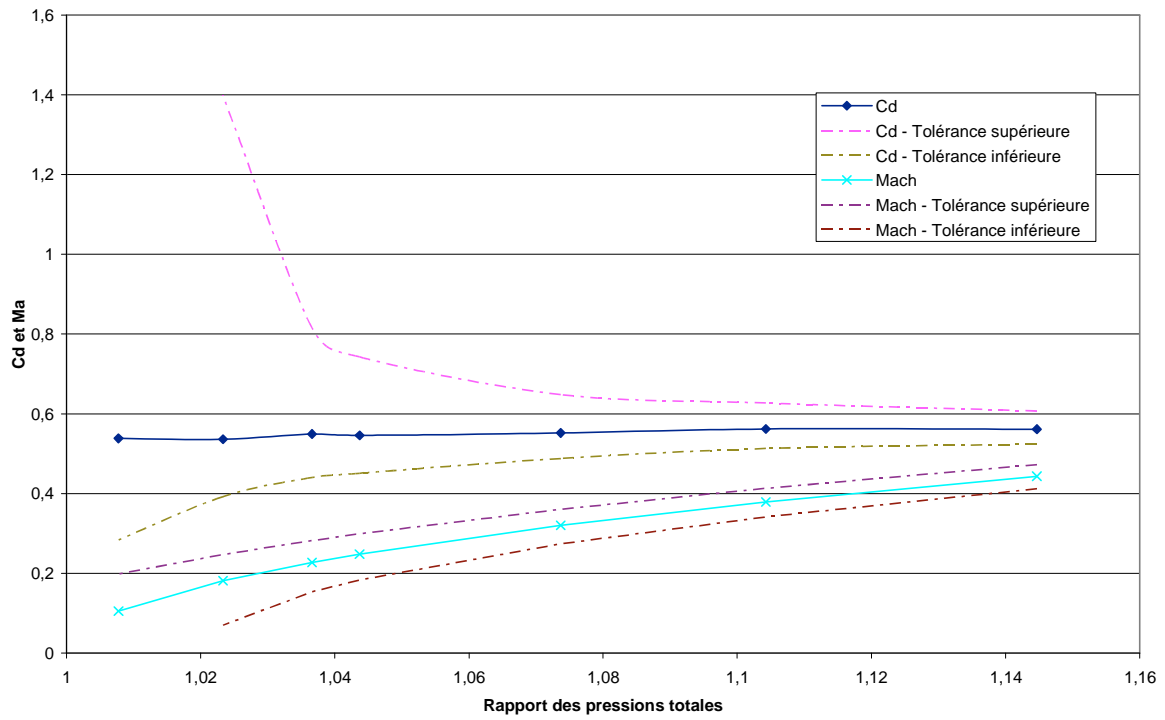
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement pour une levée de 7 mm



Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement pour une levée de 8 mm



Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement pour une levée de 9 mm



Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement pour une levée de 10 mm

Annexe 5 : Description complète du modèle de Benson

Ecoulement admission subsonique

L'écoulement est supposé isentropique. La pression statique au travers de la soupape sera supposé égale à celle régnant dans le volume. Dans l'optique de résoudre ce système d'équation, les variables sont adimensionnalisées :

$$A = \frac{a}{a_{ref}}$$

Et

$$U = \frac{u}{a_{ref}}$$

Connaissant A et U dans la tubulure, la caractéristique entrante peut être calculée suivant le sens de l'écoulement par rapport à l'axe des ordonnées :

$$inc = A \pm \frac{\gamma-1}{2} U$$

Pour un écoulement subsonique, la caractéristique sortante est donnée par :

$$ref = 2A_{soupape} - inc$$

La vitesse du son adimensionnelle $A_{soupape}$ se calcule à l'aide de la formule suivante :

$$\left(A_{soupape}^{\frac{4}{\gamma-1}} - Ak^2 \right) (inc - A_{soupape})^2 - \frac{\gamma-1}{2} (A_{soupape} - 1) Ak^2 = 0$$

Avec,

$$Ak = \frac{Se_{eff}}{Se_{tubulure}} = \frac{Cd \cdot Se_{soupape}}{Se_{tubulure}}$$

Cette équation est résolue à l'aide d'une méthode de Newton-Raphson. Cette méthode est présentée en annexe I.

Ecoulement admission sonique

Dans le cas où l'écoulement au passage de la soupape se trouve en blocage sonique, les équations précédemment présentées ne sont plus valides. Aussi, les formules suivantes sont utilisées [11] :

$$ref = Ks \cdot inc$$

Où

$$Ks = \frac{1 - \frac{\gamma-1}{2} Ak \left(\frac{1}{A_{cr}} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}{1 + \frac{\gamma-1}{2} Ak \left(\frac{1}{A_{cr}} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}$$

A_{cr} représente la vitesse du son au passage de la soupape. Ce paramètre se calcule avec la formule suivante [11] :

$$Ak^2 - \left\{ \frac{\gamma+1}{\gamma-1} - \frac{2}{\gamma-1} (A_{cr})^2 \right\} A_{cr}^{4/(\gamma-1)} = 0$$

Là encore, une méthode de Newton-Raphson permet de résoudre cette équation.

Un algorithme original a été développé par Benson pour résoudre le système (voir figure I-6). Plutôt que de réécrire entièrement les équations, c'est sous cette forme que le problème a été traité dans cette étude.

Ecoulement échappement

Où p_c représente la pression dans le cylindre. Les paramètres non explicités dans le schéma se calculent à l'aide des formules suivantes :

$$S = \left(\frac{2}{\gamma-1} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$\pi_{cr} = \frac{S}{2Ak} \left(2Ak + \frac{1}{C} \left[1 + \sqrt{1 + (\gamma^2 - 1) Ak^2} \right] \right)$$

Où π_{cr} représente la vitesse du son adimensionnée de blocage sonique au passage du col.

$$C = \frac{\sqrt{1 - \frac{2}{\gamma-1} B^2}}{\pi}$$

Où C représente la variation d'entropie au passage de la soupape.

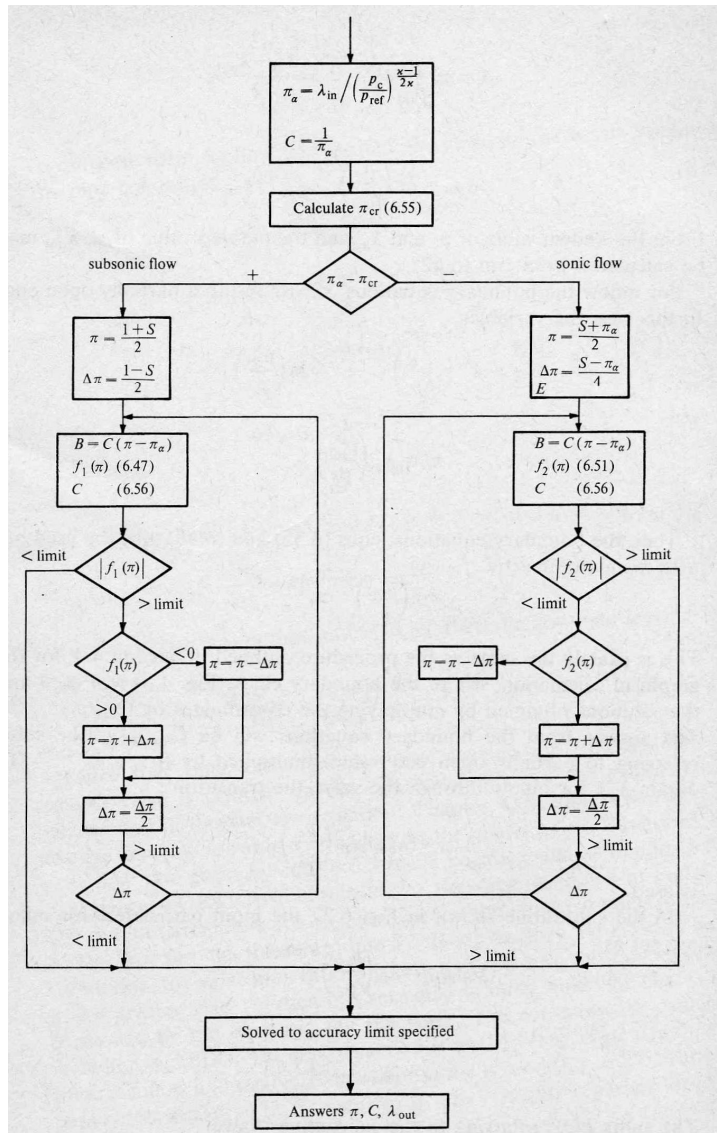
Une fois que ces paramètres sont connus, on calcule la caractéristique sortante :

$$ref = \pi \left(\frac{P_{cylindre}}{P_{ref}} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} - inc$$

Les deux équations au cœur de la résolution sont :

$$f_1(\pi) = \frac{Ak}{\pi} \left\{ \frac{2}{\gamma-1} \left(\frac{1}{\pi^2} - 1 \right) \right\}^{\frac{1}{2}} - \left(\frac{\frac{2}{\gamma-1} B}{1 - \frac{2}{\gamma-1} B^2} \right) = 0$$

Cette équation permet de calculer les caractéristiques de l'écoulement subsonique. Dans le cas d'un blocage sonique, l'équation I-49 est à utiliser :



Algorithme de résolution en écoulement échappement [11]

$$f_2(\pi) = \pi^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} - E \left(\frac{1 - \frac{2}{\gamma-1} B^2}{\frac{2}{\gamma-1} B} \right) = 0$$

Le paramètre E s'écrit :

$$E = Ak \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}}$$

Sens de l'écoulement

Pour discriminer le sens de l'écoulement, on se base sur le signe du paramètre π_α .

Si,

$$\pi_\alpha = \frac{inc}{\left(\frac{P_{cylindre}}{P_{ref}} \right)^{\frac{\gamma - 1}{2\gamma}}} > 1$$

L'écoulement s'écoule de la tubulure vers le cylindre. A contrario, si :

$$\pi_\alpha = \frac{inc}{\left(\frac{P_{cylindre}}{P_{ref}} \right)^{\frac{\gamma - 1}{2\gamma}}} < 1$$

L'écoulement partira du cylindre pour rentrer dans le tube

Annexe 6 : Description complète du modèle de Blair

Blair et son équipe ont beaucoup travaillé à rendre leur modèle facile à résoudre. Il en résulte un certain nombre de paramètres servant cet intérêt. Ces paramètres peuvent rendre le modèle difficile à comprendre. Ainsi, les rapports impliquant γ sont tous calculés et utilisés dans les équations :

$$G_3 = \frac{4-2\gamma}{\gamma-1} = 3$$

$$G_4 = \frac{3-\gamma}{\gamma-1} = 4$$

$$G_5 = \frac{2}{\gamma-1} = 5$$

$$G_6 = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} = 6$$

$$G_7 = \frac{2\gamma}{\gamma-1} = 7$$

$$G_{17} = \frac{\gamma-1}{2\gamma} = \frac{1}{7}$$

$$G_{35} = \frac{\gamma}{\gamma-1} = 3.5$$

$$G_{67} = \frac{\gamma+1}{2\gamma} = \frac{6}{7}$$

Dans la même logique, le rapport des amplitudes de pressions est noté X :

$$X = \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}$$

Ces conventions sont utilisées dans toutes les formulations du modèle.

Admission subsonique

Les inconnues de ce système d'équations sont :

- La caractéristique réfléchie (ref)
- La vitesse adimensionnée au passage de la soupape (U_{soupape})

Par hypothèse, la pression au passage de la soupape est égale à la pression extérieure. Donc :

$$X_{\text{soupape}} = X_{\text{ext}}$$

Le premier principe de la thermodynamique se réécrit :

$$G_5 \left[\frac{inc + ref}{2} \right]^2 + \left[\frac{inc - ref}{\gamma - 1} \right]^2 - G_5 A_A^2 X_{soupape}^2 - U_{soupape}^2 = 0$$

L'équation de continuité devient :

$$\left[\frac{inc + ref}{2 \cdot A_{A_p}} \right]^{G_5} \left[\frac{inc - ref}{\gamma - 1} \right] - X_{soupape}^{G_5} A k U_{soupape}^2 = 0$$

Admission sonique

Les inconnues de ce système d'équations sont :

- La caractéristique réfléchie (ref)
- Le rapport d'amplitude de pression dans la soupape ($X_{soupape}$)

Le premier principe de la thermodynamique se réécrit :

$$G_5 \left[\frac{inc + ref}{2} \right]^2 + \left[\frac{inc - ref}{\gamma - 1} \right]^2 - G_6 A_A^2 X_{soupape}^2 = 0$$

L'équation de continuité devient :

$$\left[\frac{inc + ref}{2 A_A} \right]^2 \left[\frac{inc - ref}{\gamma - 1} \right] - A_A X_{soupape}^{G_6} A k = 0$$

Echappement subsonique

Pour cet écoulement, les inconnues sont :

- Le niveau d'entropie à l'entrée de la tubulure (A_A)
- La caractéristique incidente (inc)
- La caractéristique réfléchie (ref)
- La vitesse adimensionnée au passage de la soupape ($U_{soupape}$)
- Le rapport d'amplitude de pression dans la soupape ($X_{soupape}$)

Le premier principe de la thermodynamique entre le cylindre et la tubulure devient :

$$G_5 A_{A_{ext}}^2 X_{ext}^2 - G_5 \left[\frac{inc + ref}{2} \right]^2 - \left[\frac{inc - ref}{\gamma - 1} \right]^2 = 0$$

Vient ensuite le premier principe posé entre le cylindre et la soupape :

$$G_5 A_{A_{ext}}^2 X_{ext}^2 - G_5 A_{A_{ext}}^2 X_{soupape}^2 - U_{soupape}^2 = 0$$

Puis l'équation de conservation de la masse entre la soupape et la tubulure est posée :

$$A_A^2 X_{soupape}^{G_5} A_k \cdot U_{soupape} - A_{A_{ext}}^2 \left[\frac{inc + ref}{2A_A} \right]^{G_5} \left[\frac{ref - inc}{\gamma - 1} \right] = 0$$

L'équation de conservation de la quantité de mouvement entre la soupape et la tubulure se réécrit :

$$A_A^2 \left[X_t^{G_7} - \left[\frac{inc + ref}{2A_A} \right]^{G_7} \right] + \gamma \left[\frac{inc + ref}{2A_A} \right]^{G_5} \left[\frac{inc - ref}{\gamma - 1} \right] = 0$$

Et enfin, un modèle de correction d'entropie est utilisé :

$$inc - inc_{orig} - \frac{\lambda_H + \beta_H}{2A_{A_H}} [A_A - A_{A_{orig}}] = 0$$

Où inc_{orig} et $A_{A_{orig}}$ sont les valeurs initiales calculées par le modèle HLL. Les paramètres λ_H , β_H , et A_{A_H} sont les valeurs de λ , β et A_A aux point où calculée la caractéristique incidente. Ce point prendra la position du point W ou P (voir figure I-10) selon l'extrémité calculée.

Echappement sonique

Avec un écoulement sonique les inconnues deviennent :

- Le niveau d'entropie à l'entrée de la tubulure (A_A)
- La caractéristique incidente (inc)
- La caractéristique réfléchie (ref)

Le premier principe de la thermodynamique entre le cylindre et la tubulure reste inchangé :

$$G_5 A_{A_{ext}}^2 X_{ext}^2 - G_5 \left[\frac{inc + ref}{2} \right]^2 - \left[\frac{inc - ref}{\gamma - 1} \right]^2 = 0$$

En revanche, l'équation de conservation de la masse devient :

$$A_A^2 A_{A_{ext}} X_{soupape}^{G_6} A_k - A_{A_{ext}}^2 \left[\frac{inc + ref}{2A_A} \right]^{G_5} \left[\frac{ref - inc}{\gamma - 1} \right] = 0$$

Enfin, le correcteur d'entropie est lui aussi inchangé :

$$inc - inc_{orig} - \frac{\lambda_H + \beta_H}{2A_{A_H}} [A_A - A_{A_{orig}}] = 0$$

Discrimination du sens de l'écoulement

Kirkpatrick [48] démontre que le sens de l'écoulement est dépendant du rapport $\frac{inc}{X_{ext} A_A}$.

Ainsi, si $\frac{inc}{X_{ext} A_A} \geq 1$, l'écoulement sera de la tubulure vers le cylindre. Inversement, si $\frac{inc}{X_{ext} A_A} < 1$, l'écoulement se fera dans le sens d'un échappement.

Annexe 7 : Méthode de Newton Raphson

Cette méthode est très utilisée pour la résolution de système d'équations. Elle consiste à résoudre un système par calculs des dérivées partielles.

Prenons tout d'abord un système de n équations à n inconnues :

$$\begin{aligned} f_1(x_1, x_2, \dots, x_n) &= 0 \\ f_2(x_1, x_2, \dots, x_n) &= 0 \\ &\dots \\ f_n(x_1, x_2, \dots, x_n) &= 0 \end{aligned}$$

Dans un premier temps, une solution $(x_{10}, x_{20}, \dots, x_{n0})$ est supposée. La méthode de Newton-Raphson postule que $(x_{11}, x_{21}, \dots, x_{n1})$ sera une meilleure approximation du résultat avec :

$$\begin{aligned} x_{11} &= x_{10} - \Delta x_{10} \\ x_{21} &= x_{20} - \Delta x_{20} \\ &\dots \\ x_{n1} &= x_{n0} - \Delta x_{n0} \end{aligned}$$

Et,

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_{10}}{\partial x_1} \Delta x_{10} + \frac{\partial f_{10}}{\partial x_2} \Delta x_{20} + \dots + \frac{\partial f_{10}}{\partial x_n} \Delta x_{n0} &= f_{10} \\ \frac{\partial f_{20}}{\partial x_1} \Delta x_{10} + \frac{\partial f_{20}}{\partial x_2} \Delta x_{20} + \dots + \frac{\partial f_{20}}{\partial x_n} \Delta x_{n0} &= f_{20} \\ &\dots \\ \frac{\partial f_{n0}}{\partial x_1} \Delta x_{10} + \frac{\partial f_{n0}}{\partial x_2} \Delta x_{20} + \dots + \frac{\partial f_{n0}}{\partial x_n} \Delta x_{n0} &= f_{n0} \end{aligned}$$

Où f_{10} représente $f_1(x_{10}, x_{20}, \dots, x_{n0})$ et $\frac{\partial f_{10}}{\partial x_1}$ est la dérivée partielle de f_{10} au regard de x_1 et ainsi de suite....

Pour le bon fonctionnement de cette méthode, un choix judicieux de valeurs initiales doit être opéré. La procédure est répétée jusqu'à convergence du système vers une solution.

La mise en œuvre de la méthode est aisée en passant par un système matriciel. Ainsi :

$$Jx = y$$

Avec,

$$J = \begin{bmatrix} \frac{\partial f_{1i}}{\partial x_1} & \frac{\partial f_{1i}}{\partial x_2} & \dots & \frac{\partial f_{1i}}{\partial x_n} \\ \frac{\partial f_{2i}}{\partial x_1} & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \frac{\partial f_{ni}}{\partial x_1} & \dots & \dots & \frac{\partial f_{ni}}{\partial x_n} \end{bmatrix}$$

La matrice J est une matrice jacobienne. Le vecteur x est défini par :

$$x = \begin{bmatrix} \Delta x_{1i} \\ \Delta x_{2i} \\ \dots \\ \Delta x_{ni} \end{bmatrix}$$

Le vecteur y est :

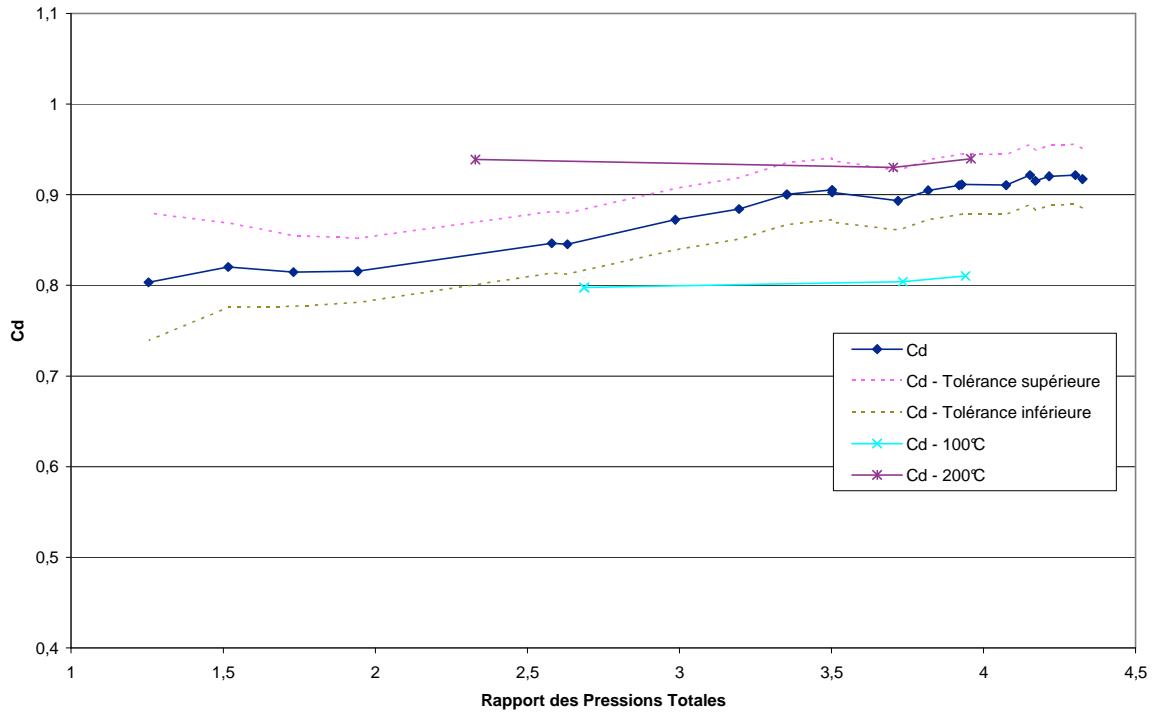
$$y = \begin{bmatrix} f_{1i} \\ f_{2i} \\ \dots \\ f_{ni} \end{bmatrix}$$

Dans la pratique, y et J sont connus et la solution est le vecteur x. La matrice inverse de J doit alors être calculée. Pour cela, une méthode utilisant un pivot de Gauss est utilisée. L'équation devient :

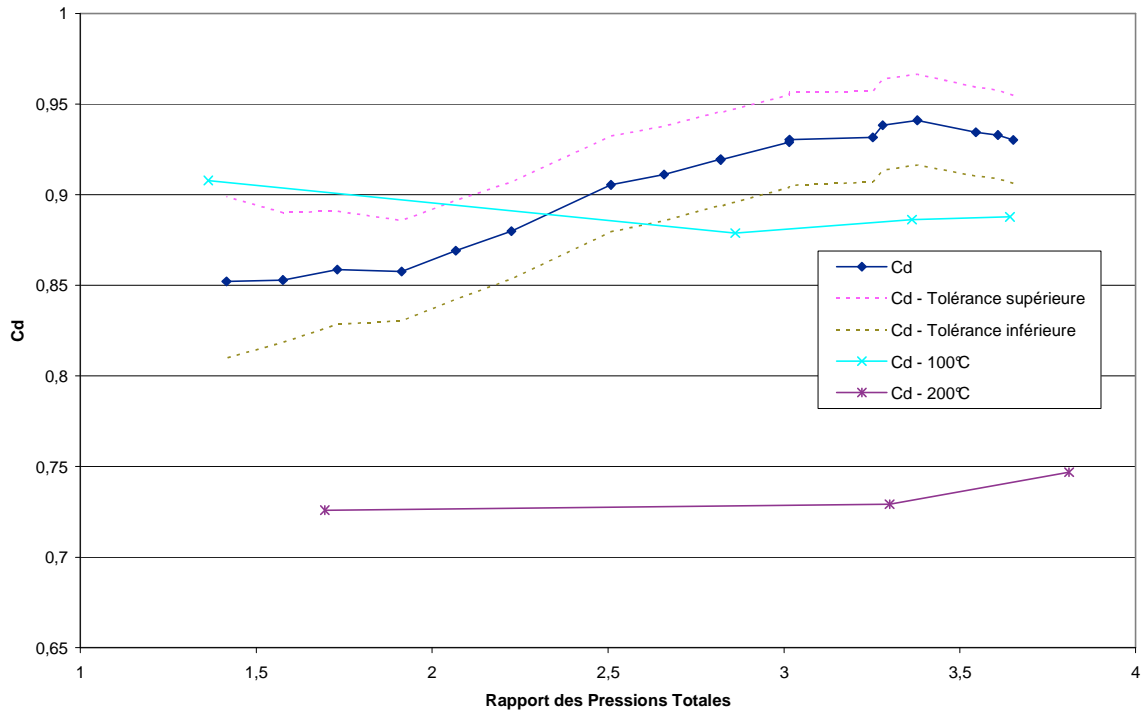
$$x = J^{-1}y$$

Cette méthode de résolution donne de très bons résultats. Cependant, les temps de calculs peuvent être importants.

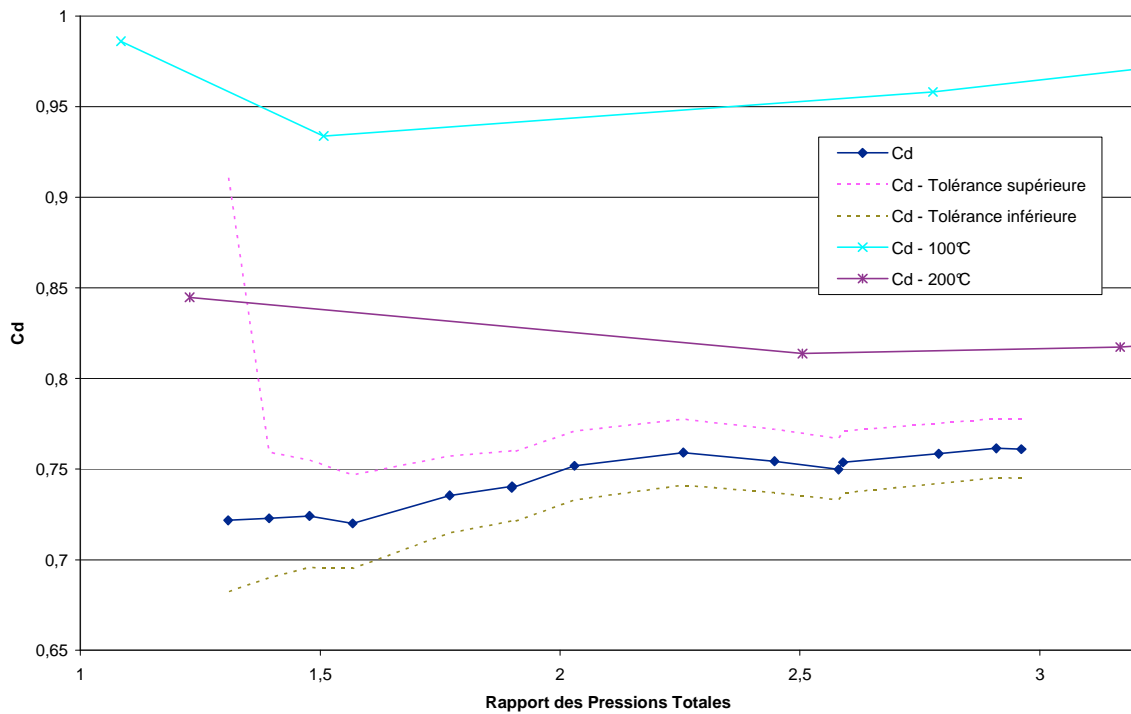
Annexe 8 : Résultats de calcul de coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission à 100 et 200°C



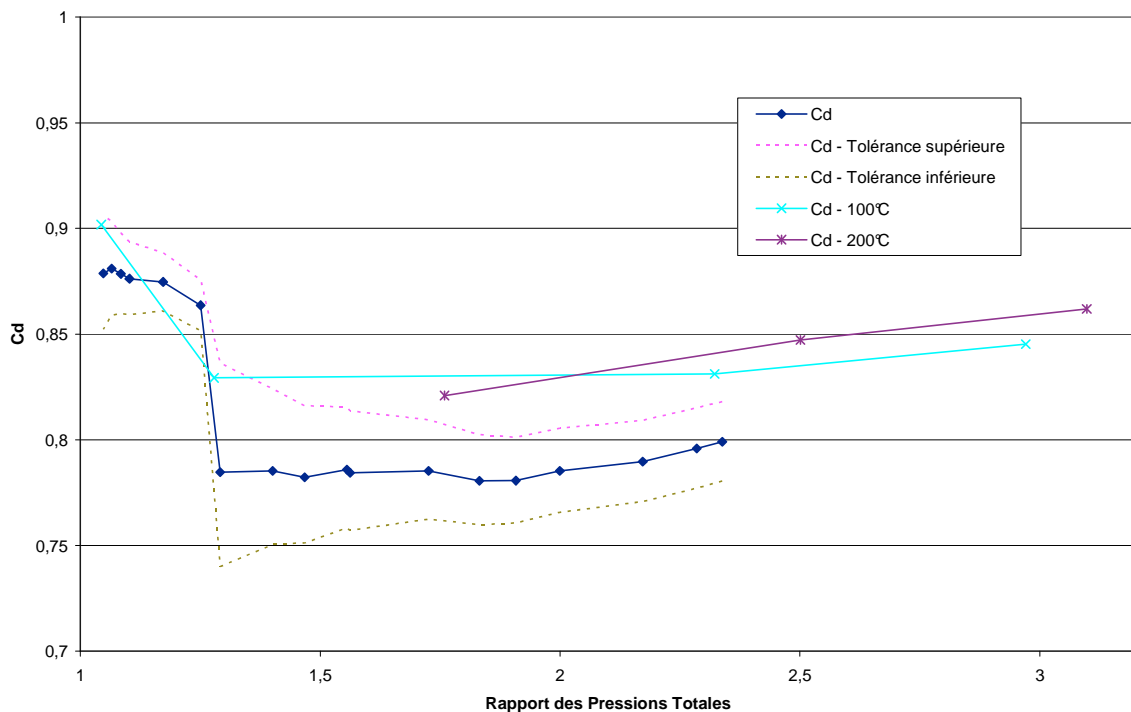
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 0,5 mm à 100 et à 200°C



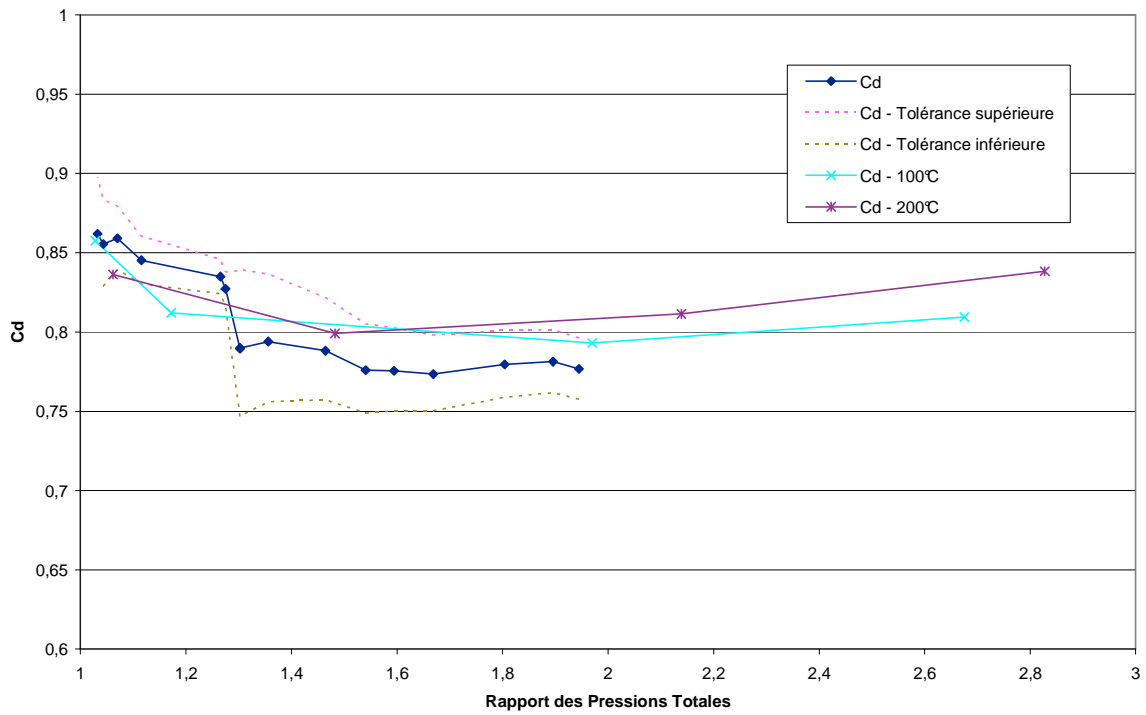
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 1 mm à 100 et à 200°C



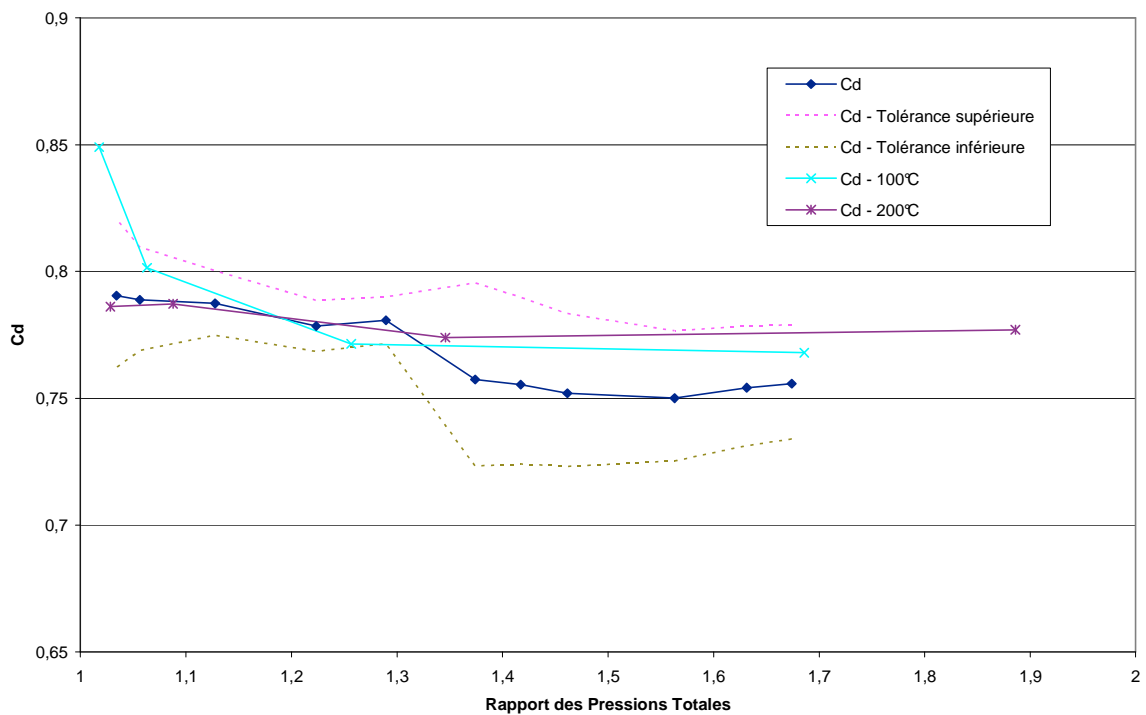
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 1,5 mm à 100 et à 200°C



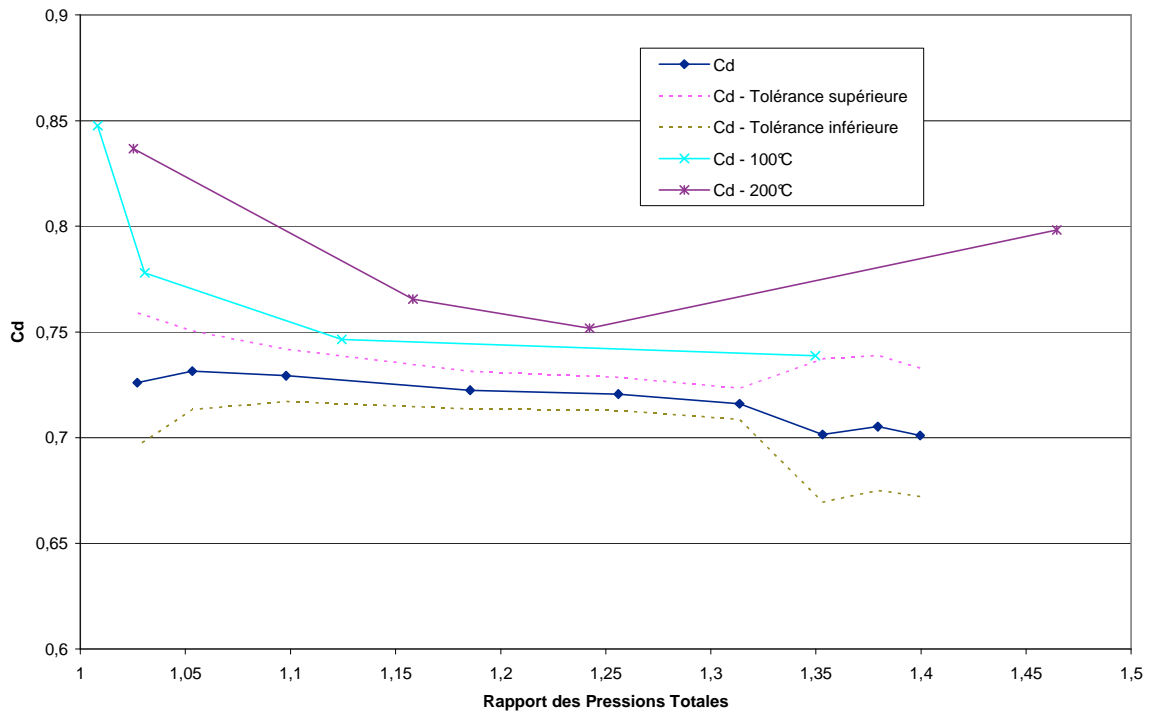
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 2 mm à 100 et à 200°C



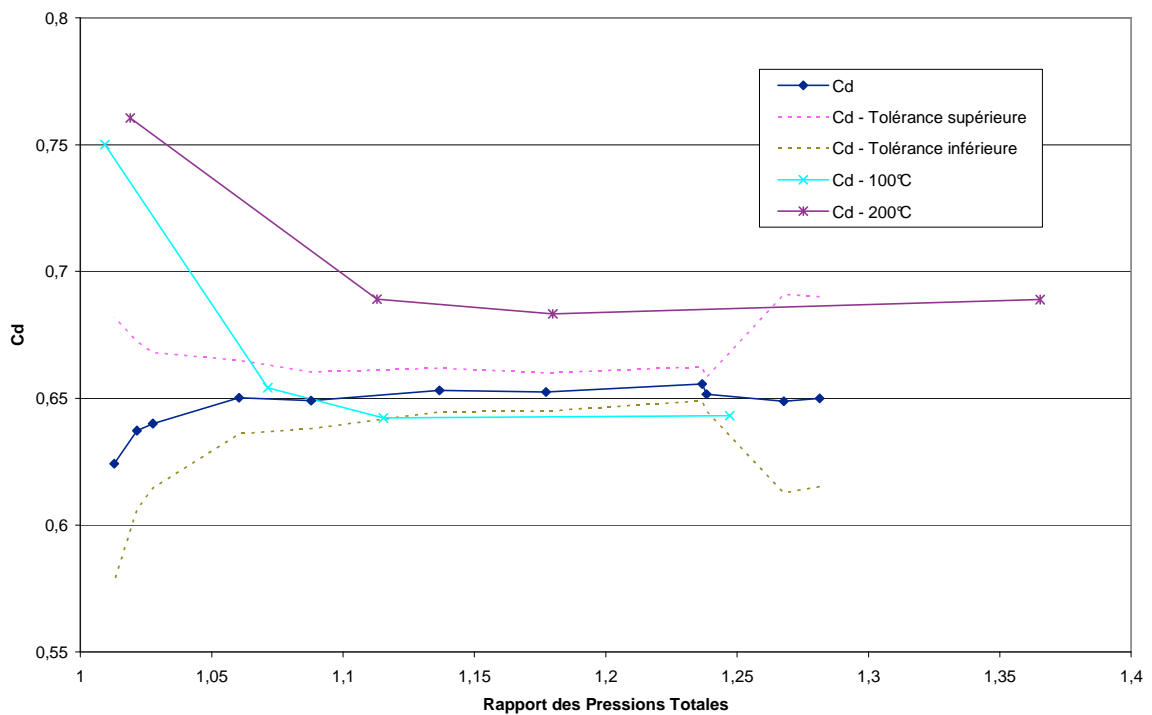
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 2,5 mm à 100 et à 200°C



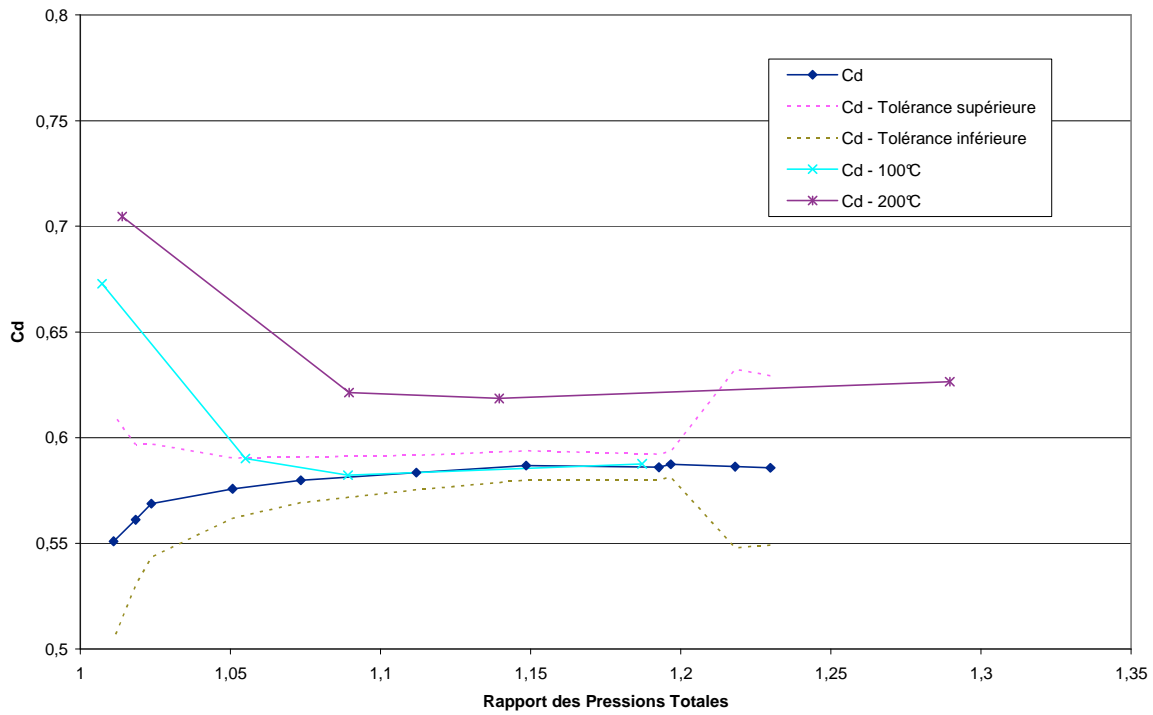
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 3 mm à 100 et à 200°C



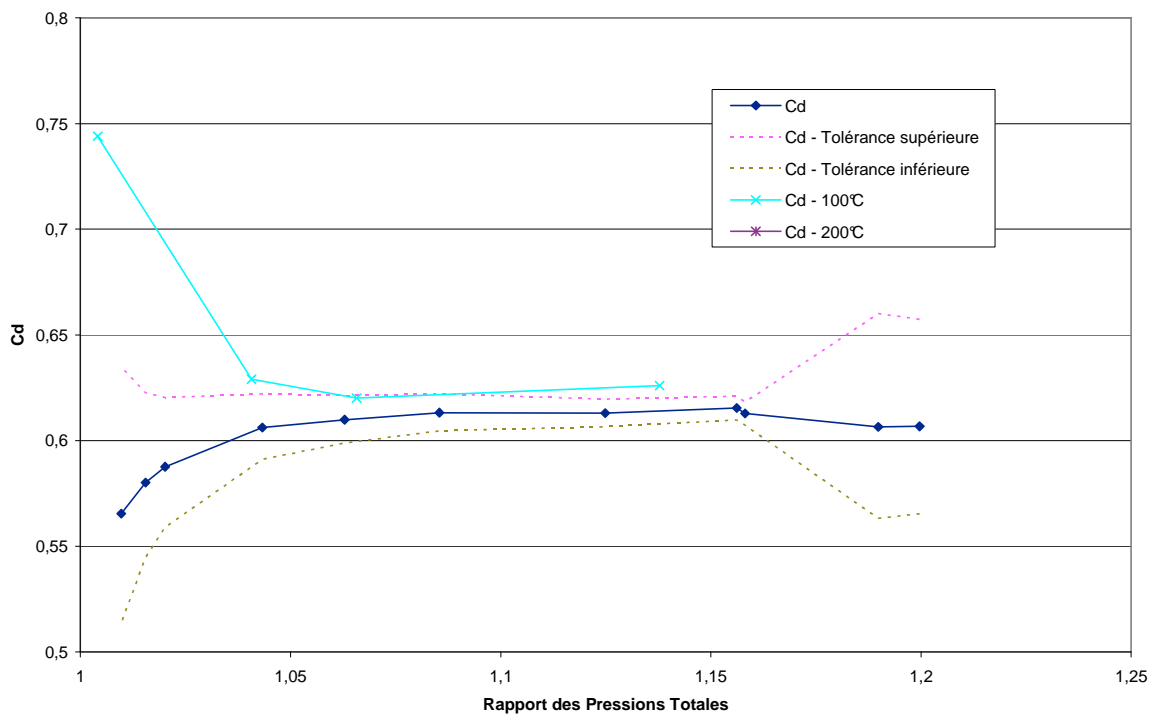
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 4 mm à 100 et à 200°C



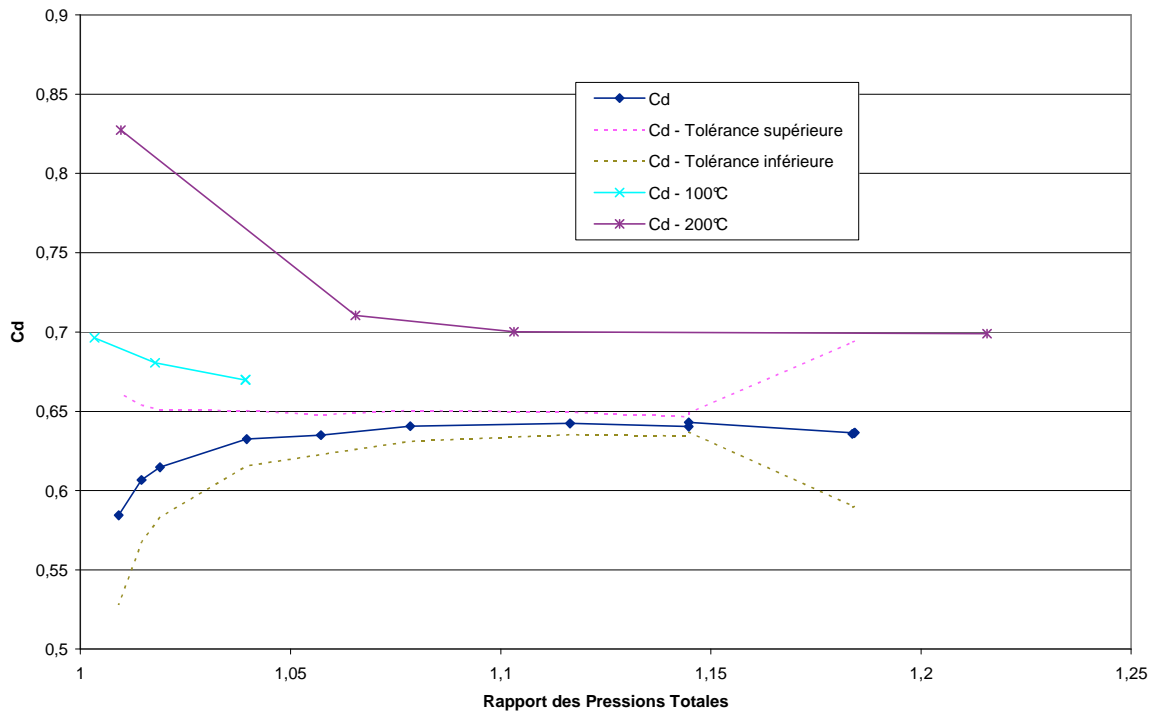
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 5 mm à 100 et à 200°C



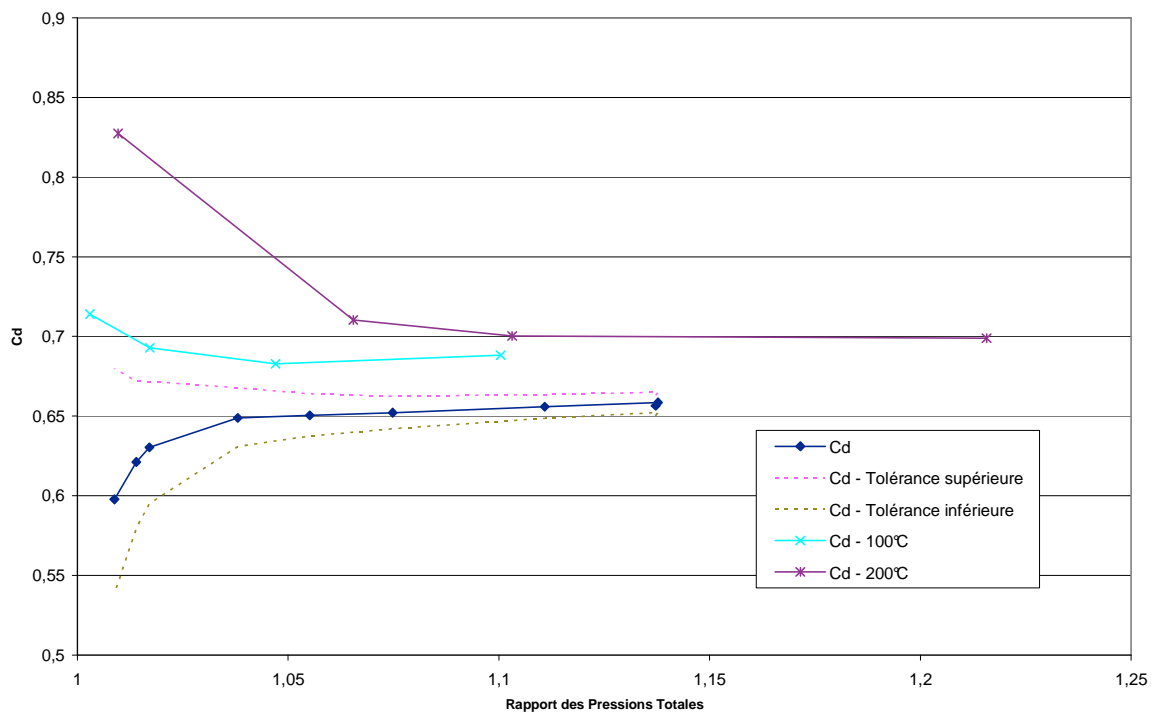
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 6 mm à 100 et à 200°C



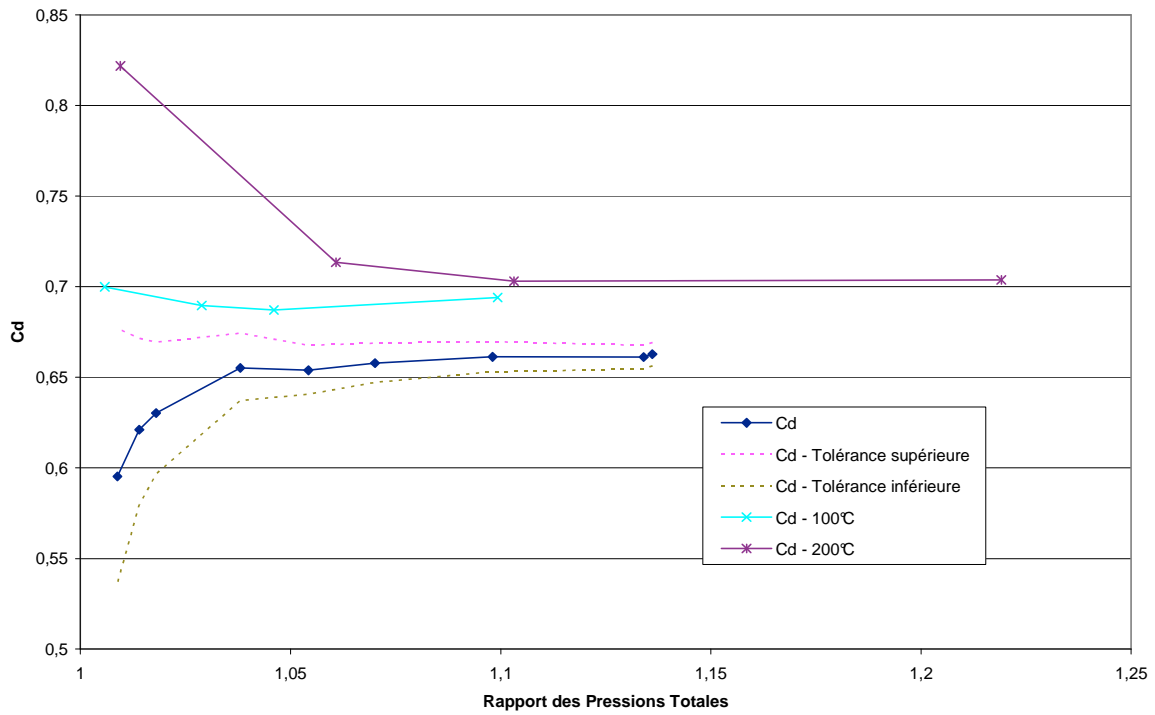
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 7 mm à 100 et à 200°C



Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 8 mm à 100 et à 200°C

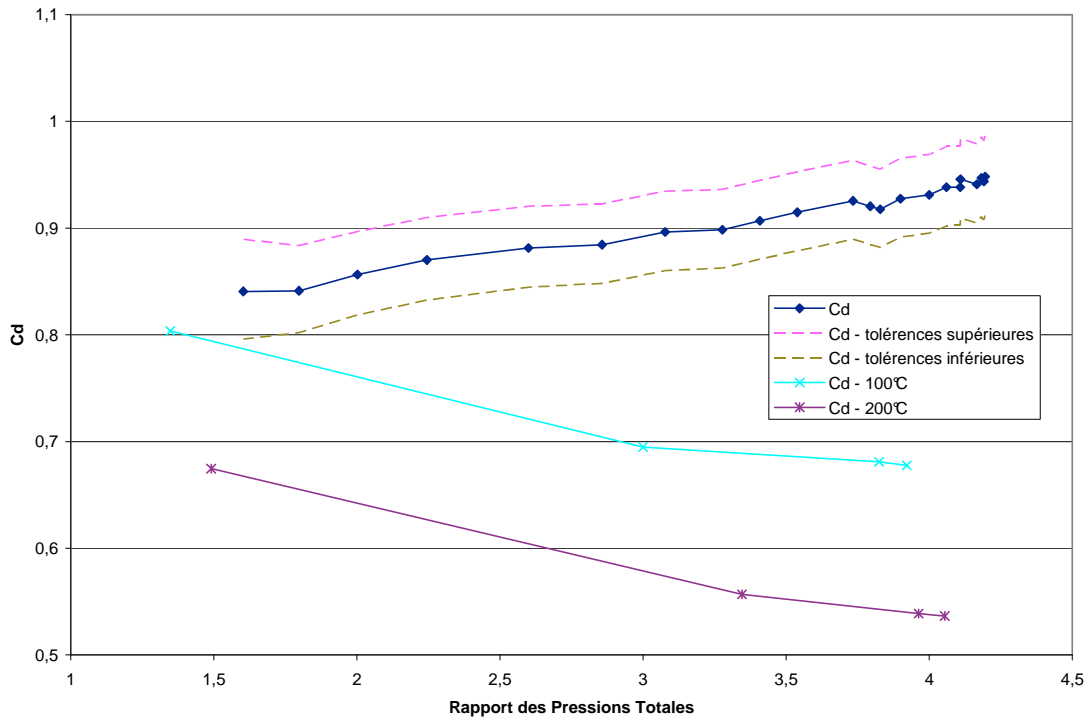


Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 9 mm à 100 et à 200°C

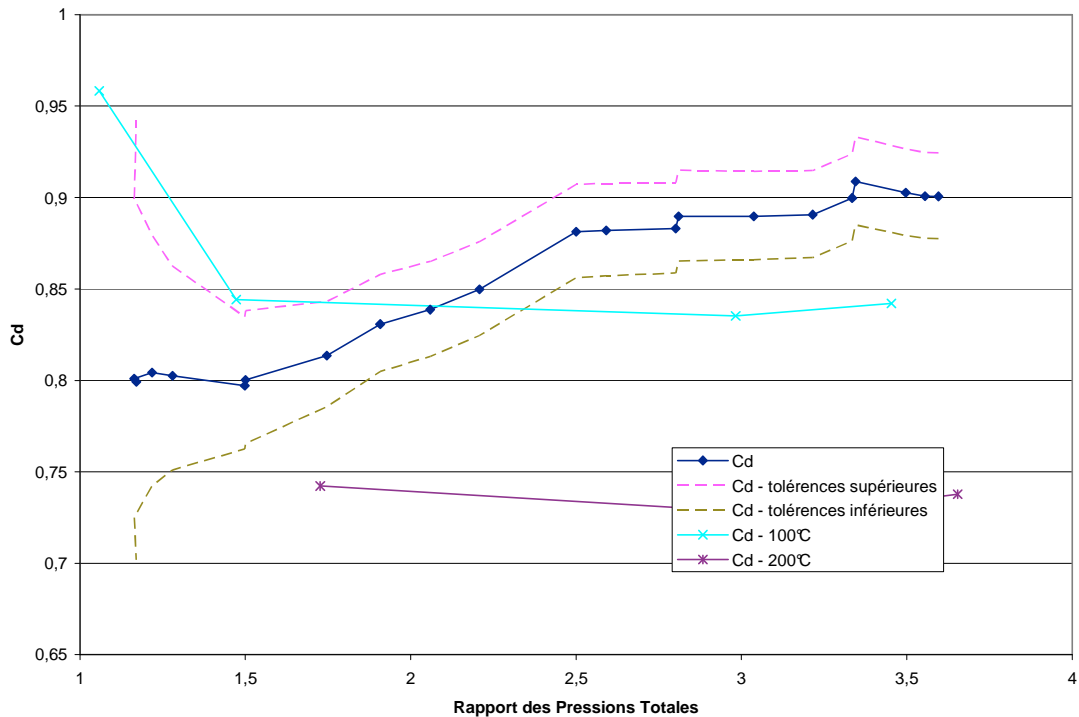


Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens admission pour une levée de 10 mm à 100 et à 200°C

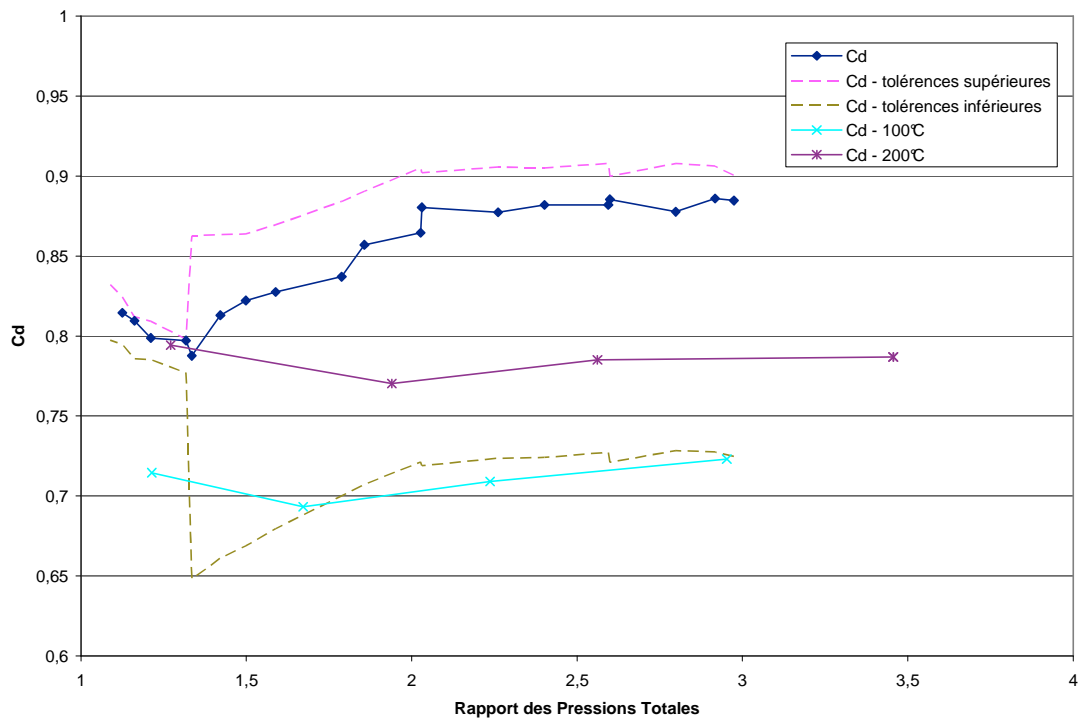
Annexe 9 : Résultats de calcul de coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement à 100 et 200°C



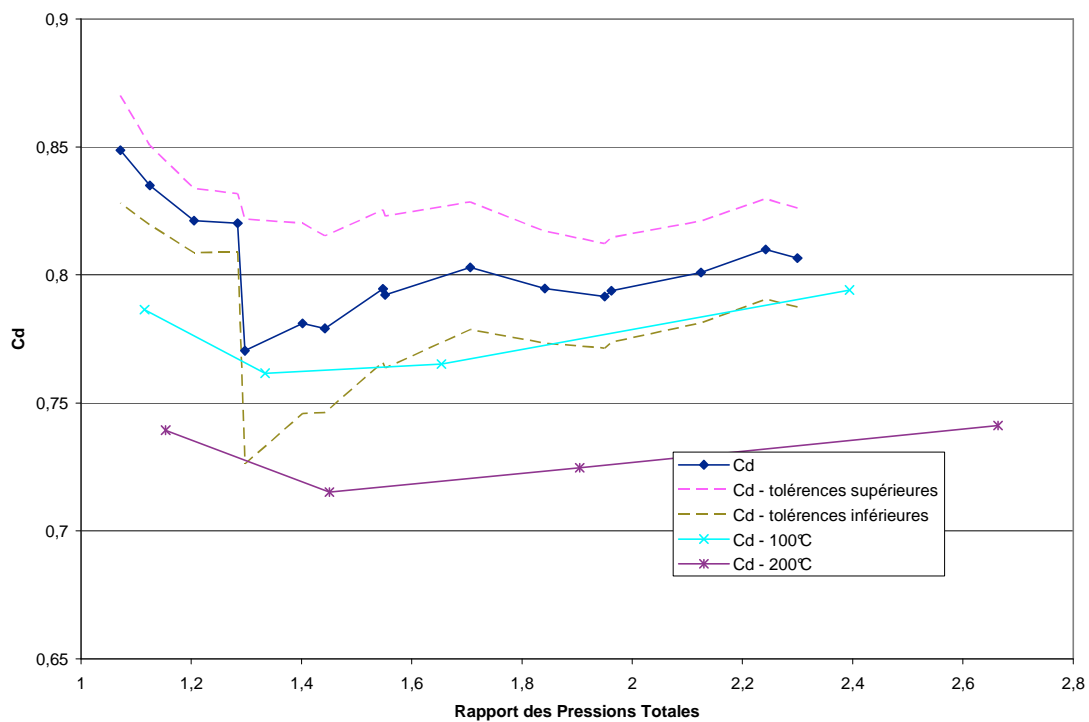
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement pour une levée de 0,5 mm à 100 et à 200°C



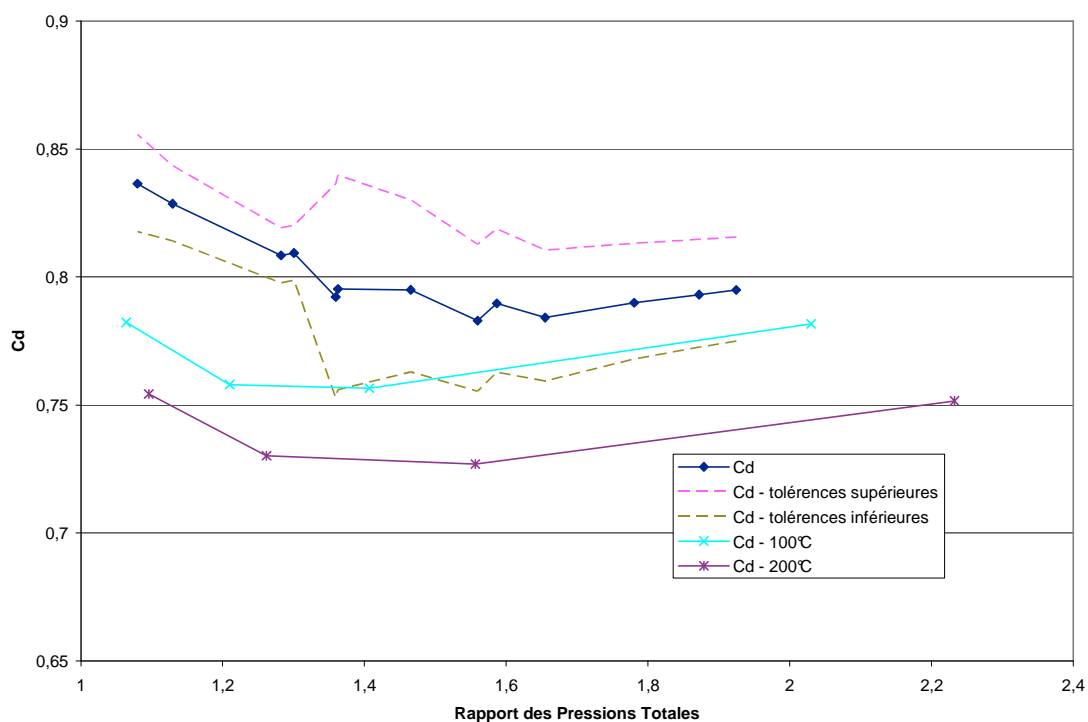
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement pour une levée de 1 mm à 100 et à 200°C



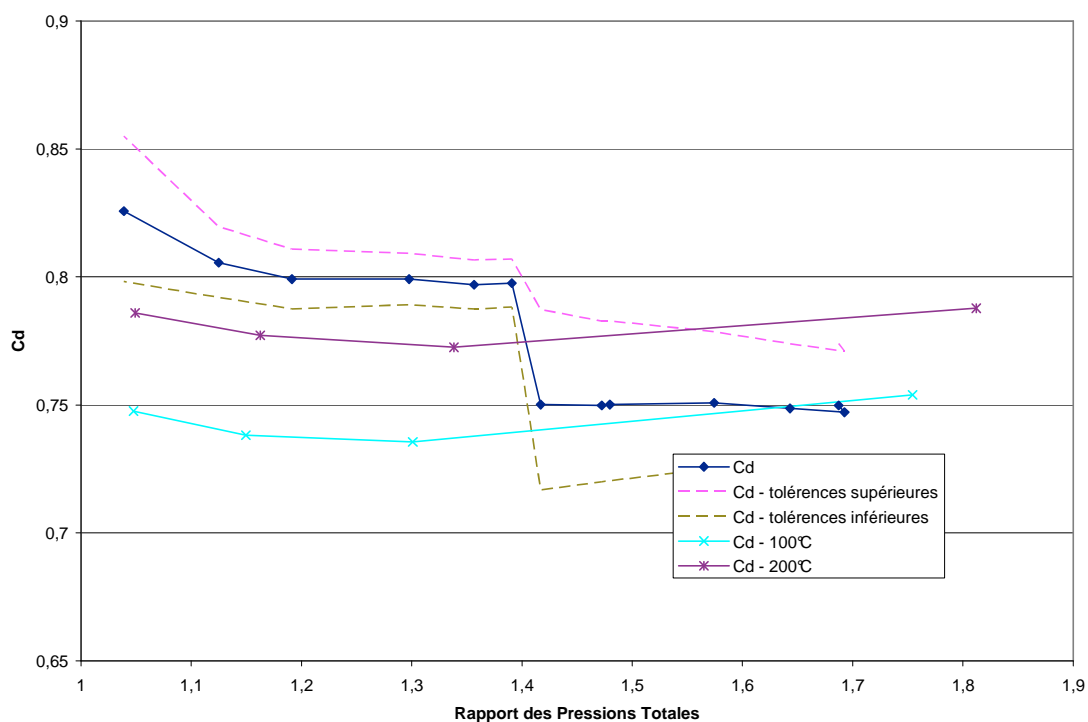
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement pour une levée de 1,5 mm à 100 et à 200°C



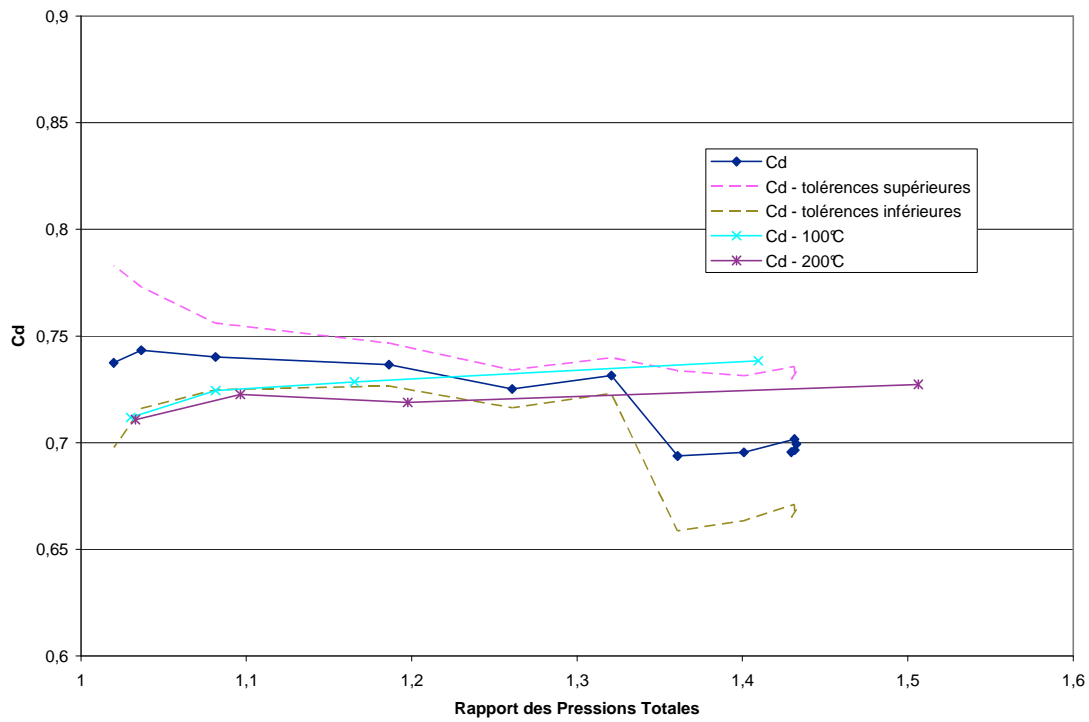
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement pour une levée de 2 mm à 100 et à 200°C



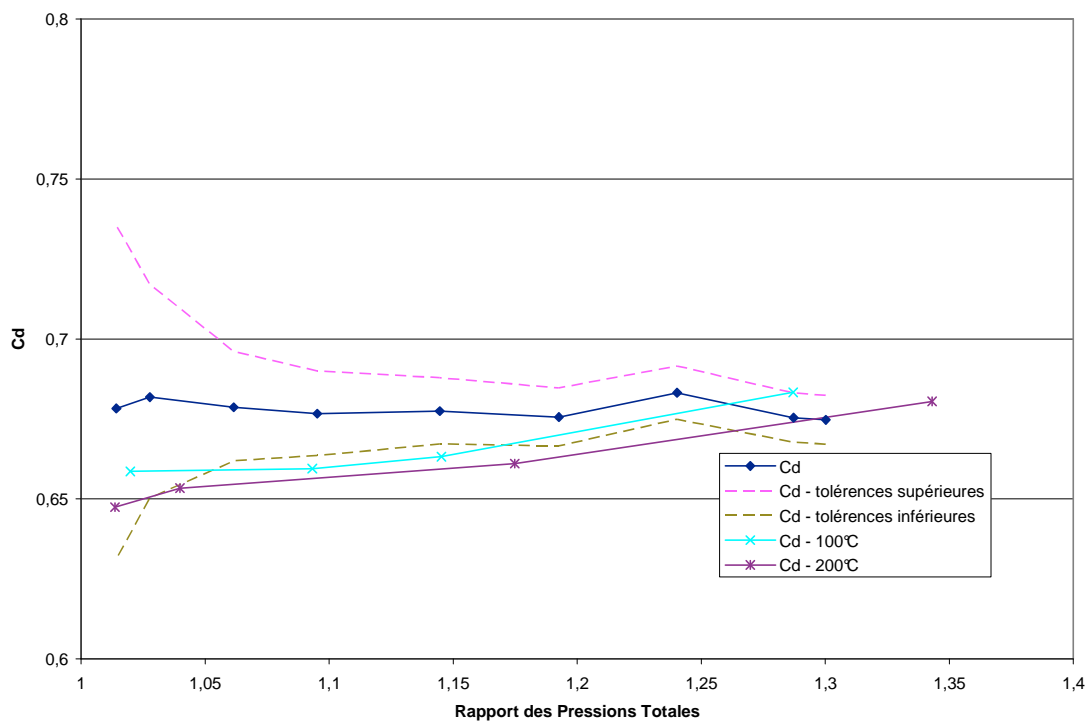
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement pour une levée de 2,5 mm à 100 et à 200°C



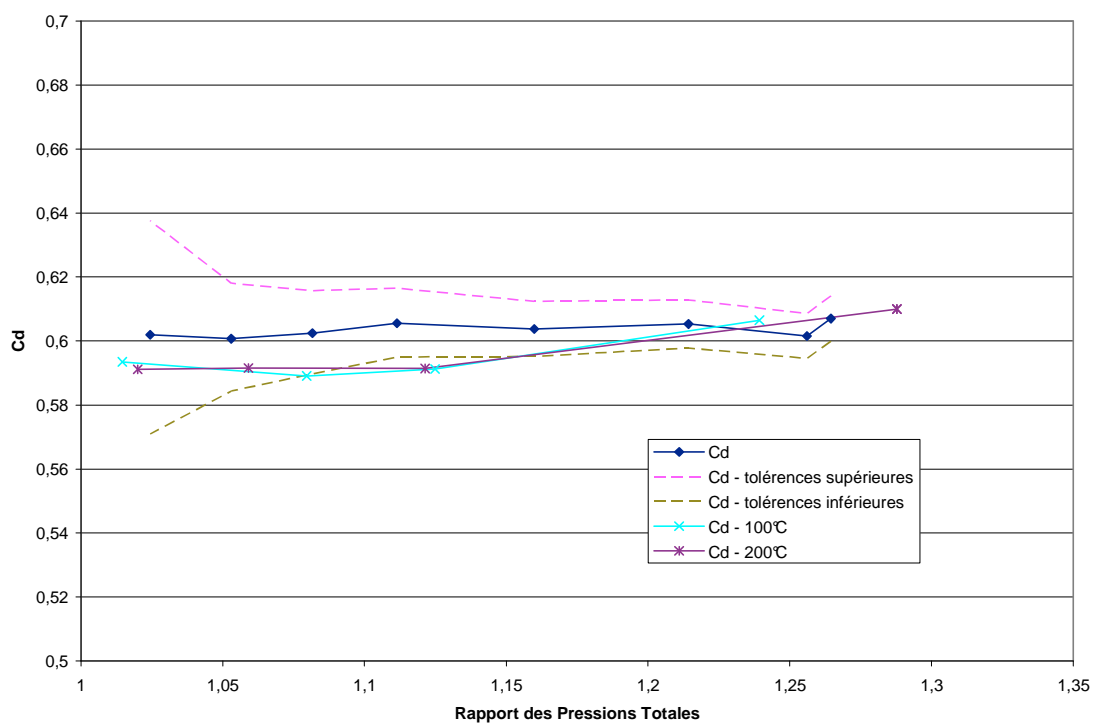
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement pour une levée de 3 mm à 100 et à 200°C



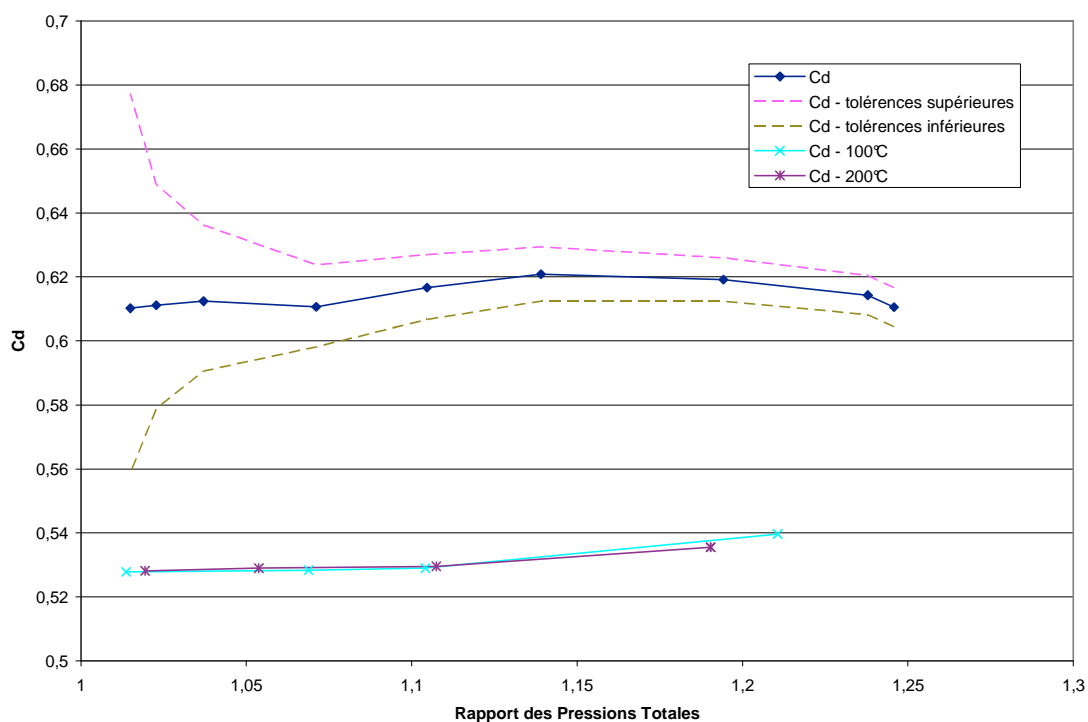
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement pour une levée de 4 mm à 100 et à 200°C



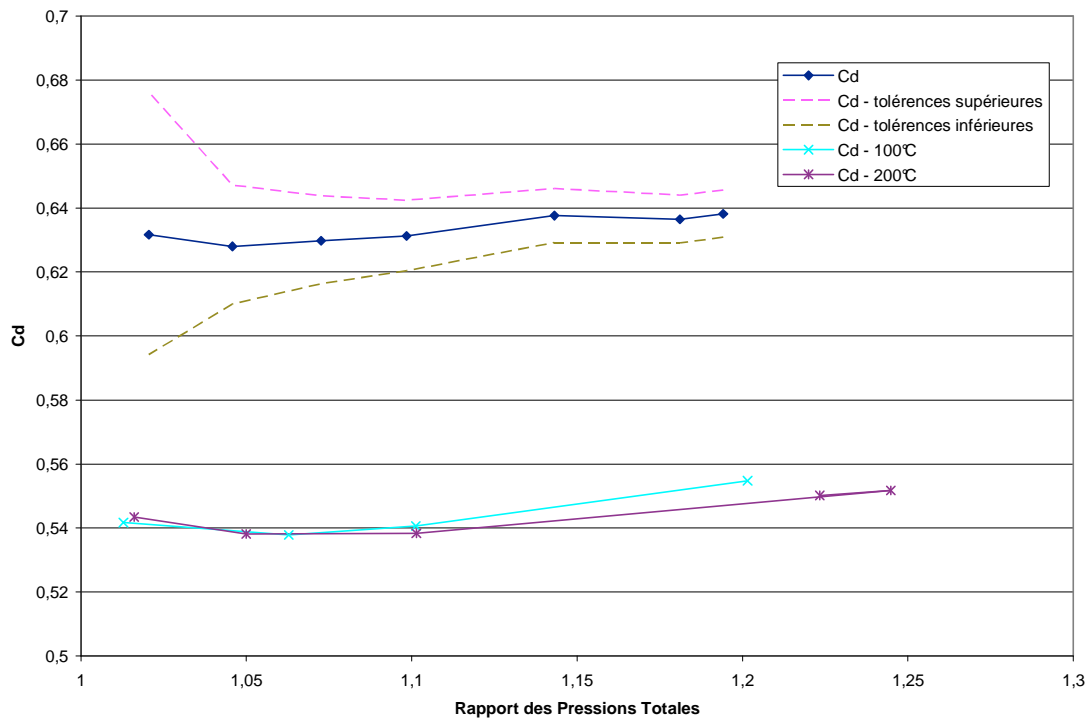
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement pour une levée de 5 mm à 100 et à 200°C



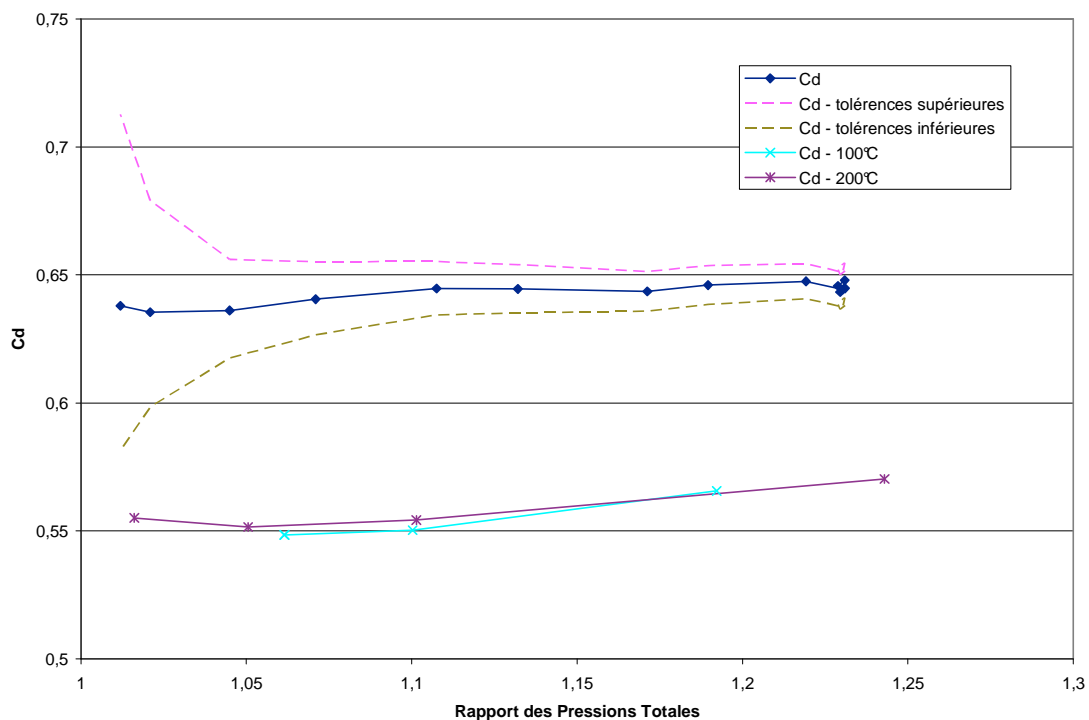
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement pour une levée de 6 mm à 100 et à 200°C



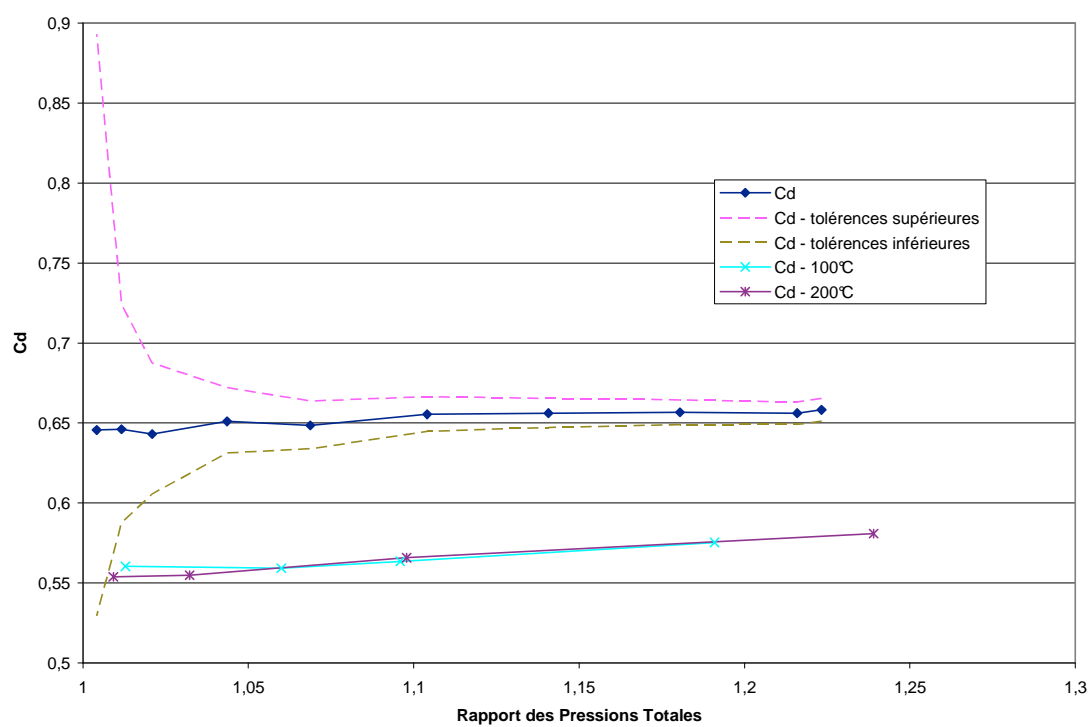
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement pour une levée de 7 mm à 100 et à 200°C



Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement pour une levée de 8 mm à 100 et à 200°C

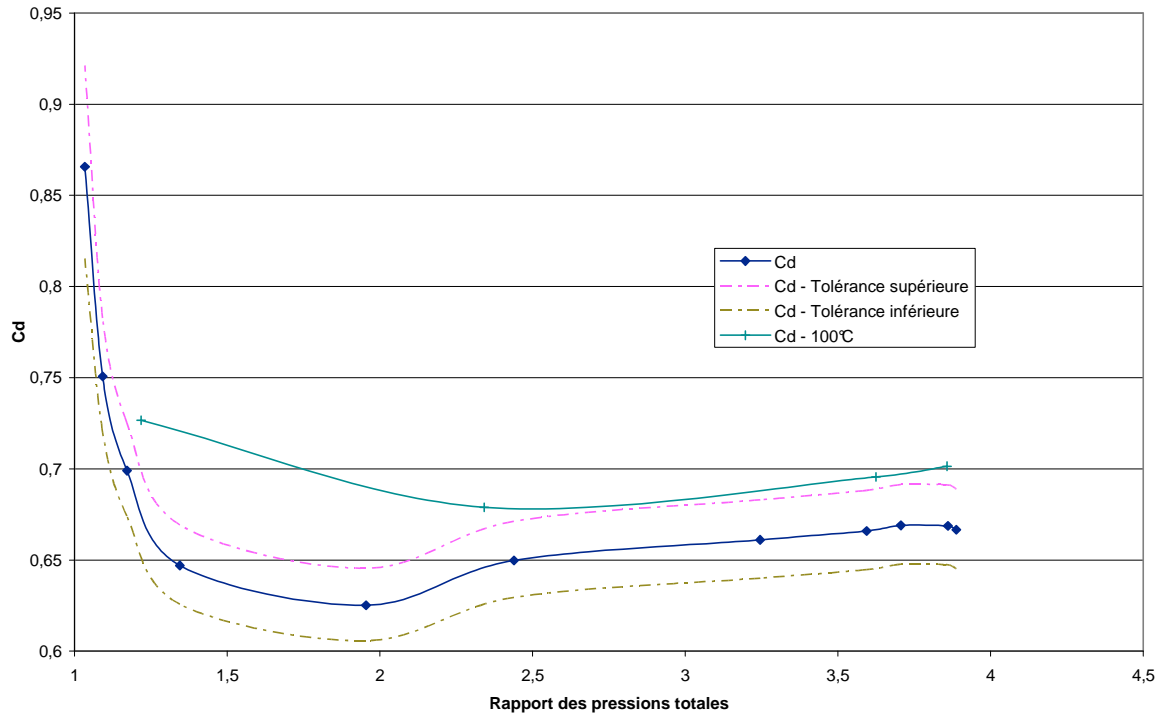


Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement pour une levée de 9 mm à 100 et à 200°C

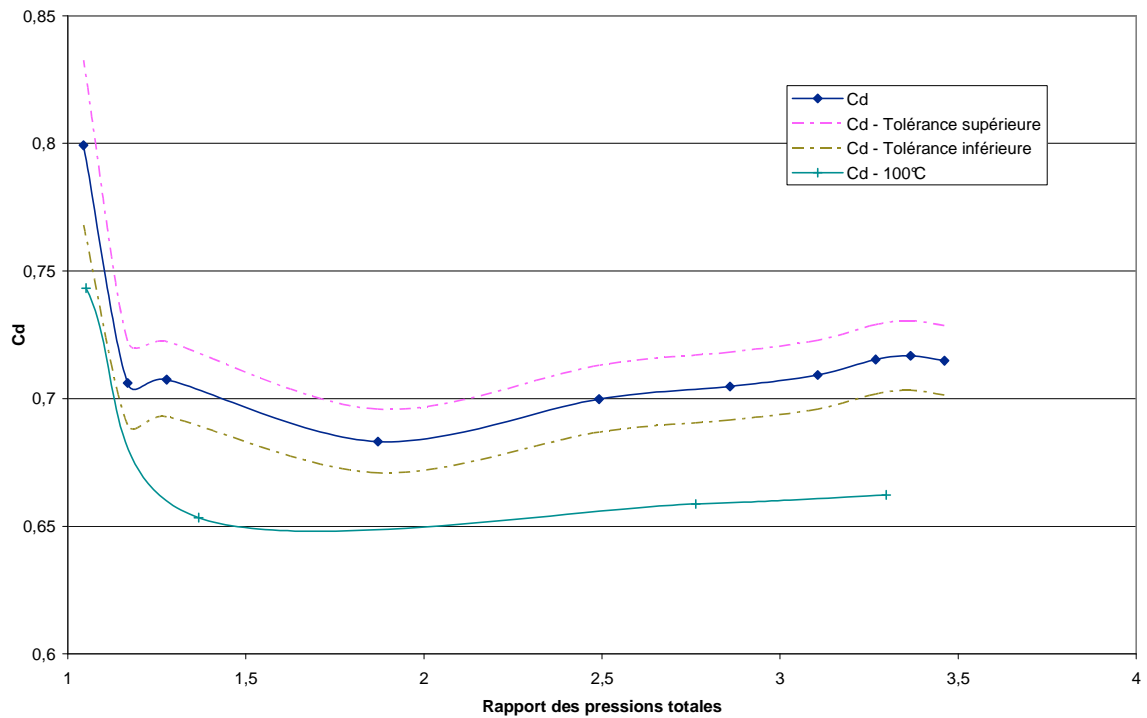


Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'échappement en sens échappement pour une levée de 10 mm à 100 et à 200°C

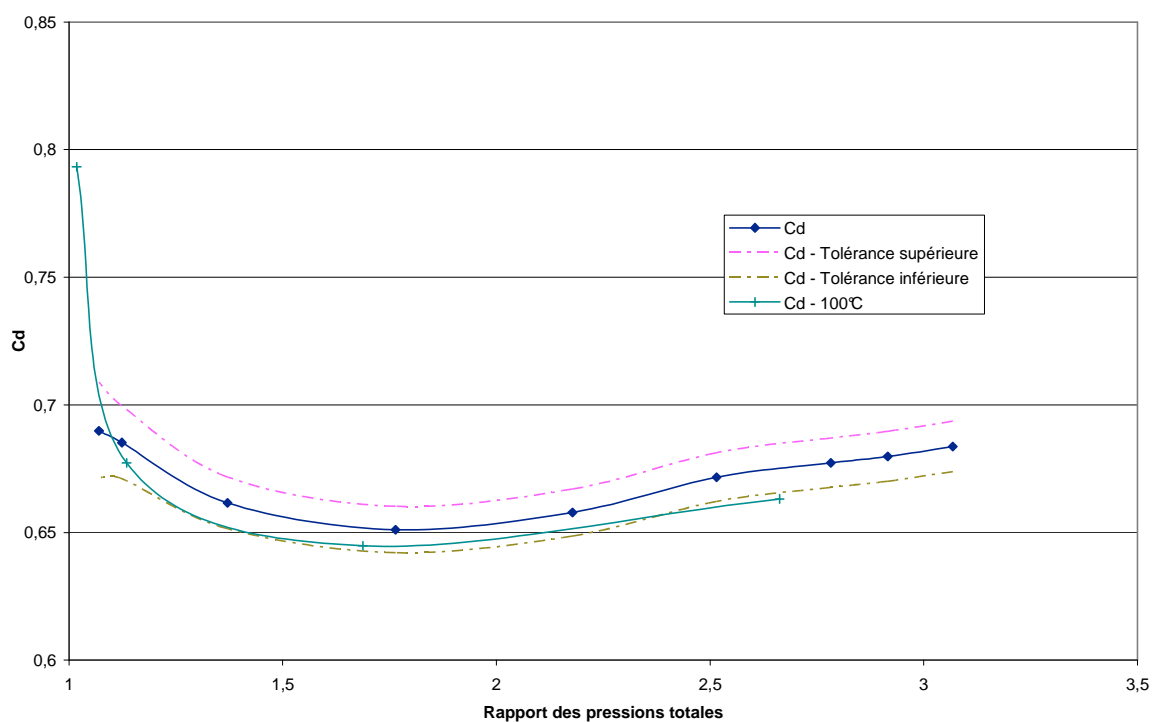
Annexe 10 : Résultats de calcul de coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission à 100°C



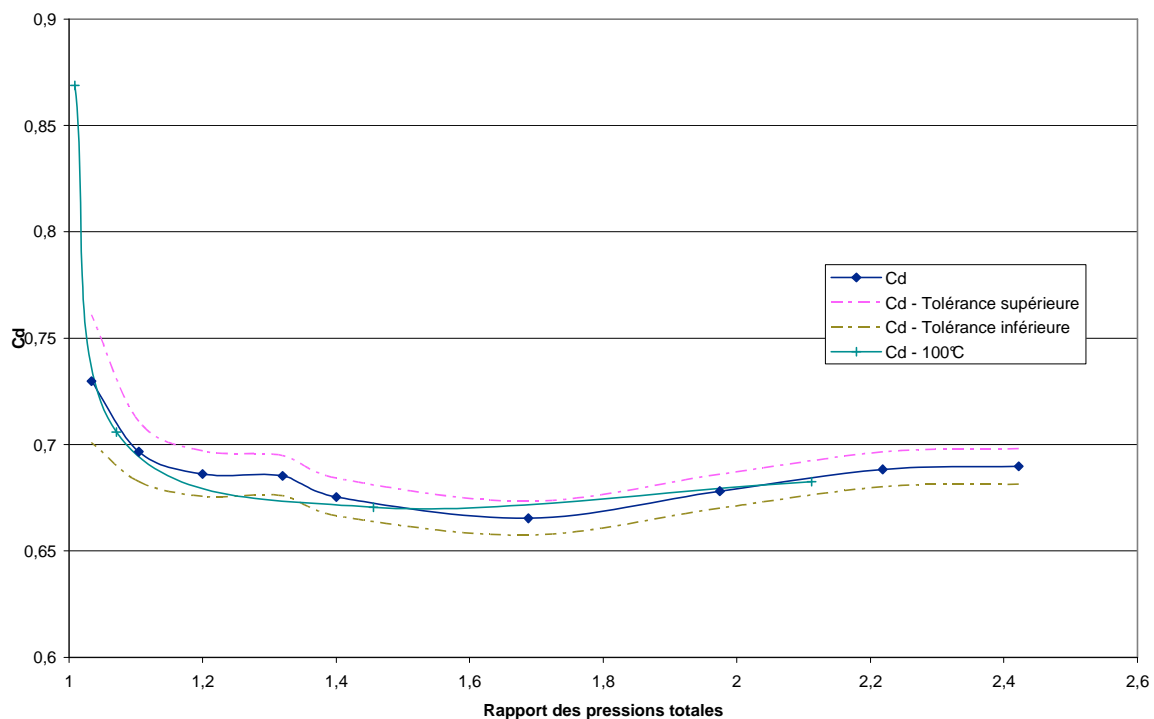
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission pour une levée de 0,5 mm à 100°C



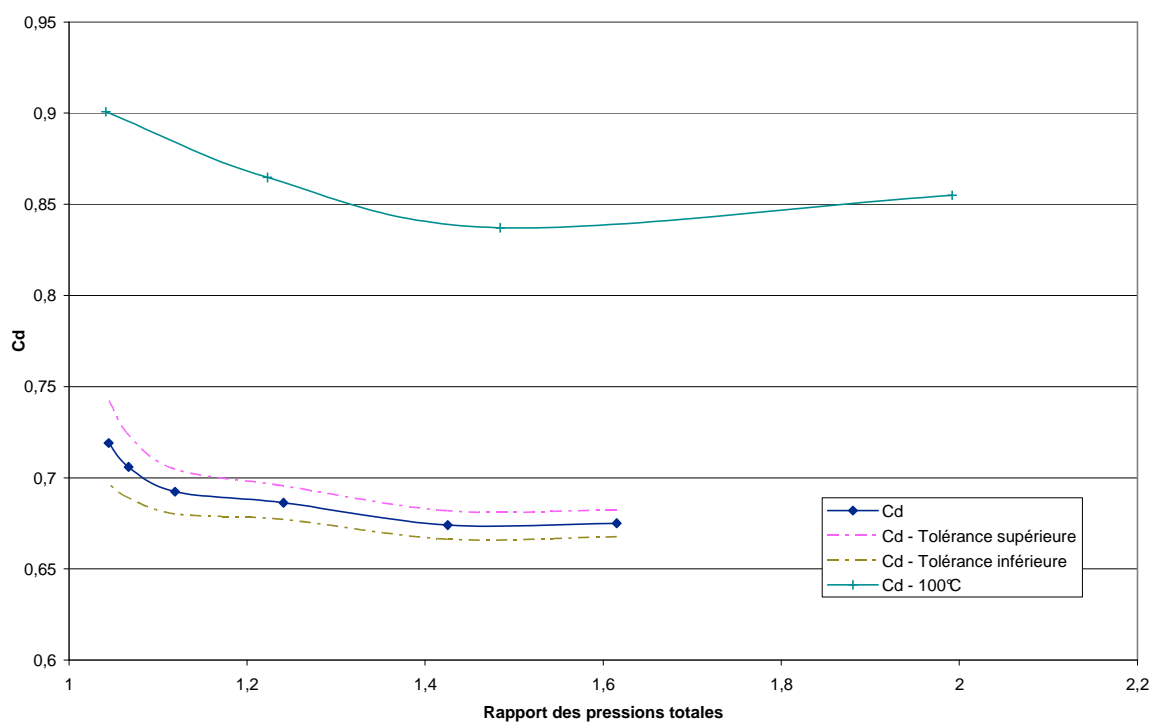
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission pour une levée de 1 mm à 100°C



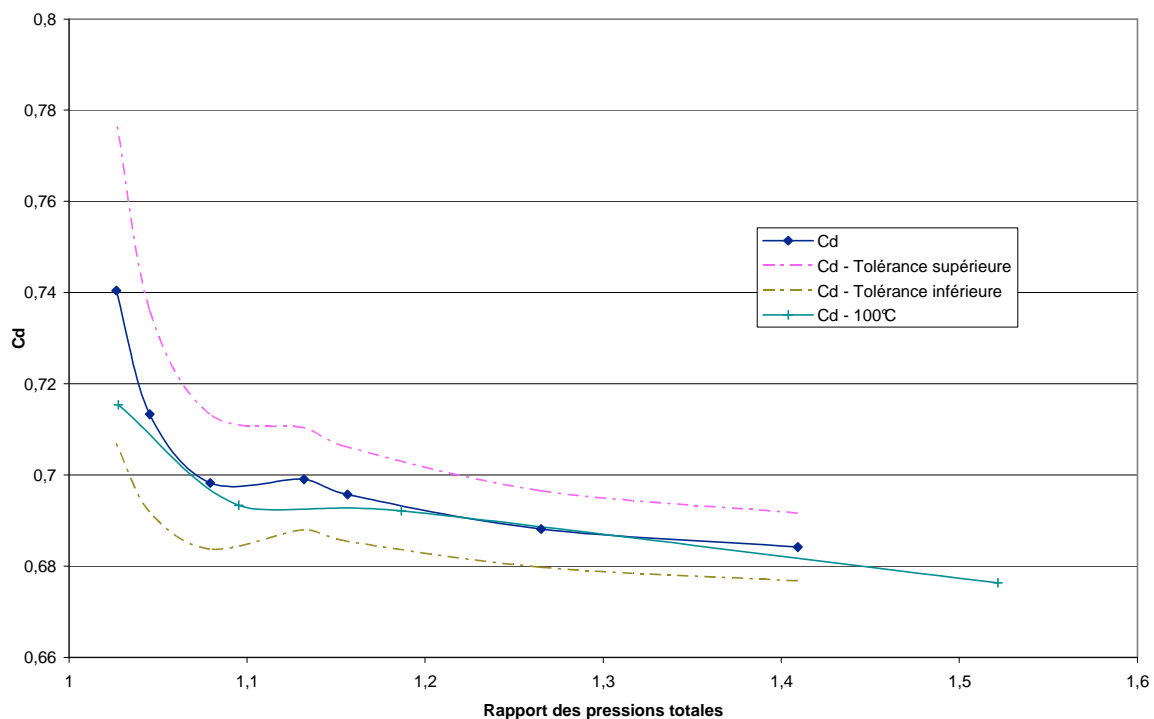
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission pour une levée de 1,5 mm à 100°C



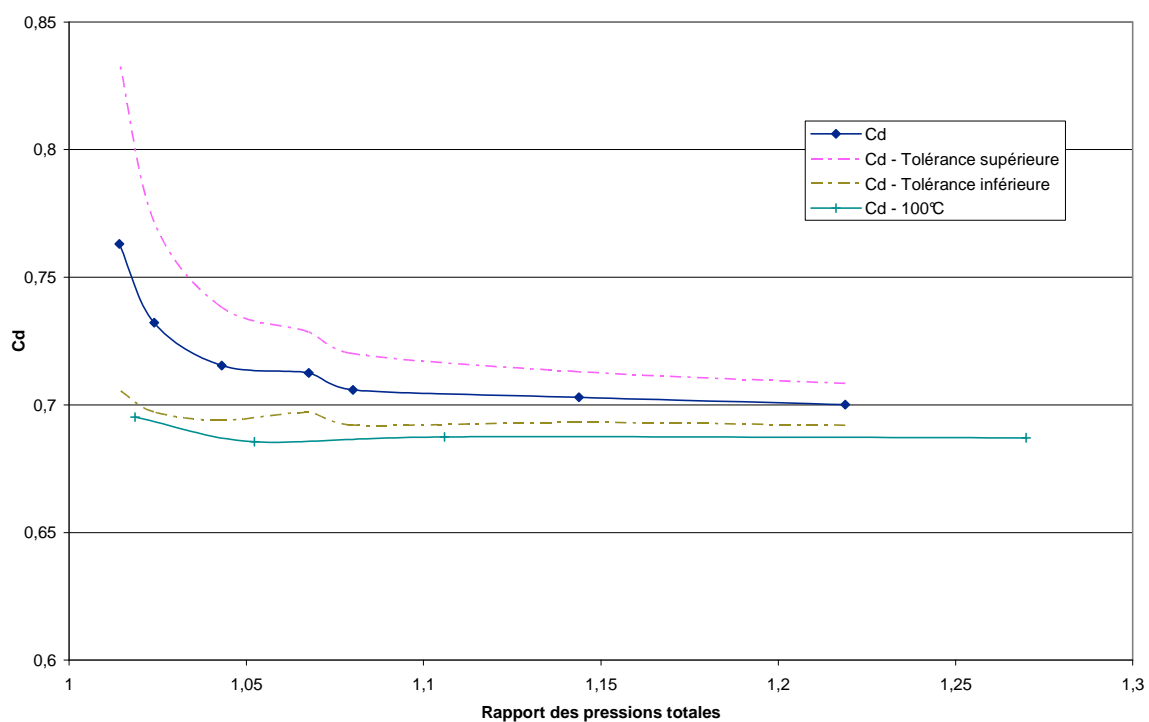
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission t en sens admission pour une levée de 2 mm à 100°C



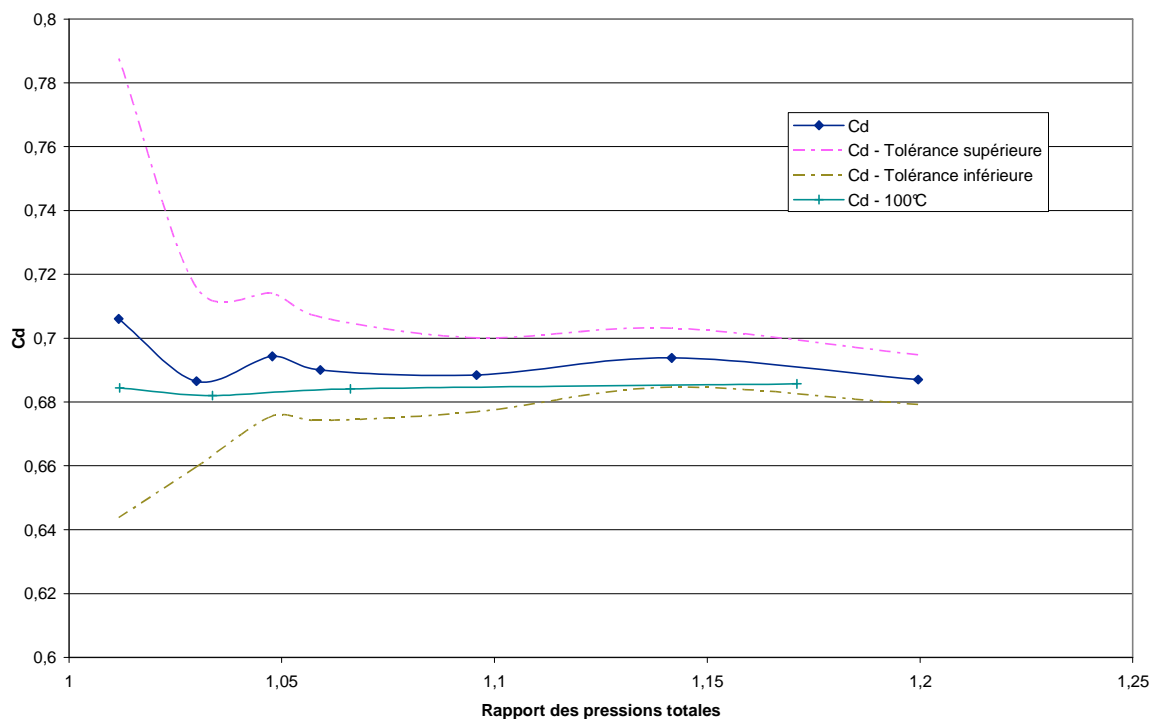
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission pour une levée de 2,5 mm à 100°C



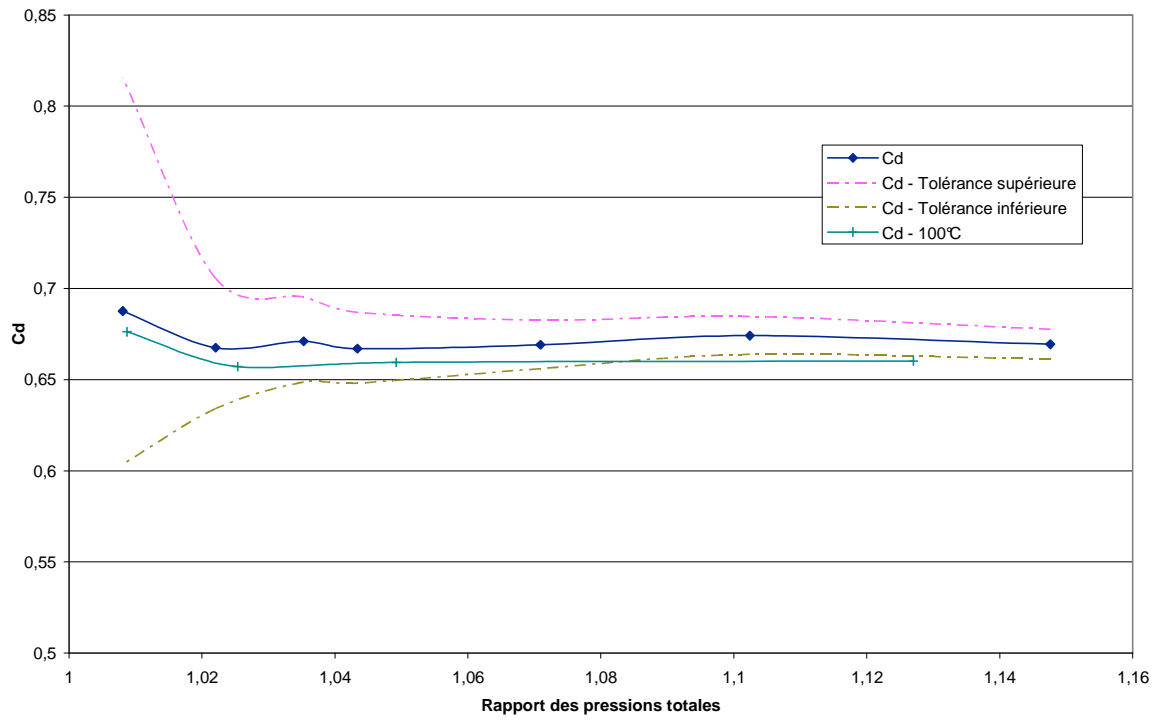
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission pour une levée de 3 mm à 100°C



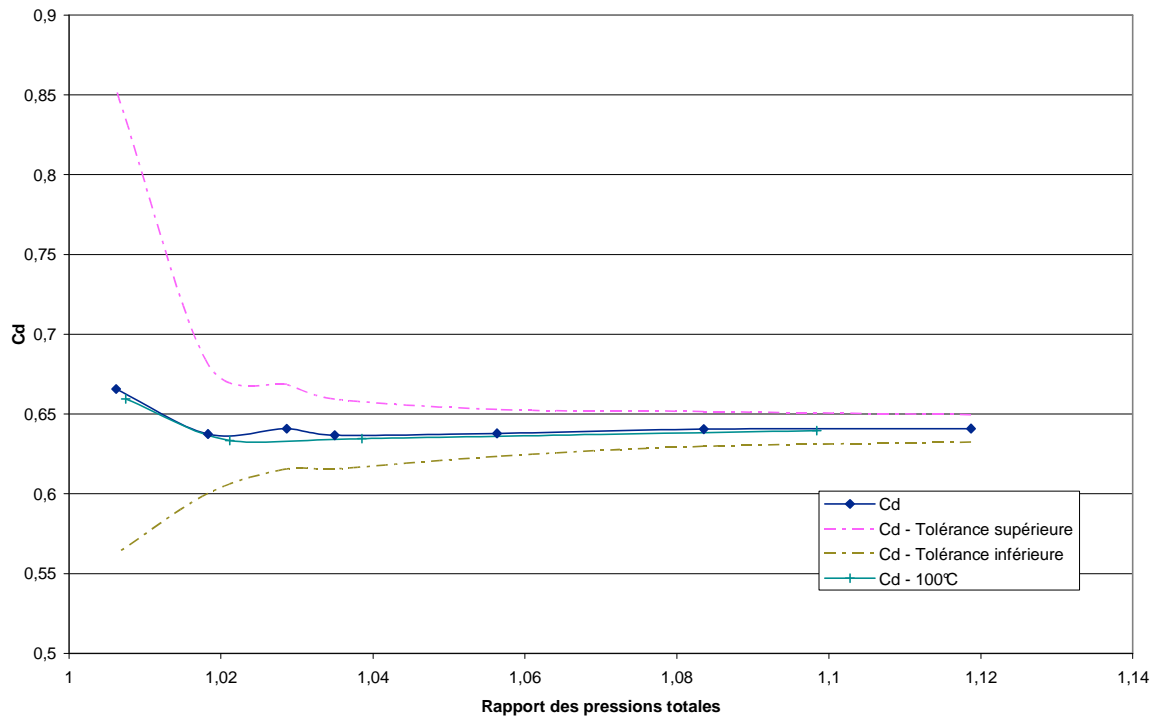
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission pour une levée de 4 mm à 100°C



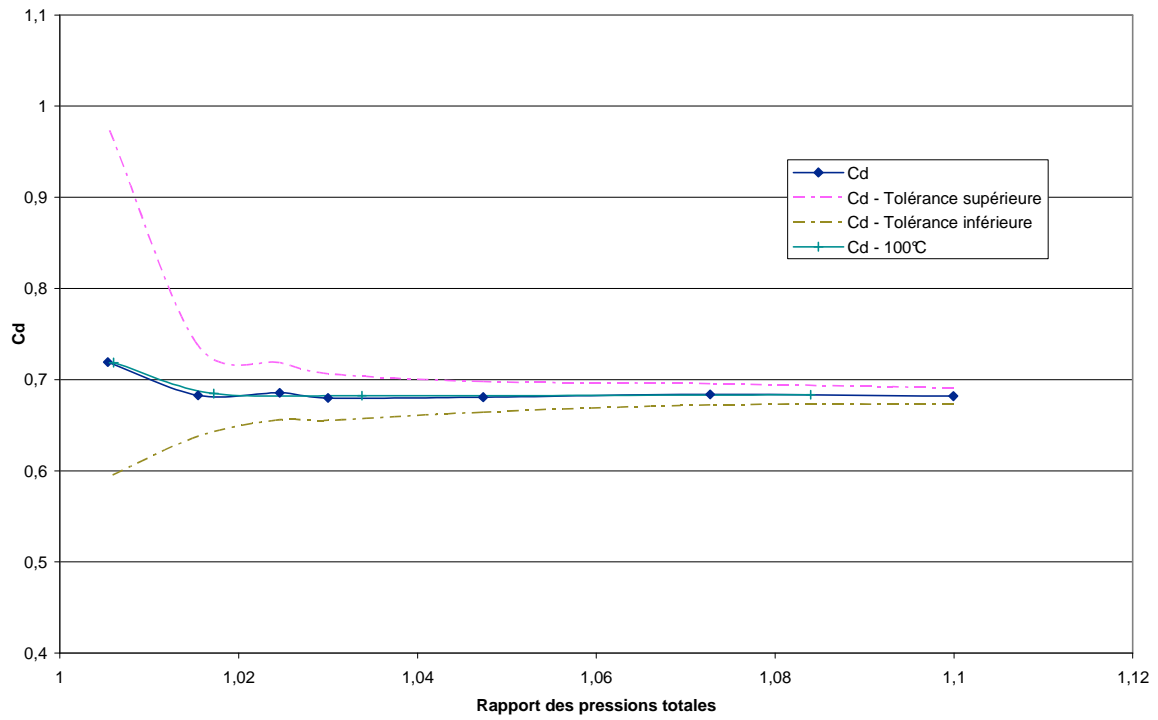
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission pour une levée de 5 mm à 100°C



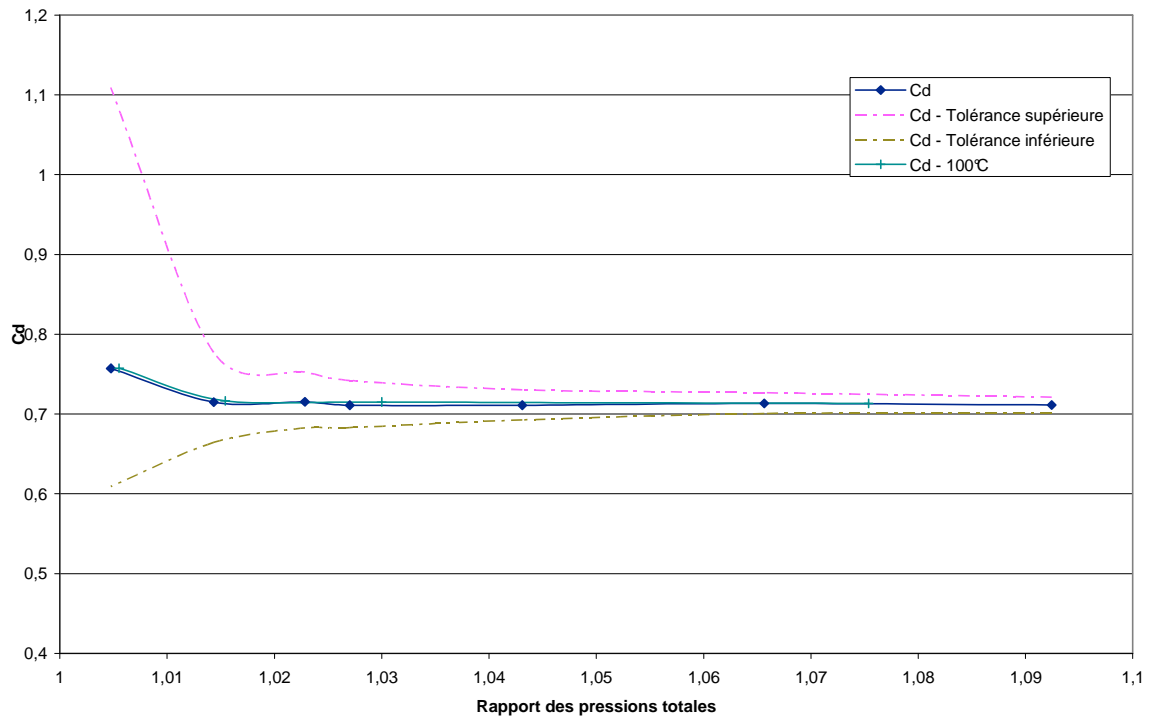
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission pour une levée de 6 mm à 100°C



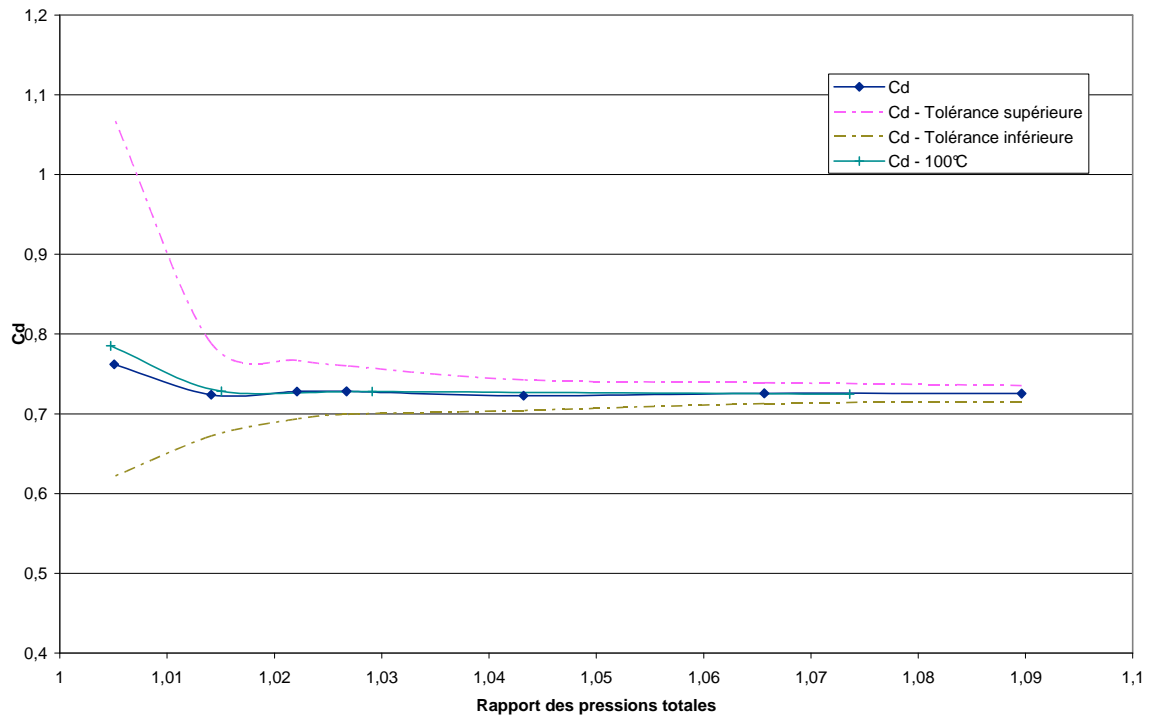
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission pour une levée de 7 mm à 100°C



Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission pour une levée de 8 mm à 100°C

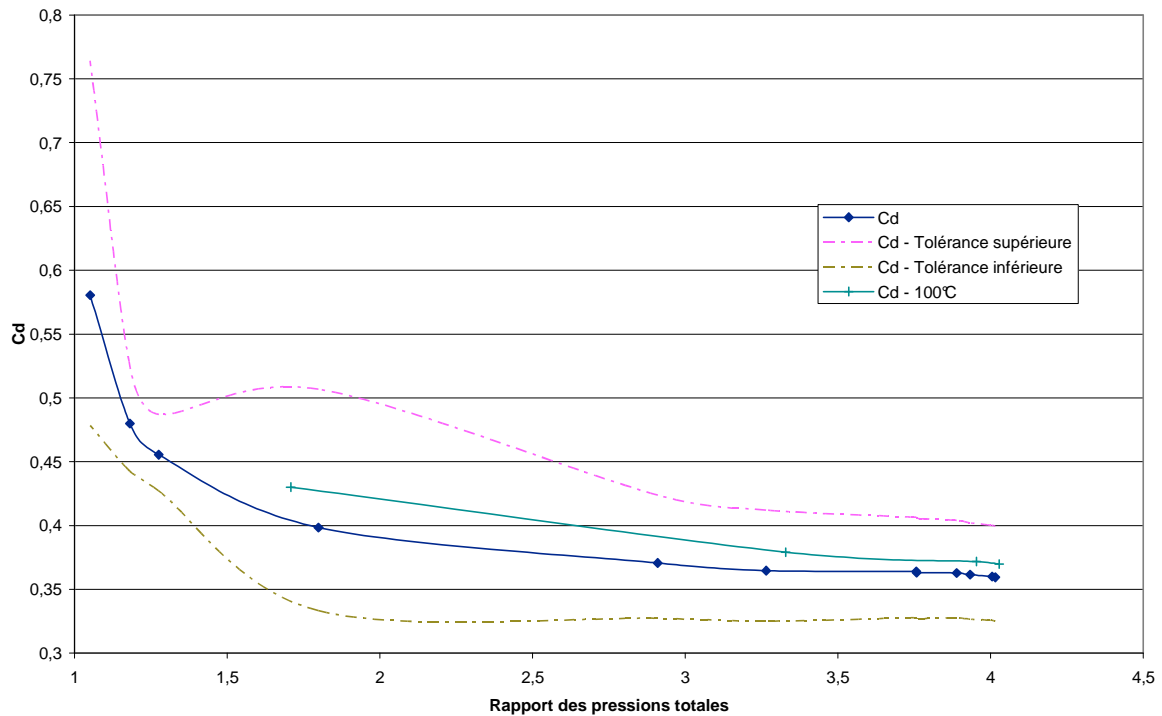


Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission pour une levée de 9 mm à 100°C

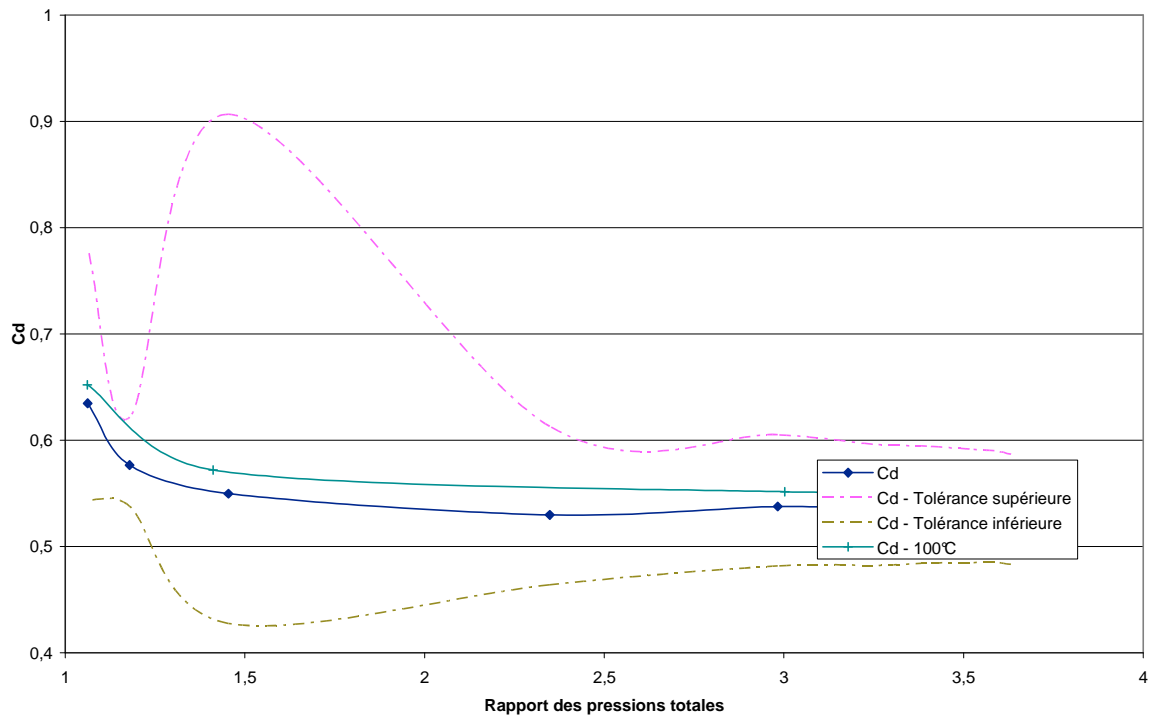


Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens admission pour une levée de 10 mm à 100°C

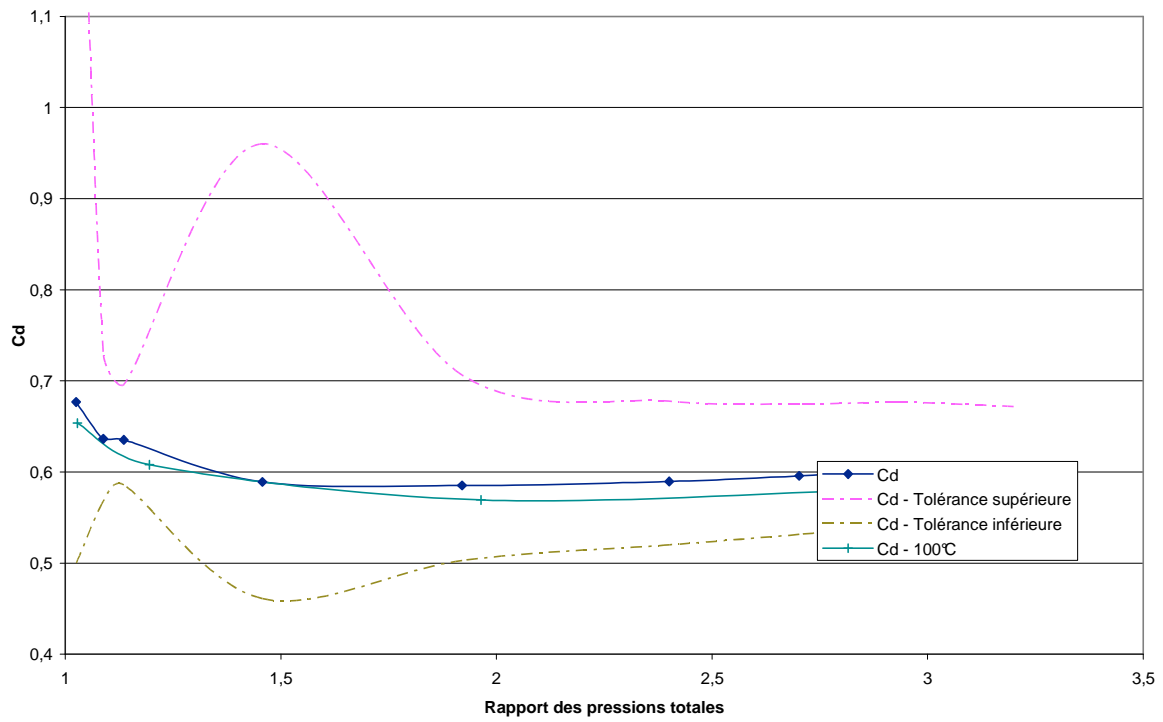
Annexe 11 : Résultats de calcul de coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement à 100°C



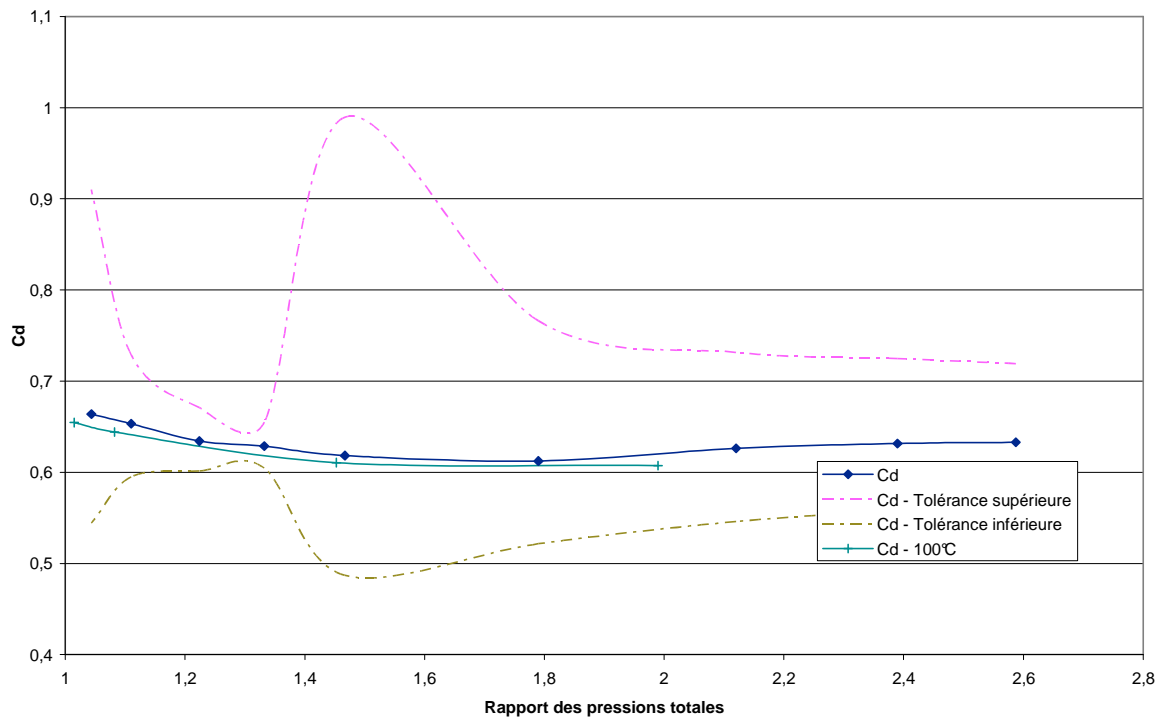
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement pour une levée de 0,5 mm à 100°C



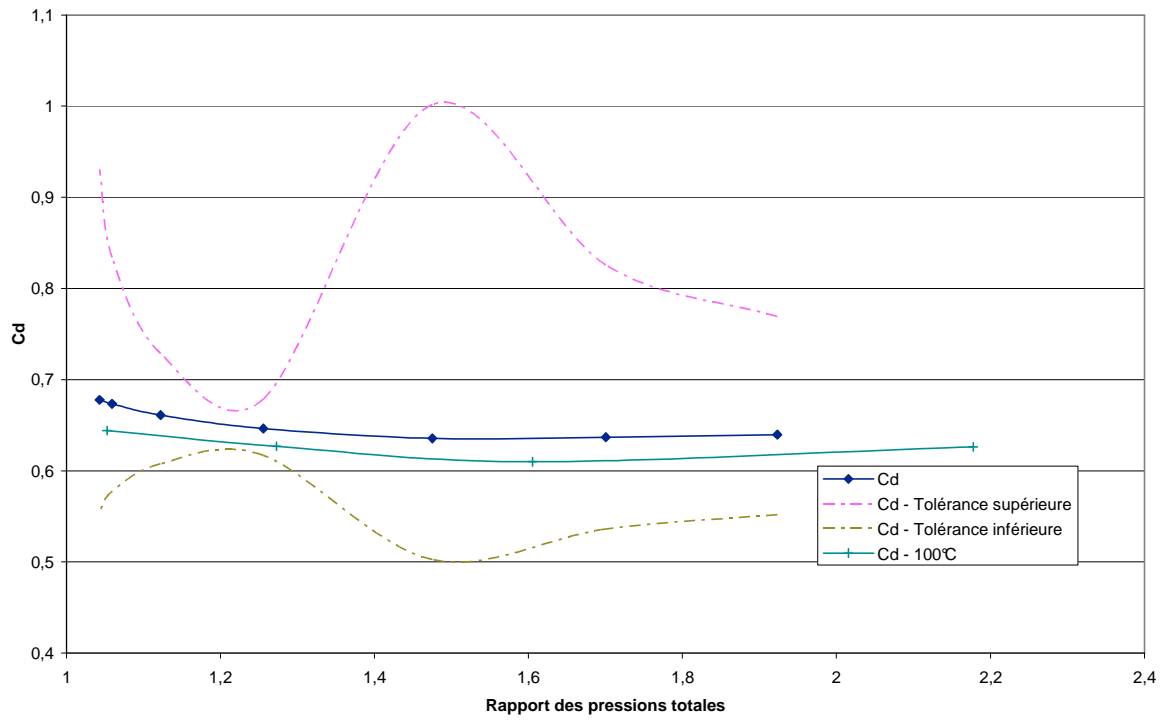
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement pour une levée de 1 mm à 100°C



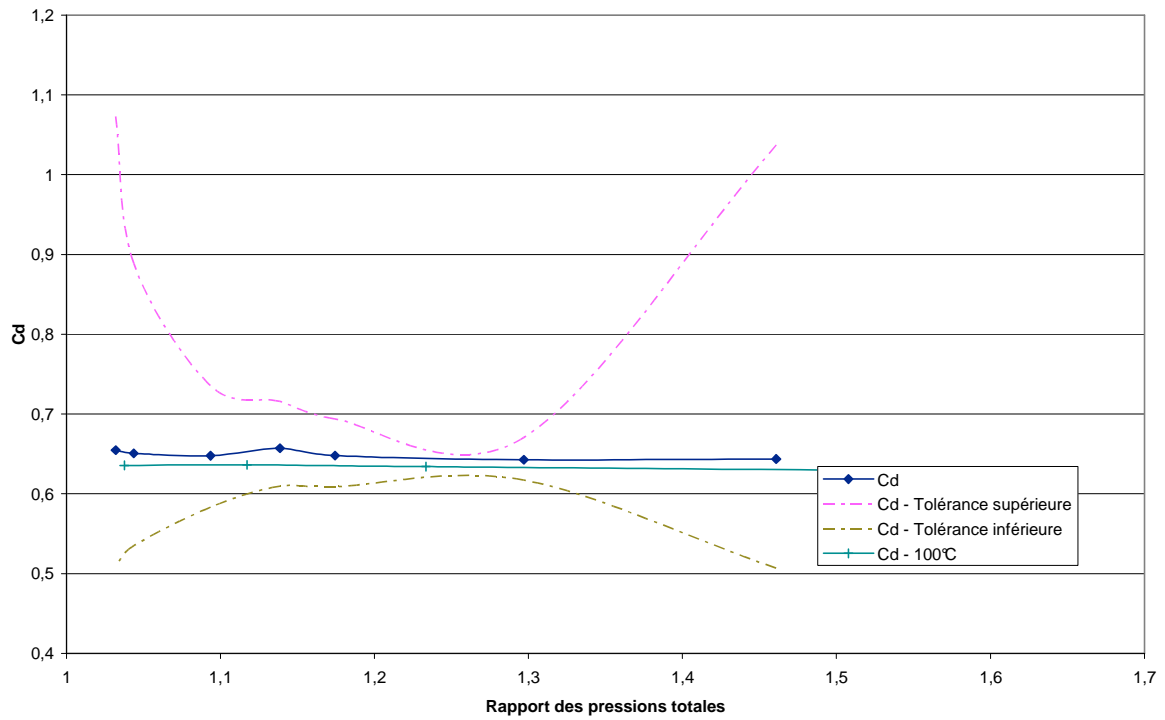
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement pour une levée de 1,5 mm à 100°C



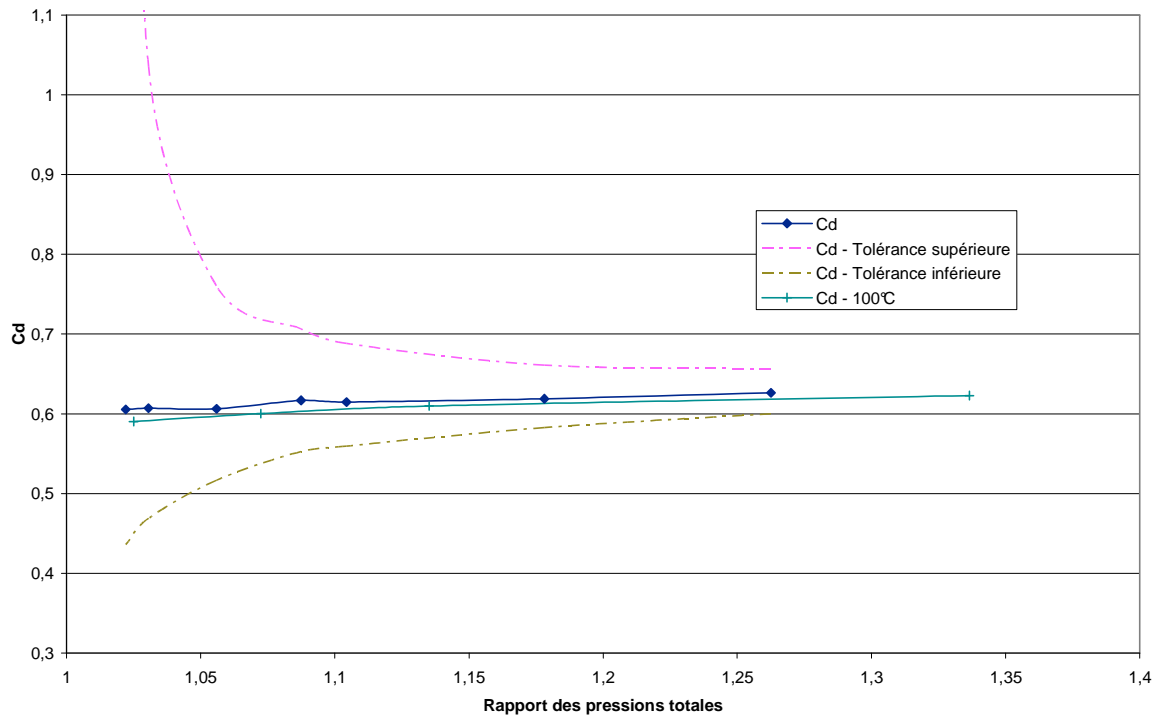
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission t en sens échappement pour une levée de 2 mm à 100°C



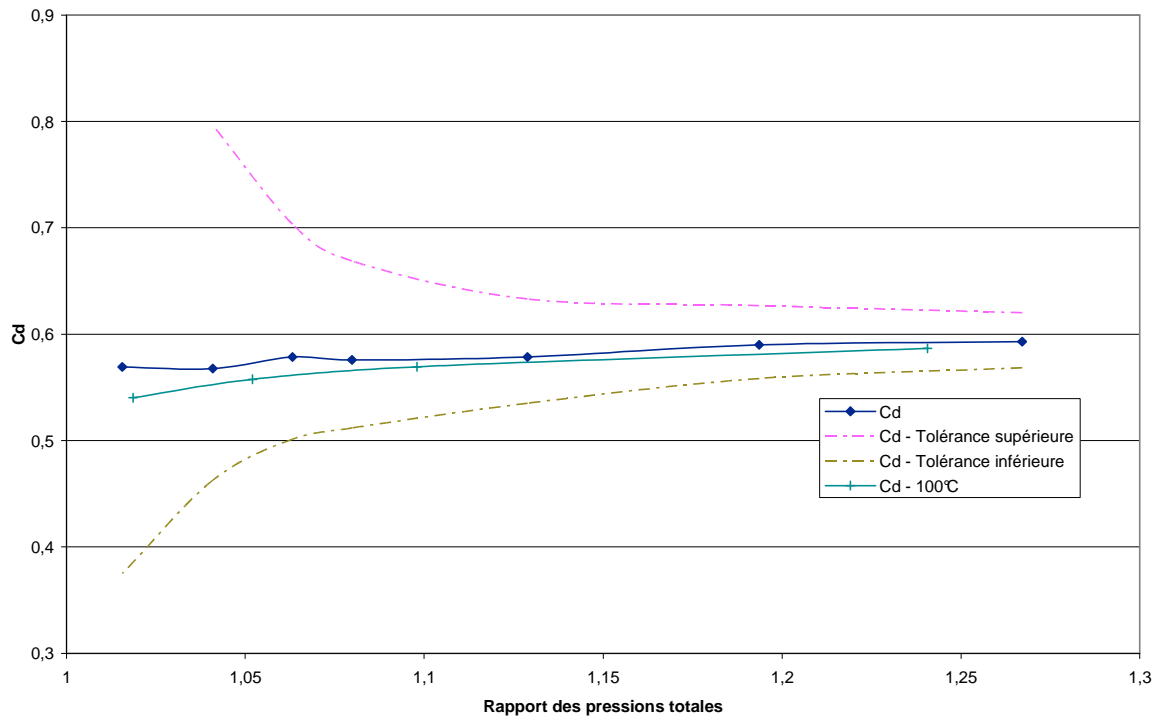
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement pour une levée de 2,5 mm à 100°C



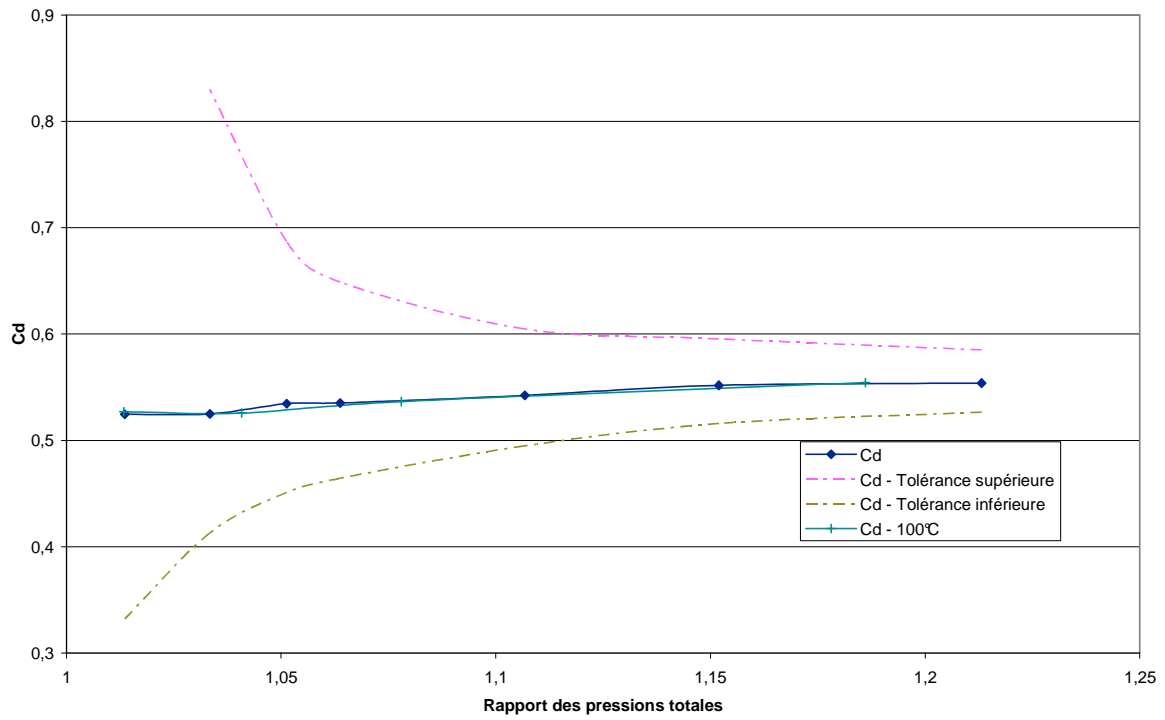
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement pour une levée de 3 mm à 100°C



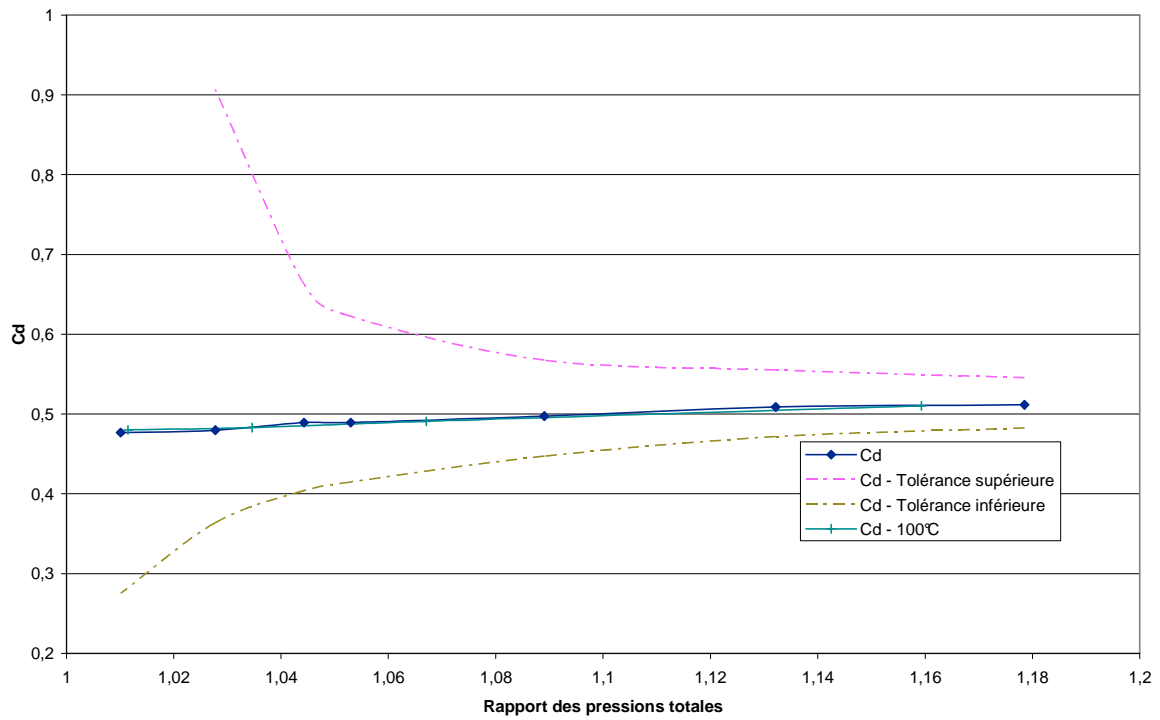
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement pour une levée de 4 mm à 100°C



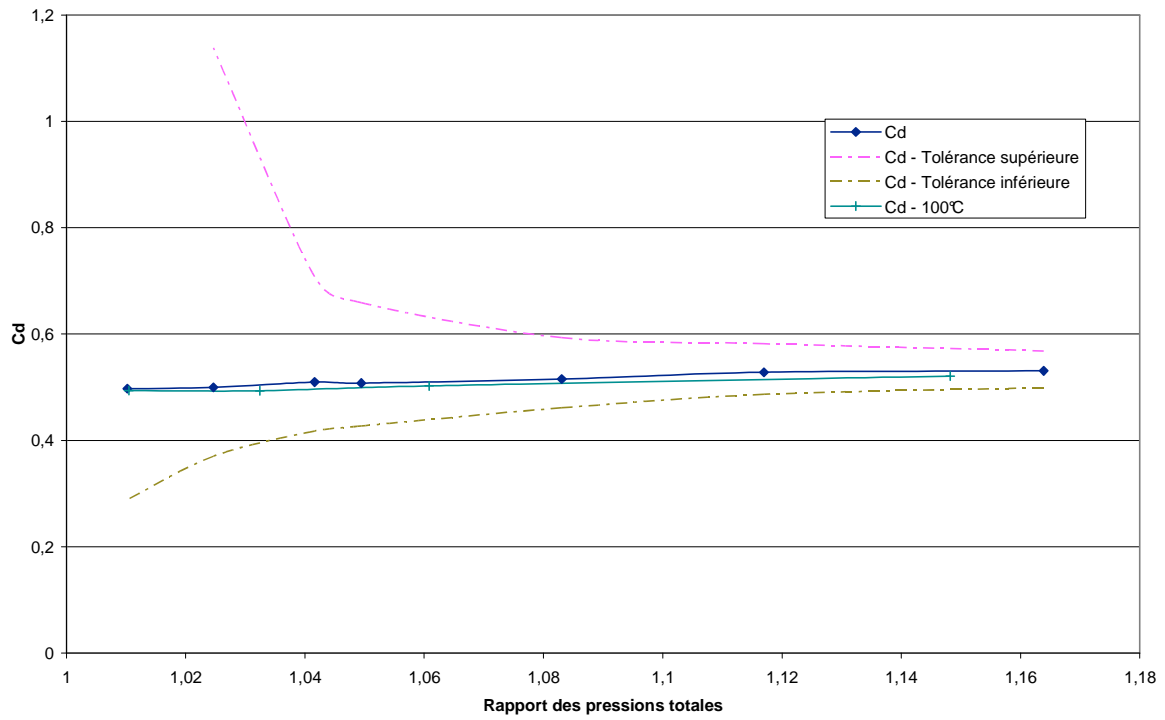
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement pour une levée de 5 mm à 100°C



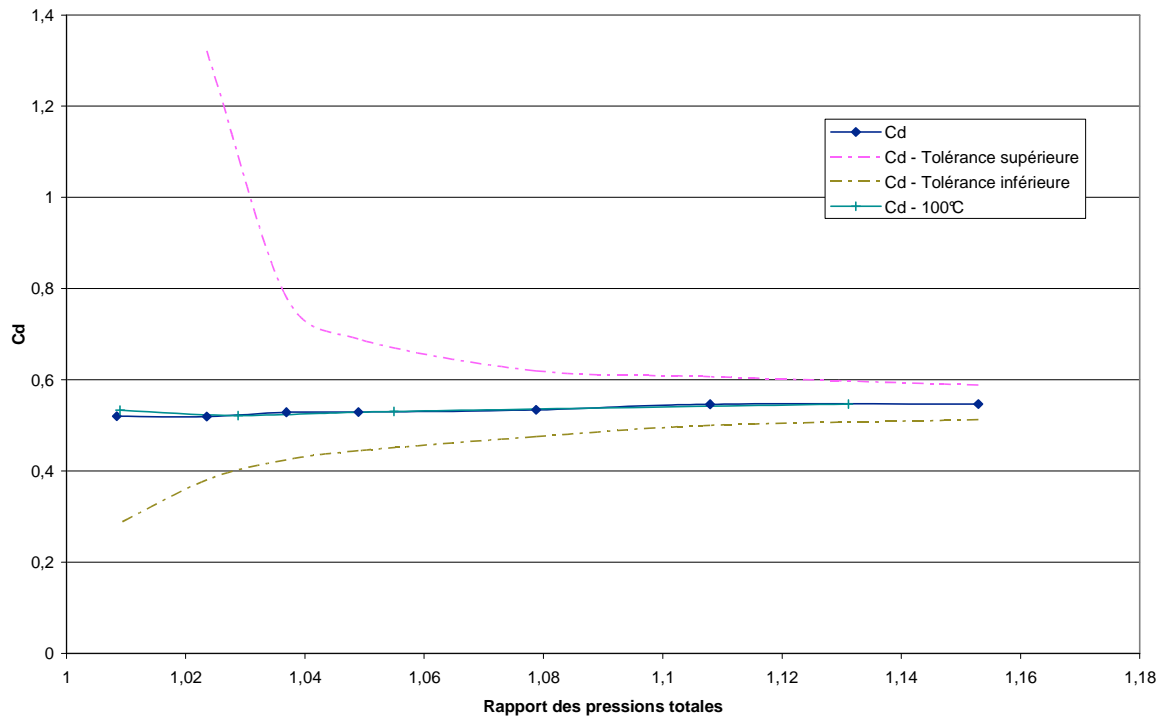
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement pour une levée de 6 mm à 100°C



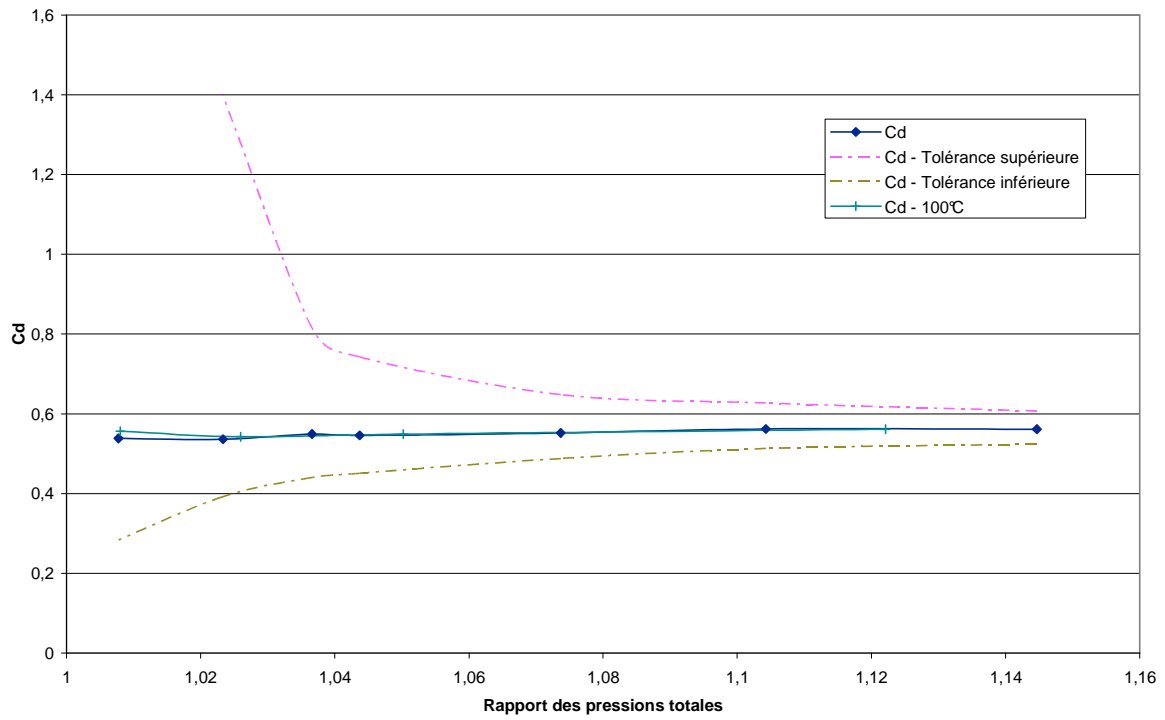
Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement pour une levée de 7 mm à 100°C



Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement pour une levée de 8 mm à 100°C



Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement pour une levée de 9 mm à 100°C



Calcul du coefficient de décharge pour la soupape d'admission en sens échappement pour une levée de 10 mm à 100°C

Annexe 12 : Systèmes de résolutions du modèle de Blair avec transferts thermiques

Les équations du modèle de Blair présentées telles que précédemment ne sont évidemment pas utilisables en l'état dans un code de simulation moteur. Aussi, la mise en forme des équations est modifiée. Chaque système est ensuite résolu à l'aide d'une méthode de Newton-Raphson.

Les variables d'entrées sont β et λ aux points L ou R, selon l'extrémité calculée, ainsi que la vitesse du son adimensionnée A_A . Les conditions extérieures sont bien évidemment à connaître avant d'initialiser le calcul.

Les variables *inc* et *ref* seront utilisées en lieu et place de λ et β . Ainsi, les deux formules sont valables quelque soit l'extrémité, le sens de l'écoulement ou le maillage où les conditions aux limites sont appliquées.

L'indice *t* se référera aux conditions au passage de la soupape. Les conditions extérieures porteront l'indice *ext*. A noter, les équations présentés sont uniquement valable pour les conditions aux limites localisé en maille M. Si la maille 0 est modélisé, il suffit de remplacer les termes en « *inc-ref* » en « *ref-inc* » pour respecter les équations issues de la méthode des caractéristiques.

Echappement subsonique

Pour cet écoulement, les inconnues sont :

- Le niveau d'entropie à l'entrée de la tubulure (A_A)
- La caractéristique incidente (*inc*)
- La caractéristique réfléchiée (*ref*)
- La vitesse adimensionnée au passage de la soupape (U_t)
- Le rapport d'amplitude de pression dans la soupape (X_t)

Le niveau d'entropie dans le tube évoluant, la température, et donc la vitesse du son, ne sont donc pas constant. La caractéristique incidente s'en trouve donc modifiée.

Le premier principe de la thermodynamique entre le cylindre et la tubulure devient :

$$\frac{2}{a_0} \cdot \frac{\delta Q_{\text{système}}}{Dm} + G_5 A_{A_{\text{ext}}}^2 X_{\text{ext}}^2 - G_5 \left[\frac{\text{inc} + \text{ref}}{2} \right]^2 - \left[\frac{\text{inc} - \text{ref}}{\gamma - 1} \right]^2 = 0$$

Vient ensuite le premier principe posé entre le cylindre et la soupape :

$$G_5 A_{A_{\text{ext}}}^2 X_{\text{ext}}^2 - G_5 A_{A_{\text{ext}}}^2 X_t^2 - U_t^2 = 0$$

Puis l'équation de conservation de la masse entre la soupape et la tubulure est posée :

$$A_A^2 X_t^{G_5} A_k U_t - A_{A_{\text{ext}}}^2 \left[\frac{\text{inc} + \text{ref}}{2 A_A} \right]^{G_5} \left[\frac{\text{ref} - \text{inc}}{\gamma - 1} \right] = 0$$

L'équation de conservation de la quantité de mouvement entre la soupape et la tubulure se réécrit :

$$A_A^2 \left[X_t^{G_7} - \left[\frac{inc + ref}{2A_A} \right]^{G_7} \right] + \gamma \left[\frac{inc + ref}{2A_A} \right]^{G_5} \left[\frac{inc - ref}{\gamma - 1} \right] = 0$$

Et enfin, un modèle de correction d'entropie est utilisé :

$$\lambda_{in} - \lambda_{in\,orig} - \frac{\lambda_H + \beta_H}{2A_{A_H}} [A_A - A_{A_{orig}}] = 0$$

Où $\lambda_{inc\,orig}$ et $A_{A_{orig}}$ sont les valeurs initiales calculées par le modèle HLL. Les paramètres λ_H , β_H , et A_{A_H} sont les valeurs de λ , β et A_A aux point R ou L selon l'extrémité calculée.

Echappement sonique

Avec un écoulement sonique les inconnues deviennent :

- Le niveau d'entropie à l'entrée de la tubulure (A_A)
- La caractéristique incidente (inc)
- La caractéristique réfléchie (ref)

Le premier principe de la thermodynamique entre le cylindre et la tubulure reste inchangé :

$$\frac{2}{a^2_0} \cdot \frac{\delta Q_{système}}{Dm} + G_5 A_{A_{ext}}^2 X_{ext}^2 - G_5 \left[\frac{inc + ref}{2} \right]^2 - \left[\frac{inc - ref}{\gamma - 1} \right]^2 = 0$$

En revanche, l'équation de conservation de la masse devient :

$$A_A^2 A_{A_{ext}} X_t^{G_6} A_k - A_{A_{ext}}^2 \left[\frac{inc + ref}{2A_A} \right]^{G_5} \left[\frac{inc - ref}{\gamma - 1} \right] = 0$$

Enfin, le correcteur d'entropie est lui aussi inchangé :

$$\lambda_{in} - \lambda_{in\,orig} - \frac{\lambda_H + \beta_H}{2A_{A_H}} [A_A - A_{A_{orig}}] = 0$$

Admission subsonique

Les inconnues de ce système d'équations sont :

- La caractéristique réfléchie (ref)
- La vitesse adimensionnée au passage de la soupape (U_t)

Par hypothèse, la pression au passage de la soupape est égale à la pression extérieure. Donc :

$$X_t = X_{ext}$$

Le premier principe de la thermodynamique se réécrit :

$$\frac{2}{a^2_0} \cdot \frac{\delta Q_{système}}{Dm} + G_5 \left[\frac{inc + ref}{2} \right]^2 + \left[\frac{inc - ref}{\gamma - 1} \right]^2 - G_5 A_A^2 X_t^2 - U_t^2 = 0$$

L'équation de continuité devient :

$$\left[\frac{inc + ref}{2 \cdot A_{A_p}} \right]^{G_5} \left[\frac{inc - ref}{\gamma - 1} \right] - X_t^{G_5} A k U_t^2 = 0$$

Admission sonique

Une fois l'écoulement passé en régime sonique, les inconnues deviennent :

- La caractéristique réfléchie (ref)
- Le rapport d'amplitude de pression dans la soupape (X_t)

Le premier principe de la thermodynamique se réécrit :

$$\frac{2}{a^2_0} \cdot \frac{\delta Q_{système}}{Dm} + G_5 \left[\frac{inc + ref}{2} \right]^2 + \left[\frac{inc - ref}{\gamma - 1} \right]^2 - G_6 A_A^2 X_t^2 = 0$$

L'équation de continuité devient :

$$\left[\frac{inc + ref}{2 A_A} \right]^2 \left[\frac{inc - ref}{\gamma - 1} \right] - A_A X_t^{G_6} A k = 0$$

Références Bibliographiques

- [1] Ghaffarpour M.R., Baranescu R., “Breathing Analysis using Analytical Techniques in Diesel Engines”. ICE-Vol. 23, Engine Modelling, ASME 1995
- [2] Nagaya K., Kobayashi H., Koike K., “Valve Timing and Valve Lift Control Mechanism for Engines”. Mechatronics, Vol. 16, n°2, pp. 121-129, 2006.
- [3] Jalili N., Wagner J., Dadfarnia M., “A Piezoelectric Driven Ratchet Actuator Mechanism with Application to Automotive Engine Valves”. Mechatronics, Vol. 13, n°8-9, pp. 933-956, 2003
- [4] Abagnale C., Caruso S., Iorio A., Migliccio M., Pennacchia O., “A New Mechanical Variable Valve Actuation System for Motorcycle Engines”. Internal Combustion Engine Conference, SAE paper 2009-24-0080, Capri, Italy, September 13-18, 2009.
- [5] Fontana G., Galloni E., “Variable valve timing for fuel economy improvement in a small spark ignition engine”. Applied Energy, vol. 86, n°1, pp. 96-105, 2009.
- [6] Mahrous A-F.M., Potrzebowski A., Wyszynski M.L., Xu H.M., Tsolaskis A., Luszcz P., “A Modelling Study into the Effects of Variable Valve Timing on the Gas Exchange Process and Performance of a 4-Valve DI Homogeneous Charge Compression Ignition (HCCI) Engine”. Energy Conversion and Management, Vol. 50, n°2, pp. 393-398, 2009.
- [7] Jang J., Bae C., “Effects of Valve Events on the Engine Efficiency in a Homogeneous Charge Compression Ignition Engine Fueled by Dimethyl Ether”. Fuel, Vol. 88, n°10, pp. 1228-1234, 2009.
- [8] Benajes J., Molin S., Martin J., Novella R., “Effect of Advancing the Closing Angle of the Intake Valves on Diffusion-Controlled Combustion in a HD Diesel Engine”. Applied Thermal Engineering, Vol. 29, pp. 1947-1954, 2009.
- [9] Leroy T., Chauvin J., Petit N., “Motion Planning for Experimental Air Path Control of a Variable-Valve-Timing Spark Ignition Engine”. Control Engineering Practice, Vol. 17, n°12, pp. 1432-1439, 2009.
- [10] Le Forestier R., Lombard B., “Distribution Electrohydraulique / Caracteristiques Fonctionnelles et Avantages”. Conférence CNAM/SIA, Paris, 27 Mars 2007.
- [11] Benson R.S., “The Thermodynamics and Gas Dynamics of Internal combustion engine”. Volume 1, édité par Horlock J.H et Winterbone D.E., Clarendon Press, Oxford, 1982.

Références Bibliographiques

- [12] Esfandiari C., “Simulation Numérique des Ecoulements Pulsés Instationnaires dans les Conduites avec Singularités de Section”. Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Arts et Métiers de Paris, 1985.
- [13] Bonnet A., Luneau J., “Théories de la Dynamique des Fluides”. Catégories aérodynamiques, Cepadues Editions, 1989
- [14] Corberan J.M., Gascon L., “New Method to calculate Unsteady 1-D compressible Flow in Pipes with Variable cross section. Application to the Calculation of the flow in Intake and Exhaust Pipes of I.C. Engine”. ICE Engine Modelling ASME, Volume 23, pp. 77-87, 1995
- [15] Borel M., “Les phénomènes d’Ondes dans les moteurs”. Publications de l’Institut Français du Pétrole, Editions Technip, 2000.
- [16] Winterbone D.E., Pearson R.J., “Theory of Engine Manifold – Wave actions for I.C. Engines”. Professional Engineering Publishing Limited, London and Bury St Edmunds, U.K., 2000.
- [17] Zhao Y., Winterbone D.E., “A Study of Warm-Up Process in SI Engine Exhaust System”. SAE Conference Proceedings on Vehicle Thermal Management System (VTMS), SAE paper 931094, Columbus, Ohio, USA, Vol. 263, pp. 203-214, 1993.
- [18] Bulaty T., Niessner H., “Calculation of 1-D Unsteady Flows in Pipe Systems of I.C. Engines”. ASME Journal of Fluids Engineering, Vol. 107, n°3, pp. 407-412, 1985.
- [19] Liepman H.W., Roshka A., “Elements de la Dynamique des Gaz”. Gautier-Villars et Cie Editeur Paris, 1962
- [20] Bernheim C., “Modélisation du Système Pneumatique de freinage ferrovière”. Travail de Fin d’Etudes, Ecole Centrale de Paris, 1994.
- [21] Zucrow M.J., Hoffman J.D., “Gas Dynamics”, Vol. 1, John Wiley & Sons Inc., 1976.
- [22] Idel’Cik I.E., “Mémento des Pertes de Charge : Coefficient de Pertes de Charge Singulières et de Pertes de Charge par Frottement”. Collection de la Direction des Etudes et Recherches d’Electricité de France, Eyrolles Editeur, Paris, nouveau triage, 1979.
- [23] Weast R.C., “Handbook of Chemistry and Physics”. CRC Press, 63rd edition, 1982-1983.
- [24] Chalet D., “Etude et Modélisation des Ondes de Pression dans les Géométries Complexes. Application a la Simulation du Fonctionnement d’un Moteur à Combustion Interne”. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Nantes, 2003.
- [25] Borman G., Nishiwaki K., “Internal combustion Heat Transfer”. Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 13, No. 1, pp. 1-46, 1987.
- [26] Benson R.S., “Numerical Solution of One-Dimensional Non-Steady Flow with Supersonic and Subsonic Flow and Heat Transfer”. International Journal of Mechanical Sciences, Vol. 14, n°10, pp. 635-642, 1972

Références Bibliographiques

- [27] Trojette N., “Traitement Numérique des Equations Régissant les Ecoulements Pulsés à l’Echappement d’un Moteur Monocylindre”. Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie – Paris VI, 1983
- [28] Caton J.A., Heywood J.B., “An Experimental and Analytical Study of Heat Transfer in an Engine Exhaust Port”. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 24, n°4, pp. 581-595, 1981
- [29] Jenny E., “L’Ecoulement Transitoire Unidimensionnel et l’Influence du Frottement, des Apports de Chaleur et des Variations de Sections”. *Revue Brown Boveri*, Vol. 37, n° 11, pp. 447-461. 1950
- [30] Peyret R., “Résolution Numérique des Systèmes Hyperboliques. Application à la dynamique des Gaz”. Publication ONERA, n. 1977-5, 1978.
- [31] Courant R., Friedrichs K., Lewy H., “On the Partial Difference Equations of Mathematical Physics”. *IBM Journal of Research and Development*, Vol. 11, n°2, pp. 215-234, 1967
- [32] Lerat A., Peyret R., “Non-Centred Schemes and shock Propagations Problems”. *Computers and Fluids*, Vol. 2, n°1, pp. 35-52, 1974.
- [33] Richtmyer R.D., “Methods for (generally unsteady) flows with shocks: a brief survey”. *Lecture Notes in Physics, Proceedings of the Third International Conference on Numerical Methods in Fluid mechanics*, Vol. 18, pp. 72-91, 1973
- [34] Tanaka K., “Air Flow Through Suction Valve of Conical Seat. Part 1. Experimental Research”. *Report of the Aeronautical Research Institute*, Vol. 50, pp. 259-360, 1929
- [35] Tanaka K., “Air Flow Through Suction Valve of Conical Seat. Part 2. Analytical Investigation”. *Report of the Aeronautical Research Institute*, Vol. 51, pp. 361-424, 1929.
- [36] De-St-Venant, “Des vitesses que prennent, dans l’intérieur d’un vase, les divers elements d’un liquide pendant son écoulement par un orifice inférieur, et des moyens simples qui peuvent être employés pour déterminent très approximativement les restes numériques des series doubles peu convergentes”. *Comptes Rendus des Séances de l’Académie des Sciences, Séance du Lundi 12 Novembre 1883*, pp 1027-1031, pp. 1105-1111, 1883
- [37] De-St-Venant, Flamant, “Des mouvements que prennent les diverses parties d’un liquide dans l’intérieur d’un vase où reservoir d’où il s’écoule par un orifice”. *Comptes Rendus des Séances de l’Académie des Sciences, Séance du 3 Avril 1882*, pp. 904-909, 1004-1008, 1882
- [38] Del Rey F., “Energétique et Gestion de l’Environnement”. *Cours de Maîtrise de technologie Mécanique*, Ecole Centrale de Nantes, 2003.
- [39] Benson R.S., Galloway K., “An Experimental and Analytical Investigation of the Gas Exchange Process in a Multi-Cylinder Pressure-Charged Two-Stroke Engine”. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, Vol. 183, Pt. 1, No. 14, pp. 253-279, 1968
- [40] Winterbone D.E., Pearson R.J., “Theory of Engine Manifold – Design Techniques for Engine Manifolds”. *Professional Engineering Publishing Limited*, London and Bury St Edmunds, U.K., 2001.

Références Bibliographiques

- [41] MacLaren J.F.T., Tramschek A.B., Pastrana O.F., “A Study of Boundary Conditions Encountered in Reciprocating Compressor Systems”. Purdue Compressor Technology Conference : West Lafayette, Ind., 1976
- [42] Blair G.P., Goulburn J.R., “An unsteady Flow Analysis of Exhaust Systems for Multicylinder Automobile Engine”. Mid-Year Meeting, SAE paper 690469, Chicago, IL, May 19-23, 1969.
- [43] Blair A.J., Blair G.P., “Gas Flow Modelling of Valves and Manifolds in Car Engine”. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, C11/87, 1987.
- [44] Mattarelli E., “MotoGP 2007: Criteria for engine Optimization”. Journal of Engineering for Gas Turbine and Power, Vol. 130, n°1, 2008
- [45] Shamdani A.H., Shamekhi A.H., Ziabasharagh M., “Air Intake Modelling with Fuzzy AFR Control of a Turbocharged Engine”. International. Journal of Vehicle Systems Modelling and testing, Vol. 3, n° 1-2, pp. 114-138, 2008.
- [46] Sher E., Bar-Kohany T., “Optimization of Variable Valve Timing for Maximizing Performance of an Unthrottled SI Engine – a Theoretical Study”. Energy, Vol. 27, n°8, pp. 757-775, 2002
- [47] Shaver G.M., Roelle M.J., Gerdes J.C., “Modelling Cycle-to-Cycle Dynamics and Mode Transitions in HCCI Engine with Variable Valve Actuation”. Control Engine Practice, Vol. 14, pp. 213-222, 2006.
- [48] Kirkpatrick SJ, “An Evaluation of One-Dimensional Simulation Techniques for Predicting Unsteady Gas Flow in Engine Ducting”. PhD Thesis., Queen’s University of Belfast, 1994
- [49] Blair G.P., “Design and Simulation of Four Stroke Engine”. SAE International, 1999. ISBN: 978-0-7680-0440-3.
- [50] Wisniewski T.S., “Experimental Study of Heat Transfer on Exhaust Valves of 4C90 Diesel Engines”. International Congress and Exposition, SAE paper 981040, Detroit, MI, February 23-26, 1998.
- [51] Benson R.S., “Steady and Non Steady Flow Through IC Engine Inlet Valve with Heat Transfer”. International Journal of Mechanical Science, Vol. 19, n°11, pp. 673-691, 1977
- [52] Rabbit R.D. , “Fundamentals of Reciprocating Engine Airflow Part I: Valve Discharge and combustion Chamber Effects”. International Congress & exposition, SAE paper 840337, Detroit, MI. February 27- March 2, 1984.
- [53] Montenegro G., Onorati A., Fairbrother R., Liu S., “Modeling of Silencers for Internal Combustion Engines: 1D-3D coupling, network of 1D elements and a generic 3D cell approach”. SAE paper 2009-24-0133, 9th International Conference on Engines and Vehicles, September 14-17, Capri, Napoli, 2009.
- [54] Gault R.I., Thornhill D.J., Fleck R., “Alternative Method to Evaluate Discharge Coefficients. Part 1: Feasibility Study”. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science, Vol. 221, n°12, pp. 1653-1663, 2007
- [55] Gault R.I., Thornhill D.J., Fleck R., “Alternative Method to Evaluate Discharge Coefficients. Part 1: Case Study”. Proc. IMechE, Vol. 223, No. 3, pp. 627-636, 2009.

Références Bibliographiques

- [56] Gault R.I., Thornhill D.J., Fleck R., Mackey D.O., Chatfield G.F., "Analysis of the Steady Flow Characteristics through a Poppet Valve". SAE paper 2004-01-1676, SAE 2004 World Congress and Exhibition, Detroit, Michigan, March 8-11, 2004.
- [57] Blair G.P.; Lau H.B., Cartwright A., Raghunathan B.D., MacKey D.O., "Coefficients of Discharge at the Apertures of Engine". SAE paper 952138, SAE International Off-Highway and Powerplant Congress and Exposition, Milwaukee, WI, USA, September 11-13, 1995.
- [58] Downing J., "The Effect of Pressure Ratio on Port Discharge Coefficients". Available at <http://www.gtisoft.com/confarchive.html>, 1998
- [59] Danov S., "Identification of Discharge Coefficients for Flow through Valves and Ports of Internal Combustion Engines". SAE paper 970642, International Congress & Exposition, Detroit, MI, USA, February 24-27, 1997.
- [60] Fu W.-S., Ger J.-S., "A Concise Method for Determining a Valve Flow Coefficient of a Valve under Compressible Gas Flow". Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 18, n°4, pp. 307-313, 1998
- [61] Blair G.P., Drouin F.M.M., "Relationship between Discharge Coefficients and Accuracy of engine Simulation". SAE paper 962527, SAE Motorsport Engineering Conference, Dearborn, MI, USA, , pp. 151-163, 1996
- [62] Blair G.P., McBurney D., McDonald P., McKernan P., Fleck R., "Some Fundamental Aspects of the Discharge Coefficients of Cylinder porting and Ducting Restrictions". SAE paper 980764, International Congress and Exposition, Detroit, MI, USA, February 23-26, 1998.
- [63] Blair G.P., Callender E., McKey D.O., "Maps of Discharge coefficients for valves, Ports and Throttles". SAE Paper 2001-01-1798, 2001.
- [64] Tropea C., Yarin, A.L., Foss J.F., "Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics". Springer, 2007.
- [65] Mitton H., "Méthode de Mesure dans les Turbomachines et en Mécanique des Fluides". Cours de DEA Propulsion terrestre et Aéronautique, Université Paris VI, 2004.
- [66] Association Française de NORmalisation (AFNOR), "Recueil de Normes Françaises de Mesure de Débit des Fluides – Tome 1 : Conduite Fermée". 2nd Editions, AFNOR, 1983
- [67] Endress + Hauser, www.fr.endress.com/
- [68] Marelli S., Capobianco M., "Measurement of Instantaneous Fluid Dynamic Parameters in Automotive Turbocharging Circuit". SAE paper 2009-24-0124, Internal Combustion Engine Conference, Capri, Italy, September 13-18, 2009.
- [69] Tindal M.J., Williams T.J., El Khafaji A.H.A., "Gas Flow Measurements in Engine Cylinder". SAE paper 740719, National Combined Farm, Construction and Industrial Machinery and Powerplant Meetings. Milwaukee, Wi, USA, September 9-12, 1974.

Références Bibliographiques

- [70] Khalighi B., El Thary S. H., Kuziak W. R., "Measured Steady Flow Velocity Distributions Around a Valve/Seat Annulus". SAE Paper 860462, 1986
- [71] Yianneskis M., Cheung R.S., Tindal M.J., "A Method of Investigating Flows in Inlet Ports of Complex Shape". International Conference on Combustion in Engine, I.Mech.E., London, 10-12 May 1988. C62/88
- [72] Yianneskis M., Tindal M.J., Paul G.R., "The Application of Laser Anemometry to the Study of Flows Inside Diesel Engine Inlet Ports". International Symposium on Applications of Laser Anemometry to Fluid Mechanics. 3rd Edition, 1986, Lisbon
- [73] Ekchian A., Hoult D.P., "Flow Visualization Study of the Intake Process of an internal Combustion Engine". SAE paper 790095, 1979.
- [74] Dantec Dynamics, www.dantecdynamics.com
- [75] Huang R.F., Huang C.W., Chang S.B., Yang H.S., Lin T.W., Hsu W.Y., "Topological Flow Evolutions in Cylinder of a Motored Engine during Intake and Compression Strokes". Journal of Fluids and Structures, Vol. 20, n°1, pp. 105-127, 2005.
- [76] Institute of Aerodynamics and Flow Technology – www.dlr.de
- [77] Shayler P.J., Colechin M.J.F., Scarisbrick A., "Heat Transfer Measurements in the Intake Port of a Spark Ignition Engine". SAE paper 960273, International Congress & Exposition, Detroit, MI, USA, February 26-29, 1996.
- [78] Stasiek J., "Thermochromic Liquid crystals and true Colour Image Processing in Heat Transfer and Fluid-Flow Research". Heat and Mass transfer, Vol. 33, n°1-2, pp. 27-39, 1997
- [79] Butler R.J., Baughn J.W., "The Effect of Thermal Boundary Condition on Transient Method Heat Transfer Measurements on a Flat Plate With a Laminar Boundary Layer". Journal of Heat Transfer, Vol. 118, n°4, pp. 831-837, 1996.
- [80] Baughn J.W., "Liquid crystal Methods for Studying Turbulent Heat Transfer". International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 16, n°5, pp. 365-375, 1995
- [81] Wisniewski T.S, Kowalewski T.A., Rebow M., "Infrared and Liquid Crystal Thermography in Natural Convection". 8th International Symposium On Flow Visualization, paper 212, 1998
- [82] Kodzwa Jr. P.M., Elkins C.J., Mukerji D., Eaton J.K., "Thermochromic Liquid Crystal Temperature Measurements Through a Borescope Imaging System". Experiments in Fluids, Vol.43, n°4, pp. 475-486, 2007
- [83] Costello D., Wilcock D., Sheldrake T.H., Rapley C.W., "Heat Transfer and Flow Measurement on an Axisymmetric IC Engine Inlet port Assembly". Experimental Heat Transfer Fluid Mechanics and Thermodynamics, World Conference, Vol. 3, pp. 1737-1744, 1997
- [84] Caufield S., Rubenstein B., Martin J.K., Ruppel P., Meyer M., Lewis S., Tang A., Tillock B, "A Comparison Between CFD Predictions and Measurements of Inlet Port Discharge Coefficient and Flow Characteristics". SAE paper 1999-01-3339, JSAE9938094, Small Engine Technology Conference and Exposition, Madison, WI, September 28-30, 1999.

Références Bibliographiques

- [85] Chen A., Lee K.C., Yianneskis M., Ganti G., "Velocity Characteristics of Steady Flow through a Straight Generic Inlet Port". *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 21, n°7, 571-590, 1995
- [86] Gosman A. D., Ahmed A. M. Y., "Measurement and Multidimensional Prediction of Flow in an Axisymmetric Port/Valve Assembly", SAE Paper 870592, 1987
- [87] Lilek Z., Nadarajah S., Peric M., Tindal M.J., Yianneskis M., "Measurements and simulation of the Flow around a Poppet Valve". 8th symposium on Turbulent Shear Flows, September 9-11, Technical University of Munich, Germany. Paper 13-2, 1991.
- [88] Deschamps C.J., Watkins A.P., "Modeling of Turbulent Flow through Port/Valve Assemblies with an Algebraic Reynolds Stress Model". *International Symposium Comodi*, pp. 547-552, 1994
- [89] Rutland C.J., Pieper C.M., Hessel R., "Intake and Cylinder Flow Modeling with a Dual-Valve Port". SAE paper 930069, International Congress and Exposition, Detroit, MI, USA, 1993.
- [90] Wood G.B., Hunter D.U., Taylor E.S., Taylor C.F.; "Air Flow through Intakes Valves". *SAE Journal (Transactions)*, SAE paper 420099, Vol. 50, n°6, 1942.
- [91] Xu H., "Some Critical Technical Issues on the Steady Flow Testing of Cylinder heads". SAE paper 2001-01-1308, SAE 2001 World congress, Detroit, MI, USA, March 5-8, 2001.
- [92] Tindal M.J., Williams T.J., El Khafaji A.H.A., "Gas Flow Measurements in Engine Cylinder". SAE paper 740719, National Combined Farm, Construction and Industrial Machinery and Powerplant Meetings. Milwaukee, WI, USA, September 9-12 1974.
- [93] Cheung R.S.W., Nadarajha S., Tindal M.J., Yianneskis M., "An experimental Study of Velocity and Reynolds Stress Distributions in a Production Engine Inlet Port under Steady Flow Conditions". SAE paper 900058, , International Congress and Exposition, Detroit, MI, USA, 1990
- [94] Yianneskis M., Cheung R.S., Tindal M.J., "A Method of Investigating Flows in Inlet Ports of Complex Shape". *International Conference on Combustion in Engine*, I.Mech.E., London, 10-12 May 1988. C62/88
- [95] Bohac S.V., Landfahner K., "Effects of Pulsating Flow on Exhaust Port Flow Coefficient". SAE paper 1999-01-0214, International Congress & Exposition, Detroit, MI, USA, March 1-4, 1999.
- [96] Vafidis C., Whitelaw J.H., "Intake Valve and In-Cylinder Flow Development in a Reciprocating Model Engine". *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Mechanical Engineering Science*, Vol. 200, n°2, pp 143-152, 1986
- [97] Engh G. T., Chiang C., "Correlation of Convective Heat Transfer for Steady Intake-Flow through a Poppet Valve", SAE Paper 700501, pp. 1-8, 1970
- [98] Annand W.J.D., Experiments on a Model Simulating Heat Transfer between the Inlet Valve of a reciprocating Engine and the Entering Stream". *Proceedings of Institution of Mechanical Engineers*, Vol. 182, n°3H, pp.37-41 ,1968
- [99] Suzuki T., Masato O., Oguri Y., Ushida K., "Analysis of Unsteady Heat Transfer on Periodical Flow in Intake Port Model". SAE paper 2009-01-1507, SAE World Congress & Exhibition, April 2009, Detroit, MI, USA.

Références Bibliographiques

- [100] Uchida K., Suzuki T., Oguri Y., Yoshida M., “Precise Measurement of Heat Transfer to the Inlet Air using Intake Port Model”. SAE paper 2005-01-0999, SAE 2005 World Congress, Detroit, MI, USA, April 11-14, 2005.
- [101] Cheng C.O., Cheng W.K., Heywood J.B., Maroteaux D., Collings N., “Intake Port Phenomena in a Spark-Ignition Engine at Part Load”. SAE paper 912401, International Fuels and Lubricants and Exposition, October 1991, Toronto, QC, Canada, 1991
- [102] Auriemma M., Corcione F.E., Di Martino U., Valentino G., “Analysis of the Intake Flow in a diesel Engine Head Using Dynamic Steady Flow Conditions”, SAE paper 2001-01-1307, SAE 2001 World Congress, Detroit, Michigan, March 5-8, 2001.
- [103] Battistoni M., Cancellieri A., Mariani F., “Steady and Transient Fluid Dynamic Analysis of the Tumble and Swirl Evaluation on a 4V Engine with Independent Intake Valves Actuation”. SAE paper 2008-01-2392, Powertrains, Fuels & lubricants Meeting, Rosemont, IL, USA, October 6-9, 2008.
- [104] Battistoni M., Mariani F., “Fluid Dynamic Study of Unthrottled Part Load SI Engine Operations with Asymmetric Valve Lifts” .SAE paper 2009-24-0017, 9th International Conference on Engines and Vehicles, September 14-17, Capri, Napoli, Italy, 2009.
- [105] Weclas M., Melling A., Durst F., “Flow Separation in the Inlet Valve Gap of Piston Engines”. Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 24, n°3, pp. 165-195, 1998
- [106] Tindal M.J., Cheung R.S., Yianneskis M., “Velocity Characteristics of Steady Flows through Engine Inlet Ports and Cylinders”. SAE paper 880383, International Congress and Exposition, Detroit, Michigan, February 29-March 4, 1988.
- [107] Maier A., Sheldrake T.H., Wilcock D., “Geometric Parameters Influencing Flow in an Axisymmetric IC Engine Inlet Port Assembly: Part I – Valve Flow Characteristics”. Journal of Fluids Engineering, Vol. 122, n°4, pp. 650-657, 2000
- [108] Maier A., Sheldrake T.H., Wilcock D., “Geometric Parameters Influencing Flow in an Axisymmetric IC Engine Inlet Port Assembly: Part II –Parametric Variation of Valve Geometry”. Journal of Fluids Engineering, Vol. 122, n°4, pp. 658-665, 2000
- [109] Costello D., Wilcock D., Sheldrake T.H., Rapley C.W., “Heat Transfer and Flow Measurement on an Axisymmetric IC Engine Inlet port Assembly”. Experimental Heat Transfer Fluid Mechanics and Thermodynamais, World Conference, Vol. 3, pp. 1737-1744, 1997
- [110] Kang K.Y., Reitz R.D., “The Effect of Intake Valve Alignment on Swirl Generation in a DI Diesel Engine”. Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 20, n°2, pp. 94-103, 1999
- [111] Kang K.Y., Baek J.H., “LDV Measurement and Analysis of Tumble Formation and Decay in a Four-Valve Engine”. Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 11, n°2, pp. 181-189, 1995
- [112] Kang K.Y., Baek J.H., “Turbulence Characteristics of Tumble Flow in a Four-Valve Engine”. Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 18, n°3, pp. 231-243, 1998
- [113] Lee K., Bae C., Kang K., “The Effects of Tumble and Swirl Flows on Flame Propagation in a Four-Valve S.I. Engine”. Applied Thermal Engineering, Vol. 27, n°11-12, pp. 2122-2130, 2007

Références Bibliographiques

- [114] Godrie P., Zellat M., “Simulation of Flow Field Generated by Intake Port-Valve-Cylinder Configurations – Comparison with Measurements and Applications”. SAE paper 940521, International Congress & Exposition, Detroit, MI, USA, February 28-March 3, 1994.
- [115] Grimaldi C.N., Battistoni M., Postriotti L., “Flow Characterization of a High Performance S.I. Engine Intake System – Part 1: Experimental Analysis”. SAE paper 2003-01-0623, SAE 2003 World congress, Detroit, MI, USA, March 3-6, 2003.
- [116] Fontanesi S., “Development and Validation of a Boundary Layer control System to Increase Intake Port Steady Permeability”. SAE paper 2004-01-0111, 2004 SAE World Congress, Detroit, MI, USA, March 8-11, 2004.
- [117] Tsui Y.Y., Lee S.Y., “Calculation of turbulent Flow through Engine Inlet Ports”. International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 13, n°3, pp. 232-240, 1992
- [118] Algieri A., Amelio M., Bova S., “Global and LDA Steady Flow Measurements in Two High-Performance I.C.E. Head Configurations”. SAE paper 2001-24-020, 5th Internal Combustion Engine International Conference, September 23-27, 2001.
- [119] Martins J.G.G., Finlay I.C., “Heat Transfer to Air-Ethanol and Air-Methanol Sprays Flowing in Heated Ducts and Across Intake Valves”. SAE paper 900583, International Congress and exposition, Detroit, MI, USA, February 26-March 2, 1990.
- [120] Robertson G.F., “A Study of Thermal Energy Conservation in Exhaust Pipes”. Congress & Exposition, Detroit, Michigan, February 26-March 2, 1979. SAE 790307
- [121] Goldstein R.J., Eckert E.R.G., Ibele W.E., Patankar S.V., Simon T.W., Kuehn T.H., Strykowski P.J., Tamma K.K., Bar-Cohen A., Heberlein J.V.R., Davidson J.H, Bischof J., Kulacki F.A., Kortshagen U., Garrick S., “Heat Transfer – A Review of 1999 Literature”. International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 44, n°19, pp. 3579-3699, 2001
- [122] Kastner L.J., Williams T.J., White J.B., “ Poppet Inlet Valve Characteristics and Their Influence on the Induction Process”. Proceeding of the Institution of Mechanical Engineers, Vol. 178, n°63, 1963
- [123] Kapadia D.N., Borman G.L., “The Effect of heat Transfer on the Steady Flow Through a Poppet valve”. SAE paper 670479, Mid-Year Meeting, Chicago, IL, USA, May 15-19, 1967.
- [124] Rush J.H., “Exhaust Port Heat Rejection in a Piston Engine. A Preliminary Report”. SAE paper 760766, SAE Transactions, pp. 2401-2414, February 1976.
- [125] <http://www.ni.com/products/f/>
- [126] Mohtar H., “Increasing Surge Margin of Turbocharger Centrifugal Compressor Automotive Application – Elargissement de la plage de fonctionnement d’un turbocompresseur de suralimentation automobile”. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Nantes, 2010.

Contribution à la modélisation unidimensionnelle des soupapes de Moteurs à Combustion Interne. Etudes expérimentale et numérique.

La modélisation des moteurs à combustion interne nécessite une compréhension fine de la vidange et du remplissage en air ou en mélange des cylindres. Pour ce faire, une analyse bibliographique des différents phénomènes intervenant sur ces paramètres et des modèles apparentés est faite. Une revue des différents moyens d'essais de la littérature est également effectuée.

Des essais en condition stationnaire sur une culasse issue d'un moteur produit en série sont ensuite effectués. L'analyse de ces résultats est faite au regard des trois principaux modèles de soupape : Barré de St-Venant, Benson et Blair. L'étude des hypothèses de ces trois modèles ayant montré leur équivalence en écoulement sortant d'une tubulure, l'accent est mis sur l'impact des différentes hypothèses sur les résultats expérimentaux. Les trois modèles prenant pour hypothèse un écoulement stationnaire au col de la soupape, des essais instationnaires sont ensuite effectués. Ces données sont ensuite comparées à des résultats de simulation issus des trois précédents modèles. Les différences entre les trois modèles en écoulement sortant d'un cylindre et rentrant dans une tubulure apparaissent et sont analysées.

Enfin, l'hypothèse d'absence de transferts thermiques est remise en cause. Des essais à haute température sont pour cela effectués. Les conditions d'essais ne permettant pas quantifier correctement ces transferts thermiques, un modèle d'écoulement au travers des soupapes prenant en compte les transferts thermiques est proposé. Son étude théorique permet d'évaluer l'impact de ces transferts sur la vidange et le remplissage du cylindre.

Mots-clés : moteur à combustion interne, onde de pression, dynamique des gaz, soupape, transferts thermiques, écoulement unidimensionnel

Contribution of Internal Combustion Engine valve modelling. Experimental and numerical studies.

Modelling internal combustion engine requires a good comprehension of emptying and filling of cylinders with air or gas mixture. Thus, a bibliographical study of the different phenomena interfering on these parameters and of the corresponding models is made. A review of the different experimental device seen in the literature is also done.

Tests in stationary conditions using a manufactured cylinder head are then conducted. The analysis of these results is made using the three main valve models: Barré de St-Venant, Benson and Blair. The study of the assumptions of these models having showed their equivalence in the case of a flow exiting a pipe, the impact of different assumptions on the experimental results is analysed in detail. The three models assuming a stationary flow through the valve, some dynamic tests are then performed. These experimental data are then compared to simulation results from the models. Differences between the three models in the case of flow entering the cylinders appear and are analysed.

Last but not least, the assumption of non thermal flow through the valve is investigated. High temperature tests are performed. Tests conditions did not allowed highlighting the importance of thermal losses, a new model taking in account the thermal transfers is proposed. Its theoretical study allows evaluating the impact of these transfers on emptying and filling of the cylinders.

Keywords: internal combustion engine, pressure waves, gas dynamic, valve, heat transfer, one-dimensional flow