



**ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΡΕΥΣΤΩΝ**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

**Μέτρηση παροχής μάζας αερίου μέσω ακροφύσιου μικρού μήκους
υπό συνθήκες χαμηλών στατικών πιέσεων**



ΑΛΚΗΣ Σ. ΤΣΙΑΒΟΣ

**ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ: ΜΑΘΙΟΥΛΑΚΗΣ ΔΗΜΗΤΡΙΟΣ
ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ Ε.Μ.Π.**

ΑΘΗΝΑ 2014

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΠΕΡΙΛΗΨΗ.....	5
ABSTRACT.....	5
ΕΙΣΑΓΩΓΗ	6
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΘΕΩΡΙΑ	8
1.1 Οι περιοχές της ροής	8
1.2 Μοριακά μεγέθη	10
1.3 Ο αριθμός Knudsen	11
1.4 Δυναμική ομοιότητα	12
1.5 Κινητικές εξισώσεις και μέθοδοι επίλυσής τους	13
1.5.1 Αριθμητική επίλυση της εξίσωσης Boltzmann.....	13
1.6 Η μέθοδος άμεσης προσομοίωσης MonteCarlo (DSMC)	16
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ ΠΑΡΟΜΟΙΩΝ ΕΡΓΑΣΙΩΝ	18
2.1 An experimental and theoretical investigation of rarefied gas flow through circular tube of finite length (2002)	18
2.1.1 Εισαγωγικά.....	18
2.1.2 Πειραματική διάταξη και διαδικασία πειράματος	18
2.1.3 Σχολιασμός Αποτελεσμάτων.....	20
2.1.4 Συμπεράσματα	27
2.2 Measurements and computations of mass flow and momentum flux through short tubes in rarefied gases (2006)	28
2.2.1 Εισαγωγικά.....	28
2.2.2 Πειραματική διάταξη και συνθήκες ροής.....	28
2.2.3 Σχολιασμός Αποτελεσμάτων.....	29
2.2.4 Συμπεράσματα	40
2.3 Rarefied gas flow through short tubes into vacuum.....	41
2.3.1 Εισαγωγικά.....	41
2.3.2 Διάταξη πειράματος και ορισμοί	41
2.3.3 Σχολιασμός Αποτελεσμάτων.....	43
2.3.4 Συμπεράσματα	49
2.4 Experiments on rarefied gas flows through tubes (2008)	50
2.4.1 Εισαγωγικά.....	50
2.4.2 Η διάταξη των πειραμάτων.....	50
2.4.3 Σχολιασμός αποτελεσμάτων.....	52
2.4.4 Συμπεράσματα	56
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: Η ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ	57
3.1 Η πειραματική διαδικασία	57
3.2 Η μορφή της πειραματικής διάταξης	58
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΤΑ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ	63
4.1 Αναλυτική περιγραφή και επεξεργασία των μετρήσεων	64
4.1.1 Παροχή Μάζας	69
4.1.2 Ταχύτητα	70
4.1.3 Αριθμός Reynolds.....	72
4.1.4 Αριθμός Knudsen.....	73

4.1.5 Αριθμός Mach	74
4.2 Σύγκριση πειραματικών και θεωρητικών αποτελεσμάτων.....	75
4.2.1 Παροχή μάζας	75
4.2.2 Ταχύτητα.....	76
4.2.3 Αριθμός Mach	76
4.2.4 Αριθμός Reynolds.....	77
4.2.5 Αριθμός Knudsen.....	77
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ.....	79
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑΤΑ	80
Παράρτημα 1: Το Αργό (Ar).....	80
1.1 Η Ιστορία.....	80
1.2 Τα χαρακτηριστικά	80
1.3 Ύπαρξη – Ανίχνευση	80
1.4 Εφαρμογές	81
1.5 Οι χημικές του ενώσεις.....	82
1.6 Επιδράσεις στην υγεία	82
1.7 Επιδράσεις στο περιβάλλον.....	82
Παράρτημα 2: Αντλίες κενού	83
2.1 Γενικά.....	83
2.2 Βασικές κατηγορίες	83
2.3 Αρχές λειτουργίας	83
2.4 Τύποι αντλιών	84
Παράρτημα 3: Αισθητήρες κενού.....	91
3.1 Γενικά.....	91
3.2 Τύποι αισθητήρων κενού	91
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....	100

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Μέτρηση παροχής μάζας αερίου μέσω ακροφύσιου μικρού μήκους υπό συνθήκες χαμηλών στατικών πιέσεων

Η κατασκευή συσκευών και συστημάτων με διαστάσεις μικρο-κλίμακας, γνωστών με τα ακρώνυμα MEMS, αποτελεί ένα από τα πιο ενδιαφέροντα επιτεύγματα της τεχνολογίας τα τελευταία χρόνια. Αντικείμενο της εργασίας αυτής είναι η πειραματική μελέτη της ροής αερίου σε μικροαγωγούς αυτού του τύπου. Συγκεκριμένα, εξετάζεται η ροή αερίου αργού σε μια κατάλληλα διαμορφωμένη διάταξη, η οποία αποτελείται από έναν μικροαγωγό ίσης διαμέτρου D με το μήκος του L όπου $L=D=240\ \mu\text{m}$, και με απόλυτες πιέσεις μικρότερες από $2500\ \text{Pa}$. Η ροή προκλήθηκε λόγω της διαφοράς πίεσης μεταξύ της εισόδου και της εξόδου του αγωγού, ενώ η παροχή μάζας μετρήθηκε μέσω των πιέσεων αυτών και συγκρίθηκε με θεωρητικά αποτελέσματα βασισμένα στη λύση της εξίσωσης Boltzmann. Οι διαφορές μεταξύ πειράματος και θεωρίας αποδίδονται κυρίως στις διαρροές της πειραματικής διάταξης όπου το πείραμα παρουσιάζει μικρότερες τιμές. Μολονότι ο λόγος της πίεσης εξόδου προς την πίεση εισόδου κυμαινόταν μεταξύ 0.05 και 0.2 δηλαδή πολύ μικρότερος από το όριο 0.487 που σύμφωνα με τη θεωρία του συνεχούς μέσου η ροή έπρεπε να ήταν ηχητική, στο πείραμα ο μέγιστος αριθμός Mach ήταν 0.35 ενώ σύμφωνα με τη θεωρητική λύση αυτός ήταν 0.65 δηλαδή σαφώς μακριά από την ηχητική κατάσταση. Προφανώς η αραιοποιημένη κατάσταση του αερίου (rarefied gas) απαιτεί πολύ μικρούς λόγους πίεσης προκειμένου το αέριο να φθάσει σε ηχητική κατάσταση.

ABSTRACT

Mass flow rate measurements through a short nozzle at low static pressure

The construction of devices and systems with dimensions of micro-scale, known as MEMS ones is one of the most interesting achievements of technology in recent years. The subject of this diploma thesis is the experimental study of argon gas flow in a $240\ \mu\text{m}$ diameter circular tube with a length of $240\ \mu\text{m}$ under low static pressures (below $2500\ \text{Pa}$ absolute). Although the exit to entrance pressure ratio was varying in the interval $0.05 - 0.2$, namely lower than the limit of 0.487 defined from continuous mechanics theory in order to achieve sonic conditions in a nozzle, Mach number in the present experiment reached a maximum value of 0.35 . Compared to theoretical results based on the Boltzmann equation solution, our results presented lower Mach numbers and lower mass flow rates attributed to the leaks of the experimental installation. However, even the theoretical results did not exceed a Mach number of 0.65 . Apparently, the rarefied state of the gas as a result of the low pressures needs much lower pressure ratios in order to reach a sonic condition.

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Τα MEMS είναι συσκευές μεγέθους της τάξης των μερικών μικρών που βρίσκουν πολλές διαφορετικές εφαρμογές. Η κατασκευή εξαρτημάτων με την ελάχιστη δυνατή διάσταση αποτελεί έναν από τους βασικότερους στόχους κατά το στάδιο του σχεδιασμού διαφόρων εξαρτημάτων για ποικίλους λόγους. Αυτό συμβαίνει, προκειμένου, είτε να επιτευχθεί μείωση της καταναλισκόμενης ενέργειας, είτε να καταστεί δυνατή η ευκολότερη ενσωμάτωση των εξαρτημάτων σε συσκευές, είτε τέλος να αξιοποιηθούν οι ιδιότητες και τα νέα φαινόμενα που παρουσιάζονται στη μικρο-κλίμακα. Έτσι, αναδεικνύεται αναγκαία η μελέτη της συμπεριφοράς της ύλης σε μικρές κλίμακες. Ήδη αρκετές τέτοιες συσκευές αποτελούν εμπορικά προϊόντα. Τα συστήματα MEMS μπορεί να αποτελούν αισθητήρες, επενεργητές ή και δομικά συστατικά μιας κατασκευής.

Βασικές εφαρμογές των MEMS αποτελούν οι εγχυτήρες σε εκτυπωτές έγχυσης, τα επιταχυνσιόμετρα σε σύγχρονα αυτοκίνητα, σε χειριστήρια παιχνιδιομηχανών με δυνατότητα ανάδρασης ή σε κινητά τηλέφωνα. Άλλες εφαρμογές αποτελούν οι οπτικοί διακόπτες, τα γυροσκόπια για οχήματα διαφόρων τύπων και αισθητήρες πίεσης. Φυσικά, τα παραπάνω δεν εξαντλούν με κανένα τρόπο τις δυνατές εφαρμογές, δίνουν απλά μια αίσθηση του αντικειμένου με το οποίο ασχολείται αυτή η εργασία.

Οι συσκευές αυτές συνήθως αποτελούνται από μια κεντρική μονάδα επεξεργασίας και διάφορα μέρη που αλληλοεπιδρούν με το εξωτερικό περιβάλλον ως αισθητήρες ή επενεργητές. Το σημαντικότερο χαρακτηριστικό τους είναι ότι σε αυτές τις διαστάσεις δεν ισχύουν πολλοί κλασικοί νόμοι της φυσικής αλλά απαιτείται διαφορετική αντιμετώπιση. Επίσης, στις συσκευές αυτές ο λόγος επιφάνειας προς μάζα είναι συνήθως πολύ μεγάλος. Έτσι, φαινόμενα επιφάνειας, όπως π.χ. οι ηλεκτροστατικές δυνάμεις, έχουν πολύ ισχυρότερη επίδραση από φαινόμενα μάζας, όπως π.χ. η αδράνεια.

Ο κλάδος που εξετάζει φαινόμενα ροής σε MEMS είναι η μικρορευστοδυναμική. Σε αντίθεση με την κλασική ρευστοδυναμική, στη μικρορευστοδυναμική η συμπεριφορά των ρευστών δεν μπορεί να περιγραφεί από τις εξισώσεις Navier-Stokes, αλλά είναι αναγκαία μια διαφορετική προσέγγιση. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι όσο μικρότερες είναι οι διαστάσεις της ροής τόσο η υπόθεση της θερμοδυναμικής ισορροπίας καθίσταται μη ρεαλιστική, και η υπόθεση της μη ολίσθησης στις οριακές συνθήκες παύει να ισχύει. Έτσι, για συστήματα σχετικά κοντά στην θερμοδυναμική ισορροπία μπορούν να χρησιμοποιηθούν οι εξισώσεις Navier-Stokes με διαφοροποίηση των οριακών συνθηκών, ενώ για μικρότερες διαστάσεις είναι απαραίτητη η αξιοποίηση μεθοδολογιών που βασίζονται στην στατιστική προσέγγιση της συμπεριφοράς της ύλης. Τέτοιες είναι, η μέθοδος Monte Carlo καθώς και η επίλυση της εξίσωσης Boltzmann στην κλασική ή στην γραμμικοποιημένη μορφή της.

Η παρούσα εργασία χωρίζεται σε τρία κύρια μέρη:

- Στο πρώτο μέρος, παρατίθενται συνοπτικά κάποια στοιχεία θεωρίας, προκειμένου να οριστούν και να γίνουν κατανοήτες βασικές έννοιες και μέθοδοι που θα χρησιμοποιηθούν παρακάτω.

- Στο δεύτερο μέρος, παρουσιάζεται με λεπτομέρειες η δομή της πειραματικής διάταξης και τα συστατικά της μέρη.
- Στο τρίτο μέρος, παρουσιάζονται αναλυτικά τα αποτελέσματα του κάθε πειράματος και κατόπιν συγκρίνονται με τη σχετική θεωρία, προκειμένου να βγούν τα κατάλληλα συμπεράσματα.

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

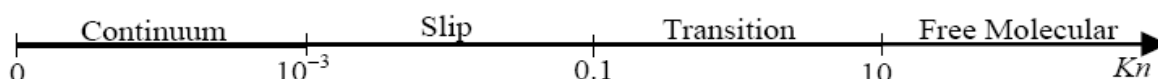
Αρχικά θα ήθελα να ευχαριστήσω όλους όσους συνέβαλαν με οποιονδήποτε τρόπο στην επιτυχή διεκπεραίωση της παρούσας διπλωματικής εργασίας. Ιδιαίτερες ευχαριστίες θα ήθελα να δώσω στον καθηγητή κ. Δημήτριο Μαθιουλάκη για την επίβλεψη της εν λόγω διπλωματικής εργασίας. Η προσφορά των σε βάθος γνώσεων του όσον αφορά στο αντικείμενο της έρευνας και η μακροχρόνια εμπειρία του αποτέλεσαν καταλύτες για την βαθύτερη κατανόηση του τομέα των ρευστών και σε συνδυασμό με την υπομονή και συνεχή διαθεσιμότητα του, η εργασία αυτή ήρθε εις πέρας. Στη συνέχεια, ευχαριστώ θερμά τον κ. Δημήτριο Βαλουγεώργη, καθηγητή της σχολής Μηχανολόγων Μηχανικών του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας, για την πολύτιμη προσφορά γνώσεων σχετικά με προηγούμενες παρόμοιες μελέτες και την αντίστοιχη βιβλιογραφία τους, καθώς και τη βοήθειά του αναφορικά με τα θεωρητικά αποτελέσματα. Τέλος, ένα μεγάλο ευχαριστώ οφείλω στους γονείς και τα αδέρφια μου για την ανατροφή και στήριξη που μου παρείχαν όλα αυτά τα χρόνια, αλλά και την πίστη τους στις δυνατότητες μου.

Την εργασία αυτή την αφιερώνω στην οικογένειά μου.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΘΕΩΡΙΑ

1.1 Οι περιοχές της ροής

Τα τελευταία χρόνια οι ολοένα και αυξανόμενες εφαρμογές των MEMS και η ανάπτυξη της τεχνολογίας κενού και διαστήματος έχουν επιφέρει ανάλογη αύξηση του ενδιαφέροντος για τη ροή αερίων σε μικροκανάλια. Η θεωρία του συνεχούς μέσου αποτυγχάνει να προβλέψει την συμπεριφορά της ροής αερίου όταν οι διαστάσεις των αγωγών μειωθούν πάρα πολύ ή ισοδύναμα όταν ο αριθμός Knudsen (λόγος της ελεύθερης διαδρομής των μορίων προς μια χαρακτηριστική διάσταση του καναλιού, συνήθως βάθος) αυξηθεί πάνω από την τιμή 0,01.



Σχήμα 1.1: Περιοχές της ροής (Flow of Rarefied Gases, Princeton: University Press. Schaaf, S.A. & P.L. Chambre, 1961)

Kn	Model
→ 0 (continuum, without molecular diffusion)	Euler equations
≤ 10 ⁻³ (continuum, with molecular diffusion)	Navier-Stokes equations with no-slip wall boundary conditions
10 ⁻³ < Kn ≤ 0.1 (continuum transition)	Navier-Stokes equations with 1st order slip boundary conditions at wall
0.1 < Kn ≤ 10 (transition)	Burnett equations with higher order slip boundary conditions at wall; Moment equations; DSMC; Lattice Boltzmann
Kn > 10 (freemolecular)	Collision-less Boltzmann equations; DSMC; Lattice Boltzmann

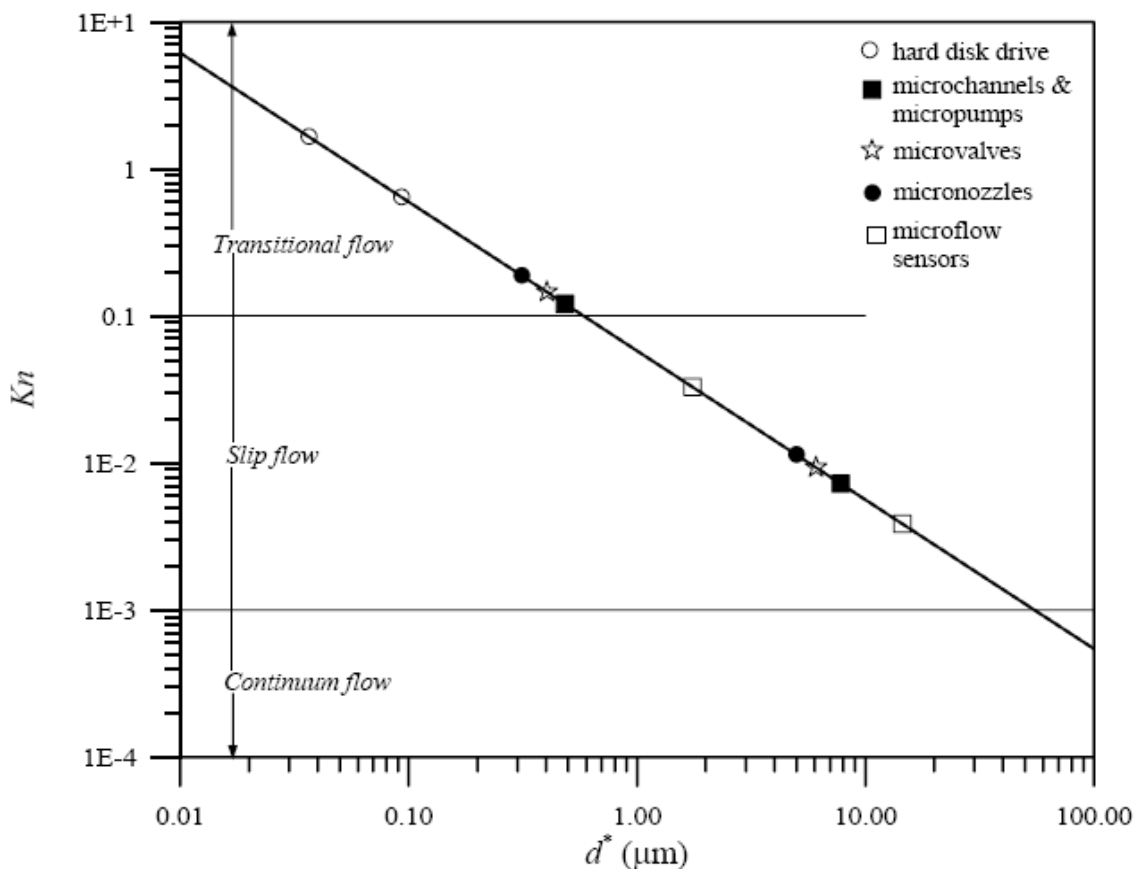
Πίνακας 1.1: Κατηγοριοποίηση των περιοχών της ροής με βάση τη μέθοδο επίλυσης (Gad-el-Hak, M. 1999 “The fluid mechanics of microdevices - The Freeman scholarlecture, “ASME Journal of Fluids Engineering, vol. 121, no. 1, pp. 6-33)

Οι περιοχές της ροής βασισμένες στην τιμή του αριθμού Knudsen φαίνονται στο σχήμα 1.1. Για $Kn \rightarrow 0$ το ρευστό θεωρείται συνεχές και η ροή μοντελοποιείται από τις εξισώσεις Euler. Για τιμές του αριθμού Knudsen μικρότερες από 10^{-3} το ρευστό θεωρείται συνεχές μέσο και η επίλυση της ροής γίνεται με τις εξισώσεις Navier–Stokes. Όταν ο αριθμός Knudsen παίρνει τιμές στο διάστημα από 10^{-3} έως 10 η ροή βρίσκεται σε μια ενδιάμεση κατάσταση μεταξύ συνεχούς μέσου και ελεύθερης μοριακής ροής. Για τιμές του αριθμού Knudsen από 10^{-3}

έως 0,1 είναι αναγκαία η εισαγωγή οριακής συνθήκης ολίσθησης στις εξισώσεις Navier–Stokes γιατί σε αυτήν την περιοχή της ροής, η οποία ονομάζεται περιοχή ολίσθησης, τα μόρια του ρευστού που βρίσκονται σε επαφή με το τοίχωμα έχουν μη μηδενική ταχύτητα. Τέλος, όταν ο αριθμός Knudsen λαμβάνει τιμές στην μεταβατική περιοχή ($0,1 < Kn < 10$) η ροή μοντελοποιείται από τις εξισώσεις Burnett με 2ης τάξης οριακές συνθήκες ή από τη μέθοδο άμεσης προσομοίωσης Monte Carlo (DSMC). Για $Kn > 10$ τα μόρια του αερίου συγκρούονται πιο συχνά με τα τοιχώματα παρά μεταξύ τους, συνεπώς η ροή μπορεί να θεωρηθεί ελεύθερη μοριακή και μοντελοποιείται από την εξίσωση Boltzmann.

Πρέπει να σημειωθεί ότι ο διαχωρισμός της ροής στις παραπάνω περιοχές έγινε με βάση εμπειρικά δεδομένα, γι' αυτό και τα όρια μεταξύ των περιοχών δεν είναι απόλυτα, αλλά εξαρτώνται συχνά από την εκάστοτε γεωμετρία και γενικότερα τις συνθήκες που επικρατούν.

Το παρακάτω σχήμα απεικονίζει περιοχές της ροής στις οποίες εμπίπτουν διάφορα μικρορευστομηχανικά συστήματα. Βλέπουμε πως πολλές σημαντικές εφαρμογές βρίσκονται στην περιοχή ολίσθησης και στη μεταβατική περιοχή οπότε είναι σημαντικό να διερευνηθεί η συμπεριφορά της ροής σε αυτές τις περιοχές.



Σχήμα 1.2: Χαρακτηριστικά μήκη μικρορευστομηχανικών συστημάτων (Karniadakis, G.E. & A. Beskok, 2002 Microflows: Fundamentals and Simulation. New York: Springer-Verlag Inc.)

1.2 Μοριακά μεγέθη

Το γεγονός ότι ο όγκος που καταλαμβάνουν τα μόρια ενός mol αερίου σε δοσμένες συνθήκες θερμοκρασίας και πίεσης, καθώς και ότι ο αριθμός τους ,γνωστός ως αριθμός **Avogadro** $6.02252 \cdot 10^{23}$, είναι σταθεροί και ανεξάρτητοι από τη σύνθεση του αερίου, μας οδηγεί στο νόμο του ιδανικού αερίου:

$$P = n \cdot k_B \cdot T \quad (1.1)$$

όπου P είναι η πίεση, T η θερμοκρασία, n η αριθμητική πυκνότητα (σε πίεση ατμοσφαιρική και θερμοκρασία 0°C, $n=2.69 \cdot 10^{25} m^{-3}$) και k_B η σταθερά Boltzmann ($k_B=1.3805 \cdot 10^{-23} J/K$).

Gas	Density [kg/m ³]	Dynamic Viscosity [kg/(ms)]	Thermal Con- ductivity [W/(m.K)]	Thermal Diffusivity [m ² /s]	Specific Heat [J/(kgK)]	Mean Free Path [m]
Air	1.293	1.85E-5	0.0261	2.01E-5	1004.5	6.111E-8
N2	1.251	1.80E-5	0.0260	2.00E-5	1038.3	6.044E-8
CO2	1.965	1.50E-5	0.0166	1.00E-5	845.7	4.019E-8
O2	1.429	2.07E-5	0.0267	2.04E-5	916.9	6.503E-8
He	0.179	1.99E-5	0.150	1.60E-4	5233.5	17.651E-8
Argon	1.783	2.29E-5	0.0177	1.93E-5	515.0	6.441E-8

Πίνακας 1.2: Θερμοφυσικές ιδιότητες τυπικών αερίων που χρησιμοποιούνται σε μικρό-εφαρμογές, για ατμοσφαιρικές συνθήκες (298K και 1atm)

Υποθέτοντας πως όλα τα μόρια είναι κατανεμημένα ομοιόμορφα, μπορούμε να ορίσουμε μια **μέση μοριακή απόσταση δ** ως:

$$\delta \approx n^{-1/3} \quad (1.2)$$

με $\delta=3.3 \cdot 10^{-9} m$ για κανονικές συνθήκες.

Η μέση **μοριακή διάμετρος d** για τα τυπικά αέρια, βασισμένη στον μετρημένο συντελεστή τριβής και τη θεωρία των Charman-Enskog για μόρια σφαιρικού σχήματος, είναι της τάξεως των $10^{-10} m$. Για τον αέρα σε κανονικές συνθήκες είναι $d=3.7 \cdot 10^{-10} m$.

Συγκρίνοντας τη μέση μοριακή απόσταση δ και τη μέση μοριακή διάμετρο d, παρατηρούμε ότι η μέση μοριακή απόσταση είναι μια τάξη με μεγέθους μεγαλύτερη από την μέση

μοριακή διάμετρο. Αυτό μας οδηγεί στην υπόθεση του αραιού αερίου, όπου $\delta/d \gg 1$. Στο αραιό αέριο, οι διμοριακές συγκρούσεις είναι συνηθέστερες των ταυτόχρονων πολλαπλών συγκρούσεων μεταξύ μορίων, φαινόμενο πολύ συχνότερο στα συνεκτικά αέρια. Μέσω αυτών των συγκρούσεων συντελείται μεταφορά ορμής και ενέργειας, μέχρι να επιτευχθεί η θερμοδυναμική ισορροπία. Γι' αυτό οι χρονικές και χωρικές κλίμακες που σχετίζονται με αυτές τις διαμοριακές συγκρούσεις, αποτελούν σημαντικές παραμέτρους για πολλές εφαρμογές σ' αυτό το πεδίο.

Η απόσταση που διανύεται από ένα μόριο μεταξύ δυο διαδοχικών συγκρούσεων, ορίζεται ως **μέση ελεύθερη διαδρομή λ** και η τιμή της δίδεται από τη σχέση :

$$\lambda = \left((2^{\frac{1}{2}} \cdot \pi \cdot d^2 \cdot n)^{-1} \right) \quad (1.3)$$

Για τον αέρα σε κανονικές συνθήκες είναι $\lambda = 6.5 \cdot 10^{-8} \text{m}$.

Η ταχύτητα με την οποία κινούνται τα μόρια του αερίου είναι ανάλογη με την ταχύτητα του ήχου. Ως **μέση τετραγωνική μοριακή ταχύτητα** ορίζεται:

$$\bar{c} = \sqrt{\frac{3 \cdot P}{\rho}} = \sqrt{3 \cdot R \cdot T} \quad (1.4)$$

όπου R η ειδική σταθερά του αερίου.

Για τον αέρα υπό κανονικές συνθήκες η μέση τετραγωνική μοριακή ταχύτητα υπολογίζεται σε 486m/s, τιμή τέσσερις ή πέντε τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από τις συνήθεις ταχύτητες της ροής σε μικροκλίμακες.

Όσον αφορά την χρονική κλίμακα, μπορούμε να υπολογίσουμε μια μέση τιμή, ως λόγο της μέσης ελεύθερης διαδρομής λ προς τη μέση τετραγωνική μοριακή ταχύτητα c. Για τον αέρα σε κανονικές συνθήκες υπολογίζεται σε $t_c = 10^{-10} \text{sec}$.

1.3 Ο αριθμός Knudsen

Διάφορες μοριακές αλληλεπιδράσεις είναι σημαντικό στις τεχνολογικές εφαρμογές να συνοψίζονται σε μακροσκοπικές ιδιότητες βασισμένες στο σενάριο του συνεχούς μέσου, όπως η πυκνότητα, η θερμοκρασία, η ταχύτητα. Είναι επίσης σημαντικό να προσδιορίζονται, κάθε φορά, και τα όρια της αξιοπιστίας αυτής της υπόθεσης.

Απλούστερα, προκύπτουν τα παρακάτω ερωτήματα :

1. Πόσο πρέπει να είναι το μέγεθος του δείγματος, ώστε να μπορούν να προσδιοριστούν σε αυτό τέτοιες μακροσκοπικές ιδιότητες ;
2. Σε ποια κλίμακα οι στατιστικές διακυμάνσεις θα καθίστανται σημαντικές;

Προκύπτει ότι σε ένα δείγμα που περιέχει 10.000 μόρια μπορούν να προσδιοριστούν οι μέσες τιμές των μακροσκοπικών ιδιοτήτων με στατιστικό σφάλμα 1%. Για τον αέρα υπό κανονικές συνθήκες, το ελάχιστο δείγμα που θα έδινε αποτελέσματα με τη δεδομένη ακρίβεια θα είχε όγκο περίπου $3.7 * 10^{-22} m^3$.

Μια αδιάστατη παράμετρος «κλειδί» για τις μικρο-ροές αερίων είναι ο **αριθμός Knudsen** και ορίζεται ως ο λόγος της μέσης ελεύθερης διαδρομής προς την χαρακτηριστική διάσταση της γεωμετρίας, την διάσταση δηλαδή κατά την οποία μπορούν να συντελεστούν μεγάλες διακυμάνσεις των μακροσκοπικών ιδιοτήτων. Ο αριθμός Knudsen σχετίζεται με τους αριθμούς Reynolds και Mach ως εξής :

$$Kn = \frac{\lambda}{L} = \sqrt{\frac{\gamma \cdot \pi}{2}} \cdot \frac{M}{Re} \quad (1.5)$$

Οι τιμές των μακροσκοπικών μεγεθών για ροές με $Kn > 1$, είναι δύσκολο να προσδιοριστούν σε σύνθετες γεωμετρίες, που εκτείνονται και στις τρεις διαστάσεις του χώρου. Παρ' όλα αυτά, κατα μήκος μικροκαναλιών με μεγάλη αναλογία πλάτους προς ύψος (aspect ratio), μπορεί να χαραχθεί το προφίλ ταχύτητας και από αυτό να υπολογιστούν οι αντίστοιχες μακροσκοπικές ποσότητες.

1.4 Δυναμική ομοιότητα

Σε πολλές εφαρμογές της ρευστομηχανικής, μπορούμε να αναδείξουμε μια αντιστοιχία ανάμεσα σε διαφορετικές γεωμετρίες και δυναμικές συνθήκες, βασιζόμενοι στην υπόθεση της δυναμικής ομοιότητας. Με αυτόν τον τρόπο, έχουμε την δυνατότητα να προσδιορίσουμε την συμπεριφορά ενός ρευστομηχανικού συστήματος, πειραματιζόμενοι σε ένα άλλης γεωμετρικής κλίμακας μοντέλο, κάτω από όμοιες συνθήκες, που χαρακτηρίζονται από ένα πλήθος αδιάστατων παραμέτρων, όπως οι αριθμοί Reynolds, Mach, Prandtl και Knudsen.

Υπό το πρίσμα της δυναμικής ομοιότητας, εξετάζουμε την αντιστοιχία μεταξύ των αεριοποιημένων ροών πολύ χαμηλής πίεσης και των ροών μέσα σε μικροκανάλια. Η εγκυρότητα της αντιστοιχίας εξαρτάται από τα φαινόμενα που οφείλονται στην επιφάνεια των τοιχωμάτων, αλλά και τις υφιστάμενες στατιστικές διακυμάνσεις.

Παραδείγματος χάρη: για ατμοσφαιρικές συνθήκες, η τιμή του αριθμού $Kn=1$ επιτυγχάνεται για μέγεθος καναλιού περί τα 65nm. Για μικρότερες διατομές, που αντιστοιχούν σε μεγαλύτερους Knudsen, οι μακροσκοπικές ιδιότητες του ρευστού δεν μπορούν να

προσδιοριστούν. Παρ' όλα αυτά, σε χαμηλότερες πιέσεις, για παράδειγμα στα 100 Pa, το όριο της 1% ποσοστιαίας στατιστικής διακύμανσης αντιστοιχεί σε χαρακτηριστική διάσταση $L=0.65\mu\text{m}$, ενώ η τιμή του αριθμού $Kn=1$ επιτυγχάνεται στην χαρακτηριστική διάσταση των $65\mu\text{m}$, δύο τάξεις μεγέθους, δηλαδή μεγαλύτερη.

Έτσι, οι μακροσκοπικές ιδιότητες του ρευστού μπορούν να προσδιοριστούν χωρίς σημαντικές στατιστικές αποκλίσεις. Παρακάτω θα δούμε τους τρόπους, με τους οποίους μπορεί να γίνει αυτό.

1.5 Κινητικές εξισώσεις και μέθοδοι επίλυσής τους

Ενώ στην κλασική ρευστοδυναμική η συμπεριφορά των ρευστών μπορεί να περιγραφεί με τις γνωστές μας εξισώσεις Navier-Stokes, δε μπορεί να συμβεί το ίδιο και στην μικρορευστοδυναμική. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι όσο μικρότερες είναι οι διαστάσεις της ροής, τόσο η υπόθεση της θερμοδυναμικής ισορροπίας καθίσταται μη ρεαλιστική, ενώ η υπόθεση της μη ολίσθησης στο στερεό τοίχωμα, ως οριακή συνθήκη, παύει να ισχύει.

Έτσι, για συστήματα σχετικά κοντά στην θερμοδυναμική ισορροπία μπορούν να χρησιμοποιηθούν οι εξισώσεις Navier-Stokes με διαφοροποίηση των οριακών συνθηκών, ενώ για μικρότερες διαστάσεις είναι απαραίτητη η υιοθέτηση μεσοσκοπικών μεθοδολογιών που βασίζονται στη στατιστική προσέγγιση της συμπεριφοράς της ύλης. Τέτοιες είναι η μέθοδος Monte-Carlo, καθώς και η επίλυση της εξίσωσης Boltzmann στην κλασική ή στη γραμμικοποιημένη μορφή της .

1.5.1 Αριθμητική επίλυση της εξίσωσης Boltzmann

Η επίλυση της εξίσωσης Boltzmann έχει σαν κυριότερα πλεονεκτήματα την ευρύτητα εφαρμογής (μπορεί να εφαρμοστεί τόσο για συνεχή μέσα, όσο και για ελεύθερη μοριακή κίνηση), την πολύ καλή φυσική θεμελίωσή της και τη δυνατότητα ανάκτησης μεγάλης ποσότητας πληροφορίας εφόσον μπορούν να υπολογιστούν όλες οι μακροσκοπικές ποσότητες. Βασικό μειονέκτημα αποτελεί η σημαντική μαθηματική πολυπλοκότητά της , η οποία, όμως, περιορίζεται σημαντικά με τη χρησιμοποίηση μοντέλων προσέγγισης του όρου των σωματιδιακών συγκρούσεων που περιλαμβάνει η εξίσωση.

Με βάση την επίλυση της γραμμικοποιημένης εξίσωσης Boltzmann έχει αντιμετωπιστεί πλήθος προβλημάτων που αφορά εσωτερικές και εξωτερικές ροές. Ειδικότερα, όσον αφορά στις ροές ενός συστατικού εντός αγωγών, έχουν αντιμετωπιστεί με επιτυχία ροές μεταξύ παραλλήλων πλακών υπό την επίδραση κλίσης πίεσης και θερμοκρασίας, μεταξύ κινούμενων πλακών καθώς και εντός κυλινδρικών και ορθογωνικών αγωγών. Αντίθετα, η διερεύνηση ροών μιγμάτων παραμένει σχετικά περιορισμένη και μόλις τα τελευταία χρόνια παρατηρείται μια προσπάθεια για τη συστηματική μελέτη τους με την επίλυση

προβλημάτων όπως αυτά της ροής μεταξύ πλακών, αλλά και εντός κυλινδρικών και ορθογωνικών αγωγών με πολύ μεγάλο μήκος.

Κατά τη μοντελοποίηση προβλημάτων με την κινητική θεωρία, βασική επιδίωξη είναι ο υπολογισμός της άγνωστης συνάρτησης κατανομής $f(\mathbf{r}, \xi, t)$. Η συνάρτηση προκύπτει από την επίλυση της εξίσωσης Boltzmann:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \xi \frac{\partial f}{\partial r} + X \frac{\partial f}{\partial \xi} = Q(f, f^*) \quad (1.6)$$

όπου X η ανοιγμένη συνισταμένη των εξωτερικών δυνάμεων, ενώ ο όρος των σωματιδιακών συγκρούσεων συμβολίζεται με $Q(f, f^*)$.

Εφόσον προσδιοριστεί η συνάρτηση κατανομής $f(\mathbf{r}, \xi, t)$, τότε, όπως περιγράψαμε σε προηγούμενη παράγραφο, μπορούν να υπολογιστούν όλες οι μακροσκοπικές ποσότητες συναρτήσει αυτής.

Το δυσχερέστερο σημείο στην επίλυση της εξίσωσης Boltzmann είναι η περιγραφή των σωματιδιακών συγκρούσεων. Ο συνηθέστερος τρόπος αντιμετώπισης του προβλήματος είναι η αντικατάσταση του όρου $Q(f, f^*)$ από κάποιο προσεγγιστικό μοντέλο. Τα ευρύτερα χρησιμοποιούμενα μοντέλα όταν επιλύονται ροές ενός συστατικού είναι το μοντέλο BGK και το μοντέλο S. Όταν αντιμετωπίζονται ροές που αφορούν μίγματα αερίων, τότε το απλούστερο μοντέλο είναι αυτό του Hamel.

Όταν η ταχύτητα του ροϊκού πεδίου είναι κατά πολύ μικρότερη από την ταχύτητα του ήχου, όπως συμβαίνει σχεδόν πάντα σε μικροροϊκές διατάξεις, λόγω των πολύ μικρών διαστάσεων, τότε μπορεί να χρησιμοποιηθεί η γραμμικοποιημένη εξίσωση Boltzmann. Στην περίπτωση αυτή η άγνωστη μεταβλητή είναι πλέον η h , που συνδέεται με την f μέσω της σχέσης:

$$f(r, \xi, t) = f_{abs}^M \{ 1 + h(r, \xi, t) \} \quad (1.7)$$

Όπου f_{abs}^M η απόλυτη κατανομή ισορροπίας.

Αντίστοιχα, γραμμικοποιείται και ο όρος των συγκρούσεων. Επιπλέον τα διάφορα μεγέθη μπορούν να αδιαστατοποιηθούν. Έτσι, στην περίπτωση των μοντέλων BGK και S (και θεωρώντας ότι δεν υπάρχουν εξωτερικές δυνάμεις) η γραμμικοποιημένη εξίσωση Boltzmann παίρνει την μορφή:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + c \cdot \frac{\partial h}{\partial x} = \delta \cdot \left\{ \rho + 2c \cdot u + \tau \left(c^2 - \frac{3}{2} \right) - h \right\} \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + c \cdot \frac{\partial h}{\partial x} = \delta \cdot \left\{ \rho + 2c \cdot u + \tau \left(c^2 - \frac{3}{2} \right) + \frac{4}{15} c \cdot q \left(c^2 - \frac{5}{2} \right) - h \right\} \quad (1.9)$$

αντίστοιχα, ενώ με ανάλογο τρόπο εξάγεται και η εξίσωση του μοντέλου Hamel για μίγματα αερίων. Η παράμετρος δ ονομάζεται παράμετρος αραιοποίησης και ορίζεται:

$$\delta = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{H}{\lambda} \quad (1.10)$$

Στην περίπτωση της γραμμικοποιημένης εξίσωσης Boltzmann μπορεί να χρησιμοποιηθεί ένα επιπλέον μοντέλο για τον όρο των συγκρούσεων, το οποίο έχει αποδειχθεί ιδιαίτερα αποτελεσματικό, με κόστος όμως την αυξημένη πολυπλοκότητα, το μοντέλο McCormack.

Σε εργασίες που δημοσιεύτηκαν στο πεδίο αυτό, προτάθηκαν διαφορετικοί τρόποι αριθμητικής επίλυσης των μοντέλων αυτών, προσέγγισης του όρου των συγκρούσεων $Q(f, f^*)$, αρκετοί από τους οποίους συνέκλιναν εντυπωσιακά ως προς τα αποτελέσματα που έδωσαν.

Στον παρακάτω πίνακα παρουσιάζονται οι τιμές της αδιάστατης παροχής G_{*p}^{th} η οποία ορίζεται από την σχέση:

$$G_{*p}^{th} = \frac{M \cdot u_0}{\pi \cdot r^3 \frac{\Delta P}{L}} \quad (1.11)$$

όπου M η παροχή μάζας του ρευστού, $u_0 = \sqrt{2 \cdot R \cdot T_0}$ η πλέον πιθανή μοριακή ταχύτητα στη θερμοκρασία αναφοράς T_0 , r και L η ακτίνα και το μήκος του αγωγού αντίστοιχα, συναρτήσει της παραμέτρου αραιοποίησης δ που υπολογίζεται από τη σχέση:

$$\delta = \frac{r \cdot P}{\mu \cdot u_0} \quad (1.12)$$

όπου μ το δυναμικό ιξώδες του ρευστού στη θερμοκρασία αναφοράς T_0 .

δ	G_{*P}^{th}			δ	G_{*P}^{th}		
	a	b	c		a	b	c
0.0	1.5045	1.5045	...	1.5	1.5512
0.0001	1.5026	1.6	1.5753	1.5956	...
0.001	1.4845	1.8	1.6171	1.6373	...
0.002	1.4962	2.0	1.6608	1.6799	1.6573
0.004	1.4902	3.0	1.8850	1.9014	1.8795
0.006	1.4852	4.0	2.1188	2.1315	...
0.008	1.4808	5.0	2.3578	2.3666	2.3472
0.01	1.4768	1.4800	1.4704	6.0	2.5999	2.6049	...
0.02	1.4608	1.4636	...	7.0	2.8440	2.8455	2.8282
0.04	1.4391	1.4418	...	8.0	3.0894	3.0878	...
0.08	1.4131	1.4168	...	9.0	3.3355	3.3314	...
0.1	1.4043	1.4101	1.4039	10.0	3.5821	3.5749	3.5623
0.2	1.3820	1.3911	1.3812	20.0	6.0411	6.0492	...
0.3	1.3767	1.3876	1.3756	30.0	8.5333	8.5392	...
0.4	1.3796	1.3920	1.3782	40.0	11.0295	11.036	...
0.5	1.3857	50.0	13.5269	13.459	...
0.6	1.3982	1.4130	1.3963	60.0	16.0254
0.8	1.4261	1.4425	1.4238	70.0	18.5244
1.0	1.4594	1.4758	1.4567	80.0	21.0234
1.2	1.4959	1.5158	...	90.0	23.5219
1.4	1.5348	1.5550	...	100.0	26.0214

Πίνακας 1.3: Η αδιαστατοποιημένη παροχή G_{*P}^{th} συναρτήσε της παραμέτρου αραιοποίησης δ

Οι τιμές της παροχής G_{*P}^{th} που αναγράφονται στην στήλη a είναι αυτές που υπολόγισαν οι Cercignani και Sernagiotto χρησιμοποιώντας το μοντέλο BGK, στη στήλη b αυτές που υπολόγισε ο Shapiro, χρησιμοποιώντας το μοντέλο S, και στη στήλη c αυτές που υπολόγισαν οι Loyalka και Hamoodi με το μοντέλο BE.

1.6 Η μέθοδος άμεσης προσομοίωσης MonteCarlo (DSMC)

Υπό κανονικές συνθήκες, σε έναν όγκο $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$ περιέχονται περίπου 10^{10} μόρια. Μια μοριοκεντρική προσομοίωση, που να μπορεί να υπολογίζει την κίνηση και τις αλληλεπιδράσεις όλων των μορίων δεν είναι εφικτή.

Η μέθοδος DSMC, που επινόησε και ανέπτυξε ο G.Bird το 1994, επιστρατεύει μερικές εκατοντάδες χιλιάδες 'προσομοιωμένα' μόρια που μιμούνται, αλλά όχι επακριβώς την κίνηση των πραγματικών μορίων. Η λογική της βασίζεται στην διάτμηση της κίνησης των μορίων και των διαμοριακών συγκρούσεων με επιλογή ενός χρονικού βήματος μικρότερου από το μέσο χρόνο σύγκρουσης (το χρονικό διάστημα μεταξύ δυο διαδοχικών συγκρούσεων) και καταγραφή της εξέλιξης της διαδικασίας στο χώρο και το χρόνο. Για την ακριβέστερη προσομοίωση ο χώρος διακριτοποιείται σε πεπερασμένα στοιχεία (κελιά), μεγέθους ανάλογου με τη μέση ελεύθερη διαδρομή λ (μια τυπική τιμή της χωρικής διάτμησης είναι $\Delta \approx \lambda / 3 c x$).

Οι χωρικές και χρονικές μέσες τιμές των μοριακών μεγεθών παρουσιάζονται ως μακροσκοπικές τιμές των μεγεθών στο κέντρο των κελιών.

Η μέθοδος DSMC συνίσταται στα εξής τέσσερα βασικά βήματα (όπως φαίνεται και σχηματικά παρακάτω):

- κίνηση των μορίων
- καταχώρηση των μορίων
- προσομοίωση των συγκρούσεων
- δειγματοληψία των μακροσκοπικών ιδιοτήτων του πεδίου ροής

Το πρώτο βήμα προσδιορίζει την κίνηση των 'προσομοιωμένων' μορίων στη διάρκεια ενός χρονικού διαστήματος $\Delta t < \Delta t_c$. Καθώς τα μόρια θα έχουν διασπαρθεί στο χώρο, κάποια από αυτά θα έχουν συγκρουστεί με το στερεό τοίχωμα, ενώ κάποια άλλα θα έχουν διαφύγει από τον όγκο αναφοράς. Έτσι, εφαρμόζοντας τις οριακές συνθήκες, προσδιορίζονται οι μακροσκοπικές ιδιότητες του ρευστού πάνω στο στερεό όριο. Αυτό γίνεται, μοντελοποιώντας τις μοριακές αλληλεπιδράσεις στο τοίχωμα, εφαρμόζοντας την αρχή διατήρησης της ορμής και ενέργειας σε μεμονωμένα μόρια.

Το δεύτερο βήμα απαιτεί την καταχώρηση των σωματιδίων που, κατά τη διάρκεια του πρώτου σταδίου, μετακινήθηκαν σε ένα άλλο κελί. Καταγράφονται οι θέσεις τους στα νέα κελιά και αξιοποιούνται ως δεδομένα για τον ακριβή προσδιορισμό των διαμοριακών συγκρούσεων και του πεδίου ροής. Αυτό είναι το κρισιμότερο στάδιο του αλγορίθμου.

Το τρίτο βήμα είναι η προσομοίωση των συγκρούσεων μέσω μιας στοχαστικής διαδικασίας. Καθώς μόνο ένα μικρό μέρος του συνόλου των μορίων έχουν προσομοιωθεί, και οι διαδικασίες κίνησης και σύγκρουσης είναι αποσυζευγμένες, η εισαγωγή μιας στοχαστικής συνθήκης είναι απαραίτητη.

Τέταρτο βήμα υπολογίζονται οι μακροσκοπικές ιδιότητες της ροής, που παρουσιάζονται ως τιμές των αντίστοιχων μεγεθών στο μέσο κάθε κελιού. Για μη μόνιμες ροές, οι μακροσκοπικές τιμές μπορούν να υπολογιστούν σαν μέσος όρος των χρονικά ανεξάρτητων τιμών στα εν λόγω σημεία

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ ΠΑΡΟΜΟΙΩΝ ΕΡΓΑΣΙΩΝ

2.1 An experimental and theoretical investigation of rarefied gas flow through circular tube of finite length (2002)

Chemical Engineering Science 57 (2002)

Hideo Shinagawa, HeruSetyawan, Takuya Asai, Yuuichi Sugiyama, Kikuo Okuyama

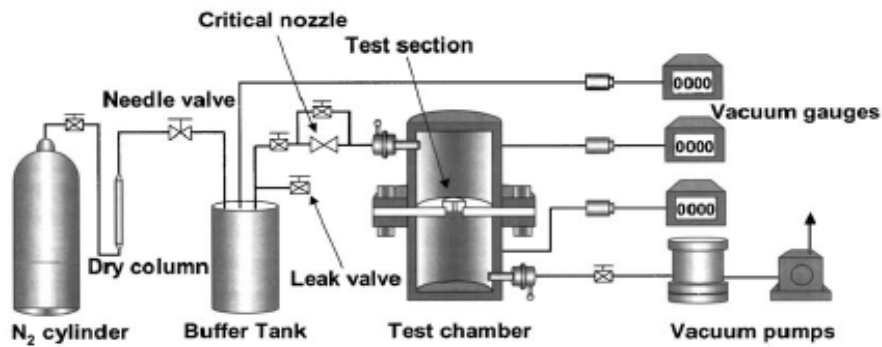
2.1.1 Εισαγωγικά

Στη συγκεκριμένη εργασία ο Hideo Shinagawa et al. εξετάζει την αγωγιμότητα του αερίου αζώτου μέσω κυκλικού σωλήνα πεπερασμένου μήκους, η οποία μετρήθηκε στη συνεχή και τη μεταβατική κατάσταση με λόγο μήκους προς διάμετρο (L/D) να κυμαίνεται από 0.045 έως 33,4 και λόγο πίεσης σε όλους τους σωλήνες (P_1 / P_2) από 1.1 έως 23. Για την εκτίμηση της αγωγιμότητας τόσο στη συνεχή όσο και στη μεταβατική κατάσταση του αερίου, για χαμηλό αριθμό Knudsen πραγματοποιήθηκε αριθμητική ανάλυση με τη χρήση της θεωρίας της συνέχειας, ενώ στη μεταβατική κατάσταση για υψηλό αριθμό Knudsen στη μεταβατική κατάσταση χρησιμοποιήθηκε η άμεση μέθοδος προσομοίωσης Monte Carlo (DSMC). Η παρατηρούμενη αγωγιμότητα συγκρίθηκε με την προσομοίωση και με μια εμπειρική εξίσωση που προέρχεται από τους Hanks–Weissberg. Τα πειραματικά αποτελέσματα και τα αποτελέσματα της προσομοίωσης δείχνουν ότι η αγωγιμότητα σε μια σταθερή παροχή αερίου αυξάνει γραμμικά με την αύξηση του αριθμητικού μέσου πίεσης $P_{av} = (P_1+P_2)/2$, ανεξάρτητα από το λόγο P_1/P_2 . Η παρατηρούμενη αγωγιμότητα ήταν μικρότερη από αυτή που προβλεπόταν από την εξίσωση του Hanks–Weissberg , ενώ η απόκλιση αυξανόταν με την αύξηση της ταχύτητα ροής του αερίου, καθώς και με τη μείωση του λόγου L/D . Επιπλέον επιβεβαιώθηκε ότι η απόκλιση υπάρχει λόγω της αύξησης της αδράνειας από την αύξηση του ρυθμού ροής και τη μείωση του λόγου L/D . Τέλος, η αγωγιμότητα ορίζεται ως ο λόγος του ογκομετρικού ρυθμού ροής του αερίου προς την πτώση πίεσης κατά μήκος του σωλήνα.

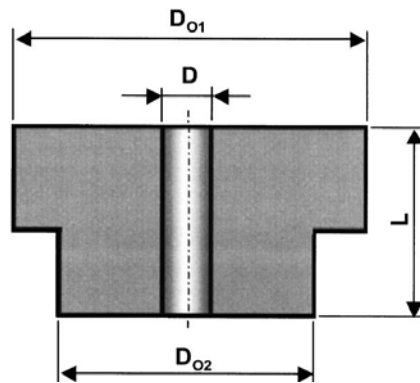
2.1.2 Πειραματική διάταξη και διαδικασία πειράματος

Το σχηματικό διάγραμμα της πειραματικής διάταξης που χρησιμοποιείται σε αυτή τη μελέτη παρουσιάζεται στο Σχήμα 1. Τα βασικά συστατικά του συστήματος είναι ένας θάλαμος δοκιμών, ένας τροφοδότης αερίου και ένα σύστημα εκκένωσης. Ο θάλαμος δοκιμών αποτελείται από δύο κυλινδρικούς θαλάμους κενού από ανοξείδωτο χάλυβα του ίδιου μεγέθους (εσωτερική διάμετρος = 130 mm, μήκος = 162 mm) , οι οποίοι συνδέονται μεταξύ τους με μια φλάντζα (διάμετρος τρύπας = 40 mm, πάχος = 12 mm). Το άζωτο που βρίσκεται σε θερμοκρασία δωματίου (18–26°C) εισέρχεται στο θάλαμο από το άνω τμήμα και εξέρχεται από το κάτω μέρος.

Σχήμα 1



Η διαμόρφωση του δοκιμαστικού σωλήνα, με εξαίρεση των δύο περιπτώσεων των πολύ μικρών σωλήνων (0.045 και 0.97 mm) φαίνεται στο Σχήμα 2. Για τους σωλήνες μήκους 1.99 –100 mm, η εξωτερική διάμετρος στο μισό-άνω μέρος ήταν σφυρήλατη και μεγαλύτερη από το κάτω μέρος. Οι δοκιμαστικοί σωλήνες ήταν κατασκευασμένοι από ορείχαλκο, εκτός από τον σωλήνα μήκους 0.045 mm που ήταν κατασκευασμένος από ανοξείδωτο χάλυβα. Οι σωλήνες μήκους 0.045 και 0.97 mm κατασκευάστηκαν από μια κυκλική πλάκα διαμέτρου 45 mm.



Σχήμα 2

Οι σωλήνες με μήκος από 0.045 ως 9.995 mm θα αναφέρονται ως «βραχείς σωλήνες» και εκείνοι με μήκος από 29.995 έως 100 mm θα αναφέρονται ως «μακριοί σωλήνες», όπως φαίνεται στον ακόλουθο πίνακα.

Πίνακας 2.1: Διαστάσεις σωληνώσεων του πειράματος

<i>D</i> (mm)	<i>L</i> (mm)	<i>D</i> ₀₁ (mm)	<i>D</i> ₀₂ (mm)
Short tube			
3.006	0.045	—	—
3.002	0.970	—	—
2.999	1.990	45.00	38.00
3.007	5.005	45.00	38.00
2.984	9.995	45.00	38.00
Long tube			
3.012	29.995	45.00	38.00
3.000	60.00	12.00	10.00
2.997	100.00	12.00	10.00

Η πειραματική διαδικασία έχει ως εξής : Το άζωτο εισέρχεται στο θάλαμο δοκιμών, όπου οι συνθήκες πίεσης του αερίου είναι λιγότερο από 6×10^{-3} Pa. Η πίεση στην ανάντη και στην κατάντη πλευρά του θαλάμου δοκιμής ορίστηκαν P1 και P2 αντίστοιχα, ενώ Pt ορίστηκε η πίεση στο δοχείο αδρανείας. Οι πιέσεις αυτές υπολογίστηκαν αφού επιτεύχθηκε μια σταθερή κατάσταση. Τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν με τον ίδιο τρόπο, αυξάνοντας το P1 και P2, και σφραγίζοντας το άνοιγμα της βαλβίδας κενού στο μπροστινό μέρος της μοριακής αντλίας υπό σταθερή Pt και σταθερό ρυθμός ροής. Η αναλογία πίεσης P1/P2 ήταν ποικίλη σε διαστήματα με την ίδια διαφορά πίεσης 10 φορές από την τιμή που αντιστοιχεί στη μέγιστη ταχύτητα του συστήματος εκκένωσης η οποία είναι 1,1. Η παρατηρούμενη αγωγιμότητα (Cobs) προσδιορίστηκε διαιρώντας την ταχύτητα ροής του αερίου από την πτώση πίεσης $\Delta P = P1 - P2$.

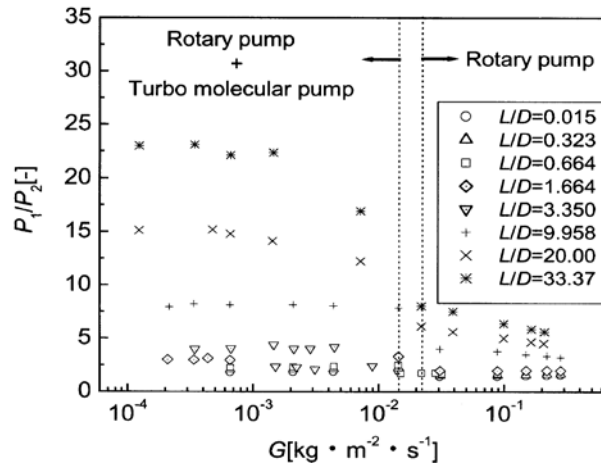
2.1.3 Σχολιασμός Αποτελεσμάτων

Η εξίσωση του Hanks–Weissberg παρουσιάζεται παρακάτω, προσθέτοντας το δείκτη HW στη σημειογραφία C (conduction), όπου v_m και v είναι η μέση μοριακή ταχύτητα και το ιξώδες αντίστοιχα, ενώ P_{av} ο αριθμητικός μέσος όρος πίεση P1 και P2.

$$C_{HW} = D^2 v_m \left(\frac{9}{64} \pi^2 + \frac{16 L}{3 D} \right) \left[\left(\frac{\pi}{8} \right) / (2 L/D + 3/8 \pi) \right]^2 + \frac{D^3}{8} P_{av} \left[\frac{\frac{\pi}{8}}{2 \frac{L}{D} + \frac{3}{8} \pi} \right]$$

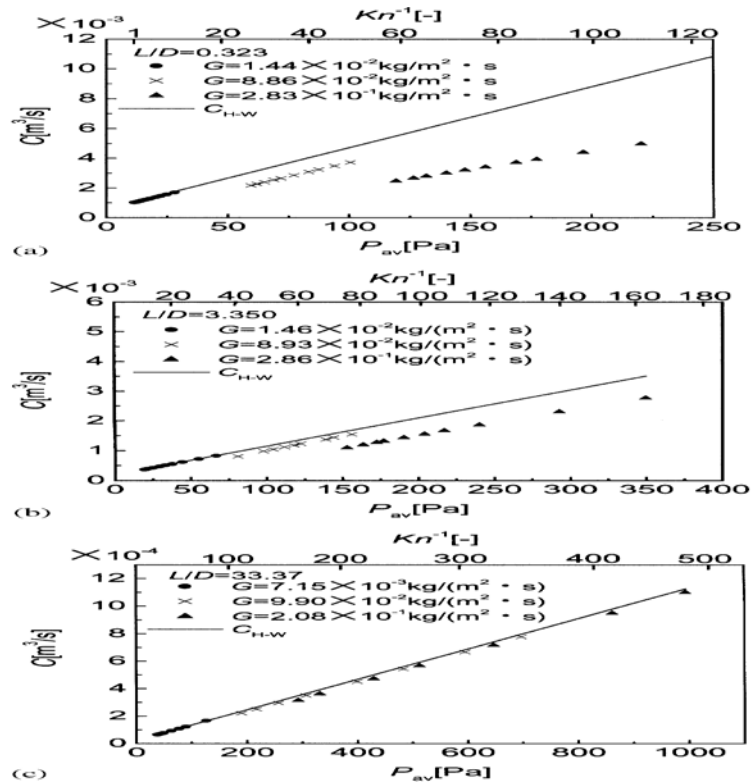
Το Διάγραμμα 3 δείχνει το ανώτατο όριο του λόγου πίεσης P_1/P_2 που έχει επιτευχθεί στα πειράματα. Η τετμημένη G ($\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$) αντιπροσωπεύει την ταχύτητα του αερίου μέσα στο σωλήνα. Το υψηλό P1/P2 εμφανίζεται στη χαμηλότερη περιοχή του G και προέρχεται από το συνδυασμό μιας μοριακής αντλίας και μιας περιστροφικής αντλίας σε σειρά. Αντίθετα, το χαμηλό P1/P2 το συναντάμε στην υψηλότερη περιοχή του G και έχει ληφθεί χρησιμοποιώντας μόνο μια περιστροφική αντλία. Η εκκένωση στην τελευταία περίπτωση ήταν αναπόφευκτη λόγω μιας σχετικά χαμηλότερης πίσω πίεσης που απαιτείται για τα τη

μοριακή αντλία (13 Pa). Ωστόσο, σε ορισμένες περιπτώσεις του πειράματος, ο λόγος P_1/P_2 υπερέβη τον κρίσιμο λόγο πίεσης που απαιτείται για να στραγγαλισμό της ροής σε μια συνεχή ροή ρευστού.



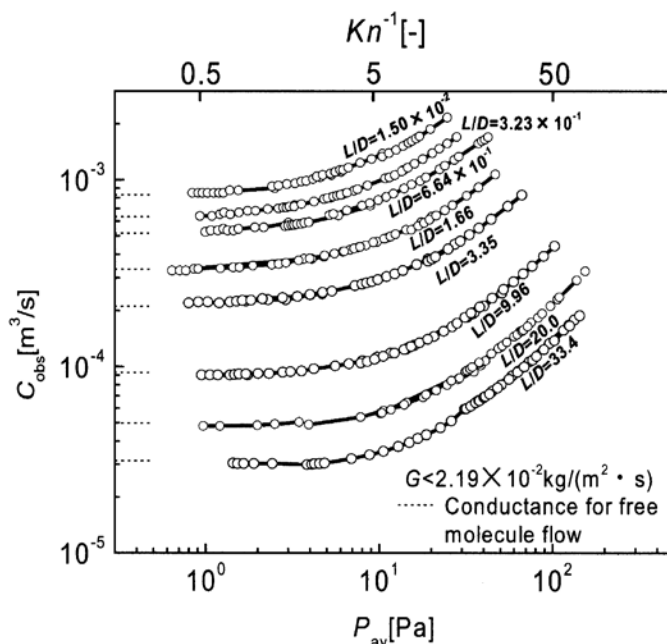
Διάγραμμα 3: Ανώτερο όριο του λόγου πίεσης P_1/P_2

Τα διαγράμματα 4 (a - c) δείχνουν την παρατηρούμενες αγωγιμότητες C_{obs} ως συνάρτηση της μέσης πίεσης P_{av} και του αριθμού Knudsen (Kn) για σωλήνες μήκους 0.970, 9.995 και 100.00 mm. Οι συνεχόμενες ευθείες γραμμές αντιπροσωπεύουν την υπολογισθείσα αγωγιμότητα από την εξίσωση του Hanks–Weissberg, ενώ πρέπει να σημειωθεί ότι η χαμηλότερη τιμή του P_{av} κατέχει μια υψηλή τιμή του P_1/P_2 σε μια σειρά πειραματικών δεδομένων για τη σταθερά G. Από το διάγραμμα 4 επίσης προκύπτουν τα ακόλουθα: i) ότι η σχέση μεταξύ C_{OBS} και P_{av} είναι γραμμική, ανεξάρτητα από το ότι P_1/P_2 , και ii) το C_{OBS} είναι μικρότερο από C_{HW} , και ότι η απόκλιση αυξάνει με την αύξηση της G και με μείωση του L/ D.



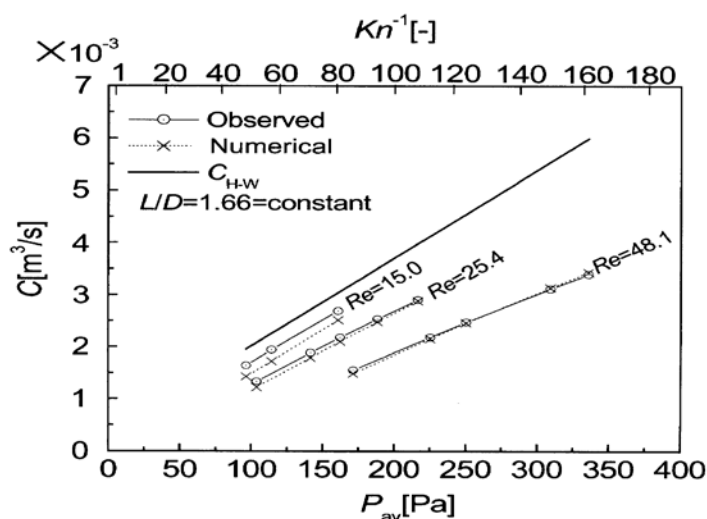
Διαγράμματα 4(a,b,c): Συντελεστής αγωγιμότητας C (m^3/s) συναρτήσει του P_{av} για a) $L/D = 0.0323$, b) $L/D = 3.350$ και c) $L/D = 33.37$

Το διάγραμμα 5 δείχνει την παρατηρηθείσα αγωγιμότητα στη μεταβατική περιοχή της ροής που αντιστοιχεί σε $G < 2.2 \times 10^{-2}$ ($\text{kg/m}^2\text{s}$) ως συνάρτηση της P_{av} . Τα πειραματικά δεδομένα για διαφορετικές ταχύτητες της ροής αλλάζουν συνεχώς, ανεξαρτήτως της ταχύτητας. Οι διακεκομμένες γραμμές στην αριστερή πλευρά αντιπροσωπεύουν την αγωγιμότητα στην ελεύθερη μοριακή περιοχή της ροής που προβλέπεται από την εξίσωση Berman (Berman, 1965). Επίσης είναι εμφανές ότι η παρατηρούμενη αγωγιμότητα στο χαμηλό P_{av} για τους σωλήνες με $L/D < 3.35$ τείνει να προσεγγίσει την ελεύθερη μοριακή ροή χωρίς την εμφάνιση ενός ελάχιστου αριθμού Knudsen. Η παρατηρούμενη αγωγιμότητα στο χαμηλό P_{av} για τους σωλήνες με $L/D > 9.96$ ήταν μικρότερη λιγότερο από 10%, από την αντίστοιχη στην ελεύθερη μοριακή ροή C_F . Η διαφορά δεν ήταν εμφανής στο διάγραμμα 4. Αυτό υποδηλώνει ότι το C_{OBS} μπορεί να αυξηθεί ελαφρώς για χαμηλό P_{av} , ενώ ο ελάχιστος αριθμός Knudsen εμφανίστηκε για $P_{av} \approx 1 \text{ Pa}$.

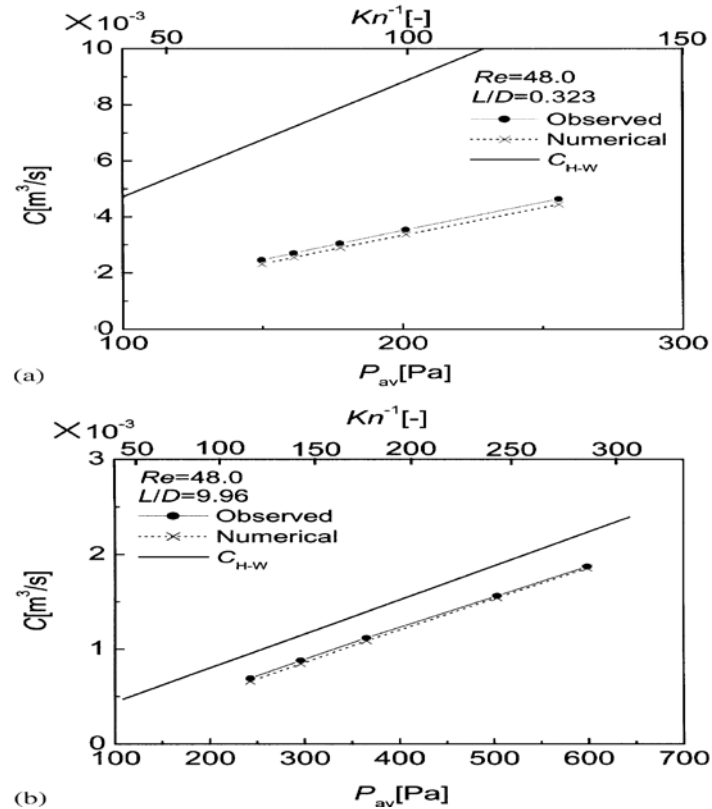


Διάγραμμα 5: Η αγωγιμότητα στη μεταβατική περιοχή της ροής για διάφορες τιμές L/D

Τα διαγράμματα 6 και 7 δείχνουν τις συγκρίσεις των πειραματικών αποτελεσμάτων και τα αριθμητικά αποτελέσματα από την επίλυση των εξισώσεων συνέχειας, ορμής και ενέργειας. Από τη μία πλευρά η αγωγιμότητα που λαμβάνεται από την αριθμητική προσομοίωση είναι σε καλή συμφωνία με τα παρατηρούμενα αποτελέσματα στη συνεχή περιοχή της ροής, ενώ από την άλλη πλευρά, είναι ελαφρώς μικρότερη στη μεταβατική περιοχή λόγω της συνθήκης, μη ολίσθησης της ροής στα τοιχώματα του σωλήνα. Ωστόσο, με μια πρακτική προσέγγιση μπορεί να θεωρηθεί ότι και οι δύο είναι περίπου όμοιες. Τόσο πειραματικά όσο και θεωρητικά τα αποτελέσματα επιβεβαιώνουν ότι η απόκλιση από την C_{HW} αυξάνει με αύξηση της ταχύτητας ροής του αερίου και με μείωση του λόγου L/D .

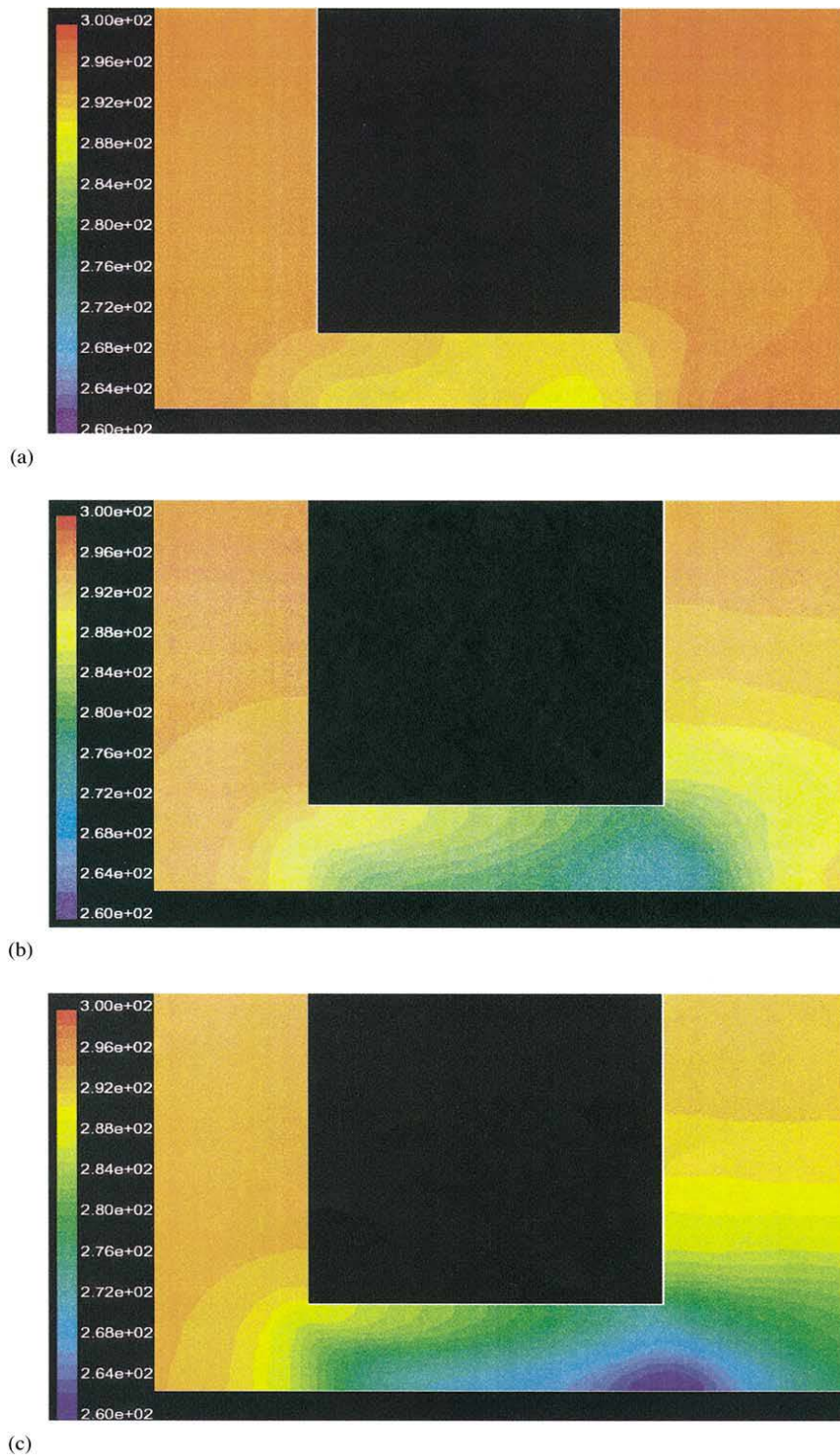


Διάγραμμα 6: Σύγκριση αγωγιμότητας με συνεχή προσέγγιση για διάφορους αριθμούς Reynolds για $L/D=1.66$



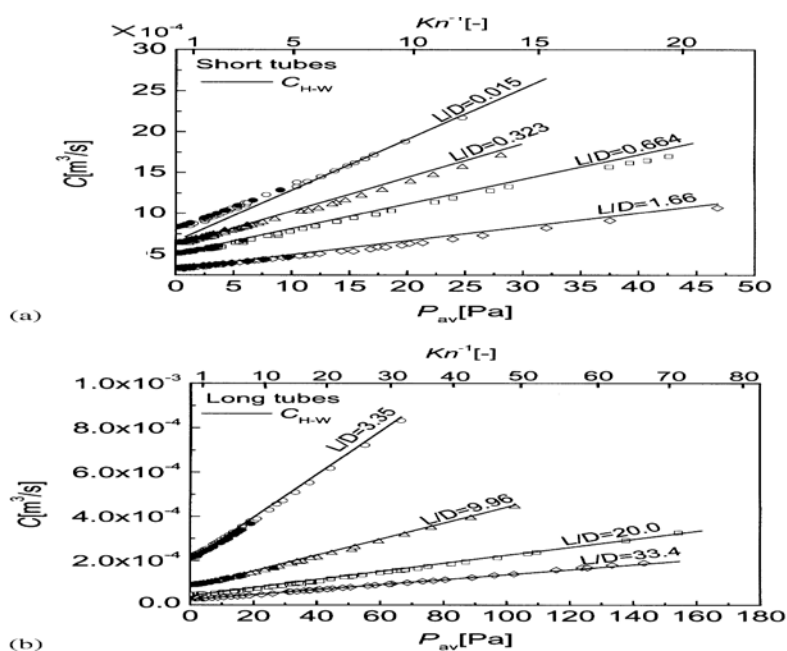
Διάγραμμα 7: Σύγκριση αγωγιμότητας για Reynolds = 48 και για a) $L/D = 0.323$ και b) $L/D = 9.96$

Το διάγραμμα 8 δείχνει την κατανομή της θερμοκρασίας στον χώρο κοντά σε δοκιμαστικό σωλήνα που λαμβάνεται από την προσομοίωση για $L/D = 1.66$ και για διαφορετικές τιμές του αριθμού Reynolds: (a) $Re=15.0$, (b) $Re = 25.4$, και (c) $Re = 48.1$. Φαίνεται ότι η θερμοκρασία πέφτει σημαντικά λόγω της αδιαβατικής διαστολής της ροής στην περιοχή κοντά στο κάτω άκρο του σωλήνα δοκιμών, ενώ η πτώση της θερμοκρασίας είναι πιο έντονη με την αύξηση του αριθμού Reynolds. Επίσης η πτώση της θερμοκρασίας αυξάνει με τη μείωση το L/D . Από τα αποτελέσματα της προσομοίωσης θα μπορούσε να επιβεβαιωθεί ποσοτικά ότι η αύξηση του ρυθμού ροής και η μείωση του L/D θα οδηγήσει σε αύξηση της αδράνειας και κατά συνέπεια, αυτό προκαλεί την πτώση πίεσης που οδηγεί σε μείωση της αγωγιμότητας.



Διάγραμμα 8: Κατανομή θερμοκρασίας του αερίου γύρω από τον κυκλικό δοκιμαστικό σωλήνα με χρήση της συνεχής προσέγγισης για την τιμή $L/D = 1.66$ για διάφορες τιμές του αριθμού Reynolds: (a) $Re = 15.00$, (b) $Re = 25.4$ και (γ) $Re = 48.1$.

Στο διάγραμμα 9 παρουσιάζεται η σύγκριση των προβλεπόμενων αγωγιμοτήτων της μεθόδου DSMC σε σχέση με τα αποτελέσματα από την εξίσωση C_{HW} του Hanks–Weissberg. Η προβλεπόμενη αγωγιμότητα είναι σε καλή συμφωνία με τα παρατηρούμενα αποτελέσματα παρόλο που κατά μέσο όρο, ένα μικρό ποσοστό της είναι μεγαλύτερο. Αυτό μπορεί να προκληθεί από τη διαστολή της ροής στη μεταβατική περιοχή της για υψηλούς αριθμούς Knudsen. Ωστόσο, η ακριβής αιτία της απόκλισης παραμένει άγνωστη.



Διάγραμμα 9: Σύγκριση των αγωγιμοτήτων της μεθόδου DSMC στη μεταβατική περιοχή και της εξίσωσης Hanks-Weissberg

Σε σύγκριση με την αγωγιμότητα που προβλέπεται από την εξίσωση Hanks–Weissberg, η παρατηρηθείσα αγωγιμότητα είναι μικρότερη, εκτός από το σωλήνα με $L/D = 0.015$ καθώς η απόκλιση είναι περίπου -5%, και τείνει να μειώνεται με την αύξηση του L/D . Επίσης η απόκλιση που μπορεί να προκύψει από τη διαστολή της ροής είναι σημαντικά αδύναμη σε σύγκριση με τη διαστολή του συνεχούς καθεστώτος, δεδομένου ότι η απόκλιση είναι μικρότερη σε μεγαλύτερο σωλήνα. Αυτό αντιστοιχεί στην επίδραση της επέκτασης στη συνεχή περιοχή, όπως εξηγήθηκε προηγουμένως. Τα εν λόγω αποτελέσματα δείχνουν ότι η εξίσωση του Hanks–Weissberg είναι χρήσιμη για την πρακτική πρόβλεψη της ηλεκτρικής αγωγιμότητας για μια αργή παχύρρευστη ροή με μια μικρή επίδραση ποιότητας της αδράνειας και της επέκτασης υπό συνθήκες.

2.1.4 Συμπεράσματα

Από αυτήν την εργασία εξάχθηκαν τα ακόλουθα συμπεράσματα. Η ροή αερίου μέσω κυκλικού σωλήνα πεπερασμένου μήκους τόσο στη συνεχή όσο και στη μεταβατική περιοχή έχει μελετηθεί πειραματικά και θεωρητικά. Τα πειραματικά αποτελέσματα συγκρίθηκαν με την εμπειρική εξίσωση που προέρχεται από τους Hanks και Weissberg, και εξετάστηκαν θεωρητικά με βάση τη συνεχή προσέγγιση, επιλύοντας τις εξισώσεις συνέχειας, ορμής και ενέργειας, καθώς και με τη χρήση της μεθόδου DSMC. Η συνεχής προσέγγιση χρησιμοποιήθηκε για να προβλέψει την αγωγιμότητα στη συνεχή περιοχή και στη μεταβατική για μικρό αριθμό Knudsen. Η αγωγιμότητα στη μεταβατική περιοχή για μεγάλο αριθμό Knudsen υπολογίστηκε με τη μέθοδο DSMC. Έχει αποδειχθεί ότι η συνεχής προσέγγιση θα μπορούσε να εφαρμοστεί με αρκετή ακρίβεια για να προβλέψει την αγωγιμότητα τόσο για τη συνεχή όσο και τη μεταβατική για χαμηλό αριθμό Knudsen, ενώ η μέθοδος DSMC θα μπορούσε να προβλέψει την αγωγιμότητα στη μεταβατική περιοχή για μεγάλο αριθμό Knudsen με αρκετή ακρίβεια.

2.2 Measurements and computations of mass flow and momentum flux through short tubes in rarefied gases (2006)

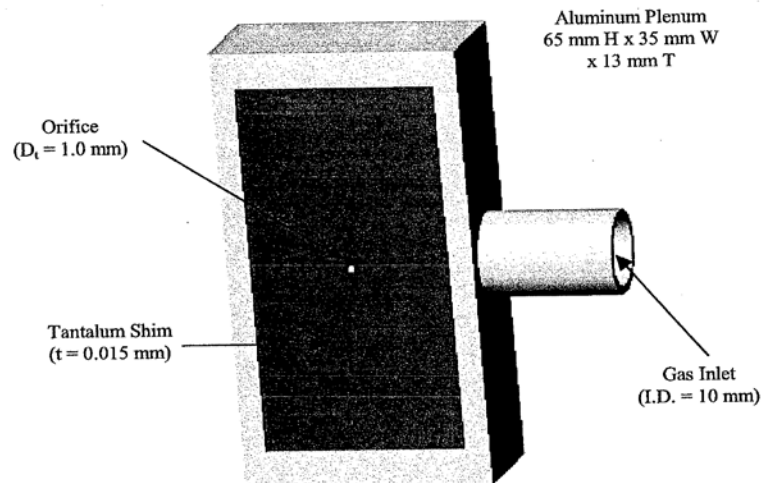
Lilly, T, Gimelshein, S, Ketsdever, A & Markelov, Phys. Fluids (2006).

2.2.1 Εισαγωγικά

Ο T. C. Lilly et al. σε μια προσπάθεια να βελτιστοποιήσουν το σχεδιασμό του βραχέος σωλήνα στην αεροδιαστημική προώθηση, μελέτησαν λεπτομερώς τις επιδράσεις του μήκους των στομιών του. Συγκεκριμένα εξέτασαν σωλήνες με λόγο μήκους προς διάμετρο 0,015 και 1.2, για ένα ευρύ φάσμα λόγου πίεσης και υπολογίστηκαν για κάθε περίπτωση, η παροχή μάζας, η ορμή της ροής και ειδική ώθηση. Τα πειράματα και οι υπολογισμοί πραγματοποιήθηκαν σε θερμοκρασία δωματίου, χρησιμοποιώντας άζωτο και ήλιο με πίεση από 1 έως 5000 Pa. Για τους υπολογισμούς χρησιμοποιήθηκαν δύο διαφορετικές προσεγγίσεις: μια κινητική προσέγγιση (μέθοδος άμεσης προσομοίωσης Μόντε Κάρλο, DSMC) και μια συνεχής προσέγγιση (λύση των εξισώσεων Navier-Stokes).

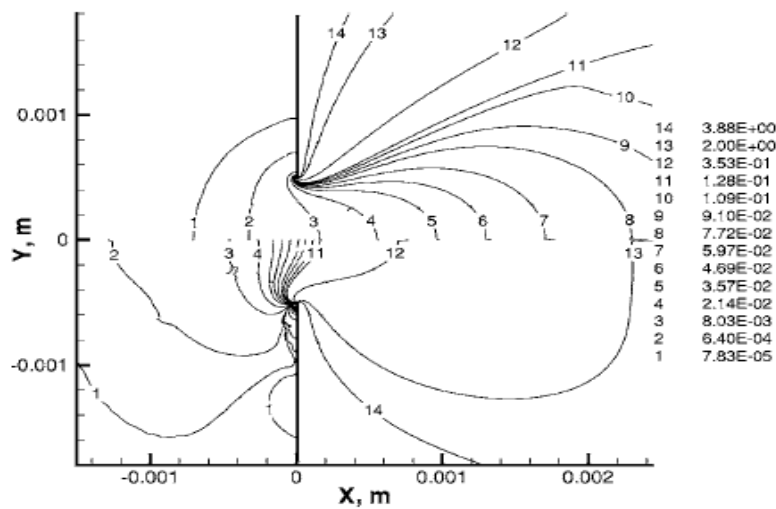
2.2.2 Πειραματική διάταξη και συνθήκες ροής

Η εγκατάσταση διοχετευόταν από αντλία διάχυσης διαμέτρου 1 m με ταχύτητα άντλησης 42000 L / s για το ήλιο ενώ για το μοριακό άζωτο ήταν 25 000 L/s σε συνδυασμό με μια μοριακή αντλία με ταχύτητα άντλησης 3500 L/s. Η τελική πίεση της εγκατάστασης ήταν περίπου 10^{-4} Pa με όλες τις πιέσεις κάτω από 0.1 Pa. Το πάχος του σωλήνα t , ποικίλει από 0,015 mm έως 1.2 mm, ενώ η διάμετρος d ήταν σταθερή στο 1 mm. Ο σωλήνας συνδέθηκε με ένα συλλέκτη με εμβαδόν διατομής πολύ μεγαλύτερο του σωλήνα για να βοηθήσει στην εξασφάλιση ομοιόμορφης ροής. Οι σωλήνες της εγκατάστασης είχαν μήκος 0.015 mm, 0.508 mm και 1.2 mm ενώ χρησιμοποιήθηκαν τα αέρια μοριακό άζωτο και ήλιο. Οι πιέσεις στασιμότητας κυμαινόταν από 1 έως 5000 Pa. Η θερμοκρασία μετρήθηκε 295 K δηλαδή θερμοκρασία δωματίου. Ο συνδυασμός της πίεσης και της θερμοκρασίας στασιμότητα έδωσε ένα μέγιστο αριθμό Reynolds 770 για το άζωτο και περίπου 290 για το ήλιο, με βάση τη διάμετρο του σωλήνα.



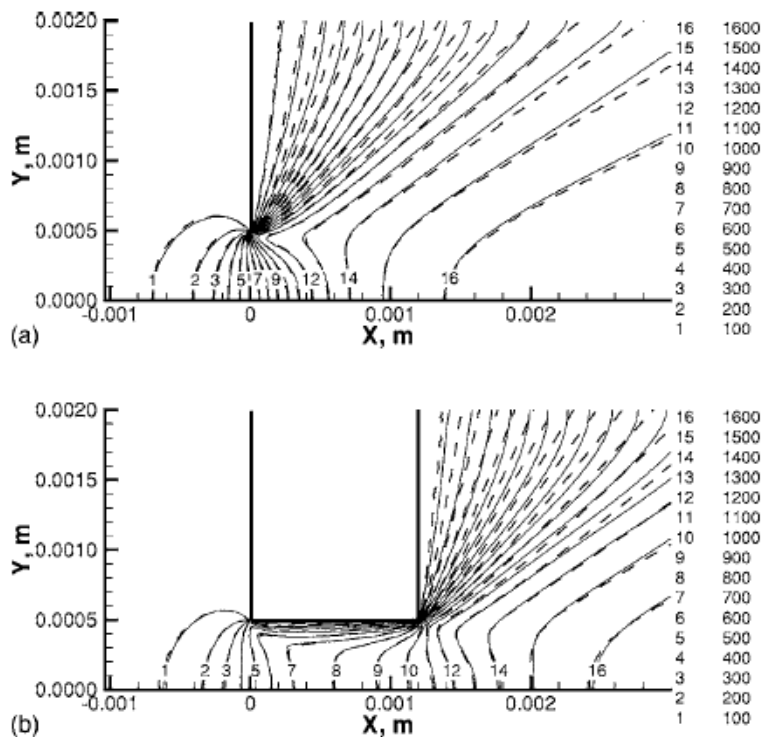
Σχήμα 1: Μηχανισμός πειράματος

2.2.3 Σχολιασμός Αποτελεσμάτων



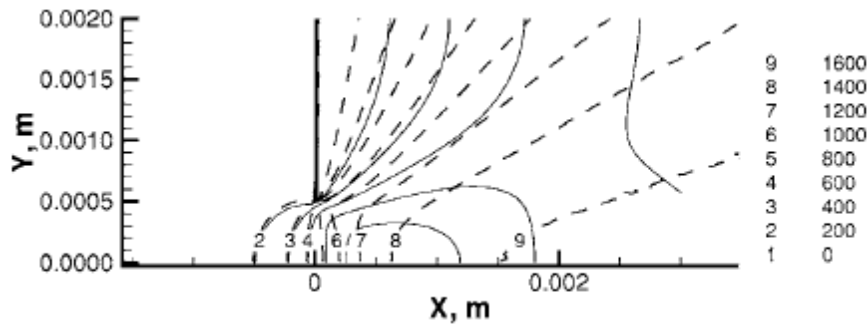
Διάγραμμα 1: Αριθμός Knudsen για το ήλιο με $t/d = 0.015$ και $P_0 = 5200 \text{ Pa}$ (πάνω) και $P_0 = 410 \text{ Pa}$ (κάτω)

Ο αριθμός Knudsen του ήλιου για $t/d = 0,015$ απεικονίζονται στο διάγραμμα 1. Η διαστολή του αερίου μέσω ενός μικρού σωλήνα στο κενό χαρακτηρίζεται από ισχυρή αραιώση στην περιοχή κοντά στην έξοδο, ενώ για την υψηλότερη δυνατή πίεση της εγκατάστασης δηλαδή τα 5200 Pa , η τιμή του αριθμού Knudsen φτάνει το $0,1$ κοντά στην επιφάνεια. Οι τιμές του αριθμού Knudsen παρουσιάζουν αύξηση πάνω από μια τάξη μεγέθους καθώς η πίεση μειώνεται στα 410 Pa , που αντιστοιχεί στον αριθμό Knudsen 0.0425 . Στην περίπτωση αυτή, το 0.2 βρίσκεται στην υποηχητική περιοχή μέσα στο θάλαμο, και οι τιμές στην έξοδο αλλάζουν από $0,08$ σε $0,5$ πιο κοντά στην επιφάνεια.



Διάγραμμα 2: Αξονική ταχύτητα ηλίου (m/s) για $P_0=5200$ Pa με κινητική (διακεκομμένη γραμμή) και συνεχή (σταθερή γραμμή) προσέγγιση, για $t/d=0.015$ (πάνω) και $t/d=1.2$ (κάτω)

Συγκρίνοντας τις μετρήσεις που λαμβάνονται τόσο με την κινητική όσο και με τη συνεχή προσέγγιση φαίνεται ότι ταυτίζονται πολύ καλά μεταξύ τους για τις υψηλότερες πιέσεις. Αυτό απεικονίζεται στο διάγραμμα 2, μέσω της αξονικής ταχύτητας της ροής του ηλίου για σωλήνες διαφορετικού πάχους. Με τη σύγκριση της ταχύτητας στις δυο προσεγγίσεις σε όμοια πεδία του αριθμού Knudsen διαπιστώνουμε ότι η λύση των NS είναι κοντά στο αποτελέσματα της DSMC στην περιοχή, όπου ο αριθμός Knudsen απέχει λιγότερο από 0,1. Η αξονική ταχύτητα είναι διαφορετική για τις δύο προσεγγίσεις μόνο στην περιοχή διαστολής, όπου η γωνία ροής σε σχέση με τον άξονα είναι μεγαλύτερη από 30° . Σημειώνεται επίσης ότι ο υπολογισμός της ταχύτητας ολίσθησης με τις NS επιτρέπει σε κάποιον να την ταιριάζει με τη λύση της μεθόδου DSMC στο εσωτερικό του σωλήνα για $t/d = 1.2$, ενώ της μη ολίσθησης διαφέρουν κοντά στα τοιχώματα του σωλήνα.



Διάγραμμα 3: Αξονική ταχύτητα ηλίου (m/s) για $P_0=410Pa$ με κινητική (διακεκομμένη γραμμή) και συνεχή (σταθερή γραμμή) προσέγγιση, για $t/d=0.015$ (πάνω) και $t/d=1.2$ (κάτω)

Η μείωση της πίεσης στασιμότητας οδηγεί σε μια σημαντική απόκλιση των αποτελεσμάτων της συνεχούς μεθόδου από αυτά της μεθόδου DSMC, όπως παρουσιάζεται στο διάγραμμα 3. Η διαφορά είναι σχετικά μικρή στις περιοχές όπου ο αριθμός Knudsen είναι μικρότερος του 0.1, και γίνεται μεγάλη κατάντη της εξόδου. Αξιοσημείωτο είναι ότι μια παρόμοια τάση παρατηρήθηκε και για άλλες μακροπαραμέτρους, όπως η θερμοκρασία και η πυκνότητα, οι οποίες γενικά στοχεύουν στην μη εφαρμογή της συνεχούς λύσης για την πρόβλεψη της ροής στο κενό για τον ίδιο αριθμό Knudsen.

Πίνακας 1: Παροχή μάζας ηλίου(kg/s) και ορμή της ροής(N) για διάφορες πιέσεις(Pa) και για $t/d=(0.015,1.2)$

P_0	Kn	$t/d=0.015$				$t/d=1.2$			
		\dot{m} , DSMC $\times 10^{-6}$	\dot{m} , NS $\times 10^{-6}$	F, DSMC $\times 10^{-3}$	F, NS $\times 10^{-3}$	\dot{m} , DSMC $\times 10^{-6}$	\dot{m} , NS $\times 10^{-6}$	F, DSMC $\times 10^{-3}$	F, NS $\times 10^{-3}$
410	0.0425	0.234	0.197	0.302	0.312	0.126		0.164	
1071	0.0163	0.638	0.602	0.877	0.885	0.411	0.376	0.565	0.547
1605	0.0109	0.950	0.927	1.336	1.351	0.662	0.634	0.927	0.912
2142	0.0081	1.252	1.254	1.792	1.819	0.930	0.927	1.305	1.351
3570	0.0049	2.145	2.119	3.040	3.065	1.674	1.670	2.368	2.387
5200	0.0033	3.140	3.105	4.440	4.485	2.576	2.581	3.658	3.686

Οι χαμηλότερες ταχύτητες ροής στην έξοδο, με τη συνεχή προσέγγιση προέβλεπαν το αποτέλεσμα με μικρότερες τιμές της παροχής μάζας για χαμηλές πιέσεις (βλέπε Σχήμα 3). Αυτό απεικονίζεται στον πίνακα 1, όπου η παροχή μάζας του ηλίου και η ορμή της ροής συνοψίζονται για δύο λόγους πάχους προς διάμετρο και διάφορες πιέσεις του θαλάμου. Τα αποτελέσματα δείχνουν ότι η συνεχής λύση αποκλίνει σημαντικά από την κινητική για $Kn > 0.01$. Το συμπέρασμα αυτό ισχύει τόσο για $t/d = 0,015$ όσο και για $t/d = 1.2$. Για $t/d = 1.2$, η διαφορά στη παροχή μάζας φθάνει το 5% για $Kn = 0.0109$ και 10% για $Kn = 0.016$, με τη συνεχή παροχή μάζας να είναι χαμηλότερη, παρότι η ταχύτητα ολίσθησης συμπεριλαμβανόταν στους υπολογισμούς. Το σύνολο των πιέσεων είναι μεγαλύτερο από 2000 Pa, που αντιστοιχούν σε $Kn < 0.008$, ενώ η διαφορά μεταξύ των δύο προσεγγίσεων είναι μικρότερη από 1%, συμπεριλαμβανομένου του υπολογιστικού σφάλματος, ακόμα και για τις συνθήκες, όπου ο αριθμός Knudsen στην έξοδο είναι μεγάλος, έως και 0,3. Για την

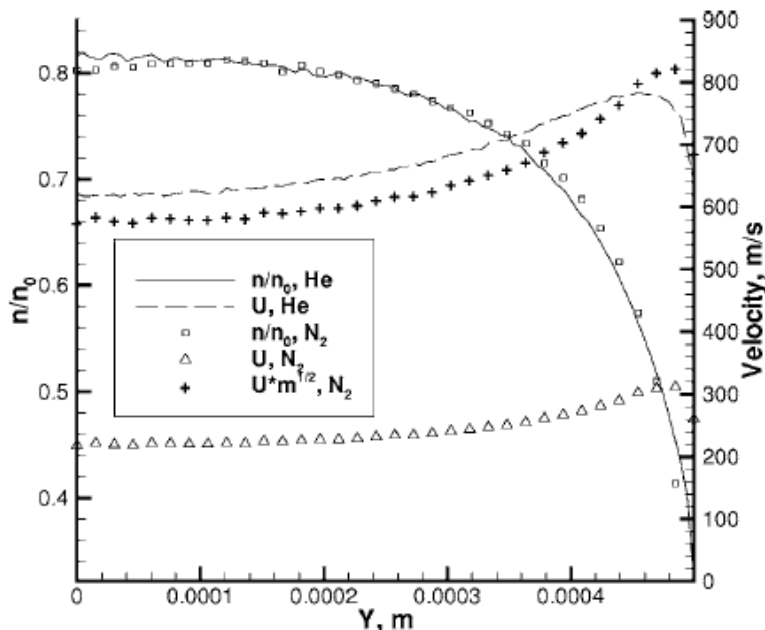
μεγαλύτερη δυνατή πίεση υπό εξέταση, οι υπολογισμοί των NS πραγματοποιήθηκαν επίσης με οριακές συνθήκες μη-ολίσθησης. Για τους εν λόγω υπολογισμούς, η παροχή μάζας ήταν περίπου 1,5% και η ορμή της ροής περίπου 0,5% χαμηλότερες από τις αντίστοιχες τιμές με ολίσθηση.

Η αριθμητική μοντελοποίηση των ροών μέσω βραχέων σωλήνων έχει δείξει ότι για ένα διατομικό αέριο η περιοχή ισχύος συνεχούς προσέγγισης συναρτήσει του αριθμού Knudsen είναι παρόμοια με την μονοατομική ροή αερίου. Αυτό απεικονίζεται στον Πίνακα 2 για $t / d = 0,015$, όπου παρατίθενται οι ιδιότητες αζώτου. Για μεγαλύτερο t / d , η συμφωνία μεταξύ της DSMC και της επίλυσης NS με $Kn \approx 0.01$ είναι καλύτερη για το άζωτο από ό, τι για το ήλιο. Για $Kn < 0.01$, η διαφορά μεταξύ της DSMC και των NS είναι εντός των ορίων του αριθμητικού σφάλματος τόσο για την παροχή μάζας όσο και για την ορμή της ροής.

Πίνακας 2: Παροχή μάζας αζώτου (kg/s) και ορμή της ροής (N) για διάφορες πιέσεις (Pa) και για $t/d=(0.015,1.2)$

P_0	Kn	$t/d=0.015$				$t/d=1.2$			
		\dot{m} , DSMC $\times 10^{-6}$	\dot{m} , NS $\times 10^{-6}$	F, DSMC $\times 10^{-3}$	F, NS $\times 10^{-3}$	\dot{m} , DSMC $\times 10^{-6}$	\dot{m} , NS $\times 10^{-6}$	F, DSMC $\times 10^{-3}$	F, NS $\times 10^{-3}$
410	0.0133	0.634	0.601	0.334	0.312	0.419	0.413	0.224	0.231
1071	0.0051	1.658	1.621	0.907	0.918	1.282	1.284	0.706	0.717
3570	0.0015	5.520	5.443	3.093	3.079	4.869	4.912	2.724	2.752
5200	0.0010	8.037	7.924	4.519	4.486	7.275	7.369	4.080	4.129

Αξίζει να σημειωθεί ότι, όταν το σύνολο των πιέσεων είναι αρκετά μεγάλο η ορμή της ροής μέσα σε ένα σωλήνα λόγου $t / d = 0,015$ είναι σχεδόν η ίδια για το ήλιο και το άζωτο (συγκρίνει τις συνεχές τιμές των 4.485×10^{-3} N για το ήλιο και των 4.486×10^{-3} N για το άζωτο σε $P_0 = 5200$ Pa). Αυτό εξηγείται ως εξής: οι κύριες διαφορές μεταξύ του αζώτου και του ηλίου από άποψη μοντελοποίησης της ορμής της ροής είναι μάζας του αερίου, η αλληλεπίδραση του αερίου με την επιφάνεια και οι εσωτερικές λειτουργίες της ενέργειας. Η τελευταία διαφορά δεν επηρεάζει τη ροή μέσα στο σωλήνα ή στην περιοχή της εξόδου αφού η θερμοκρασία της επιφάνειας είναι ίση με την θερμοκρασία στασιμότητας. Η αλληλεπίδραση του αερίου με την επιφάνεια δεν παίζει σημαντικό ρόλο για $t / d = 0,015$. Ο πρώτος παράγοντας, δηλαδή η μάζα, δεν πρέπει να επηρεάζει σημαντικά τη δύναμη που μετράται κατά την έξοδο, όπως για παράδειγμα, κοντά στην ηχητική γραμμή, δεδομένου ότι η ορμή της ροής στην ηχητική γραμμή είναι ουσιαστικά μία συνάρτηση πίεσης, επιφάνειας, και συγκεκριμένου λόγου θερμότητας.



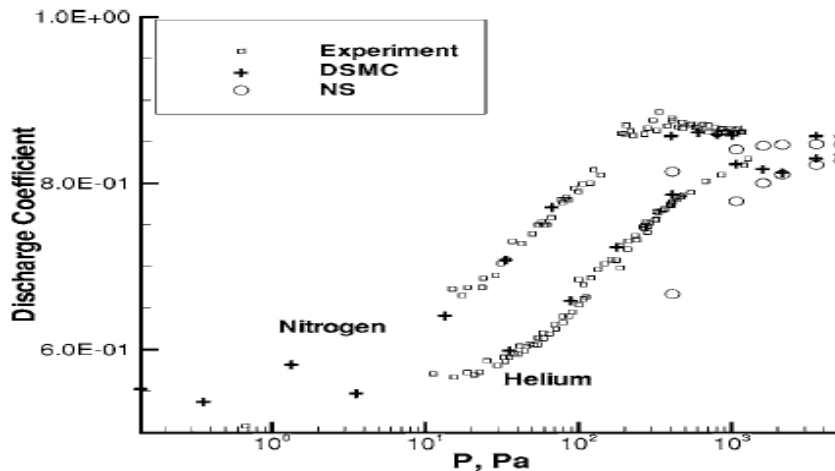
Διάγραμμα 4: Κανονικοποιημένη πυκνότητα και τα προφίλ της ταχύτητας κατά μήκος της εξόδου για τα δύο αέρια $t/d = 0.15, P_0 = 3570 \text{ Pa}$

Στο διάγραμμα 4 σύμφωνα με τη DSMC φαίνεται η κανονικοποιημένη πυκνότητα και το προφίλ ταχύτητας τα οποία δίδονται κατά μήκος της εξόδου για μια πίεση στα 3570 Pa. Ο άξονας βρίσκεται στο $Y=0$. Είναι φανερό ότι υπάρχει μια αμελητέα διαφορά μεταξύ των πυκνοτήτων για τα δύο αέρια. Τα προφίλ της αξονικής ταχύτητας είναι διαφορετικά κατά περίπου έναν παράγοντα ίσο με την τετραγωνική ρίζα του λόγου μάζας. Όλα αυτά τα αποτελέσματα έχουν πολύ μικρές διαφορές μεταξύ των τιμών της ορμής της ροής του ηλίου και του αζώτου.

Η σύγκριση των υπολογισμένων και μετρημένων παροχών μάζας παρουσιάζεται παρακάτω σε όρους ενός συντελεστή παροχής, προκειμένου να επεξηγηθούν καλύτερα οι διαφορές μεταξύ των αποτελεσμάτων που λαμβάνονται. Ο συντελεστής παροχής είναι ο λόγος της πραγματικής παροχής μάζας με την αντίστοιχη τιμή της μονοδιάστατης (1-D) σε ιξώδους ροή μέσω ενός ηχητικού στομίου

$$m = \rho^* \alpha^* A$$

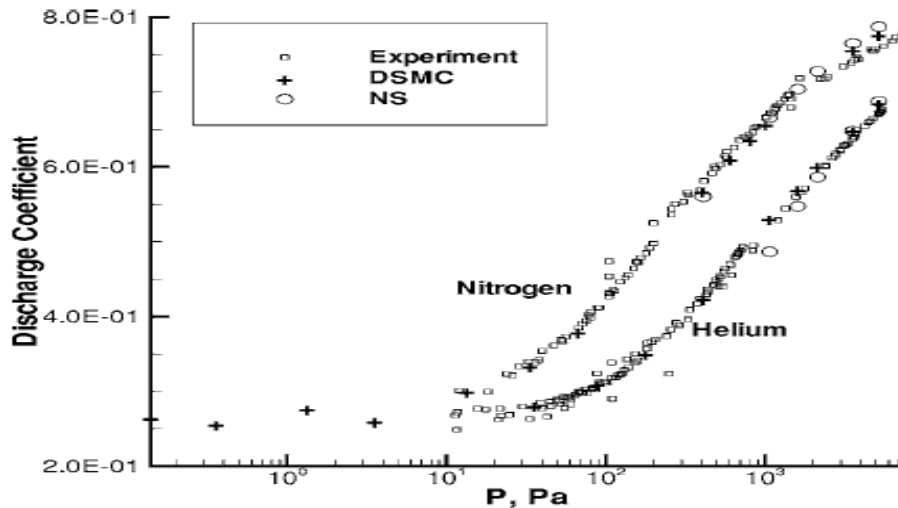
όπου ρ^* είναι η πυκνότητα αερίου, α^* η ταχύτητα στο λαιμό, που καθορίζονται από τις συνθήκες μέσω των ισεντροπικών σχέσεων και το A^* είναι το εμβαδό του λαιμού.



Διάγραμμα 5: Συντελεστής παροχής έναντι διάφορων πιέσεων για το ήλιο και το άζωτο σε $t/d = 0.015$. Αριθμητική προσομοίωση και πειραματικά αποτελέσματα.

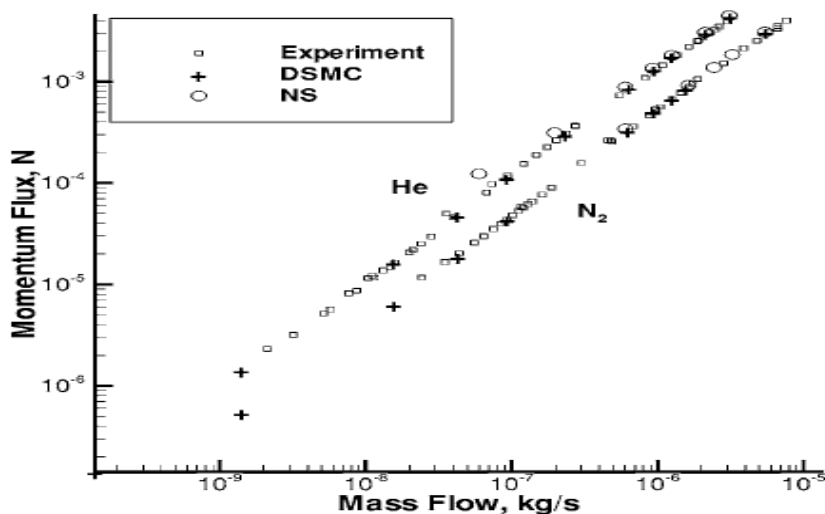
Οι υπολογισμένες και μετρημένες τιμές του συντελεστή απαλλαγής $t/d = 0,015$ παρουσιάζονται στο σχήμα. 5. Τα πειραματικά αποτελέσματα που δίδονται εδώ είναι για πιέσεις κάτω των 1000 Pa. Σε αυτή την περίπτωση, οι επιπτώσεις στη ροή του αερίου είναι αμελητέες. Η συμφωνία μεταξύ της κινητικής επίλυσης και του πειράματος είναι πολύ καλή και για τα δύο αέρια που έγινε η έρευνα. Η συνεχής μέθοδος πάντα υποεκτιμά τα δεδομένα, αν και η περιοχή όπου οι δύο επικαλύψεις βρίσκονται, είναι στην πραγματικότητα, πέρα από την περιοχή όπου εφαρμόζεται η συνεχής μέθοδος. Ο συντελεστής παροχής φτάνει στην συνεχή του τιμή, η οποία είναι περίπου 0.86 για το άζωτο και 0,83 για το ήλιο σε πιέσεις περίπου 500 Pa και 2000 Pa, αντίστοιχα. Αυτό περίπου αντιστοιχεί σε αριθμό $Kn = 0.01$. Οι ασυμπτωτικές τιμές 0.86 και 0.83 είναι σε καλή συμφωνία με τις προηγούμενες πειραματικές και αριθμητικές μελέτες.

Αξίζει να σημειωθεί ότι υπάρχει ένα μικρό μέγιστο του συντελεστή παροχής που παρατηρείται στη ροή αζώτου σε πιέσεις περίπου 300 Pa. Ωστόσο, το μέγεθος αυτού του μέγιστου (περίπου λιγότερο από 1%) συμπεριλαμβάνει τόσο το πειραματικό όσο και το αριθμητικό λάθος, ενώ και πιο ακριβή δεδομένα θα ήταν αναγκαία να υποστηρίξουν την ύπαρξη του μέγιστου. Τα κινητικά αποτελέσματα στο ελεύθερο μοριακή κατάσταση ($Kn = 50$) είναι κάπως χαμηλότερα από τα αντίστοιχα θεωρητικά ελεύθερα μοριακά όρια του 0,58 για το άζωτο και 0,55 για το ήλιο. Αυτό αποδίδεται στο πεπερασμένο πάχος του τοιχώματος το οποίο είναι $t/d = 0,015$. Ο αριθμός των σωματιδίων που χτυπούν την εσωτερική επιφάνεια ενός πολύ βραχύ σωλήνα ανέρχεται με δυσκολία σε $2t/d$. Δεδομένου ότι περίπου το ήμισυ αυτών των μορίων επιστρέφουν πίσω στο θάλαμο, η συνολική ροή μάζας μειώνεται σχεδόν λόγω του παράγοντα $((1-t)/d)$.

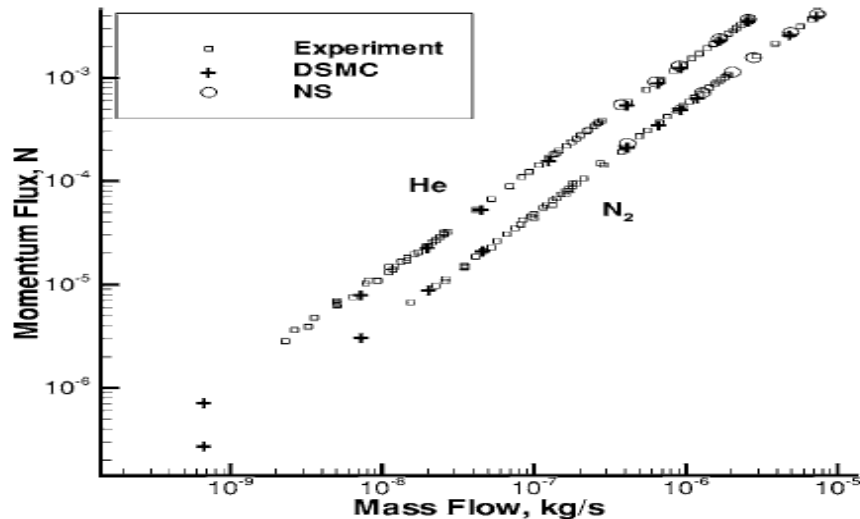


Διάγραμμα 6: Συντελεστής παροχής έναντι διάφορων πιέσεων για το ήλιο και το άζωτο σε $t/d = 1.2$
Αριθμητική προσομοίωση και πειραματικά αποτελέσματα

Μια σύγκριση των υπολογιζόμενων και των μετρούμενων συντελεστών παροχής για μεγαλύτερο t/d της τάξεως του 1,2 παρουσιάζεται στο Διάγραμμα 6. Όπως ήταν αναμενόμενο, ο σχηματισμός του οριακού στρώματος στο εσωτερικό του σωλήνα έχει ως αποτέλεσμα πολύ χαμηλότερες πειραματικές και αριθμητικές τιμές του συντελεστή παροχής σε ολόκληρο το εύρος των υπό εξέταση πιέσεων, σε σύγκριση με ένα $t/d = 0,015$. Είναι επίσης σαφές ότι, ακόμη και σε πιέσεις πάνω από 5000 Pa (όπου ο αριθμός Knudsen είναι μικρότερος από 0,001) ο συντελεστής παροχής δεν φτάνει τα συνεχή όρια που αντιστοιχούν σε αυτή τη γεωμετρία. Παρόμοια με την περίπτωση όπου $t/d=0,015$, οι τιμές του συντελεστή παροχής που λαμβάνονται με την μέθοδο DSMC είναι σε συμφωνία με τις αντίστοιχες πειραματικές τιμές τόσο του ηλίου όσο και του αζώτου. Για το άζωτο, τα πειραματικά σημεία είναι κάπως χαμηλότερα στα υψηλά όρια των πιέσεων, το οποίο αποδίδεται σε μια μικρή αλλά πεπερασμένη επίδραση του θαλάμου του αερίου. Η συνεχής μέθοδος έχει μεγαλύτερη κλίση από την κινητική και την πειραματική, αλλά είναι γενικά σε μεγαλύτερη συμφωνία με το πείραμα από ό,τι για $t/d = 0,015$.



Διάγραμμα 7: Ορμή της ροής έναντι παροχής μάζας για το ήλιο και το άζωτο σε $t/d = 0.015$.
Αριθμητική προσομοίωση και πειραματικά αποτελέσματα



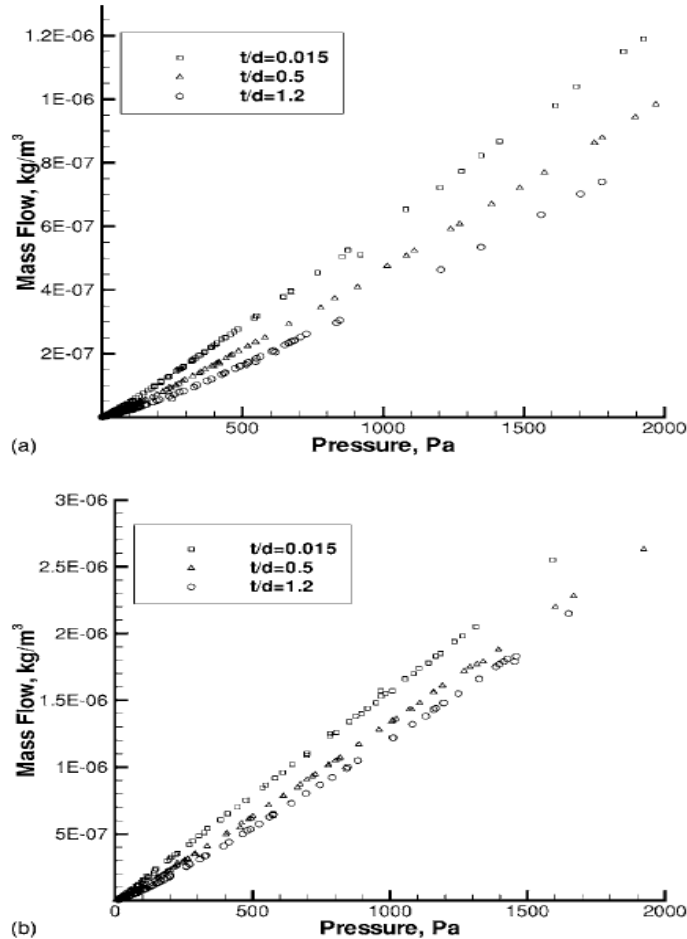
Διάγραμμα 8: Ορμή της ροής έναντι παροχής μάζας για το ήλιο και το άζωτο σε $t/d=1.2$ Αριθμητική προσομοίωση και πειραματικά αποτελέσματα

Η σύγκριση των υπολογιστικών και των πειραματικών αποτελεσμάτων για $t/d = 0,015$ δίνεται στο Διάγραμμα 7. Φαίνεται ότι η συμφωνία μεταξύ των μετρούμενων και υπολογιζόμενων δυνάμεων είναι πολύ καλή, με εξαίρεση τις συνεχείς τιμές εκτός των ορίων εφαρμογής των NS. Η ορμή αλλάζει γραμμικά με την παροχή μάζας τόσο για το ήλιο όσο και για το άζωτο. Η ορμή της ροής για το ήλιο είναι μεγαλύτερη από εκείνη του αζώτου κατά ένα συντελεστή ίσο με την τετραγωνική ρίζα του αντίστροφου λόγου των μοριακών τους μαζών, λόγω της αντίστοιχης διαφοράς στις θερμικές ταχύτητες.

Τα αποτελέσματα των μετρήσεων της ορμής δίνεται στο Διάγραμμα 8 για $t/d = 1.2$ και για τα δύο αέρια. Παρόμοια με την περίπτωση $t/d = 0,015$, η ορμή είναι σχεδόν γραμμική σε σχέση με την παροχή. Οι αριθμητικές προβλέψεις της ορμής μέσω ενός σωλήνα με $t/d = 1,2$, τόσο στις κινητικές όσο και στις συνεχείς προσεγγίσεις, είναι σε πολύ καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα σε όλο το φάσμα των εξεταζόμενων πιέσεων.

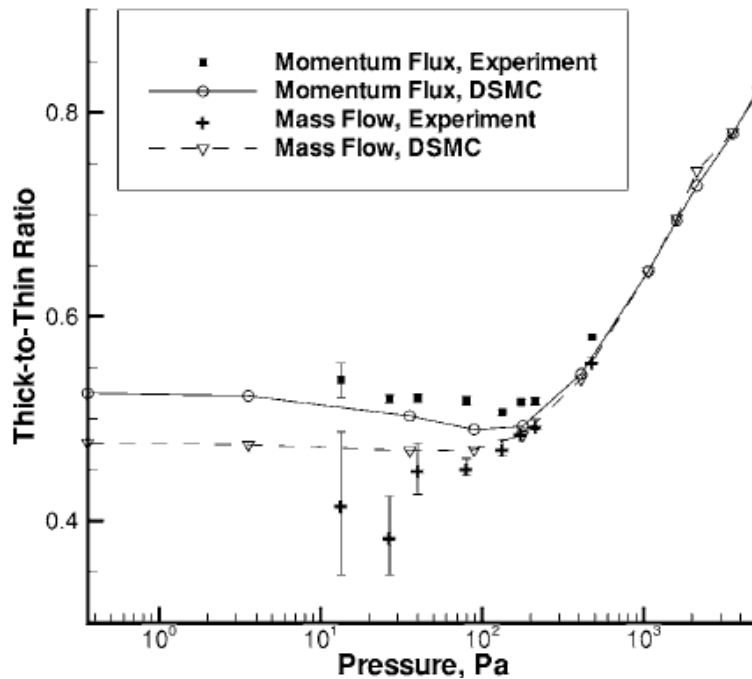
Η τριβή στην επιφάνεια του σωλήνα έχει ως αποτέλεσμα σημαντικά χαμηλότερες παροχές μάζας για παχύτερους σωλήνες, ακόμα και για σχετικά υψηλές πιέσεις. Αυτό απεικονίζεται στο Διάγραμμα 10, όπου παρουσιάζονται οι πειραματικές τιμές της παροχής μάζας για διαφορετικούς λόγους πάχους προς διάμετρο και για τα δύο αέρια. Αξίζει να σημειωθεί ότι η παροχή μάζας ως συνάρτηση της πίεσης είναι σχεδόν γραμμική στο εύρος των πιέσεων από 100 έως 2.000 Pa, πράγμα που σημαίνει ότι η δομή της ροής ουσιαστικά δεν αλλάζει για αριθμούς Knudsen $Kn < 0.1$. Η κατάσταση είναι διαφορετική, όταν το μήκος του σωλήνα γίνεται συγκρίσιμο με τη διάμετρο του σωλήνα. Σε αυτή την περίπτωση, η ροή μεταβιβάζεται αργά από το ελεύθερο μοριακό, όταν τα μόρια διέρχονται μέσω ενός σωλήνα χωρίς συγκρούσεις, σε συνεχές, όταν το πάχος του οριακού στρώματος γίνεται αμελητέα μικρό. Η μετάβαση αυτή είναι υπεύθυνη για την αισθητή, ιδιαίτερα για $t/d = 1.2$, καμπυλότητα της ροής έναντι της πίεσης. Αυτό ισχύει τόσο για μονοτονικό όσο και για διατομικό αέριο. Το οριακό στρώμα στο εσωτερικό του σωλήνα μειώνει σημαντικά τη διακίνηση του σωλήνα, και η μεταβατική περιοχή της ροής μάζας για $t/d = 0,5$ είναι πιο

κοντά στο $t/d = 1,2$ παρά στο $t/d = 0,015$. Η ροή της ορμής έναντι της ροής εξαρτάται κατά μικρό ποσοστό από το μήκος του σωλήνα. Η ορμή για τον παχύτερο σωλήνα, $t/d = 1,2$, είναι μόνο κατά ένα μικρό ποσοστό μεγαλύτερη από εκείνη των $t/d = 0.015$ για όλο το φάσμα των υπό εξέταση ροών.



Διάγραμμα 9: Παροχή μάζας συναρτήσει της πίεσης για τρία t/d . Ήλιο (πάνω) και Άζωτο (κάτω)

Για την καλύτερη κατανόηση των αιτιών για τη διαφορά μεταξύ των λεπτότερων και των παχύτερων σωλήνων που εξετάστηκε στην παρούσα εργασία, ήταν ευεργετικό που εξετάστηκαν η ορμή και η παροχή μάζας συναρτήσει του λόγου παχύς προς λεπτός σωλήνας. Οι λόγοι αυτοί ελήφθησαν σε σταθερές πιέσεις κάνοντας χρήση όχι μόνο της μεθόδου DSMC αλλά και τα πειραματικά αποτελέσματα που παρουσιάστηκαν στο Διάγραμμα 11. Ο λόγος της παροχής μάζας και της ορμής της ροής γενικά μειώνονται με την πίεση για πιέσεις που κυμαίνονται από σχεδόν τη συνεχή περιοχή μέχρι και για $P \approx 100 \text{ Pa}$, που αντιστοιχούν σε έναν αριθμό Knudsen περίπου 0,25. Το πιο αξιοσημείωτο χαρακτηριστικό είναι το ελάχιστο που παρατηρήθηκε για την παροχή μάζας και για το λόγο δύναμης σε πιέσεις μεταξύ 50 και 100 Pa ($0.25 < \text{Kn} < 0.5$). Μετά από αυτό, οι λόγοι αυξήθηκαν ελαφρώς προς το ελεύθερη μοριακή κατάσταση.

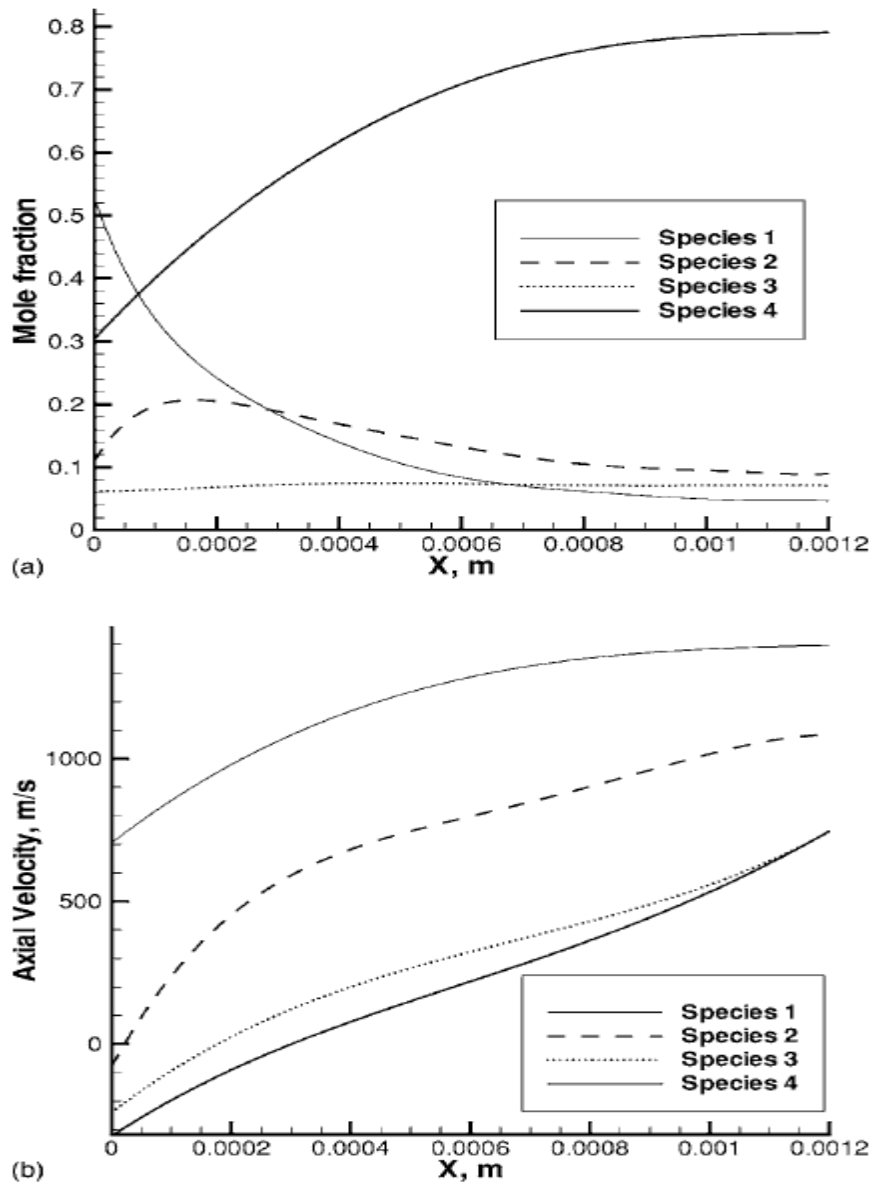


Διάγραμμα 10: Λόγος της παροχής μάζας προς την ορμή της ροής για $t/d = 1,2$ για τις αντίστοιχες τιμές στο $t/d = 0,015$. Ροή ηλίου.

Δεδομένου ότι ο αριθμός Knudsen μειώνεται, το αποτέλεσμα των συγκρούσεων για $t/d=1,2$ γίνεται σημαντικό. Αυτό το αποτέλεσμα για σχετικά υψηλούς αριθμούς Knudsen οδηγεί σε μείωση της παροχής μάζας δεδομένου ότι τα μόρια που έχουν σχετικά υψηλές αξονικές ταχύτητες και η συμβολή τους στην παροχή μάζας είναι μεγαλύτερη, τώρα έχουν μια πεπερασμένη πιθανότητα να συγκρουστούν με τα μόρια που προηγουμένως συγκρούστηκαν με την επιφάνεια του σωλήνα. Επομένως, η συμβολή αυτών των μορίων υψηλής αξονικής ταχύτητας πέφτει, όσο η αξονική τους ταχύτητα μειώνεται μετά από αυτού του είδους τις συγκρούσεις. Η περαιτέρω μείωση του αριθμού Knudsen συνεπάγεται μια γενική μετατόπιση των μορίων κατάντη προς την έξοδο λόγω των διαμοριακών συγκρούσεων. Η συνολική ολίσθηση της ταχύτητα αυξάνεται αφού η οριακή επιφάνεια στο εσωτερικό του σωλήνα μειώνεται, μειώνοντας έτσι τη διαφορά μεταξύ της παροχής μάζας και της δύναμης που λαμβάνεται για $t/d = 1,2$ και $t/d = 0,015$.

Η κατανομή των μορίων σε αυτά τα είδη κατά μήκος του άξονα του σωλήνα όπως φαίνεται στο Διάγραμμα 12 ξεκινά στο $X = 0$ και τελειώνει στο $X = 0,00120$ m. Αξιοσημείωτο είναι ότι παρά το γεγονός ότι ο αριθμός των μορίων χωρίς επιφανειακές ή μοριακές συγκρούσεις (species 1) μειώνεται σημαντικά μέσω του σωλήνα και παραμένει περίπου στο 5% στην έξοδο. Το species 1 αντικαταστάθηκε γρήγορα από τα species 2, 3, και 4. Ο υπολογισμός δείχνει επίσης ότι τα περισσότερα μόρια που εγκαταλείπουν το σωλήνα συγκρούονται τόσο με την επιφάνεια όσο και με άλλα σωματίδια (species 4). Όπως φαίνεται στο Σχήμα 12, η μέση αξονική ταχύτητα των μορίων των species 1, στην έξοδο είναι περίπου δύο φορές υψηλότερη από εκείνη των species που συγκρούστηκαν με την επιφάνεια του σωλήνα. Η ταχύτητα των μορίων που έχουν μόνο διαμοριακές συγκρούσεις στο εσωτερικό του σωλήνα είναι μεταξύ των δύο αυτών ορίων. Είναι προφανές ότι η μείωση του αριθμού των

διαμοριακών συγκρούσεων σε ένα αέριο στην ελεύθερη μοριακή κατάσταση οδηγεί σε ένα μεγαλύτερο αριθμό μορίων των species 1, στην έξοδο, και έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση της παροχής μάζας και ιδιαίτερα της ορμής. Για μεγαλύτερες πιέσεις, η μέση ταχύτητα των species 4 αναμένεται να είναι υψηλότερη λόγω της συνδυασμένης επίδρασης των μοριακών συγκρούσεων στην ταχύτητα ολίσθησης.



Διάγραμμα 11: Κατανομή των μορίων (πάνω) και αξονικής ταχύτητα (κάτω) διαφορετικών ειδών κατά μήκος του άξονα του σωλήνα. Ροή ηλίου, $t/d = 1.2$, $P_0 = 35,7$.

2.2.4 Συμπεράσματα

Τα αποτελέσματα που λαμβάνονται με την συνεχή προσέγγιση για $Kn < 0.01$ είναι σε πολύ καλή συμφωνία με τις προβλέψεις της μεθόδου DSMC από άποψη πεδίων ροής, παροχής μάζας και ορμής της ροής. Διαπιστώθηκε επίσης ότι οι αριθμητικές προβλέψεις του συντελεστή παροχής και της ορμής είναι σε καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα για όλες τις υπό εξέταση πιέσεις. Ο αντίκτυπος της πίεσης του αερίου στο θάλαμο αναλύθηκε και βρέθηκε να είναι ασήμαντος για πιέσεις μικρότερες από 1000 Pa.

Η εξαιρετική συμφωνία μεταξύ των αριθμητικών λύσεων και των πειραματικών δεδομένων δείχνει ότι οι συμβατικές υπολογιστικές προσεγγίσεις εξακολουθούν να είναι ικανές για μια ακριβή πρόβλεψη της ροής αερίου που ρέει σε βραχύ σωλήνα σε όλες τις περιοχές της ροής από την ελεύθερη μοριακή ως τη συνεχή. Η συμφωνία αυτή δείχνει επίσης ότι τα δεδομένα, τόσο τα αριθμητικά όσο και τα πειραματικά, μπορεί να αποτελέσουν μια αξιόπιστη βάση για σύγκριση και μέθοδο επαλήθευσης. Τέλος η απόδοση πρόωσης ενός παχύ στομίου είναι πολύ υψηλότερη από εκείνη ενός λεπτού στομίου, αλλά δεν αλλάζει σημαντικά όταν ο λόγος πάχους προς διάμετρο κυμαίνεται από 0,5 έως 1.

2.3 Rarefied gas flow through short tubes into vacuum

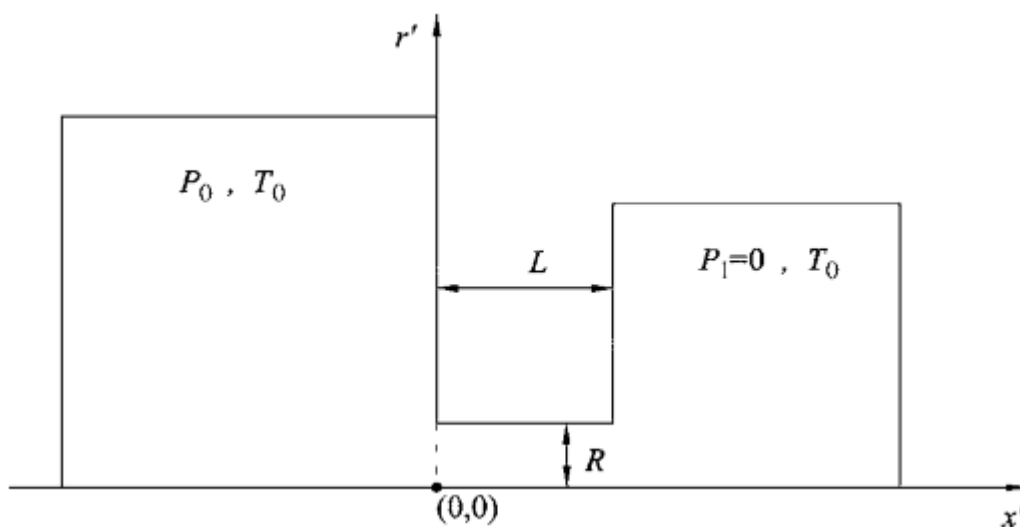
Varoutis, S, Valougeorgis, D, Sazhin, O & Sharipov, F 2008 American Vacuum 9Society.

2.3.1 Εισαγωγικά

Στην εργασία αυτή, οι S. Varoutis και D. Valougeorgis εφαρμόζουν τη μέθοδο DSMC για να διερευνήσουν αριθμητικά τη ροή ενός μονατομικού αερίου στο κενό μέσα σε σωλήνες κυκλικής διατομής με το λόγο μήκους προς ακτίνα (L/R) να κυμαίνεται από 0 έως 10. Τα αριθμητικά αποτελέσματα για την παροχή μάζας και οι μακροσκοπικές διανομές της ροής (ταχύτητα, πίεση και θερμοκρασία) παρουσιάζονται σε όλο το φάσμα του αριθμού Knudsen. Επιπλέον, μελέτησαν την αλληλεπίδραση του αερίου με την επιφάνεια εισάγοντας το μοντέλο Cercignani-Lampis. Για τις συγκεκριμένες διαμορφώσεις της ροής, τα αριθμητικά αποτελέσματα συγκρίνονται με επιτυχία με τα αντίστοιχα αποτελέσματα από προηγούμενες πειραματικές και υπολογιστικές εργασίες.

2.3.2 Διάταξη πειράματος και ορισμοί

Αρχικά θεώρησαν ένα σωλήνα ακτίνας R και πεπερασμένου μήκους L για τη σύνδεση δύο δεξαμενών. Η γεωμετρική διαμόρφωση με το σύστημα συντεταγμένων (x' , r') εμφανίζονται στην Εικ. 1. Το μονατομικό αέριο στην αριστερή δεξαμενή διατηρείται σε ισορροπία πίεσης P_0 και θερμοκρασίας T_0 , ενώ στη δεξιά δεξαμενή, η πίεση P_1 παραμένει τόσο χαμηλά που θεωρείται ότι είναι ίση με 0 ($P_1 = 0$).



Εικόνα 1: Γεωμετρία βραχέως σωλήνα

Οι παράμετροι που καθορίζουν τη διαμόρφωση της ροής είναι η γεωμετρική παράμετρος, δηλαδή, ο λόγος του μήκους προς την ακτίνα (L/R) του σωλήνα, ενώ η δεύτερη είναι η παράμετρος αραιώσης δ , που ορίζεται ως

$$\delta = \frac{RP_0}{\mu_0 v_0}$$

όπου P_0 η πίεση αναφοράς, μ_0 το ιξώδες του αερίου σε θερμοκρασία αναφοράς T_0 και $v_0 = \sqrt{2kT_0/m}$ είναι μοριακή ταχύτητα, k η σταθερά Boltzmann και m το μοριακό βάρος του αερίου.

Σημειώνεται επίσης ότι η παράμετρος αραιώσης είναι αντιστρόφως ανάλογη του αριθμού Knudsen. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται συναρτήσει του ρυθμού μείωσης της παροχής μάζας που ορίζεται ως $W = \frac{\dot{M}}{\dot{M}_0}$ όπου \dot{M}_0 είναι ο ρυθμός ροής για $L/R = 0$ στην ελεύθερη μοριακή κατάσταση ($\delta = 0$). Η ποσότητα \dot{M}_0 υπολογίζεται από τον τύπο:

$$\dot{M}_0 = \frac{\sqrt{\pi}R^2}{v_0} P_0$$

Επιπλέον για του υπολογισμούς γίνεται αδιαστατοποίηση των μεγεθών, όπως η ταχύτητας [$u_x(x, r), u_r(x, r)$], η πυκνότητας $n(x, r)$, η πίεση $P(x, r)$ και η θερμοκρασίας $T(x, r)$. Τα μεγέθη αυτά ορίζονται διαιρώντας τις διαστάσεις αυτές με τις αντίστοιχες χαρακτηριστικές v_0, n_0, P_0 , και T_0 με $P_0 = n_0 kT_0$ ενώ $r = \frac{\dot{r}}{R}$ και $x = \frac{\dot{x}}{R}$ είναι οι αδιάστατες συντεταγμένες (ακτινική και αξονική).

2.3.3 Σχολιασμός Αποτελεσμάτων

2.3.3.1 Αδιάστατη ροή

Οι υπολογισμοί έγιναν σε ένα ευρύ φάσμα τιμών του δ και του λόγου L/R και μαζί με τα αριθμητικά αποτελέσματα για τον αδιάστατο συντελεστή της ροής W παρουσιάζονται στον Πίνακα 1.

δ	W					
	$L/R=0$	$L/R=0.1$	$L/R=0.5$	$L/R=1$	$L/R=5$	$L/R=10$
0.0	1.000	0.953	0.801	0.672	0.311	0.192
0.1	1.014	0.965	0.812	0.680	0.312	0.190
0.5	1.069	1.018	0.855	0.715	0.322	0.194
1	1.129	1.074	0.902	0.754	0.334	0.198
2	1.221	1.165	0.981	0.819	0.361	0.213
5	1.374	1.312	1.117	0.948	0.436	0.258
10	1.463	1.404	1.220	1.062	0.543	0.335
20	1.512	1.462	1.302	1.168	0.695	0.463
50	1.534	1.498	1.383	1.287	0.917	0.696
100	1.533	1.508	1.435	1.358	1.068	0.874
200	1.529	1.512	1.462	1.412	1.184	1.020
500	1.526	1.515	1.484	1.449	1.271	1.125
1000	1.523	1.515	1.494	1.456	1.282	1.143
2000	1.522	1.517	1.493	1.458	1.284	1.145

Πίνακας 1

Από την ανάλυση των αποτελεσμάτων του W συναρτήσει του δ και του L/R , προέκυψαν οι ακόλουθες παρατηρήσεις. Για συγκεκριμένες τιμές του δ , φαίνεται ότι το W μειώνεται με την αύξηση του λόγου L/R . Σημειώνεται επίσης ότι για $\delta = 1$, οι τιμές του W από $L/R = 0.1$ έως $L/R = 10$ μειώνονται πάνω από πέντε φορές, ενώ στο $\delta = 10^2$, η αντίστοιχη μείωση είναι λιγότερο από δύο φορές. Για συγκεκριμένη τιμή του L/R , ο W αυξάνεται καθώς το δ αυξάνεται από την ελεύθερη μοριακή κατάσταση για $\delta = 0$ μέχρι την υδροδυναμική κατάσταση ($\delta = 2000$). Η εξάρτηση του W από το δ για όλα τα L/R διακρίνονται σε τρεις περιοχές. Πιο συγκεκριμένα, καθώς αυξάνεται το δ , στα μικρά δ , η μείωση του W αυξάνεται πολύ αργά. Στις ενδιάμεσες τιμές του δ , υπάρχει μια σημαντική γραμμική αύξηση του W , περίπου ανάλογη του $\log \delta$. Τέλος, σε μεγάλες τιμές του δ , το W συνεχίζει να αυξάνεται ελαφρώς, φθάνοντας ασυμπτωτικά τα αποτελέσματα της συνεχούς προσέγγισης στην υδροδυναμική κατάσταση δηλ για $\delta \rightarrow \infty$. Οι ακριβείς τιμές των δ , για τον καθορισμό των ορίων σε καθεμία από τις τρεις περιοχές, εξαρτάται από το L/R και εκτιμάται από τον πίνακα 1.

2.3.3.2 Αλληλεπίδραση του αερίου με τα τοιχώματα του σωλήνα

L/R	δ	W		
		HS		VHS diffuse
		Diffuse	CL	
0	0.1	1.014	1.010	1.014
	1	1.129	1.129	1.115
	10	1.462	1.454	1.446
	100	1.534	1.523	1.531
	1000	1.523	1.516	1.522
0.1	0.1	0.965	0.983	0.963
	1	1.074	1.093	1.063
	10	1.404	1.415	1.388
	100	1.508	1.507	1.507
	1000	1.515	1.509	1.514
1	0.1	0.680	0.802	0.680
	1	0.754	0.891	0.746
	10	1.062	1.183	1.041
	100	1.358	1.396	1.349
	1000	1.456	1.466	1.456
10	0.1	0.190	0.343	0.190
	1	0.198	0.363	0.197
	10	0.335	0.493	0.318
	100	0.874	0.932	0.842
	1000	1.143	1.162	1.117

Πίνακας 2

Στον Πίνακα 2, εμφανίζεται ο αδιάστατος συντελεστής της ροής W για συγκεκριμένες τιμές του L / R και του δ , στο διαχύτη (τρίτη στήλη του πίνακα) και σύμφωνα με το μοντέλο Cercignani-Lampis (τέταρτη στήλη) με οριακές συνθήκες. Για το τελευταίο οι συντελεστές διαμονής που λαμβάνονται είναι $\alpha_t = 0,5$ και $\alpha_n = 1$, ενώ η υπόθεση L / R = 0 περιλαμβάνεται επίσης για σύγκριση.

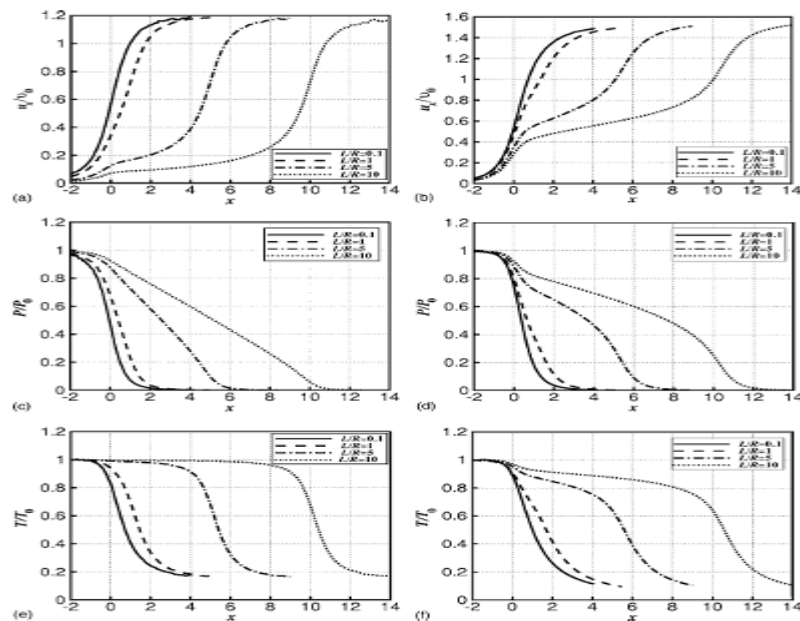
Φαίνεται καθαρά ότι καθώς ο λόγος L / R αυξάνεται, οι αλληλεπιδράσεις του αερίου με τα τοιχώματα αυξάνονται δραστικά. Συγκεκριμένα, για L / R = 0,1, 1, και 10, και για $\delta = 1$, οι εκτιμήσεις του W στην τέταρτη στήλη του Πίνακα 2 σε σύγκριση με τις αντίστοιχες στην τρίτη στήλη είναι αυξημένες κατά 1,8%, 18,4%, και 83,3%, αντίστοιχα. Η ίδια τάση παρατηρείται για όλες τις τιμές του δ . Ως εκ τούτου, η εξάρτηση της ροής από τις αλληλεπιδράσεις του αερίου με τα τοιχώματα του σωλήνα είναι χαλαρή για L / R < 1 αλλά έντονη για L / R \geq 1.

Είναι επίσης εμφανές από τον Πίνακα 2 ότι το αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης έχει μια χαλαρή εξάρτηση από το δ . Συγκεκριμένα, για $\delta = 0.1, 1$ και 10 και για την ίδια τιμή L / R = 1, οι εκτιμήσεις του W στην τέταρτη στήλη του Πίνακα 2 αυξήθηκαν κατά 17,9%, 18,2%, και 11,4%, αντίστοιχα, σε σύγκριση με τις αντίστοιχες στην τρίτη στήλη. Σε γενικές γραμμές, καθώς το δ αυξάνεται, η εξάρτηση της ροής από την αλληλεπίδραση του αερίου με τα τοιχώματα είναι σημαντικά μειωμένη και είναι υπολογιστικά αμελητέα στην συνεχή φάση της ροής.

2.3.3.3 Μοριακό Δυναμικό

Η επίδραση του ενδομοριακού δυναμικού από τα χαρακτηριστικά της ροής μελετήθηκε με την εφαρμογή των μοντέλων HS (hard spheres) και VHS (variable hard spheres). Στην τελευταία στήλη του Πίνακα 2 καταχωρείται ο αδιάστατος συντελεστής της ροής W που λαμβάνεται από το πρότυπο VHS που αντιστοιχεί στο ήλιο και υποθέτοντας τις οριακές συνθήκες του διαχύτη ($\alpha_n = \alpha_t = 1$). Με τη σύγκριση των εκτιμήσεων του W μεταξύ της τρίτης και πέμπτης στήλης του Πίνακα 2, προκύπτει ότι η ευαισθησία του W για το μοριακό δυναμικό είναι πολύ χαλαρή. Στην πραγματικότητα, για το $L/R = 1$, τα αποτελέσματα στις περισσότερες περιπτώσεις είναι πανομοιότυπα αν και σε ορισμένες περιπτώσεις υπάρχουν διαφορές, είναι εντός του αριθμητικού σφάλματος ($\leq 1\%$). Για το $L/R = 10$ και για μεγάλα δ υπάρχει κάποια επίδραση στον W του μοριακού δυναμικού, αλλά είναι μικρή και η μέγιστη μεταβολή είναι 5,3%. Προκύπτει επίσης το συμπέρασμα ότι για όλες τις τιμές του L/R και του δ που εξετάστηκαν, η εξάρτηση των αποτελεσμάτων με το μοντέλο που περιγράφει το μοριακό δυναμικό είναι ασήμαντη.

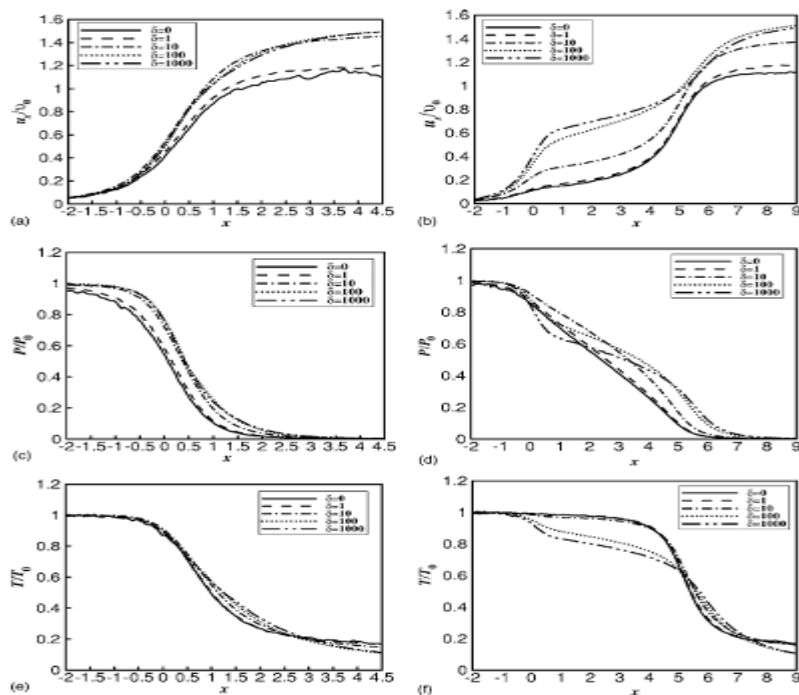
2.3.3.4 Πεδία Ροής



Διάγραμμα 1: Αδιάστατη αξονική ταχύτητα (πάνω), πίεση (μέση) και θερμοκρασία (κάτω) στον άξονα r για $\delta = 0$ (αριστερά) και $\delta = 100$ (δεξιά) για διάφορες τιμές του L/R .

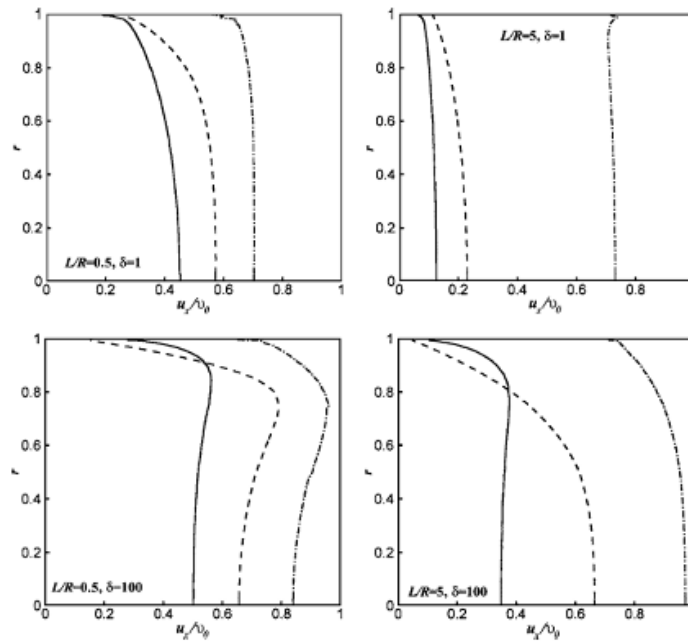
Οι κατανομές της αδιάστατης αξονικής ταχύτητας, της πίεσης και της θερμοκρασίας κατά μήκος του άξονα συμμετρίας $r = 0$ και $-2 \geq x \geq \frac{L}{R} + 4$ φαίνονται στο διάγραμμα 1 για $\delta = 1$ και $\delta = 100$ για διάφορες τιμές του L/R . Σε όλες τις περιπτώσεις, καθώς προχωράμε στον άξονα x από αριστερά προς τα δεξιά, η αξονική ταχύτητα αυξάνεται, ενώ η πίεση και η θερμοκρασία μειώνονται. Είναι εμφανές ότι η ταχύτητα αυξάνεται απότομα ακριβώς πριν

την είσοδο και μετά την έξοδο του σωλήνα, ενώ στο εσωτερικό του σωλήνα επίσης αυξάνεται, αλλά με μικρότερο ρυθμό. Αυτή η συμπεριφορά είναι πιο ξεκάθαρη για τις τιμές $L/R = 5$ και $L/R=10$. Η μέγιστη τιμή της αξονικής ταχύτητας κατά μήκος του άξονα συμμετρίας εμφανίζεται στην έξοδο του σωλήνα και είναι ανεξάρτητη από το λόγο L/R . Ωστόσο, αυτό εξαρτάται από το δ και είναι σημαντικά υψηλότερο για $\delta = 100$ σε σύγκριση με το $\delta = 1$. Όπως ήταν αναμενόμενο, η πίεση και οι κατανομές θερμοκρασίας έχουν ποιοτικά την αντίστροφη συμπεριφορά σε σχέση με την αξονική ταχύτητα.

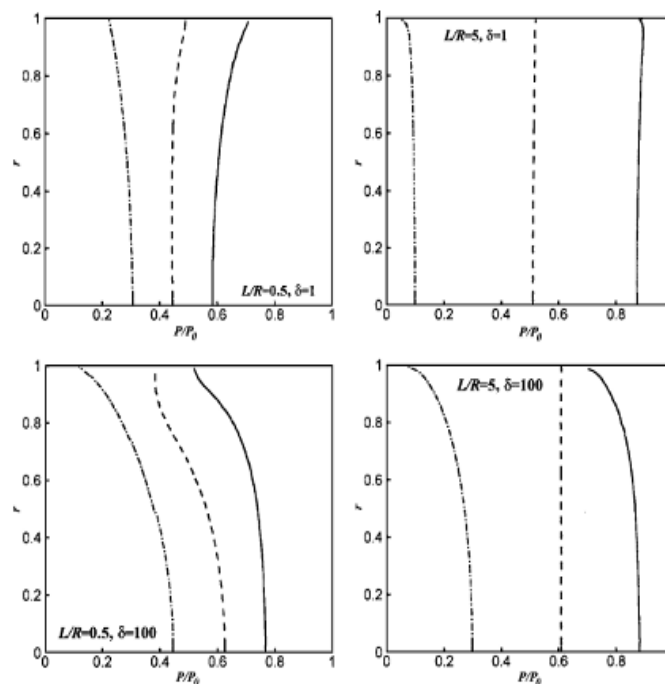


Διάγραμμα 2: Αδιάστατη αξονική ταχύτητα (πάνω), πίεση (μέση) και θερμοκρασία (κάτω) στον άξονα r για $L/R = 0.5$ (αριστερά) και $L/R = 5$ (δεξιά) για διάφορες τιμές του δ .

Η επίδραση της παραμέτρου αραιώσης δ σχετικά με τις ίδιες ποσότητες όπως φαίνεται παραπάνω στο διάγραμμα 2 με τη γραφική αναπαράσταση αυτών των κατανομών για $L/R = 0.5$ και $L/R = 5$ για διάφορες τιμές του δ . Είναι εμφανές ότι τα αποτελέσματα $\delta \leq 1$ και για $\delta \geq 100$ είναι πολύ κοντά με τα αντίστοιχα στο ελεύθερο μοριακό όριο $\delta = 0$ και στο συνεχές όριο $\delta = 2000$ αντίστοιχα. Αυτό επαληθεύεται και από τον πίνακα 1, όπου, όπως έχει επισημανθεί, ο W παραμένει σχεδόν ίδιος σε μικρές και μεγάλες τιμές του δ και είναι σημαντικά αυξημένος στην περιοχή $1 < \delta < 100$. Να σημειωθεί ότι για τις μεγάλες τιμές του δ η αύξηση της ταχύτητας πριν και μετά το σωλήνα είναι περίπου η ίδια, ενώ στην περίπτωση των μικρών δ η αύξηση της ταχύτητας στην έξοδο του σωλήνα είναι σημαντικά υψηλότερη από ότι στην είσοδο του σωλήνα. Αυτό αποδεικνύεται ξεκάθαρα στο $L/R = 5$ ενώ πάλι η συμπεριφορά των της πίεσης και της θερμοκρασίας είναι αντιστρόφως ανάλογη από την ταχύτητα.



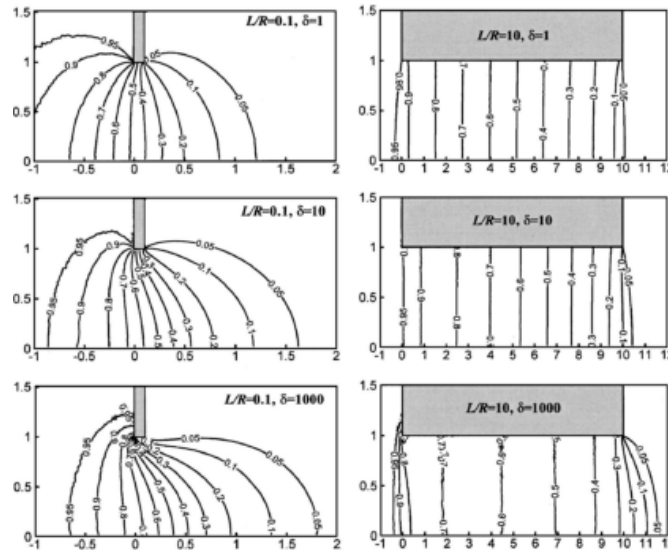
Διάγραμμα 3: Προφίλ αδιάστατης αξονικής ταχύτητας στην είσοδο ($x=0, -$), στη μέση ($x = \frac{L}{2R}$, ---) και στην έξοδο ($x = \frac{L}{R}$, - · -) του σωλήνα για χαρακτηριστικούς συνδυασμούς του L/R και του δ .



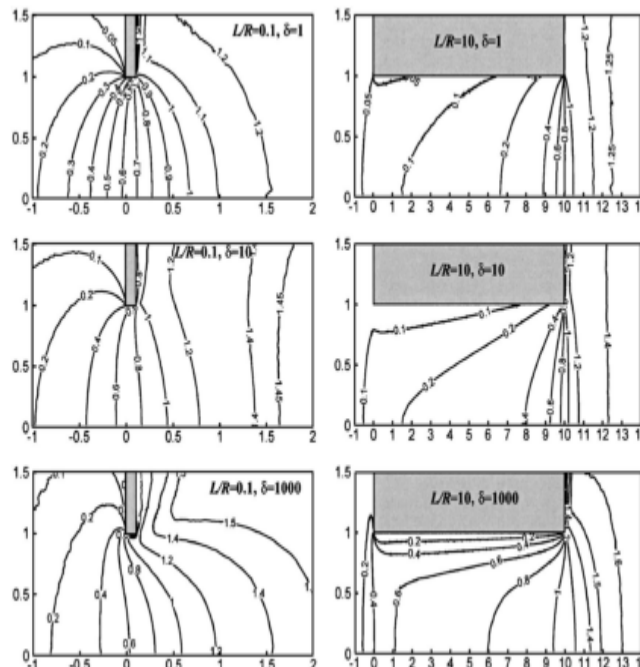
Διάγραμμα 4: Προφίλ αδιάστατης πίεσης στην είσοδο ($x=0, -$), στη μέση ($x = \frac{L}{2R}$, ---) και στην έξοδο ($x = \frac{L}{R}$, - · -) του σωλήνα για χαρακτηριστικούς συνδυασμούς του L/R και του δ .

Το προφίλ της αδιάστατη αξονικής ταχύτητας και πίεσης στην είσοδο ($x = 0$), στη μέση ($x = L / (2R)$), και στην έξοδο ($x = L/R$) του σωλήνα παρουσιάζονται στο διάγραμμα 3 και 4 αντίστοιχα για διάφορες τιμές του L / R και του δ . Οι συνδυασμοί $L / R = 0.5$, $\delta = 1$ και $L/R = 5$ και $\delta = 100$ μπορούν να θεωρηθούν ως ενδεικτικές για τις περιπτώσεις όταν αμφότερα τα L

L/R και δ είναι μικρά και μεγάλα, αντίστοιχα, ενώ οι άλλες δύο, δηλαδή, $L/R = 0,5$, $\delta = 100$ και $L/R = 5$, $\delta = 1$, είναι αντιπροσωπευτικά για τις περιπτώσεις όταν μία από τις δύο παραμέτρους είναι μικρή και η άλλη είναι μεγάλη. Για κάθε μία από τις τέσσερις περιπτώσεις, τα προφίλ που παρουσιάζονται είναι χαρακτηριστικές για την εξέλιξη της ροής (επιτάχυνση της ταχύτητας και πτώσης πίεσης του αερίου) κατά μήκος του σωλήνα.



Διάγραμμα 5: Αδιάστατη πίεση στην περιοχή γύρω από το σωλήνα και στο εσωτερικό του για $L/R=0.1$ και 10 και για $\delta=1$ (πάνω), 10 (στη μέση) και 1000 (κάτω)



Διάγραμμα 6: Αδιάστατος αριθμός Mach στην περιοχή γύρω από το σωλήνα και στο εσωτερικό του για $L/R=0.1$ και 10 και για $\delta=1$ (πάνω), 10 (στη μέση) και 1000 (κάτω)

Τέλος παρουσιάζεται μια πιο ολοκληρωμένη εικόνα του πεδίου ροής στα διαγράμματα 5 και 6, όπου η πίεση και οαδιάστατος αριθμός Mach απεικονίζονται στην περιοχή γύρω και μέσα

στο σωλήνα για το $L/R = 0.1$ και 10 και $\delta = 1, 10,$ και 1000. Με βάση αυτά τα αποτελέσματα, είναι προφανές ότι όταν το δ διατηρείται σταθερό και το L/R μεταβάλλεται από 0,1 έως 10, το πεδίο ροής αλλάζει σημαντικά τόσο ποιοτικά όσο και ποσοτικά. Επιπλέον, όταν το L/R διατηρείται σταθερό και το δ μεταβάλλεται από 1 έως 10 και στη συνέχεια σε 1000, το μέγεθος των μακροσκοπικών ποσοτήτων μεταβάλλεται, ενώ τα ποιοτικά χαρακτηριστικά του πεδίου ροής παραμένουν οι ίδια.

2.3.4 Συμπεράσματα

Για συγκεκριμένες διαμορφώσεις της ροής, τα αριθμητικά αποτελέσματα που υπολογίστηκαν είναι σε πολύ καλή συμφωνία με τα διαθέσιμα πειραματικά αποτελέσματα. Συμπεραίνεται ότι τροποποιώντας τις παραμέτρους L/R και δ επηρεάζεται σημαντικά αντίκτυπο στην ποσότητα της ροής. Ωστόσο, τα ποιοτικά χαρακτηριστικά του πεδίου ροής μεταβάλλονται σημαντικά μόνο όταν το μήκος του σωλήνα έχει αλλάξει, ενώ παραμένουν σχεδόν αδρανείς, όταν η παράμετρος αραιώση δ έχει αλλάξει. Επιπλέον, η εξάρτηση των αποτελεσμάτων από τις αλληλεπιδράσεις του αερίου με τα τοιχώματα του σωλήνα είναι σημαντική μόνο για το $L/R \geq 1$.

2.4 Experiments on rarefied gas flows through tubes (2008)

Marino, L 2008, *Experiments on rarefied gas flows through tubes*, Springer-Verlag

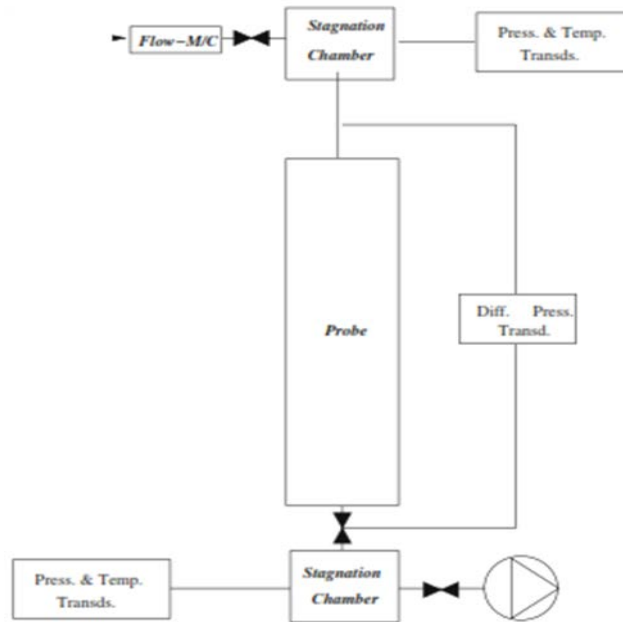
2.4.1 Εισαγωγικά

Ο Luca Marino, βασισμένος σε προηγούμενες έρευνες και εκτελώντας πειράματα τόσο σε μακρούς όσο και σε βραχείς σωλήνες, προσπάθησε να αντιστοιχίσει την πτώση πίεσης για κάθε παροχή μάζας. Στη συνέχεια, επεκτείνοντας το πείραμα του ως προς τη γεωμετρία και τις πιέσεις, έδωσε νέα στοιχεία. Συγκεκριμένα, καθ'όσον μετριώταν η πτώση πίεσης, η πίεση εκκένωσης ήταν δυνατόν να μεταβάλλεται ενώ η παροχή μάζας διατηρούταν σταθερή σε διάφορες καθορισμένες τιμές. Όσον αφορά στον αριθμό και τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά των σωλήνων διαμέτρου D και μήκους L , επιλέχθηκαν σύμφωνα με τη συγκεκριμένη τιμή Kn_i για την πειραματική διάταξη. Σημαντικοί παράγοντες του πειράματος ήταν ο λόγος L / D και ο λόγος πίεσης p_d / p_i ο οποίος σε ισοθερμικές ροές, όπως στο συγκεκριμένο πείραμα, είναι ίσος με Kn_i / Kn_d . Στα εν λόγω πειράματα η πίεση κενού (χωρίς ροή) επιτεύχθηκε να είναι 10^{-6} Pa.

2.4.2 Η διάταξη των πειραμάτων

2.4.2.1 Μακροί σωλήνες

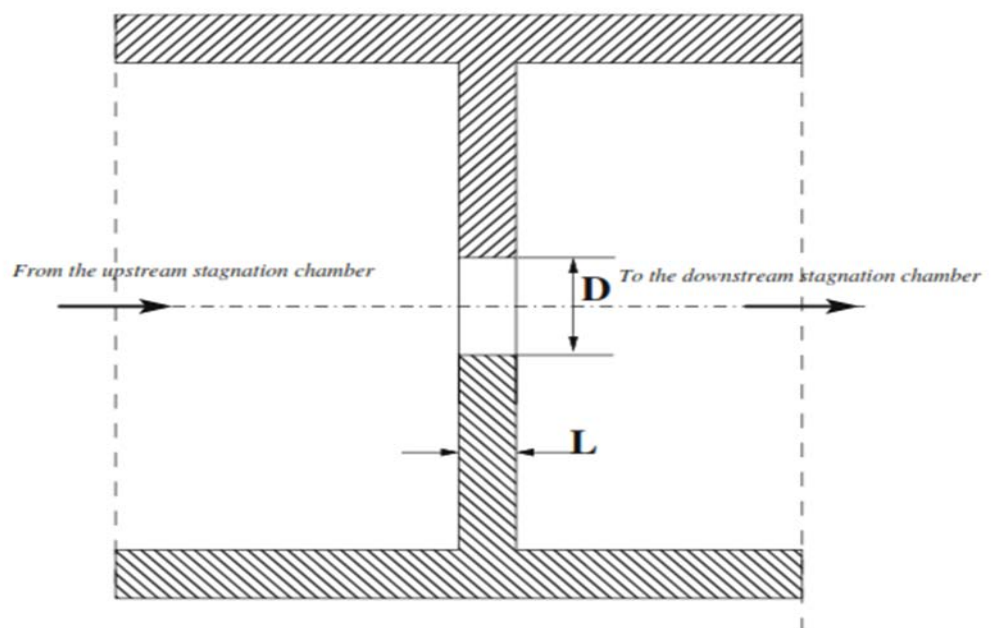
Για την εκτέλεση αυτού του πειράματος χρησιμοποίησε 20.000 ανοξείδωτους σωλήνες εξωτερικής ακτίνας $r_e = (0.125 \pm 0.005) \times 10^{-3}$ m, εσωτερικής διαμέτρου $r_{int} = (0.055 \pm 0.001) \times 10^{-3}$ m και μήκους $L = (150 \pm 0.05) \times 10^{-3}$ m. Οι τύποι που χρησιμοποιήθηκαν ήταν οι εξής: $Kn_i = \lambda_i / \Lambda$, όπου $\Lambda = r_{int}$ ενώ $\lambda_i = kT_i / (\sqrt{2} \pi d^2 p_i)$ και $G = M / M_{FM}$, για το ρυθμό μείωσης της παροχής μάζας, όπου M είναι η μετρήσιμη παροχή μάζας και $M_{FM} = \frac{4}{3} r_{int}^3 \frac{(p_i - p_d)}{L} \sqrt{\frac{2\pi}{RT}}$.



Εικόνα 1: Η πειραματική διάταξη για μακριούς σωλήνες

2.4.2.2 Βραχείς σωλήνες

Σε αυτά τα πειράματα χρησιμοποιήθηκε ο λόγος $L / D = (0.5, 1, 1.5, 2, 4, 8)$ με διάμετρο από 2mm έως 4mm και με μέγιστο σφάλμα έως 3%.

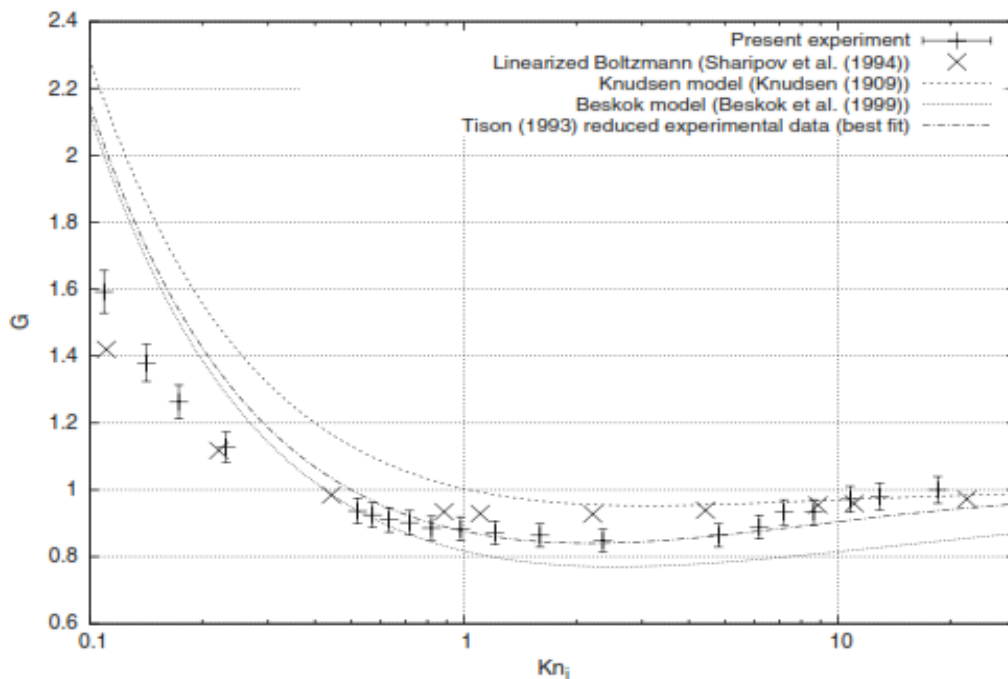


Εικόνα 2: Η πειραματική διάταξη για βραχείς σωλήνες

2.4.3 Σχολιασμός αποτελέσματος

2.4.3.1 Μακριοί σωλήνες

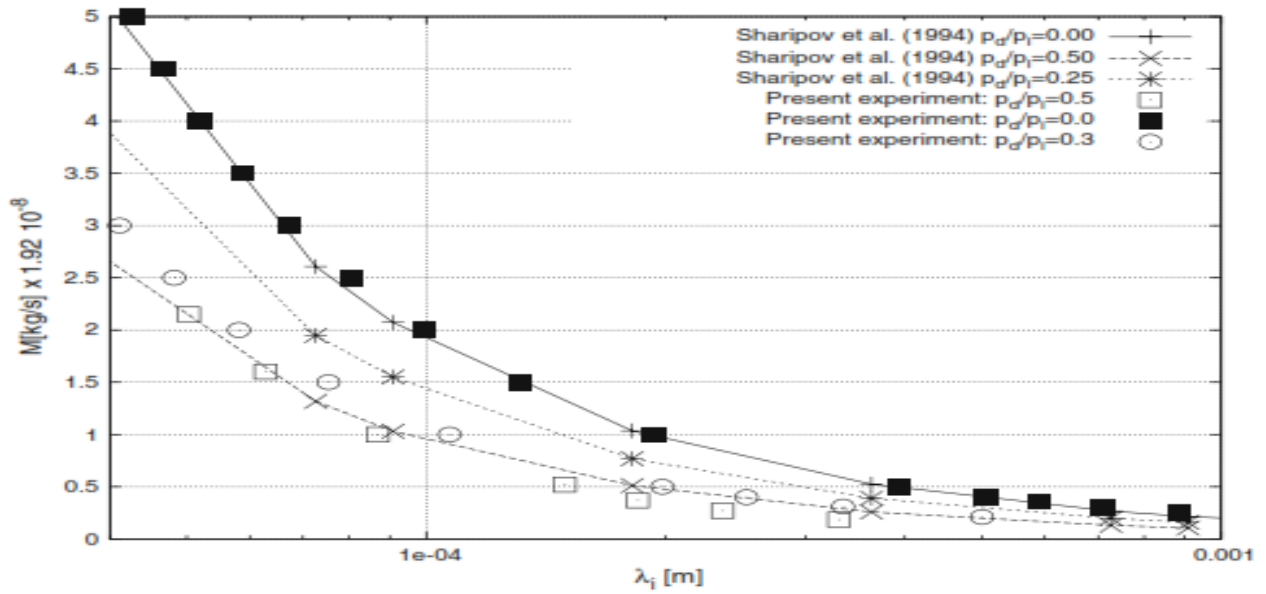
Για τα αποτελέσματα αυτής της διάταξης πειράματος χρησιμοποίησε τιμές Kn_i από 0,001 έως 100. Για την αξιοπιστία των αποτελεσμάτων του σύγκρινε τις μετρήσεις του με μετρήσεις προηγούμενων ερευνητών, όπως των Tison (1993), Knudsen (1909), Beskok (1999) και Sharipov (1994) για διάφορες τιμές του G συναρτήσει του Kn_i (0,1 - 30) όπως φαίνεται στο διάγραμμα που ακολουθεί:



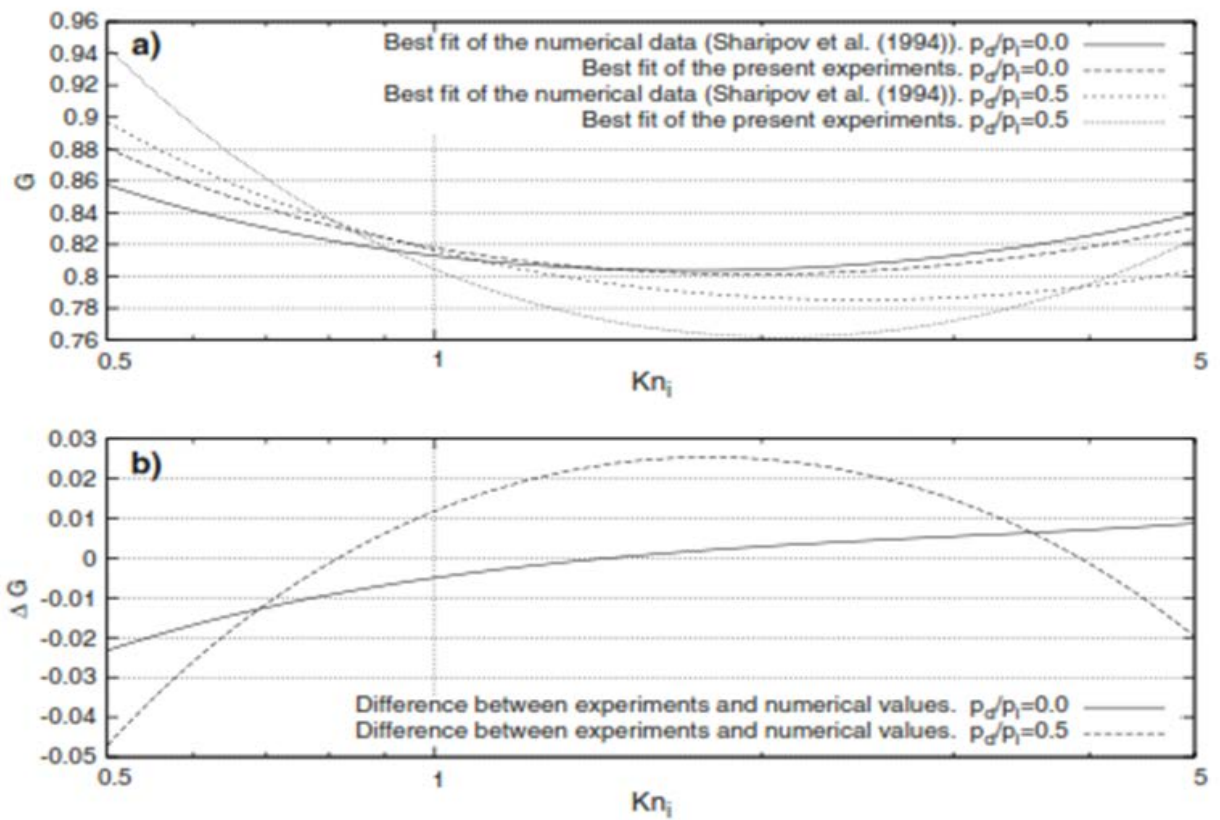
Διάγραμμα 1: Μείωση παράγοντα G συναρτήσει του Kn_i για $p_d/p_i \approx 0$ και $L/D = 1.363$

Το διάγραμμα 1 απεικονίζει ότι για τιμές Knudsen από 1 έως 32 τα αποτελέσματα του πειράματος που προσεγγίζουν τα αποτελέσματα των προηγούμενων ερευνητών. Ενώ για τιμές από 0,1 έως 1 έχουν κάποια απόκλιση όπως φαίνεται στο ίδιο διάγραμμα.

Ικανοποιητικά ήταν και τα αποτελέσματα όσον αφορά τη μείωση παροχής μάζας M συναρτήσει του li για διάφορες τιμές p_d/p_i , όπως φαίνεται στο διάγραμμα 3 και στο διάγραμμα 4 που ακολουθούν, γιατί επαληθεύουν τη θεωρία.



Διάγραμμα 3



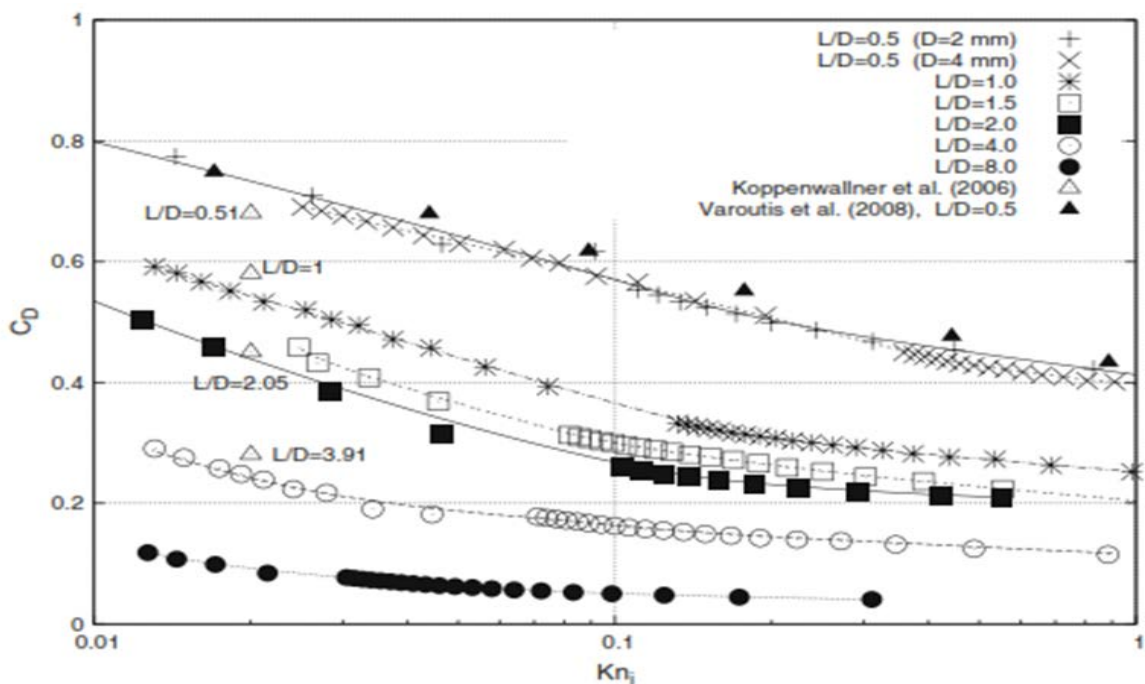
Διάγραμμα 4: Σύγκριση αποτελεσμάτων για διάφορα p_d/p_i

Πίνακας 1

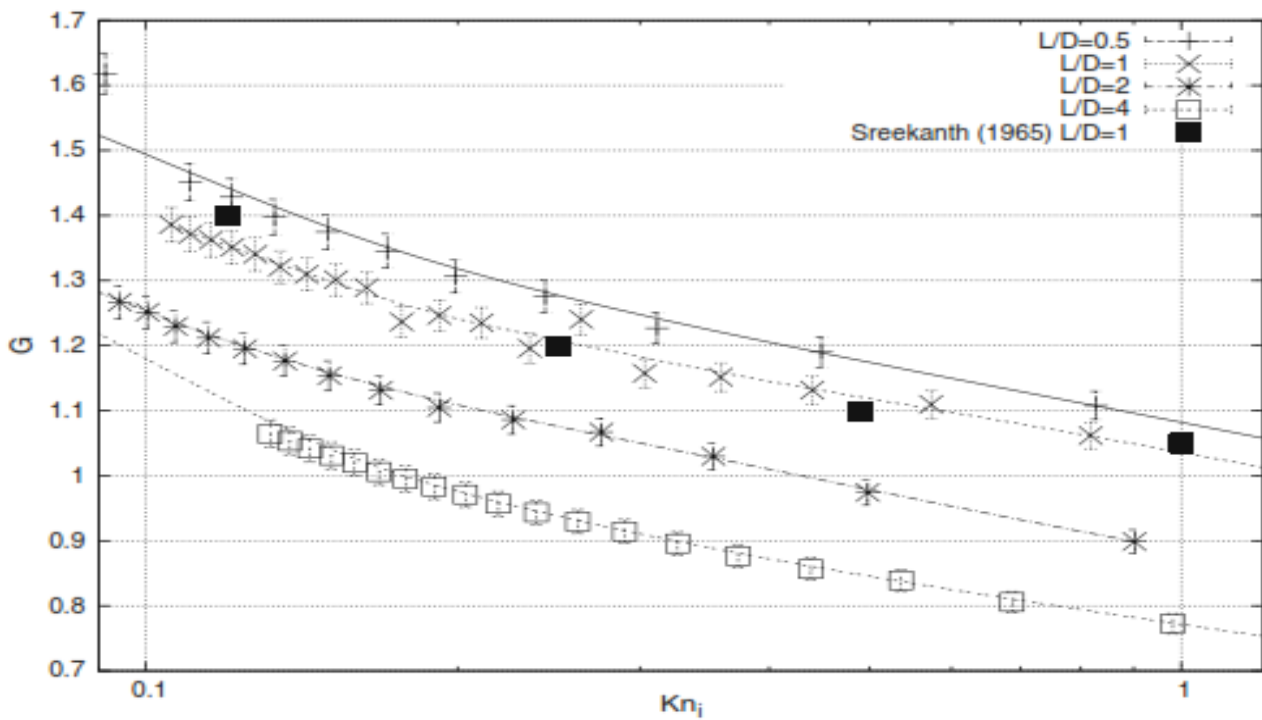
$K\eta_i$	G	$K\eta_i$	G
0.10	1.59	1.21	0.87
0.14	1.37	1.59	0.86
0.17	1.26	2.36	0.85
0.23	1.13	4.79	0.86
0.52	0.94	6.17	0.88
0.57	0.92	7.19	0.93
0.63	0.91	8.63	0.94
0.71	0.90	10.79	0.97
0.82	0.88	12.96	0.98
0.98	0.88	18.51	0.99

2.4.3.2 Βραχείς σωλήνες

Το εν λόγω πείραμα αποτελεί μια επέκταση των πειραμάτων του Koppenwallner et al. (2006) για χαμηλές πιέσεις και για $K\eta_i$ από 1 έως 10. Η πίεση εισόδου είναι $p_i = 100$ Pa και ο λόγος L/D κυμαίνεται στις τιμές (0,51 – 3,91), ενώ χρησιμοποιήθηκε διατομή $D = 2$ mm και $D = 4$ mm.



Διάγραμμα 5: Συντελεστής πίεσης C_D συναρτήσει $K\eta_i$ για διάφορα L/D



Διάγραμμα 6: Συντελεστής παροχής μάζας G συναρτήσει $K\eta_1$ για διάφορα L/D

Συγκρίνοντας το διάγραμμα 1 και το διάγραμμα 6, παρατηρούμε ότι για τον ίδιο αριθμό $K\eta_1$ το G μειώνεται ενώ το L/D αυξάνεται. Συγκεκριμένα για $D=4$ οι τιμές και στις δύο διατάξεις είναι περίπου ίδιες.

Πίνακας 2

$K\eta_1$	$C_D (L/D = 0.5)$	$K\eta_1$	$C_D (L/D = 1.0)$	$K\eta_1$	$C_D (L/D = 2.0)$	$K\eta_1$	$C_D (L/D = 4.0)$
0.014	0.773	0.013	0.591	0.013	0.506	0.013	0.290
0.026	0.710	0.018	0.554	0.017	0.463	0.017	0.255
0.046	0.633	0.045	0.456	0.028	0.385	0.028	0.219
0.091	0.617	0.073	0.397	0.046	0.316	0.045	0.181
0.111	0.552	0.131	0.336	0.103	0.261	0.071	0.177
0.121	0.544	0.140	0.328	0.112	0.255	0.188	0.144
0.133	0.530	0.149	0.322	0.158	0.238	0.271	0.139
0.150	0.526	0.167	0.318	0.184	0.235	0.345	0.134
0.171	0.512	0.202	0.308	0.224	0.227	0.488	0.129
0.198	0.496	0.238	0.298	0.419	0.215	0.886	0.114
0.242	0.488	0.323	0.288	0.552	0.213		
0.311	0.467	0.441	0.276				
0.447	0.453	0.680	0.263				
0.824	0.421	0.985	0.253				

Data obtained for $D = 2$ mm

2.4.4 Συμπεράσματα

Από τα παραπάνω συμπεραίνουμε ότι η αύξηση του αριθμού των σωλήνων σε μια δέσμη μειώνει το σφάλμα παροχής μάζας, ενώ η μεγαλύτερη διάμετρος των σωλήνων σε σύγκριση με το πείραμα του Tison (1993) επιτυγχάνει ακριβέστερη αξιολόγηση στην ανοχή της γεωμετρίας των σωλήνων, ένας παράγοντας που μπορεί να επηρεάσει σημαντικά τα αποτελέσματα. Όσον αφορά στους βραχείς σωλήνες η ροή στην είσοδο τους, προσεγγίζει την ελεύθερη μοριακή ροή κάτι που έχει σαν συνέπεια η παροχή μάζας να αυξάνεται με την αύξηση του λόγου L/D .

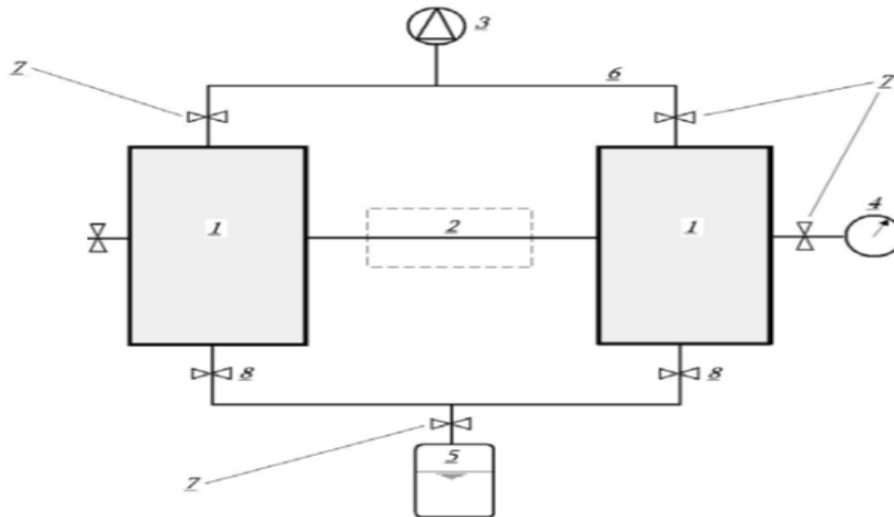
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: Η ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ

3.1 Η πειραματική διαδικασία

Ο σκοπός του πειράματος που διεξάγεται σε αυτή την εργασία είναι να προσδιορίσει και να περιγράψει με πειραματικά δεδομένα τα χαρακτηριστικά της ροής ενός αερίου καταμήκος ενός μικροαγωγού. Βασικός στόχος της διάταξης ήταν να κατασκευαστούν δυο δεξαμενές αερίου, οι οποίες θα συνδέονται με το μικροαγωγό. Διατηρώντας τις δεξαμενές σε διαφορετική στάθμη πίεσης, μπορούμε να εξαναγκάσουμε το αέριο να κινηθεί, διαμέσου των αγωγών, από τη δεξαμενή υψηλής πίεσης προς αυτή της χαμηλής. Καθότι επιθυμούμε να διατηρήσουμε την πίεση σε χαμηλά επίπεδα και στις δύο δεξαμενές, χρησιμοποιήσαμε μια αντλία κενού στην έξοδο των δεξαμενών για να δημιουργήσουμε υποπίεση. Με ρυθμιστικές βαλβίδες ελέγξαμε την παροχή ρευστού στην είσοδο της δεξαμενής, ώστε να επιτύχουμε το επιθυμητό επίπεδο πίεσης ενώ στην είσοδο συνδέθηκε αισθητήρας πίεσης, για να μετρά κάθε στιγμή την υφιστάμενη πίεση.

Η πειραματική διαδικασία έχει ως εξής : Αρχικά, με ανοιχτές τις βάνες on/off που συνδέουν τις δεξαμενές με την αντλία και κλειστές τις περιστροφικές βαλβίδες θέτουμε σε λειτουργία την αντλία κενού για εύλογο χρονικό διάστημα (πάνω από τρεις ώρες) μέχρι η πίεση στη διάταξη να φτάσει περίπου το 1 Torr. Στη συνέχεια, αφού κλείσουμε τις βάνες on/off που παρεμβάλλονται μεταξύ των δεξαμενών και της αντλίας ανοίγουμε την περιστροφική βαλβίδα της δεξαμενής εισόδου και το αργό εισέρχεται στη δεξαμενή έως ότου εξασφαλίσουμε την επιθυμητή πίεση του αερίου. Με την επίτευξη της επιθυμητής τιμής, κλείνουμε την περιστροφική βαλβίδα της δεξαμενής εισόδου και περιμένουμε μέχρι να σταθεροποιηθεί η πίεση. Εφόσον σταθεροποιηθεί η πίεση ανοίγουμε τη δεξιά βάνα on/off και καταγράφουμε στον ηλεκτρονικό υπολογιστή, με τη βοήθεια μετατροπέα του αναλογικού σήματος του αισθητήρα πίεσης σε ψηφιακό, την πτώση πίεσης της διάταξης με συχνότητα 50Hz. Όλα τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν με τον ίδιο τρόπο.

Το σχηματικό διάγραμμα της πειραματικής διάταξης που χρησιμοποιείται σ' αυτή τη μελέτη παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.1.



Σχήμα 3.1: Πειραματική Διάταξη (1. Δεξαμενές αερίου 2. Ακροφύσιο (μικροαγωγός) 3. Αντλία κενού 4. αισθητήρες κενού 5. φιάλη αερίου 6.σωληνώσεις 7. βαλβίδες on-off 8. βαλβίδες ρύθμισης παροχής)

3.2 Η μορφή της πειραματικής διάταξης

Η πειραματική μας διάταξη έχει τη μορφή που φαίνεται στην εικόνα 3.1.



Εικόνα 3.1

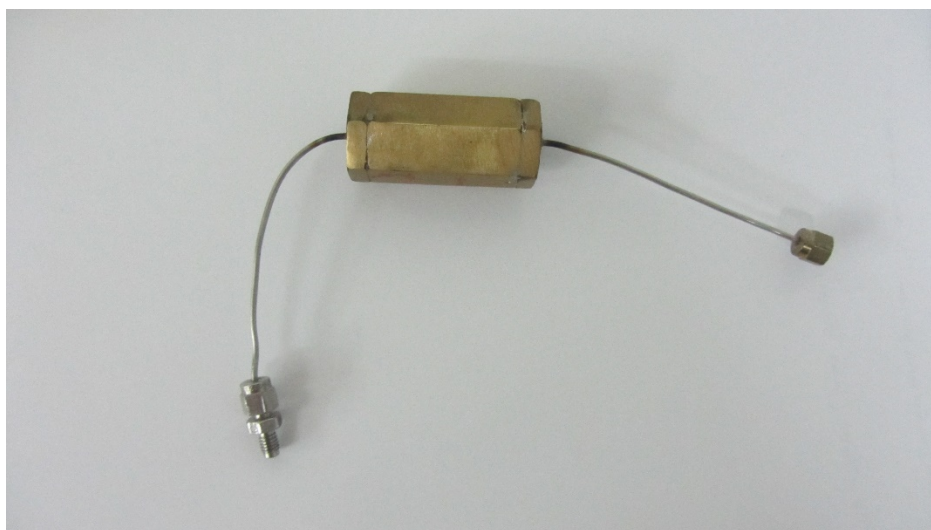
Στο κέντρο, οι δυο δεξαμενές (πάνω στο βάθρο), που συνδέονται με τον μικροαγωγό. Αριστερά ο αισθητήρας πίεσης συνδεδεμένος στη δεξαμενή εισόδου. Μεταξύ δεξαμενής και αισθητήρα παρεμβάλλεται βάνα on/off, που απομονώνει το όργανο, προκειμένου να το προστατέψει από έκθεση σε υπερπίεσεις που μπορεί να του προκαλέσουν ζημιά. Τα καλώδια στο πίσω μέρος των αισθητήρα, τον τροφοδοτούν με ρεύμα και τον συνδέουν με τον ηλεκτρονικό υπολογιστή διαμέσου ενός μετατροπέα αναλογικού σήματος σε ψηφιακό,

μέσω του οποίου λαμβάνουμε τις μετρήσεις. Στο κάτω μέρος, οι μεταλλικές σωληνώσεις που φαίνονται, συνδέουν τις δύο δεξαμενές με τη φιάλη του αερίου. Στην είσοδο κάθε δεξαμενής έχει τοποθετηθεί περιστροφική βαλβίδα για την ρύθμιση της παροχής του ρευστού σ' αυτή. Στο επάνω μέρος, οι μεταλλικές σωληνώσεις οδηγούν στην αντλία κενού, με δυο βάνες on/off, που την απομονώνουν κατά περίπτωση από τις δεξαμενές.

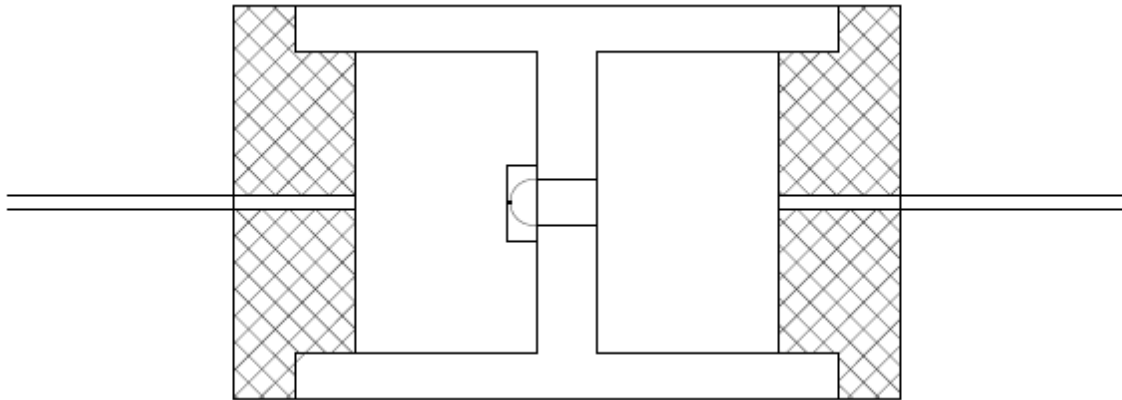
Στην περίπτωση μας, η κατασκευή ενός μικροαγωγού μ' αυτές τις διαστάσεις ήταν δύσκολο να επιτευχθεί και για το λόγο αυτό ως μικροαγωγός χρησιμοποιήθηκε ένα ορειχάλκινο μπεκ γκαζιού (Εικόνα 3.2) διαμέτρου $D=240 \mu\text{m}$ και μήκος οπής περίπου $L=240 \mu\text{m}$ με τη βοήθεια του μηχανισμού της Εικόνας 3.3. Ο μηχανισμός αυτός αποτελείται από ένα εξάγωνο κομμάτι απλού ορείχαλκου διαγωνίου 26 mm και μήκους 36 mm, δύο τάπες απλού ορείχαλκου εξάγωνης κεφαλής διαγωνίου 26 mm και πάχους 4 mm πάνω στις οποίες κολλήσαμε χαλύβδινους σωλήνες διαμέτρου 1mm. Στο κυρίως σώμα δημιουργήθηκαν δύο οπές διαμέτρου 20 mm και βάθους 16 mm δημιουργώντας στο μέσον του ένα τοίχωμα 4mm όπου βιδώσαμε το μπεκ. Όσον αφορά στη μόνωση των ορειχάλκινων τμημάτων χρησιμοποιήθηκε καλάι ενώ για τους χαλύβδινους σωλήνες έγινε χρήση ασημοκόλλησης.



Εικόνα 3.2: Μπεκ γκαζιού



Εικόνα 3.3: Ορειχάλκινος μηχανισμός



Σχήμα 3.2 Σχεδιάγραμμα μηχανισμού

Παρακάτω, δίδονται τα βασικά χαρακτηριστικά και μεγέθη για κάθε ένα συστατικό στοιχείο της πειραματικής διάταξης.

- Οι δεξαμενές του αερίου:
 - είναι κατασκευασμένες από ανοξείδωτο χαλυβδοσωλήνα
 - έχουν πάχος τοιχώματος : 0.5 cm
 - έχουν εσωτερικό όγκο (χωρητικότητα) : 35ml

- Αισθητήρας Πίεσης MKS Baratron 622A
 - χωρητικού τύπου
 - με εύρος μετρήσεων: 0 – 20Torr
 - με ακρίβεια μέτρησης : 0.15% της μετρούμενης τιμής
 - μέγιστη υφιστάμενη πίεση: 310 kPa
 - σήμα εξόδου: 0 – 10V, γραμμικό
 - τάση τροφοδοσίας: ±15V DC
 - της εταιρείας MKS
 - χώρα κατασκευής: Η.Π.Α.



Εικόνα 3.5: Αισθητήρας Πίεσης MKSBaratron 622A



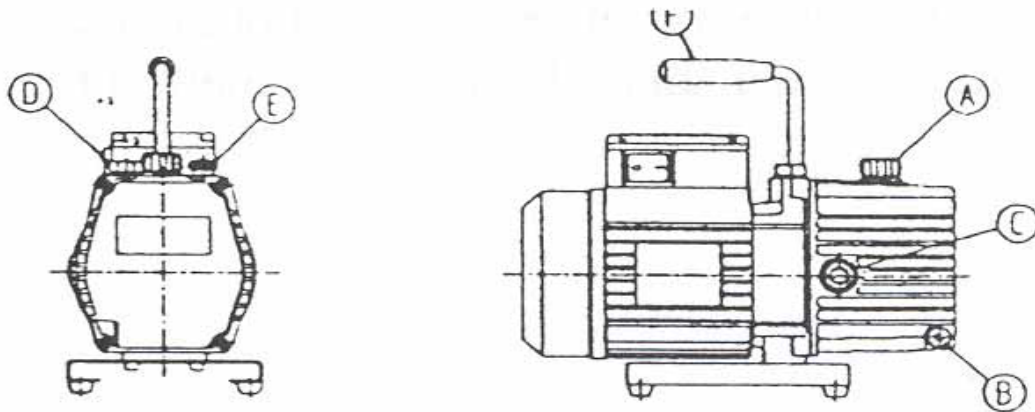
Εικόνα 3.6: Τροφοδοτικό μηχανήμα αισθητήρα πίεσης



Εικόνα 3.7: Μετατροπέας Spider αναλογικού σήματος αισθητήρα πίεσης σε ψηφιακό

➤ Η αντλία κενού που χρησιμοποιήθηκε :

- είναι περιστροφικού τύπου (μονοβάθμιος ακτινικός συμπιεστής)
- της εταιρείας General Europe Vacuum (GEV)
- μοντέλο 3GP-1
- ονομαστική πίεση (σύμφωνα με τις προδιαγραφές) : 10Pa
- πραγματική πίεση (σε συνθήκες λειτουργίας) : 60Pa
- ονομαστική παροχή : 3.0 m³/h
- ισχύς κινητήρα: ¼ HP
- τάση τροφοδοσίας: 220V / 50Hz
- λίπανση: 220ml λαδιού
- διαστάσεις: 290 x 110 x 240 mm
- καθαρό βάρος: 7.2 kg



Εικόνα 3.8 : Αντλία κενού

Τέλος ως μέσο πραγματοποίησης του πειράματος, χρησιμοποιήθηκε το Αργό που βρισκόταν σε υγρή μορφή, υπό πίεση 200bar, μέσα σε μεταλλική φιάλη.



Εικόνα 3.9: Φιάλη Αργού

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΤΑ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Στη διάταξη του μικροαγωγού που παρουσιάστηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο μελετήθηκε η ροή αργού (Ar) και στον παρακάτω πίνακα παρουσιάζονται οι ιδιότητες του. Η θερμοκρασία θεωρήθηκε σταθερή και ίση με 295K για την πλειονότητα των πειραματικών αποτελεσμάτων.

Formula	Molar Mass	Gas Constant	Specific Heat at Const. Press	Specific Heat at Const. Vol.	Specific Heat Ratio	Viscosity
	M[kg/kmol]	R[J/kg.K]	Cp[J/kg.K]	Cv[J/kg.K]	$\gamma=Cp/Cv$	$\mu(\text{kg/ms})$
Ar	39.948	208.1	520.3	312.2	1.667	$2,26 \cdot 10^{-5}$

Πίνακας4.1: Ιδιότητες του Αργού στους 295 Kelvin

Με P_1 ονομάζουμε την πίεση που μετράμε κατά την εισαγωγή του αερίου στη δεξαμενή 1, ενώ αντίστοιχα η P_2 αναφέρεται στην πίεση που επικρατεί στην έξοδο. Κύριο μέλημά μας είναι να πάρουμε ένα ικανοποιητικό εύρος μετρήσεων για την πίεση εισόδου, ξεκινώντας περίπου από τα 20 Torr ενώ την πίεση στην έξοδο προσπαθούμε να την κρατήσουμε σε σχετικά σταθερά χαμηλά επίπεδα της τάξης του 1 Torr.

Η παρουσίαση των πειραματικών αποτελεσμάτων θα ακολουθήσει την παρακάτω διάρθρωση:

- **Στο πρώτο μέρος**, θα παρουσιαστούν κάποια πιο συγκεντρωτικά διαγράμματα για σύγκριση ταύτισης των πειραματικών αποτελεσμάτων.
- **Στο δεύτερο μέρος**, θα γίνει αναλυτική παρουσίαση των αποτελεσμάτων ως ξεχωριστά βασικά μακροσκοπικά μεγέθη, όπως η πίεση εισόδου και εξόδου, η παροχή μάζας, η ταχύτητα του ρευστού στο μικροαγωγό, ο αριθμός Mach, ο αριθμός Reynolds του ρευστού καθώς και ο αριθμός Knudsen θα παρασταθούν συναρτήσει του χρόνου και της διαφοράς πίεσης DP μεταξύ των δεξαμενών.
- **Τέλος**, θα εξαχθούν τα όποια δυνατά συμπεράσματα.

4.1 Αναλυτική περιγραφή και επεξεργασία των μετρήσεων

Σε αυτή την ενότητα θα παρουσιαστούν τα πειραματικά αποτελέσματα με σκοπό να γίνουν συγκρίσεις και να εξαχθούν συμπεράσματα. Για να έχουμε αξιόπιστα πειραματικά αποτελέσματα ήταν αναγκαίο η αντλία κενού να αφεθεί να λειτουργήσει για εύλογο χρονικό διάστημα, ώστε να απομακρυνθούν από το εσωτερικό της πειραματικής διάταξης τυχόν υγρασία και αέρια προκαλούμενα από το φαινόμενο outgassing.

Ακολουθούν συγκεντρωτικοί πίνακες και διαγράμματα με τα πειραματικά αποτελέσματα που συλλέχθηκαν σε δυο διαφορετικές χρονικές στιγμές, στη μεν πρώτη η αντλία κενού δεν είχε λειτουργήσει για πολλή ώρα πριν την έναρξη των πειραματικών μετρήσεων ενώ στη δεύτερη η αντλία είχε λειτουργήσει για εύλογο χρονικό διάστημα. Στον πίνακα εμφανίζεται η αρχική πίεση εσόδου (P_1) στη δεξαμενή τη στιγμή που σταματάμε την παροχή αερίου στη διάταξη ενώ στα παρακάτω διαγράμματα (Διάγραμμα 4.1) παρουσιάζονται όλες οι μετρήσεις πίεσης συναρτήσει του χρόνου. Για να συγκρίνουμε τα πειραματικά αποτελέσματα μεταξύ τους προσαρμόσαμε τις καμπύλες να διέρχονται από τη ίδια τιμή πίεσης (P_1) τη χρονική στιγμή $t=0$ (Διάγραμμα 4.2).

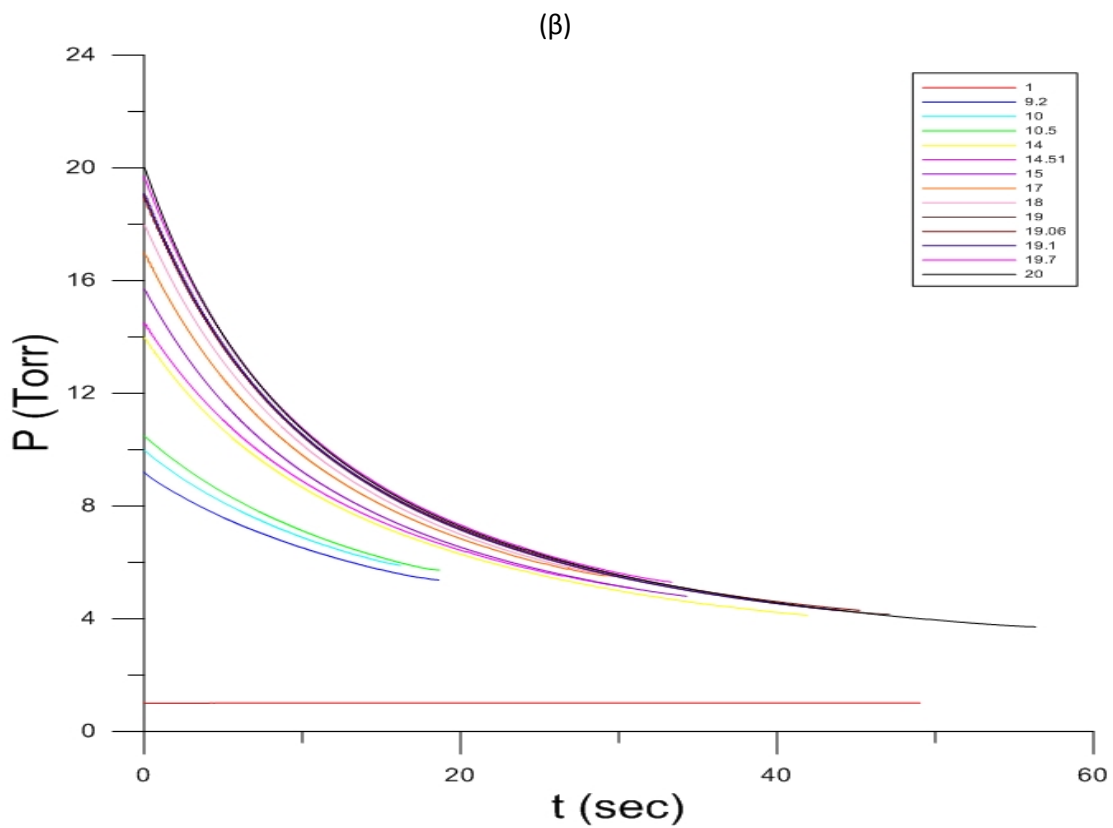
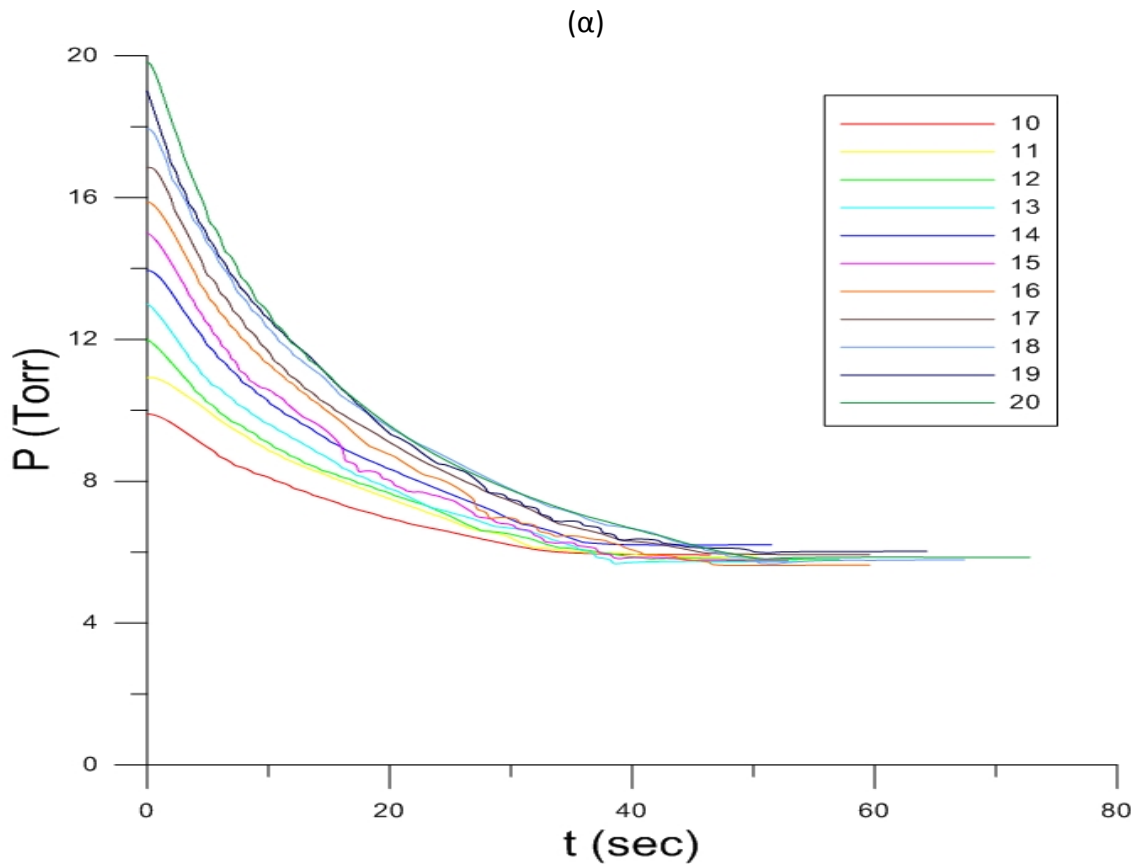
Μετρηση	P1(Torr)
Test 1	10
Test 2	11
Test 3	12
Test 4	13
Test 5	14
Test 6	15
Test 7	16
Test 8	17
Test 9	18
Test 10	19
Test 11	20

α)

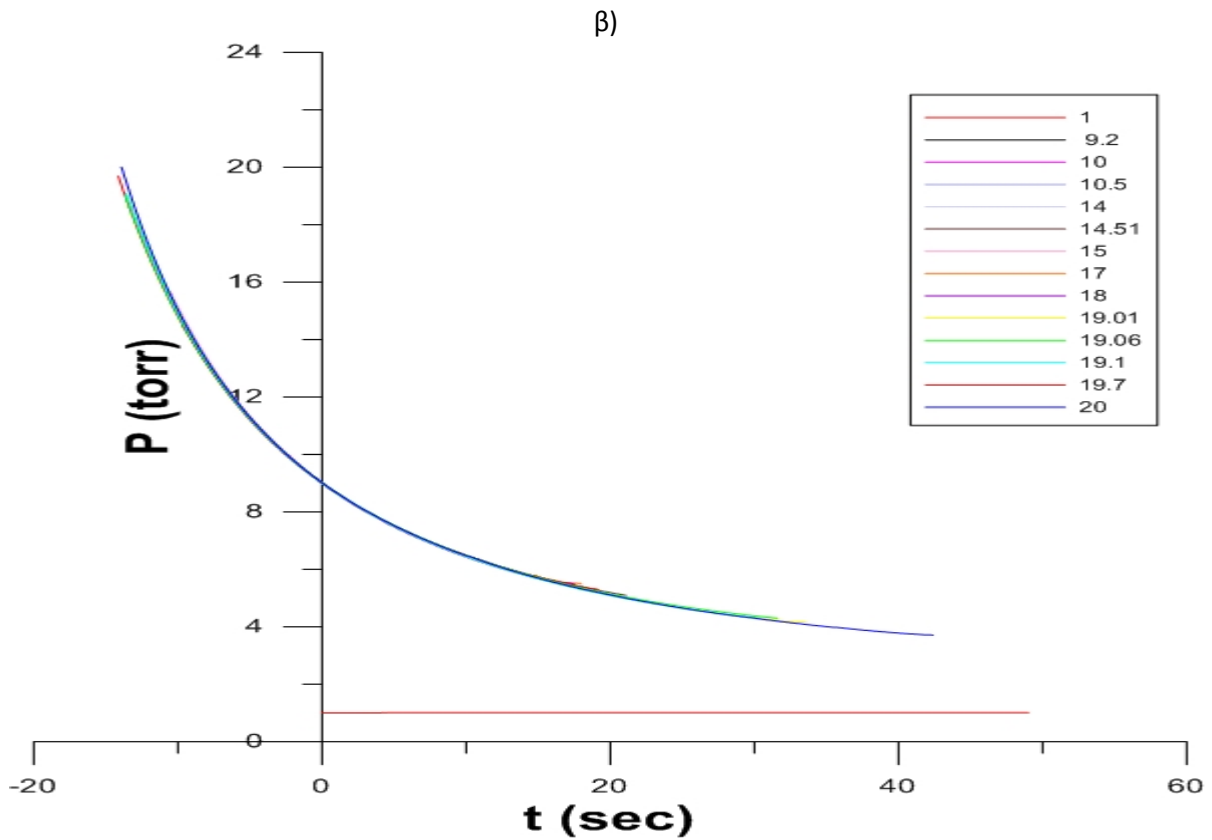
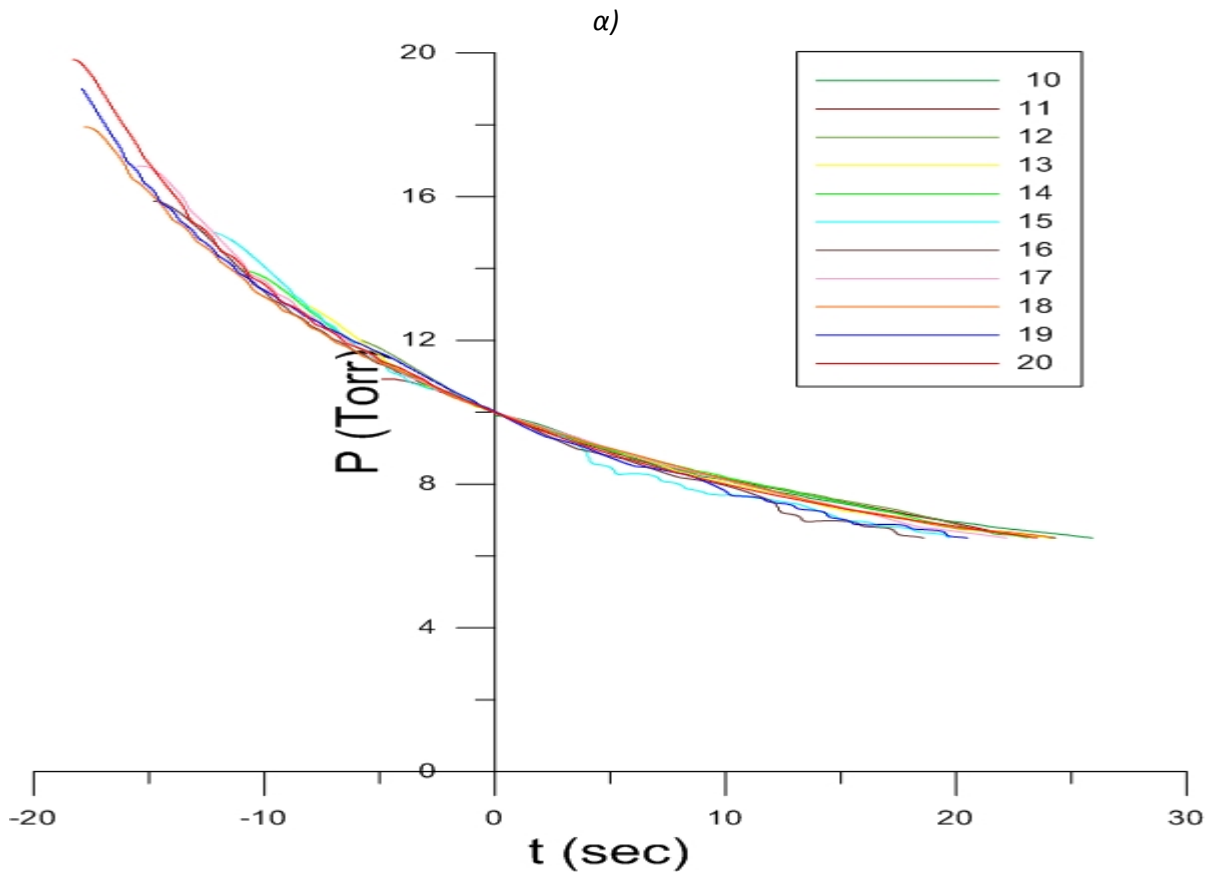
Μετρηση	P1(Torr)
Test 1	9.2
Test 2	10
Test 3	10.5
Test 4	14
Test 5	14.51
Test 6	15
Test 7	17
Test 8	18
Test 9	19.01
Test 10	19.06
Test 11	19.1
Test 12	19.7
Test 13	20

β)

Πίνακας 4.2 : Πειραματικές μετρήσεις α) η αντλία λειτουργησε για λίγη ώρα πριν ξεκινήσουν οι μετρήσεις και β) για εύλογο χρονικό διάστημα (πάνω από τρεις ώρες)



Διάγραμμα 4.1 : Πειραματικά αποτελέσματα πίεσης P_1 (Torr) συναρτήσει του χρόνου t (s) .
 α) η αντλία λειτούργησε για λίγη ώρα πριν ξεκινήσουν οι μετρήσεις και β) για εύλογο χρονικό διάστημα (πάνω από τρεις ώρες)

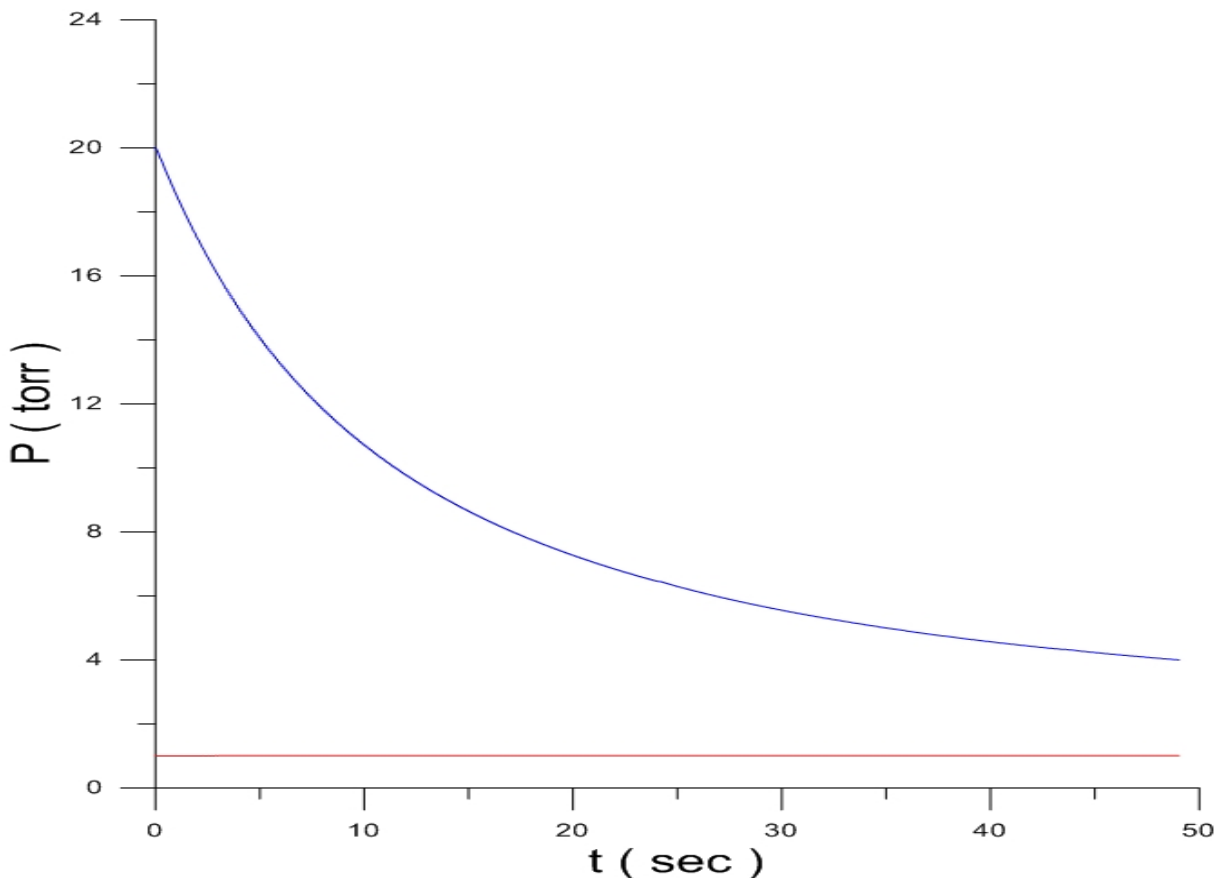


Διάγραμμα 4.2 : Πειραματικά αποτελέσματα πίεσης P_1 (Torr) συναρτήσει του χρόνου t (s) όπου οι καμπύλες διέρχονται από την ίδια τιμή πίεσης α) $P_1 = 10$ Torr β) $P_1 = 9.2$ Torr τη χρονική στιγμή $t = 0$ α) η αντλία λειτουργήσε για λίγη ώρα πριν ξεκινήσουν οι μετρήσεις και β) για εύλογο χρονικό διάστημα(πάνω από τρεις ώρες)

Από το Διάγραμμα 4.1 παρατηρούμε ότι οι καμπύλες στη β περίπτωση είναι ομοιόμορφες χωρίς σκαμπανεβάσματα ενώ στο Διάγραμμα 4.2 β τα πειραματικά αποτελέσματα παρουσιάζουν σχεδόν πλήρη ταύτιση μεταξύ τους οπότε αρκεί να παρουσιάσουμε τις αναλυτικότερα τα αποτελέσματα για αρχική πίεση 20 Torr. Επιπλέον η ροή του αργού ήταν αδύνατη όταν η πίεση εισόδου έπεφτε κάτω από τα 5 Torr.

Η αρχική πίεση στη δεξαμενή 1 ήταν 20 Torr ενώ η πίεση στη δεξαμενή 2 διατηρήθηκε σχεδόν σταθερή, κοντά στο 1 Torr, με τη βοήθεια αντλίας κενού. Λόγω της διαφοράς πίεσης το αέριο κινείται διαμέσου του μικροαγωγού από τη δεξαμενή 1 προς τη δεξαμενή 2. Οι πιέσεις των δεξαμενών συναρτήσει του χρόνου όπως μετρήθηκαν από τον αισθητήρα πίεσης φαίνονται στο παρακάτω διάγραμμα.

- $P_1 = 20 \text{ Torr}$



Διάγραμμα 4.3 : Πίεση P των δεξαμενών συναρτήσει του χρόνου t

4.1.1 Παροχή Μάζας

Η παροχή μάζας του αερίου που εξέρχεται από τη δεξαμενή 1 μπορεί να υπολογιστεί ως εξής:

$$m = \rho V \quad (4.1) \quad \text{και} \quad \frac{P}{\rho} = RT \quad (4.2)$$

άρα από τις 4.1 και 4.2 προκύπτει η παρακάτω εξίσωση

$$PV = \dot{m}RT \rightarrow \frac{dp}{dt}V = \frac{dm}{dt}RT \rightarrow \dot{m} = \frac{V}{RT} \frac{dp}{dt} \quad (4.3)$$

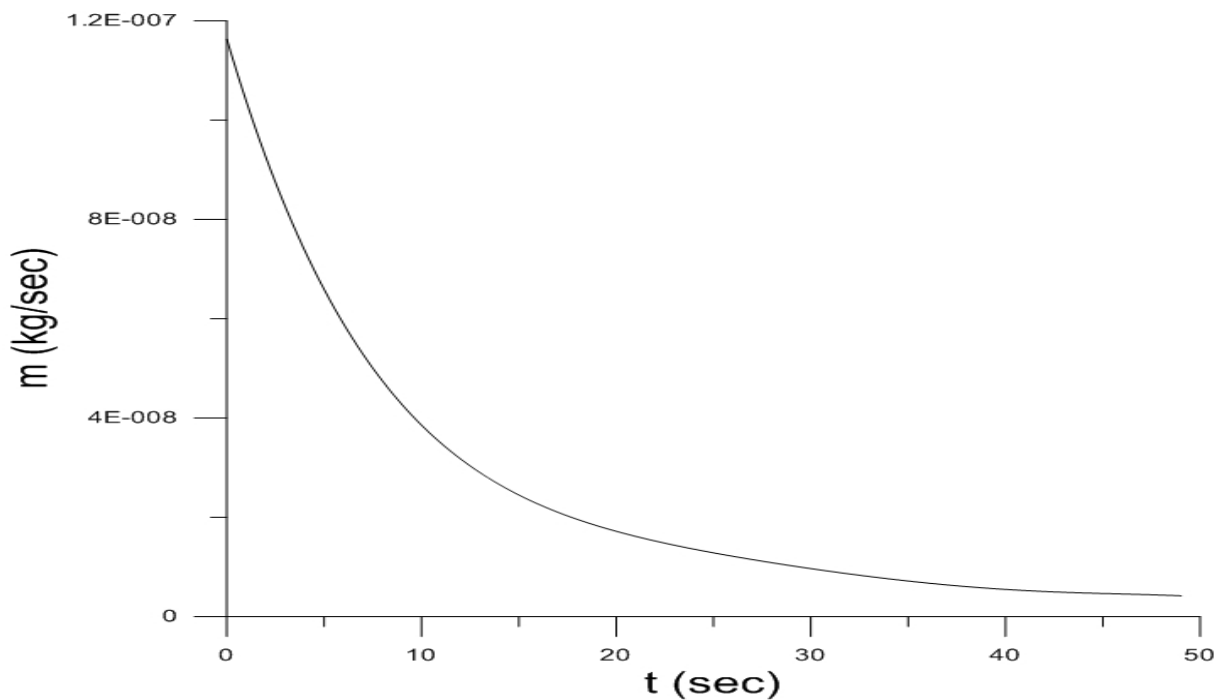
όπου $V = 35\text{ml}$ ο όγκος της κάθε δεξαμενής και P η πίεση της δεξαμενής 1.

Για τον υπολογισμό του $\frac{dp}{dt}$ έγινε fitting στην καμπύλη $p(t)$ με τη βοήθεια του προγράμματος grapher 8 και βρέθηκε η εξής πολυωνυμική συνάρτηση 6^{ου} βαθμού :

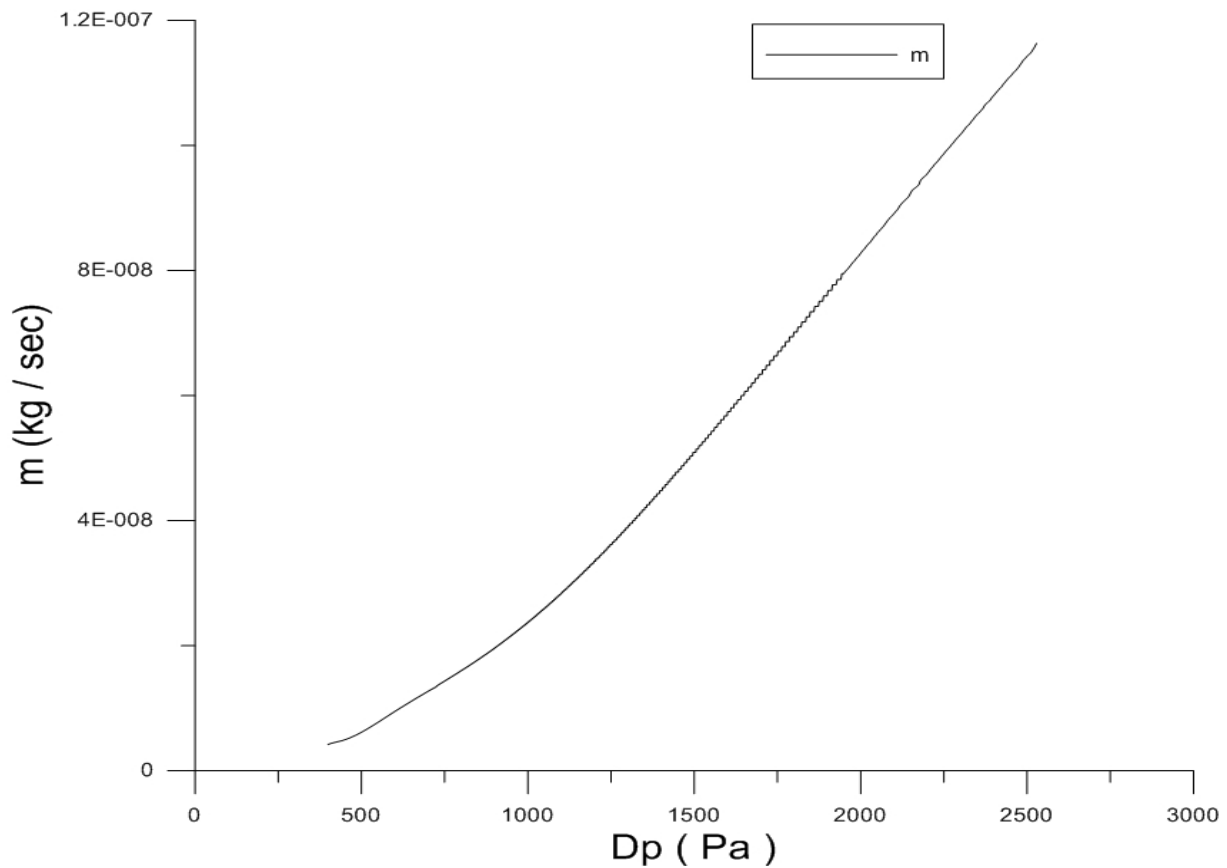
$$p = 19.98274416 - 1.548998274 t + 0.08823692743 t^2 - 0.003254083401 t^3 + 7.165900729 * 10^{-5} t^4 - 8.451291634 * 10^{-7} t^5 + 4.084459962 * 10^{-9} t^6$$

και παραγωγίζοντας ως προς το χρόνο έχουμε :

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dt} = & -1.548998274 + 2 * 0.08823692743t - 3 * 0.003254083401t^2 + 4 \\ & * 7.165900729 * 10^{-5} * t^3 - 5 * 8.451291634 * 10^{-7}t^4 + 6 \\ & * 4.084459962 * 10^{-9}t^5 \end{aligned}$$



Διάγραμμα 4.4 : Παροχή μάζας (m) συναρτήσει του χρόνου (t)



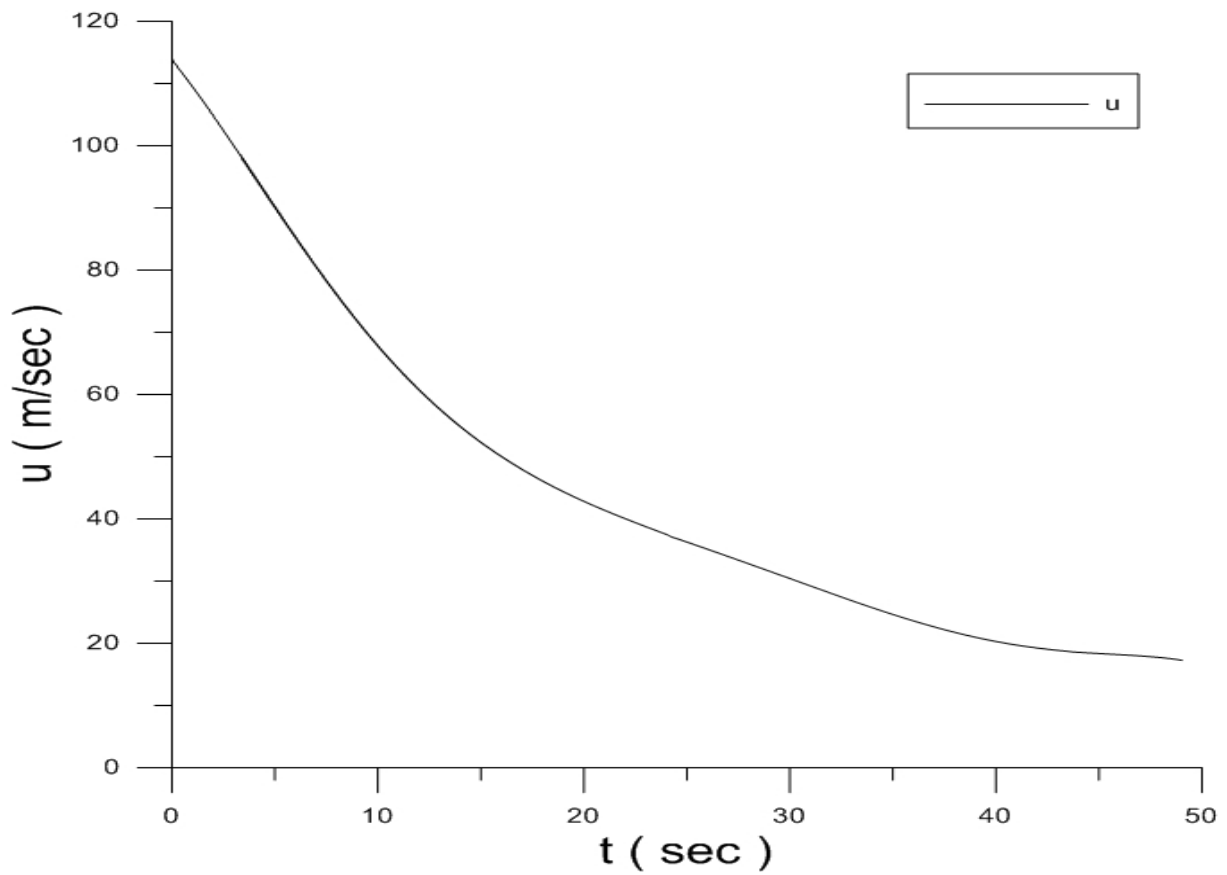
Διάγραμμα 4.5 : Παροχή μάζας (m) συναρτήσει της διαφοράς πίεσης (ΔP)

4.1.2 Ταχύτητα

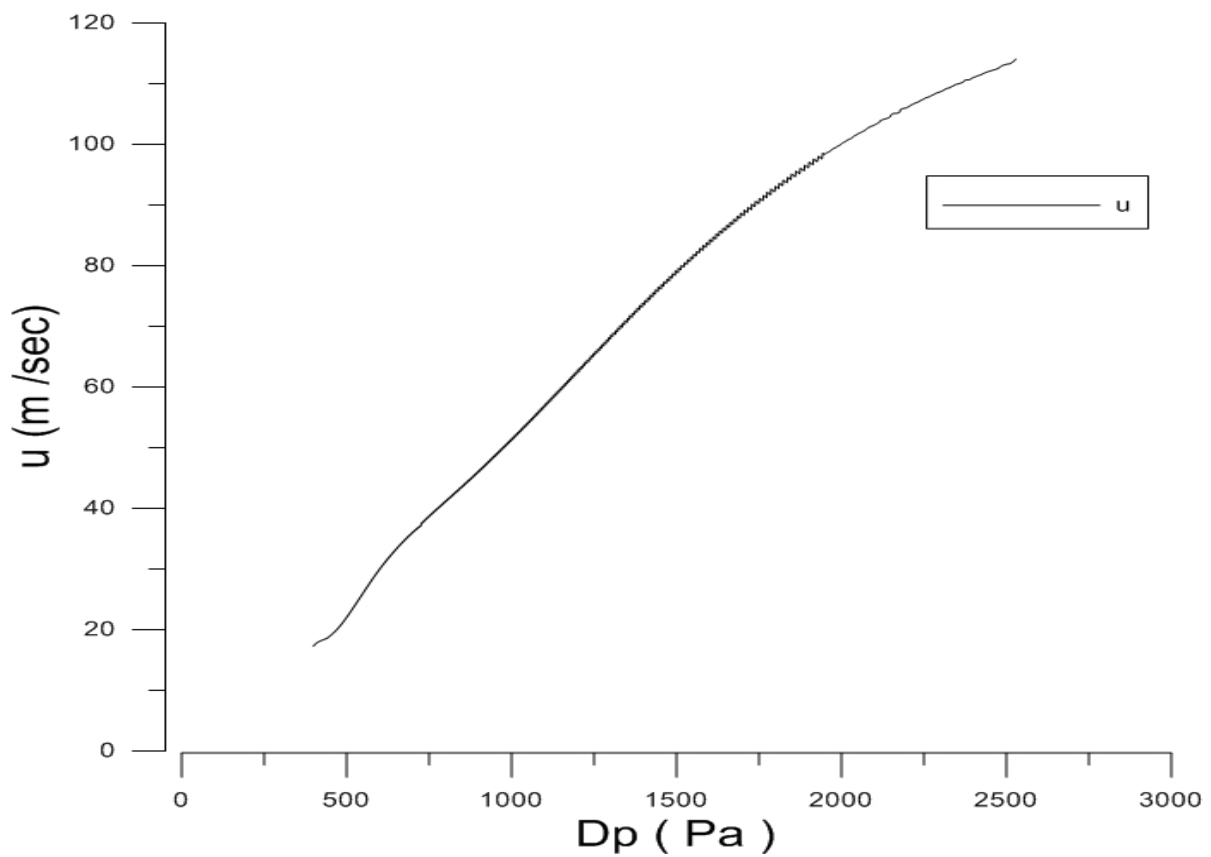
Η μέση ταχύτητα του αερίου μέσα στο μικροαγωγό υπολογίζεται ως εξής :

$$\dot{m} = \bar{p}uA \rightarrow \dot{m} = \frac{p}{RT}uA \rightarrow u = \frac{\dot{m}RT}{\bar{p}A} \quad (4.2)$$

$$\text{Όπου } \bar{p} = \frac{p_1 + p_2}{2}$$



Διάγραμμα 4.6 : Ταχύτητα (u) συναρτήσει του χρόνου (t)



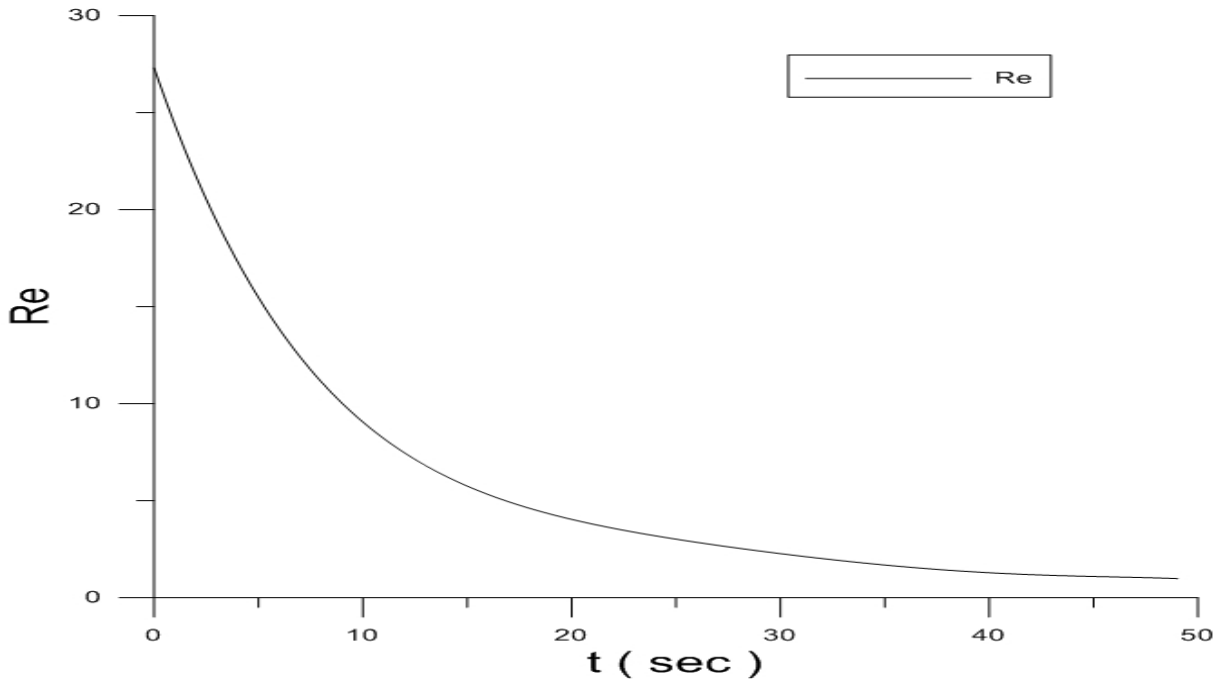
Διάγραμμα 4.7 : Ταχύτητα (u) συναρτήσει της διαφοράς πίεσης (D_p)

4.1.3 Αριθμός Reynolds

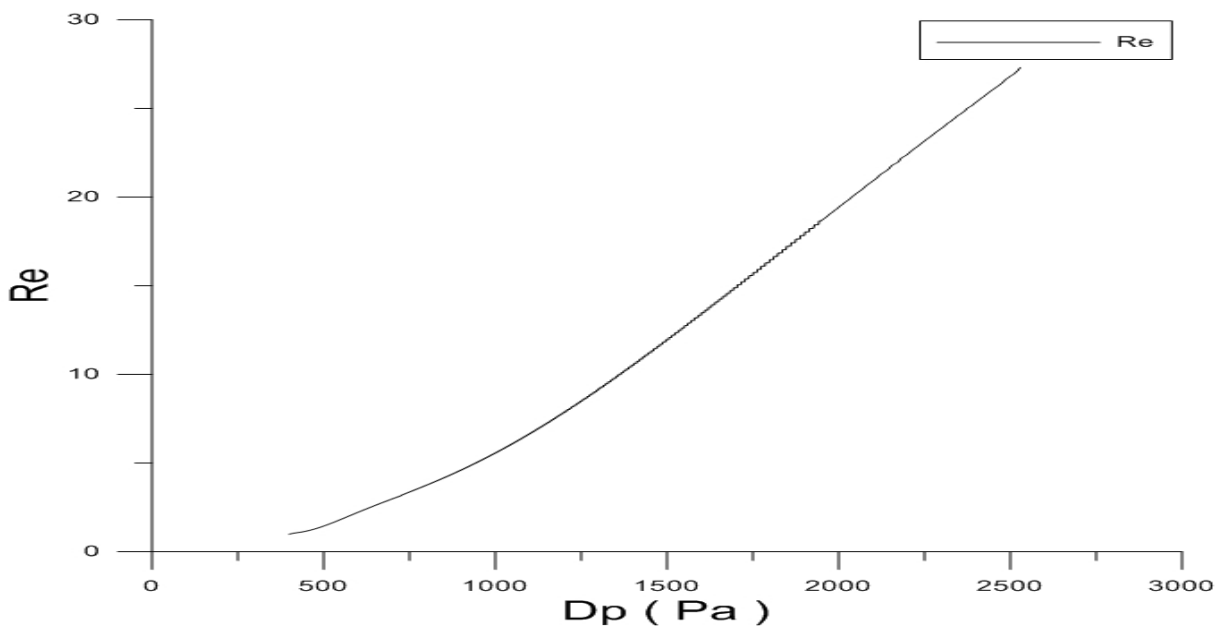
Ο αριθμός Reynolds στο μικροαγωγό υπολογίζεται από τη σχέση :

$$Re = \frac{u\bar{\rho}D_h}{\mu} \rightarrow Re = \frac{u\bar{\rho}D_h}{\mu RT} \quad (4.3)$$

όπου $D_h = \frac{4A}{S}$ (4.4) η υδραυλική διάμετρος του μικροαγωγού



Διάγραμμα 4.8: Αριθμός Reynolds συναρτήσει του χρόνου (t)

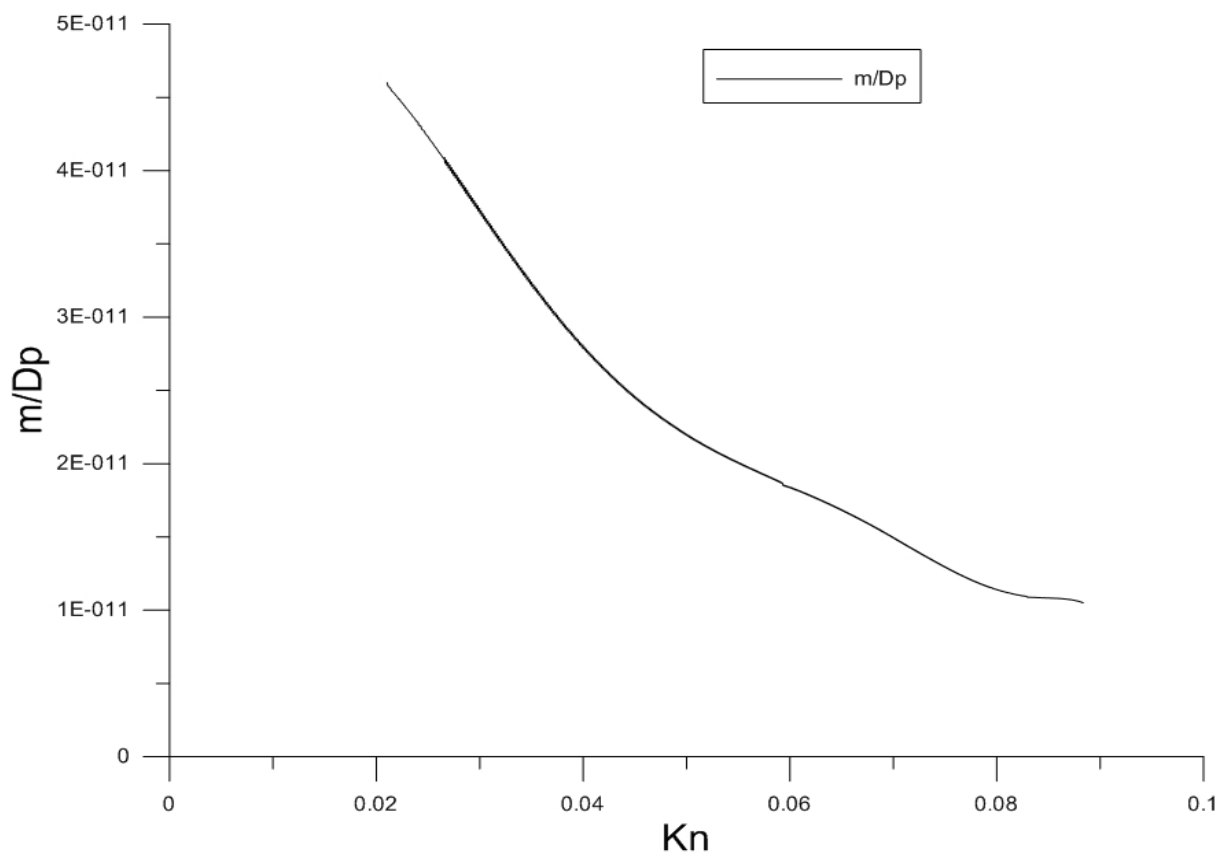


Διάγραμμα 4.9: Αριθμός Reynolds συναρτήσει της διαφοράς πίεσης (DP)

4.1.4 Αριθμός Knudsen

Ο αριθμός Knudsen στον μικροαγωγό υπολογίζεται από τη σχέση :

$$Kn = \frac{\sqrt{\pi} \mu \sqrt{2RT}}{2 \bar{p} D_h} \quad (4.5)$$

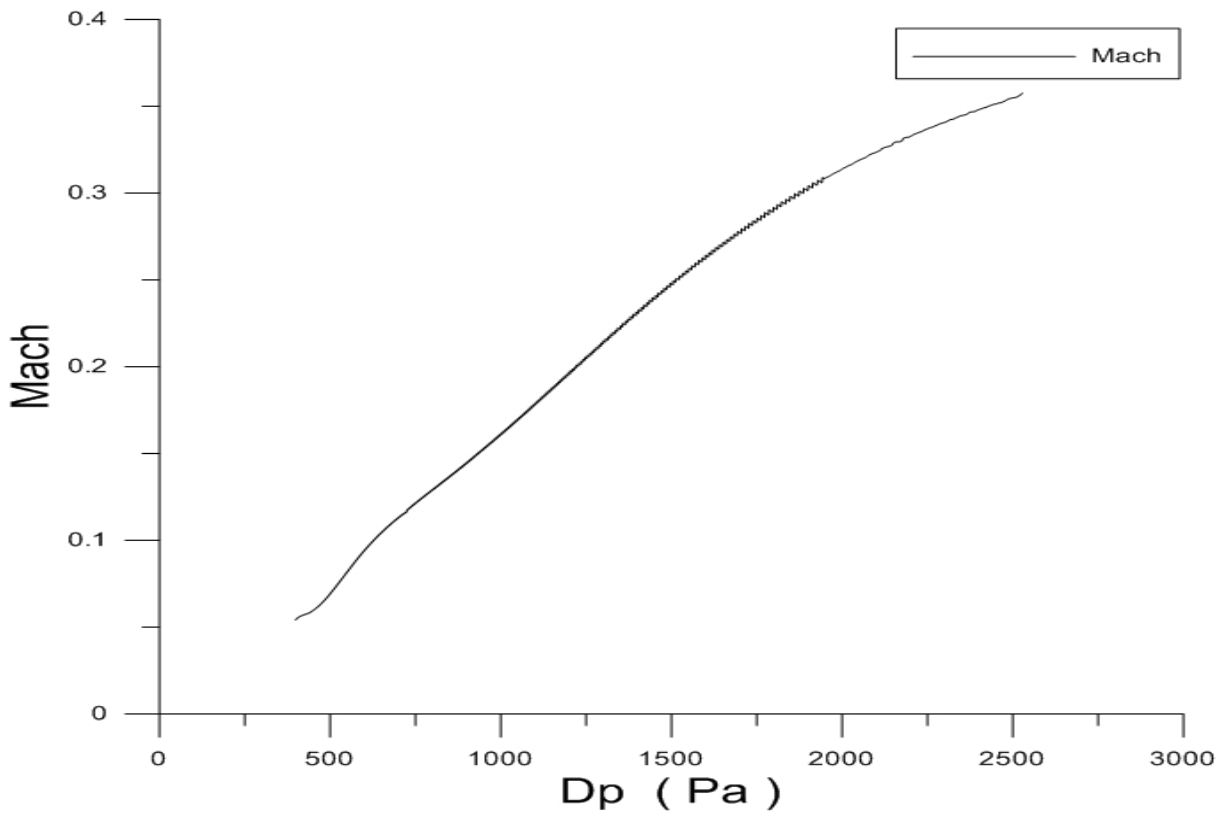


Διάγραμμα 4.10 : Παροχή μάζας διαιρεμένη με τη διαφορά πίεσης των δεξαμενών συναρτήσει του αριθμού Knudsen

4.1.5 Αριθμός Mach

Ο αριθμός Mach στον μικροαγωγό υπολογίζεται από τη σχέση :

$$M = \frac{V}{\sqrt{\gamma RT}} \quad (4.6)$$



Διάγραμμα 4.11: Αριθμός Mach συναρτήσει της διαφοράς πίεσης (DP)

4.2 Σύγκριση πειραματικών και θεωρητικών αποτελεσμάτων

Για τα θεωρητικά αποτελέσματα οι παράμετροι που καθορίζουν τη διαμόρφωση της ροής είναι η γεωμετρική παράμετρος, δηλαδή, ο λόγος του μήκους προς την ακτίνα (L/R) του σωλήνα, ενώ η δεύτερη είναι η παράμετρος αραίωσης δ , που ορίζεται ως

$$\delta = \frac{RP_1}{\mu_0 v_0}$$

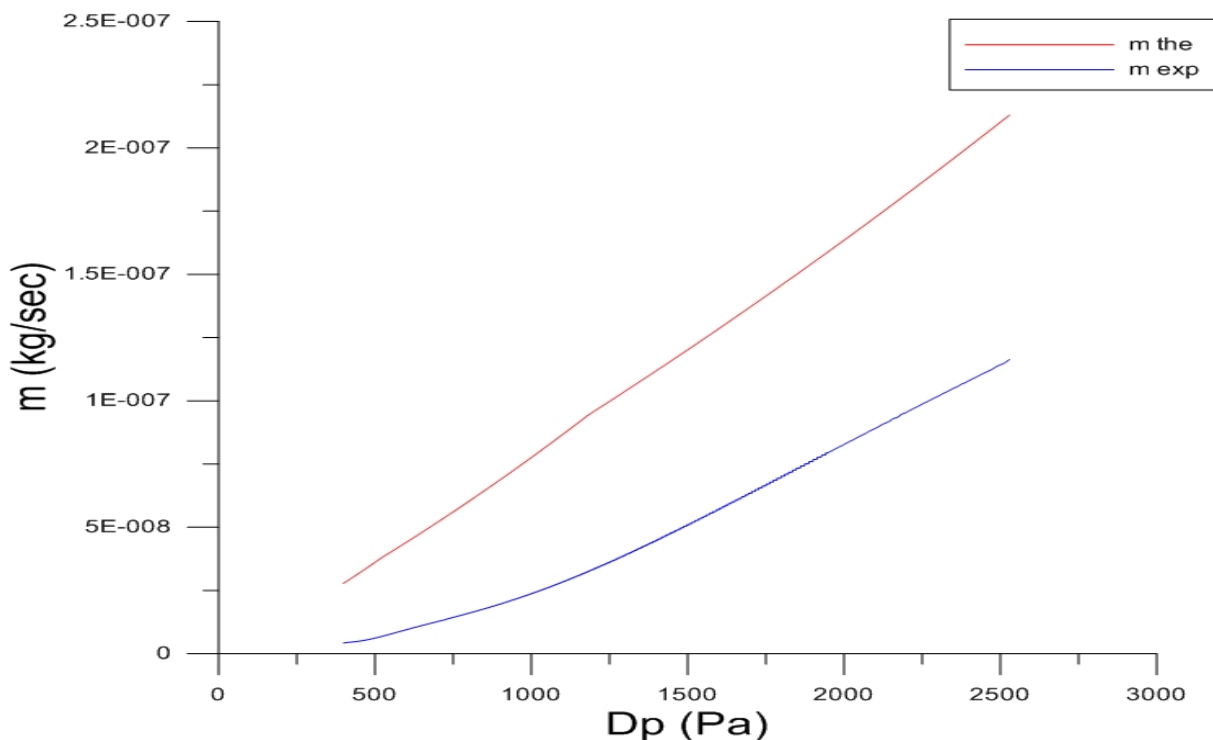
Όπου P_1 η πίεση αναφοράς, μ_0 το ιξώδες του αερίου σε θερμοκρασία αναφοράς T_0 και

$$v_0 = \sqrt{2kT_0/m}$$

είναι μοριακή ταχύτητα, k η σταθερά Boltzmann και m το μοριακό βάρος του αερίου. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται συναρτήσει του ρυθμού μείωσης της παροχής μάζας που ορίζεται ως $W = \frac{\dot{M}}{\dot{M}_0}$ όπου \dot{M}_0 είναι ο ρυθμός ροής για $L/R = 0$ στην ελεύθερη μοριακή κατάσταση ($\delta = 0$) ενώ η ποσότητα \dot{M}_0 υπολογίζεται από τον τύπο

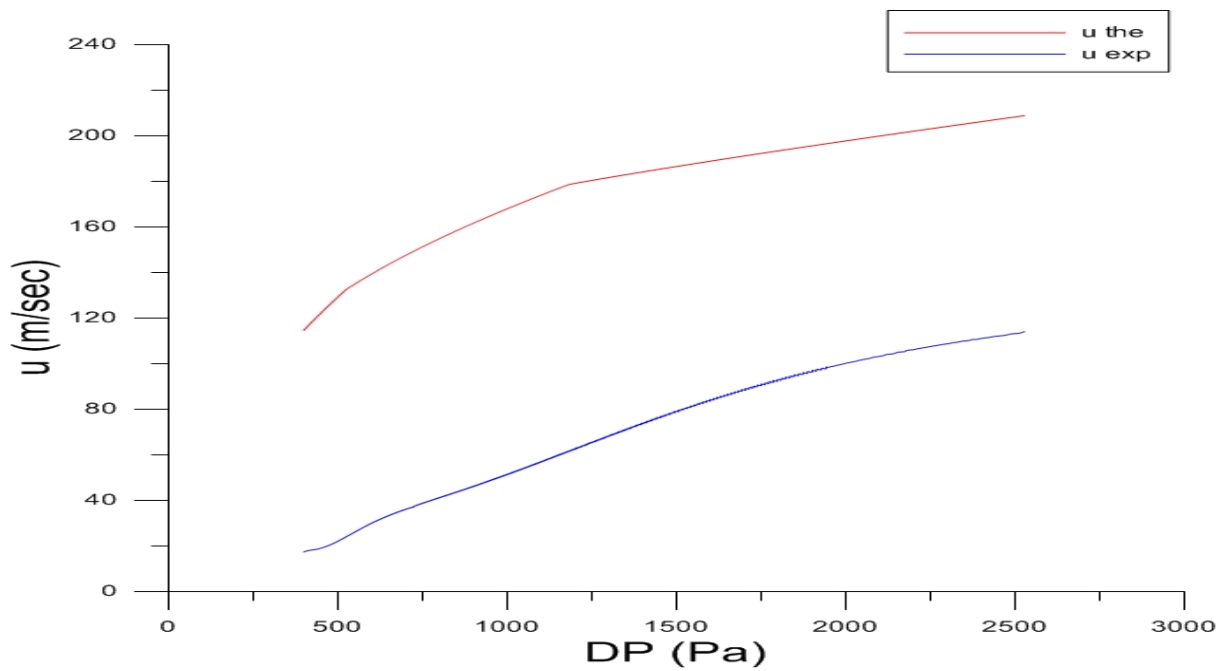
$$\dot{M}_0 = \frac{\sqrt{\pi}R^2}{v_0} P_1$$

4.2.1 Παροχή μάζας



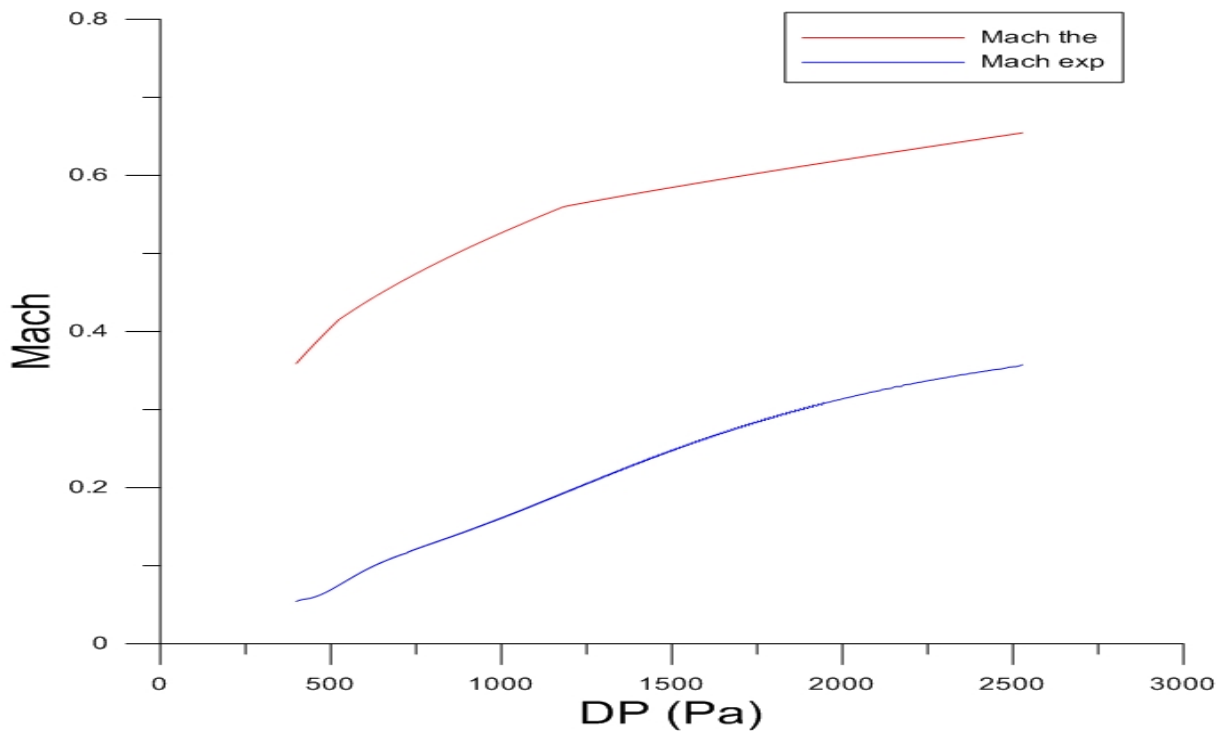
Διάγραμμα 4.10 : Πειραματική (m_{exp}) και θεωρητική (m_{the}) παροχή μάζας συναρτήσει της διαφοράς πίεσης DP

4.2.2 Ταχύτητα



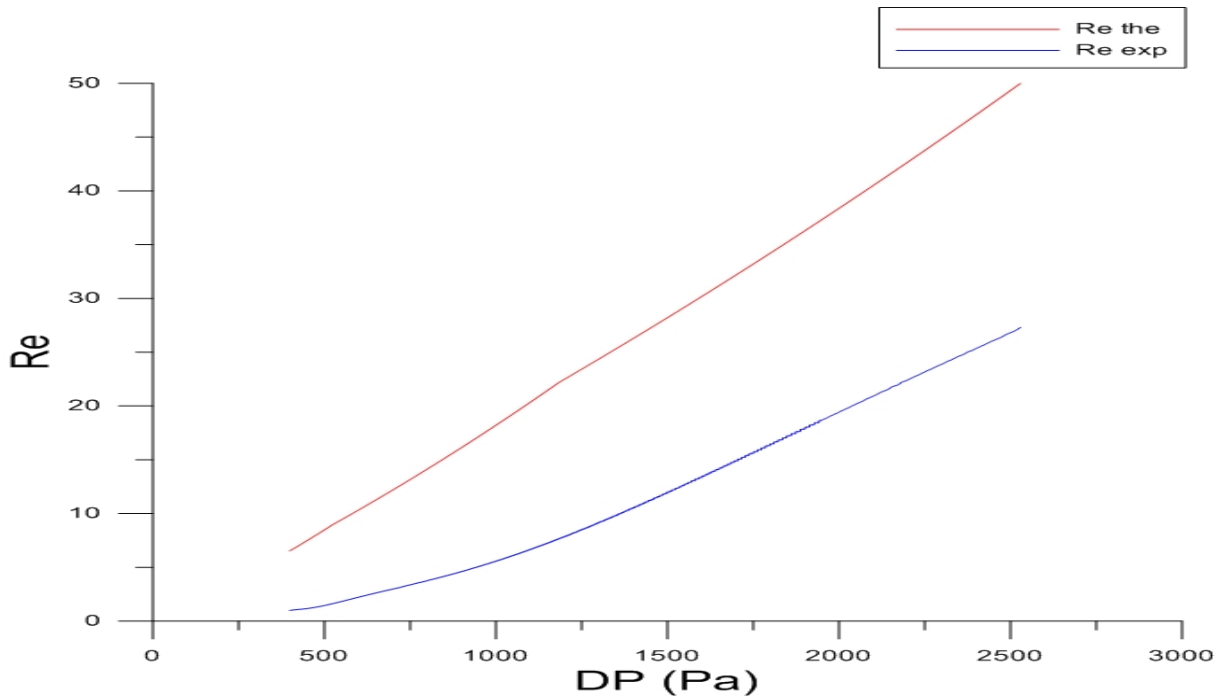
Διάγραμμα 4.11 : Πειραματική (u_{exp}) και θεωρητική (u_{the}) ταχύτητα συναρτήσει της διαφοράς πίεσης DP

4.2.3 Αριθμός Mach



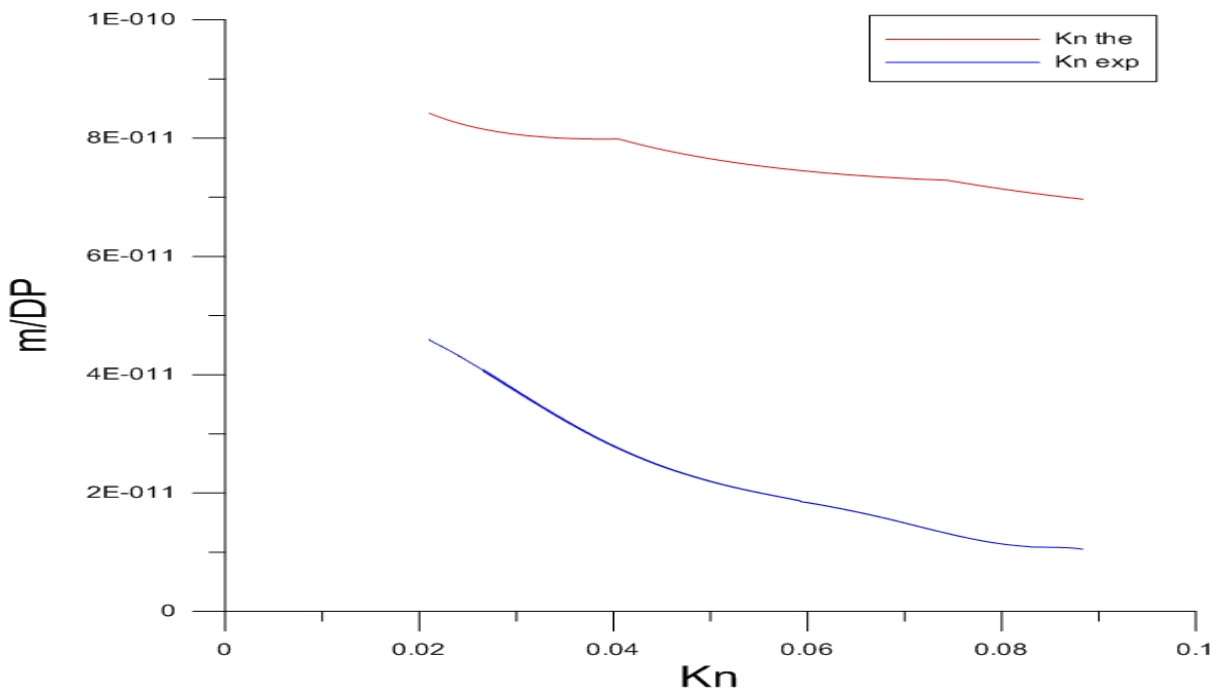
Διάγραμμα 4.12 : Πειραματικός ($Mach_{exp}$) και θεωρητικός ($Mach_{the}$) αριθμός Mach συναρτήσει της διαφοράς πίεσης DP

4.2.4 Αριθμός Reynolds



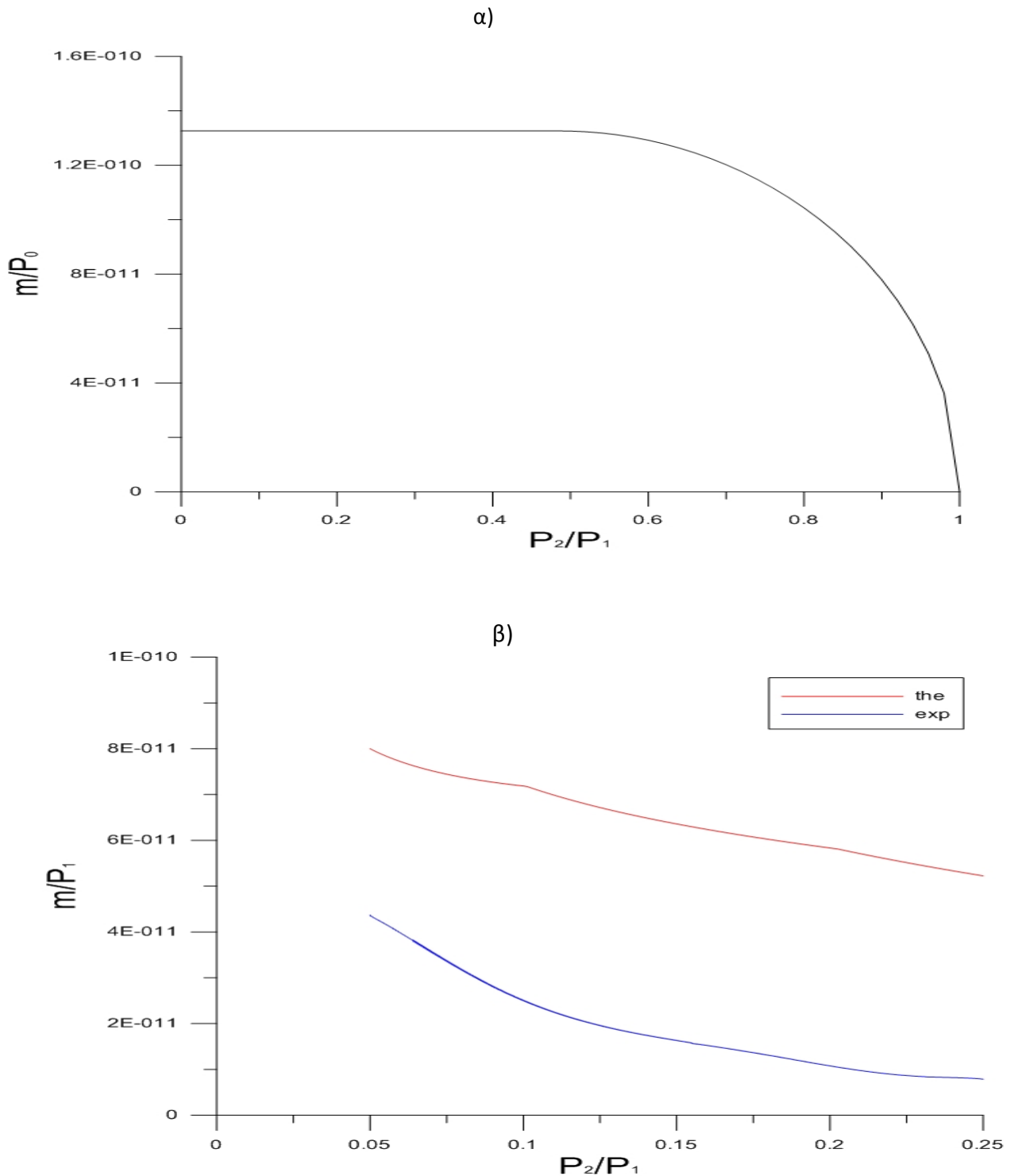
Διάγραμμα 4.13: Πειραματικός (Re_{exp}) και θεωρητικός (Re_{the}) αριθμός Reynolds συναρτήσει της διαφοράς πίεσης DP

4.2.5 Αριθμός Knudsen



Διάγραμμα 4.14 : Πειραματικός (Kn_{exp}) και θεωρητικός (Kn_{the}) αριθμός Knudsen συναρτήσει της διαφοράς πίεσης DP

Τέλος βλέπουμε τα διαγράμματα της παροχής μάζας διαιρεμένη με την πίεση P_1 συναρτήσει του λόγου πιέσεων P_2/P_1 . Στο διάγραμμα 4.15 α) απεικονίζεται η θεωρία του συνεχούς μέσου για μη αραιοποιημένο αργό όπου εμφανίζεται ηχητική κατάσταση για $P_2/P_1 < 0.487$ και στο 4.15β) παρουσιάζονται τα αντίστοιχα πειραματικά και θεωρητικά αποτελέσματα.



Διάγραμμα 4.15 : Παροχή μάζας διαιρεμένη με την πίεση P_1 συναρτήσει του λόγου πιέσεων P_2/P_1 α) για μη αραιοποιημένο αργό και β) τα πειραματικά και θεωρητικά αποτελέσματα για αραιοποιημένο αργό

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Από τα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν στα πλαίσια αυτής της εργασίας μπορούν να εξαχθούν τα εξής συμπεράσματα:

- Όσον αφορά στην πειραματική διάταξη: Για να εξάγουμε αξιόπιστα πειραματικά αποτελέσματα πριν από κάθε πείραμα είναι αναγκαίο η αντλία κενού να αφεθεί να λειτουργήσει για εύλογο χρονικό διάστημα, ώστε να απομακρυνθούν από το εσωτερικό της πειραματικής συσκευής τυχόν υγρασία και αέρια προκαλούμενα από το φαινόμενο outgassing.
- Από τα παραπάνω φαίνεται ότι όταν η πίεση στη δεξαμενή εισόδου προσεγγίζει την τιμή $P_1 = 5.5 \text{ Torr}$ δεν υπάρχει ροή μεταξύ των δύο δεξαμενών διαμέσου του μικροαγωγού.
- Όσον αφορά τη θεωρία του συνεχούς μέσου για το αργό η ροή φτάνει σε κατάσταση στραγγαλισμού όταν ο λόγος $P_2/P_1 < 0.487$ ενώ στην περίπτωση του αραιοποιημένου αερίου δεν εμφανίζεται αυτό το φαινόμενο μολονότι ο λόγος P_2/P_1 κυμαίνονταν μεταξύ 0.2 και 0.05 . Άρα μια αντίστοιχη κατάσταση μπορεί να επιτευχθεί σε πολύ μικρές τιμές του λόγου P_2/P_1 .
- Η πειραματική παροχή μάζας παρουσιάζει σχετικά μεγάλη απόκλιση από τη θεωρητική της τιμή, αποτέλεσμα το οποίο οφείλεται κυρίως στις διαρροές της μετρητικής διάταξης.
- Στο διάστημα του λόγου πιέσεων P_2/P_1 από 0.05 έως 0.2 ο αριθμός Mach κυμαινόταν από 0.05 ως 0.357, ο αριθμός Reynolds από 1 έως 27 και ο αριθμός Knudsen από 0.02 έως 0.088.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑΤΑ

Παράρτημα 1: Το Αργό (Ar)

1.1 Η Ιστορία

Από τη ελληνική λέξη *argos*, που σημαίνει ανενεργός. Η παρουσία του στον αέρα έγινε υποθετική από τον Cavendish το 1785. Παρ' όλα αυτά το 1894 ο Lord Rayleigh και ο Sir.W.Ramsey το αναγνώρισαν σαν στοιχείο. Το αργό επίσης ερευνήθηκε το 1882 ανεξάρτητα, από τους H.F Newall και W.N Hartley. Τόσο ο ένας όσο και ο άλλος παρατήρησαν καινούργιες γραμμές στο φάσμα του αέρα, χωρίς ωστόσο να εξακριβώσουν το στοιχείο που οφείλεται για αυτές τις γραμμές. Το αργό έγινε το πρώτο ευγενές αέριο που ανακαλύφθηκε. Το σύμβολο του ήταν μέχρι το 1957 το "A" και τώρα είναι το "Ar".

1.2 Τα χαρακτηριστικά

Το Αργό έχει περίπου την ίδια διαλυτότητα στο νερό με το οξυγόνο και είναι δύομιση φορές πιο διαλυτό στο νερό από το άζωτο. Αυτό το υψηλά αδιάσπαστο χημικό στοιχείο είναι άχρωμο, άοσμο, άγευστο και μη τοξικό, τόσο στην υγρή όσο και στην αέρια του μορφή. Το αργό είναι αδρανές στις περισσότερες συνθήκες και σχηματίζει μη μόνιμες σταθερές ενώσεις σε θερμοκρασία δωματίου. Το αέριο αργό συμπυκνώνεται σε άχρωμο υγρό στους $-185.8\text{ }^{\circ}\text{C}$ και σε κρυσταλλικό στερεό στους -189.4°C . Το αέριο δεν μπορεί να υγροποιηθεί μέσω συμπίεσης επάνω από μια κρίσιμη θερμοκρασία -122.3°C . Στην κρίσιμη αυτή θερμοκρασία, η πίεση που απαιτείται για την υγροποίηση του αερίου είναι τουλάχιστον 48atm.

Ατομικός αριθμός : 18

Ατομικό βάρος : 39.948

Σημείο τήξης : $-189.2\text{ }^{\circ}\text{C}$

Σημείο βρασμού: $-185.7\text{ }^{\circ}\text{C}$

Πυκνότητα (1 Atm, $0\text{ }^{\circ}\text{C}$) : 1.784 g/l

Σθένος : 0

Διάταξη ηλεκτρονίων : 2-8-8

1.3 Ύπαρξη – Ανίχνευση

Το αργό απαρτίζει το 0,934% του όγκου και το 1,29% της μάζας της γήινης ατμόσφαιρας. Απομονώνεται από τον αέρα με κρυογονική κλασματική απόσταξη, μια διαδικασία κατά την οποία παράγεται καθαρό άζωτο, οξυγόνο, νέον, κρυπτό και ξένο. Μια σημαντική μερίδα του

επίγειου αργού έχει παραχθεί από το γήινο σχηματισμό, από την αποσύνθεση του σπάνιου ραδιενεργού ισότοπου κάλιο-40. Στη γη το αργό εμφανίζεται σαν μίγμα τριών σταθερών ισότοπων: αργό-36 (0,34%), αργό-38(0,06%), και αργό-40 (99,60%). Η παραγωγή του ισότοπου αργό-40 από την αποσύνθεση του ισότοπου κάλιο-40 χρησιμοποιείται ως μέσο καθορισμού της γήινης ηλικίας. Το 1973 ανακαλύφθηκε πως ο πλανήτης Ερμής έχει ένα πολύ λεπτό στρώμα ατμόσφαιρας, το 70% της οποίας αποτελείται από αργό ενώ από το ίδιο αέριο αποτελείται και το 1,6% της ατμόσφαιρας του πλανήτη Άρη.

1.4 Εφαρμογές

Υπάρχουν αρκετοί διαφορετικοί λόγοι για τους οποίους το αργό χρησιμοποιείται σε συγκεκριμένες εφαρμογές:

- A. Ένα πολύ αδρανές αέριο απαιτείται, ειδικά όπου το δυατομικό άζωτο δεν είναι επαρκώς αδρανές
- B. Απαιτείται χαμηλή θερμική αγωγιμότητα
- C. Χρειάζονται ηλεκτρονικές ιδιότητες (ιονισμός ή/και φάσμα εκπομπής ηλεκτρονίων)

Άλλα ευγενή αέρια πιθανώς να δούλευαν το ίδιο καλά με το αργό στις περισσότερες εφαρμογές, αλλά το αργό είναι κατά πολύ φθηνότερο. Αυτό συμβαίνει επειδή το αργό είναι ένα υποπροϊόν της παραγωγής υγρού οξυγόνου και υγρού αζώτου, η χρησιμοποίηση των οποίων είναι μεγάλη σε βιομηχανική κλίμακα. Τα άλλα ευγενή αέρια (εκτός από το ήλιο) παράγονται με τον ίδιο τρόπο αλλά το αργό είναι το πιο άφθονο, με την υψηλότερη συγκέντρωση στην ατμόσφαιρα. Ο όγκος των εφαρμογών του αργού απορρέει απλώς από το γεγονός ότι είναι αδρανές και σχετικά φθηνό.

Το αργό χρησιμοποιείται:

- Ως αέριο σε λαμπτήρες πυρακτώσεως καθώς δεν αντιδρά με τα νήματα πυράκτωσης των λυχνιών, ακόμη και σε υψηλές θερμοκρασίες.
- Ως ένα αδρανές αέριο προφύλαξης σε πολλά είδη συγκόλλησης, συμπεριλαμβανομένου μεταλλική συγκόλληση με αδρανές αέριο και συγκόλληση με βολφράμιο.
- Για τη χρησιμοποίηση πλάσματος στην ICP φασματοσκόπηση.
- Ως ένα μη αντιδραστικό περίβλημα στην επεξεργασία του τιτανίου και άλλων αντενεργών στοιχείων.
- Ως ένα προστατευτικό περιβάλλον για την παραγωγή πυριτίου και κρυστάλλων γερμανίου και για μερική πίεση σε θερμικούς κλιβάνους
- Για την συντήρηση και προστασία υλικών και διαφόρων μουσειακών ντοκουμέντων τα οποία είναι επιρρεπείς σε προοδευτική οξείδωση εξαιτίας του αέρα.

Ο επόμενος και πιο σημαντικός λόγος που χρησιμοποιούμε το αργό, είναι η χαμηλή του θερμική αγωγιμότητα. Χρησιμοποιείται για τη θερμική μόνωση «ενεργειακών» παραθύρων καθώς και σε αναπνευστικές συσκευές κατάδυσης. Επιπλέον, ακτίνες λέιζερ μπλε αργού χρησιμοποιούνται στην κρυο-χειρουργική για την ένωση αρτηριών και την καταστροφή καρκινικών όγκων.

1.5 Οι χημικές του ενώσεις

Πριν από το 1962, το αργό και τα άλλα ευγενή αέρια θεωρούνταν χημικά αδρανή και ανίκανα να σχηματίζουν ενώσεις. Ωστόσο ενώσεις των πιο βαριών ευγενών αερίων έχουν ήδη συνδεθεί. Τον Αύγουστο του 2000, οι πρώτες χημικές ενώσεις αργού σχηματίστηκαν από ερευνητές του πανεπιστημίου του Ελσίνκι. Ακτινοβολώντας υπεριώδης ακτινοβολία σε παγωμένο αργό περιέχοντας μικρή ποσότητα φθοριούχου υδρογόνου, δημιουργήθηκε μια μετασταθής ένωση, το υδροφθορικό αργό (HArF) το οποίο είναι σταθερό σε θερμοκρασίες άνω των 40Κελvιν (-233°C). Η ανακάλυψη του διφθορικού αργού ανακοινώθηκε το 2003, ωστόσο θεωρείται ακόμη ανεπίσημη.

1.6 Επιδράσεις στην υγεία

Το αργό είναι δυνατό να εισέλθει στο ανθρώπινο σώμα μέσω της εισπνοής προκαλώντας ζαλάδα, ναυτία ή πονοκέφαλο. Σε σοβαρότερες περιπτώσεις μπορεί να προκαλέσει απώλεια συνείδησης και επικείμενο θάνατο από ασφυξία, ο οποίος μάλιστα μπορεί να υπεισέλθει σε πολύ σύντομο χρονικό διάστημα εάν οι συγκεντρώσεις οξυγόνου στο χώρο είναι πολύ χαμηλές.

1.7 Επιδράσεις στο περιβάλλον

Καμιά οικολογική καταστροφή δεν έχει αποδειχθεί πως προκαλείται από το αργό και καμιά αρνητική περιβαλλοντική συνέπεια. Το αέριο αργό υπάρχει φυσικά στο περιβάλλον και διαλύεται ταχύτατα σε καλά αεριζόμενες περιοχές. Επιδράσεις του αργού στη χλωρίδα και στην πανίδα δεν είναι γνωστές, ενώ δεν θεωρείται πως βλάπτει τους υδροφόρους ορίζοντες.

Παράρτημα 2: Αντλίες κενού

2.1 Γενικά

Για να δημιουργηθεί κενό σε ένα σύστημα είναι απαραίτητο να κινηθούν όλα τα μόρια του αερίου εκτός του συστήματος αυτού. Τα μόρια θα κινηθούν μόνο εάν υπάρχει μια διαφορά πίεσης μεταξύ των δύο περιοχών του χώρου. Η χαμηλή πίεση αντιστοιχεί στην περιοχή αυτή με το μικρότερο αριθμό μορίων, ενώ η υψηλή πίεση στην περιοχή με το μεγαλύτερο αριθμό μορίων.

Οποιαδήποτε συσκευή μπορεί να προκαλέσει μια διαφορά πίεσης μεταξύ των δύο περιοχών του χώρου καλείται αντλία. Μια αντλία που μπορεί να δημιουργήσει κενό ένα ορισμένο σύστημα καλείται αντλία κενού.

2.2 Βασικές κατηγορίες

Οι αντλίες κενού χωρίζονται, όσον αφορά το μηχανισμό λειτουργίας τους, σε δύο βασικές κατηγορίες : τις αντλίες μεταφοράς και τις αντλίες παγίδευσης του ρευστού. Η βασική αρχή λειτουργίας των αντλιών μεταφοράς είναι η μετάδοση ορμής στο ρευστό, το οποίο, με τον τρόπο αυτό, προωθείται προς την έξοδο της αντλίας. Πιο συγκεκριμένα, τα κινούμενα (συνήθως περιστρεφόμενα) μέρη της αντλίας δημιουργούν μια περιοχή χαμηλής πίεσης στο εσωτερικό της, αναγκάζοντας έτσι τα μόρια του ρευστού να κινηθούν από το εσωτερικό της δεξαμενής που επιθυμούμε να εκκενώσουμε (περιοχή υψηλής πίεσης) προς την έξοδό της. Όταν επιτύχουμε το επιθυμητό επίπεδο κενού, απομονώνουμε τη δεξαμενή από το περιβάλλον με μια βαλβίδα κενού.

Οι αντλίες παγίδευσης τοποθετούνται συνήθως στο εσωτερικό της προς εκκένωση δεξαμενής. Η βασική αρχή λειτουργίας των αντλιών αυτού του τύπου είναι η προσρόφηση ή η συμπύκνωση του ρευστού στις εσωτερικές επιφάνειές της αντλίας. Η προσρόφηση αφορά την περίπτωση όπου τα μόρια του αερίου αντιδρούν χημικά με το εσωτερικό υλικό της αντλίας ενώ το προϊόν υλικό της αντίδρασης εναποτίθεται με τη μορφή λεπτής ταινίας. Η δε συμπύκνωση είναι η περίπτωση κατά την οποία το αέριο, ερχόμενο σε επαφή με τις καταψυχόμενες επιφάνειες της αντλίας, συμπυκνώνεται και κατόπιν αφαιρείται ως υγρό.

2.3 Αρχές λειτουργίας

Παρόλο που σκοπός μιας αντλίας είναι η απομάκρυνση μορίων από ένα χώρο, όλες οι αντλίες δε στηρίζονται στην ίδια αρχή. Συνήθως ένα σύστημα παραγωγής κενού στηρίζεται σε μία ή περισσότερες από τις εξής μεθόδους απομάκρυνσης μορίων:

- I. Διαδοχικές συμπίεσεις και εκτονώσεις του αερίου, π.χ. περιστροφικές αντλίες
- II. Εκμετάλλευση των φαινομένων του ιξώδους και της διάχυσης
- III. Εκμετάλλευση του φαινομένου της επικάθησης των μορίων σε μια επιφάνεια, π.χ. μοριακές αντλίες
- IV. Εκμετάλλευση του φαινομένου του ιονισμού των μορίων
- V. Εκμετάλλευση του φαινομένου της φυσικής ή χημικής προσρόφησης μορίων

2.4 Τύποι αντλιών

Σε κάθε μια από τις βασικές κατηγορίες, υπάρχουν διαφορετικά είδη αντλιών, χρησιμοποιούμενα ανάλογα με το 'επίπεδο' κενού που επιθυμούμε να δημιουργήσουμε και φυσικά, τις ανάγκες και δυνατότητες του εγχειρήματος μας.

Αναλυτικότερα, συνήθεις τύποι αντλιών κενού, που κατατάσσονται στην ευρύτερη κατηγορία των αντλιών μεταφοράς, είναι οι εξής:

2.4.1 Μηχανικές αντλίες

Όλες οι αντλίες της κατηγορίας αυτής αποτελούνται από ένα στρεφόμενο τμήμα, το ρότορα, και ένα ακίνητο, το στάτορα. Από αυτές οι λεγόμενες "περιστροφικές" αντλίες χρησιμοποιούν ως μέσο νερό ή ειδικό λάδι και είναι από τις πιο διαδομένες.

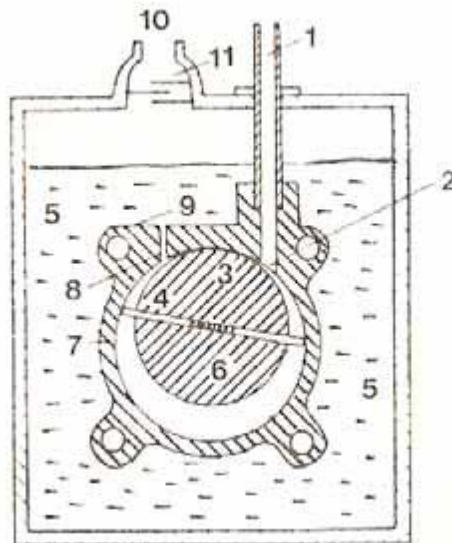
I. Περιστροφικές αντλίες με λάδι

Στις αντλίες αυτές ο ρότορας είναι κυλινδρικός και έκκεντρα τοποθετημένος στο στάτορα, που είναι ατσαλένιος και λίγες μοίρες αριστερά και δεξιά από την κατακόρυφη έχει την είσοδο και την έξοδο του αερίου. Ο ρότορας έχει μια κατάλληλη διαμετρική σχισμή στην οποία τοποθετούνται οι σύρτες που με κατάλληλη διάταξη πιέζονται ώστε να έρχονται σε επαφή με την εσωτερική κοίλη επιφάνεια του στάτορα. Το σύστημα είναι βυθισμένο σε δοχείο με ειδικό λάδι που χρησιμεύει για την καλή στεγανοποίηση και λίπανση του συστήματος



Σχήμα 1: Τυπική περιστροφική αντλία εμπορίου

Το όριο της λειτουργίας μιας περιστροφικής αντλίας καθορίζεται από το πότε η πυκνότητα του αέρα που θα μπαίνει στην αντλία θα είναι τόσο μικρή ώστε να μην είναι πια η συμπίεση αρκετή για να ανοίξει τη βαλβίδα εξαγωγής. Ο λόγος της πίεσης εξόδου προς την πίεση εισόδου λέγεται λόγος συμπίεσης και πρέπει να είναι της τάξης 10^5 , αν θέλουμε η αντλία να δημιουργεί κενό της τάξης 10^{-2} Torr. Το λάδι της αντλίας, επειδή γεμίζει το χώρο, βοηθάει στην αύξηση του λόγου συμπίεσης. Αν έχουμε αντλία δύο βαθμίδων μπορούμε να δημιουργήσουμε κενό της τάξης του $2 \cdot 10^{-5}$ Torr.

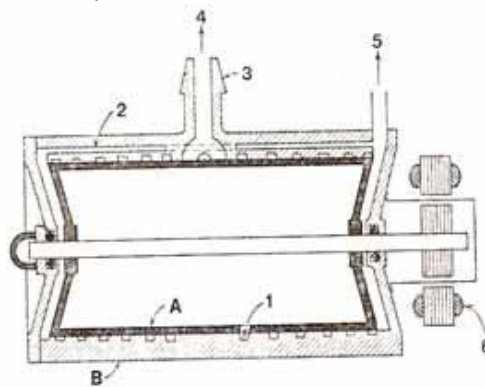


Σχήμα 2 : Γενική σχηματική παράσταση. 1: Σωλήνας εισόδου, 2: Σημείο εισόδου, 3: Θέση σφράγισης κορυφής, 4: Σύρτες, 5: Λάδι, 6: Ρότορας, 7: Στάτορας, 8: Σημείο εξόδου, 9: Βαλβίδα εξόδου, 10: Έξοδος, 11: Βαλβίδα κατακράτησης λαδιού

Μια σημαντική βελτίωση στις περιστροφικές αντλίες είναι η προσθήκη βαλβίδας εμφύσησης αέρα (gas ballast). Το σύστημα είναι ιδιαίτερα απαραίτητο, αν πρόκειται να δημιουργήσουμε κενό σε χώρο που υπάρχουν υδρατμοί.

II. Μοριακές αντλίες

Η πρώτη γενιά μοριακών αντλιών παρουσιάστηκε στα 1912 από τον Gaede, και στηριζόταν σε έναν απλό περιστρεφόμενο κύλινδρο. Η δεύτερη γενιά εμφανίστηκε στα 1922 από τον Hölweck και εμφάνισε για πρώτη φορά την ενσκαφή. Το παρακάτω σχήμα δίνει τα κύρια χαρακτηριστικά μιας τέτοιας αντλίας.



Σχήμα 3 : Σχηματική παράσταση μιας μοριακής αντλίας Hölweck. A: ρότορας, B: στάτορας, 1:ενσκαφή, 2: κανάλι απαγωγής, 3: είσοδος αερίου, 4: προς χώρο υπο εκκένωση, 5: προς προκαταρκτικό κενό και 6: κινητήρας για την περιστροφή

Η ταχύτητα περιστροφής του ρότορα είναι γύρω στις 5000rpm και η πίεση που επιτυγχάνεται είναι της τάξεως 10^{-6} Torr. Το κενό ανάμεσα στο στάτορα και το ρότορα είναι ένα από τα μειονεκτήματα της αντλίας καθώς μικρές θερμικές διαστολές ή ξένα σωματίδια εξαιτίας του, μπορεί να την καταστρέψουν. Το πρόβλημα αυτό ξεπεράστηκε με ένα νέο τύπο αντλίας, η μοριακή αντλία Becker που σχεδιάστηκε από τον ίδιο στα 1958, και στην οποία τόσο ο στάτορας όσο και ο ρότορας αποτελούνται από πτερύγια, ακίνητα ή κινητά αντίστοιχα. Το κενό που μπορεί να δημιουργήσει φτάνει στα 10^{-9} Torr.

Σήμερα, για εφαρμογές υπέρ-υψηλού κενού (ultra-high vacuum), χρησιμοποιούνται κυρίως **μοριακές στροβιλοαντλίες (Turbomolecular pumps)**, οι οποίες προωθούν το ρευστό μέσω υψηλής ταχύτητας αξονικών στροφένων (ως και 90.000rpm), κατασκευαστική δομή που προσιδιάζει ιδιαιτέρως σε αεροστρόβιλο. Τέτοιου τύπου αντλίες διαθέτουν από 10 ως 40 βαθμίδες συμπίεσης και μπορούν να διακινήσουν ποσότητες αερίου μέχρι και 800 l/sec. Οι αντλίες αυτού του τύπου μπορούν να επιτύχουν πιέσεις της τάξεως των 10^{-10} Torr.



Σχήμα 4: Μια Turbomolecular αντλία

III. Αντλίες Roots

Οι αντλίες αυτές είναι περιστροφικές αντλίες, χωρίς όμως βαλβίδα εξαγωγής και υγρό. Το κινητό τμήμα τους αποτελείται από δύο στροφάλους σε σχήμα «οκτώ», οι οποίοι περιστρέφονται σε αντίθετες διευθύνσεις μέσα στο στάτορα της αντλίας. Οι στροφάλοι έχουν ίδιες διατομές και είναι έτσι φτιαγμένοι και τοποθετημένοι ώστε ένα μέρος του R1 να είναι πάντα σε «επαφή» με τον R2, ενώ ταυτόχρονα και οι δύο «εφάπτονται» στο τοίχωμα του στάτορα. Αυτό σημαίνει πως πάντοτε τόσο ανάμεσα στα R1 και R2 όσο και στα σημεία 1, 2 και 3 του σχήματος 5, υπάρχει ένα μικρό διάκενο της τάξης του 0,1 mm.



Σχήμα 5: α) εξωτερική εμφάνιση αντλίας Roots β) σχηματική παράσταση αντλίας Roots με R1 και R2 οι δύο στροφάλοι και 1,2,3 τα διάκενα

Επειδή ουσιαστικά η είσοδος και η έξοδος της αντλίας επικοινωνούν μέσα από αυτό το διάκενο, υπάρχει πάντα ένα αντίστροφο ρεύμα επαναφοράς μορίων του αερίου στον αρχικό χώρο. Έτσι η δυνατότητα συμπίεσης της αντλίας είναι μικρότερη από τις περιστροφικές με λάδι. Ωστόσο, επειδή δεν υπάρχουν τριβές, επιτρέπουν μεγαλύτερες ταχύτητες περιστροφής (1000-3000rpm) και επομένως έχουν αρκετά υψηλές ταχύτητες αναρρόφησης. Ο συνδυασμός της με αντλία προκαταρτικού κενού δημιουργεί κενό της τάξης των 10^{-6} Torr. Οι αντλίες Roots, εξαιτίας της μεγάλης ταχύτητας αναρρόφησης που παρουσιάζουν, χρησιμοποιούνται σε διατάξεις όπου χρειάζεται να απομακρυνθούν μεγάλες ποσότητες αερίων, σε μια περιοχή πιέσεων από 1 ως 10^{-3} Torr, όπως στην μεταλλουργία κενού και ιδιαίτερα στην απαέρωση του χάλυβα. Στις περιπτώσεις αυτές χρησιμοποιούνται αντλίες Roots δύο βαθμίδων, που παρουσιάζουν σταθερή ταχύτητα αναρρόφησης σε αυτή την περιοχή.

2.4.2 Αντλίες με ατμούς

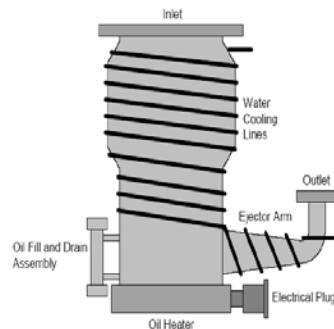
Οι αντλίες αυτού του τύπου είναι οι πιο συνηθισμένες όταν θέλουμε να δημιουργήσουμε κενό της τάξης των $10^{-6} - 10^{-7}$ Torr και χρησιμοποιούνται πάντα με περιστροφικές ή άλλες αντλίες προκαταρτικού κενού. Το μέσο με το οποίο γίνεται η απαγωγή των μορίων από το χώρο που θέλουμε να δημιουργήσουμε το κενό είναι οι ατμοί ειδικών λαδιών ή υδραργύρου. Οι αντλίες ατμών (vapour pumps) χωρίζονται σε δύο μεγάλες κατηγορίες. Στις αντλίες με εκτόξευση φλέβας ατμών (ejection pumps) και στις αντλίες διάχυσης (diffusion pumps). Τόσο η μία όσο και η άλλη κατηγορία έχει κοινό χαρακτηριστικό το βραστήρα, όπου θερμαίνεται και εξαερώνεται το αντίστοιχο υγρό. Η διαφορά τους έγκειται στη μέση ελεύθερη διαδρομή των μορίων των αερίων του χώρου.

I. Αντλίες με εκτόξευση φλέβας ατμού

Ο αριθμός των ακροφυσίων της αντλίας δίνει και τον αριθμό των βαθμίδων της. Μια τέτοια αντλία μπορεί να δημιουργήσει κενό της τάξης των 10^{-1} Torr, αν χρησιμοποιεί νερό και 10^{-3} Torr αν χρησιμοποιεί λάδι ή υδράργυρο. Οι αντλίες αυτές χρησιμοποιούνται μάλλον σε μεγάλες διατάξεις όπου χρειάζεται γρήγορη απαγωγή μεγάλων όγκων αερίων, ως αντλίες προκαταρκτικού κενού.

II. Αντλίες διάχυσης

Η πρώτη αντλία διάχυσης χρησιμοποιήθηκε από τον Gaede το 1915, έχοντας για υγρό υδράργυρο. Το 1916 ο Langmuir χρησιμοποίησε ψύξη για συμπύκνωση ατμών του υδραργύρου στα τοιχώματα της αντλίας. Το 1928 ο Burch λάδια χαμηλής τάσης ατμών και λίγο αργότερα ο Hickman παρήγαγε μερικούς εστέρες για αυτή τη δουλειά. Τα πιο συνηθισμένα υγρά που χρησιμοποιούνται σήμερα είναι εστέρες, μίγματα υδρογονανθράκων, χλωριωμένα διφαινύλια και τα λεγόμενα λάδια σιλικόνης. Η συμπεριφορά μιας τέτοιας αντλίας διορθώνεται αν χρησιμοποιήσουμε *ψυχόμενο διάφραγμα συμπύκνωσης ατμών* ή *διάφραγμα ψηλού κενού* (baffle), το οποίο συνήθως τοποθετείται κοντά στην είσοδο της αντλίας, για να εμποδίσει τους ατμούς του λαδιού να μπουν στον υπό εκκένωση χώρο. Ο συνδυασμός μιας αντλίας διάχυσης με την κατάλληλη περιστροφική αντλία προκαταρκτικού κενού αποτελούν το πιο συνηθισμένο σύστημα παραγωγής κενού σε ηλεκτρονικά μικροσκόπια, διατάξεις ακτίνων Χ, συστήματα λέπτυνσης υλικών με βομβαρδισμό ιόντων κ.τ.λ. Το κενό που επιτυγχάνουμε με αυτό το συνδυασμό κυμαίνεται μεταξύ 10^{-5} και 10^{-7} Torr. Με τη βοήθεια αντλιών ρόφησης ή παγίδων υγρού αζώτου φτάνουμε και τα 10^{-9} Torr.



Σχήμα 6: Σχηματική παράσταση αντλίας διάχυσης

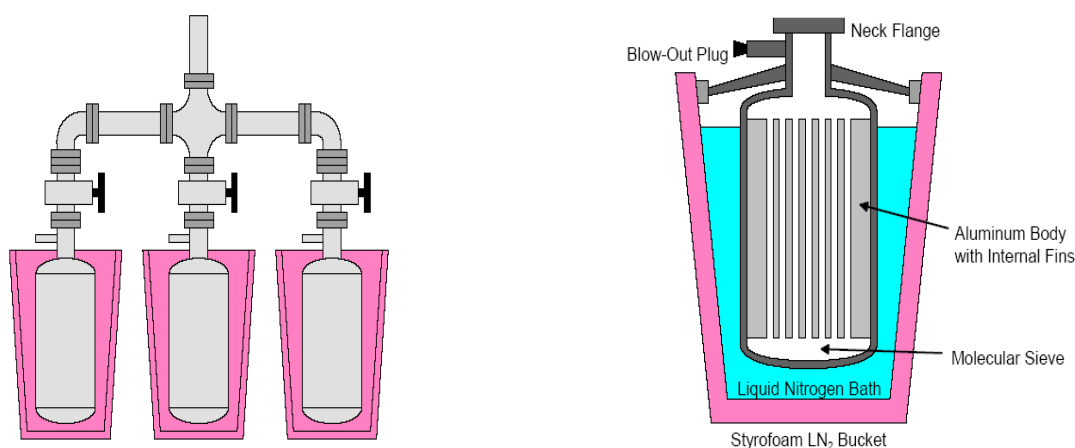
2.4.3 Αντλίες ρόφησης

Οι αντλίες αυτού του είδους (sorption pumps) αποτελούνται από ένα δοχείο ανοξείδωτου χάλυβα που έχει εσωτερικά χάλκινες λάμες που βοηθάνε στη μεταφορά θερμότητας και είναι γεμάτο με ζεόλιθο. Το δοχείο περιβάλλεται από ένα άλλο δοχείο στο οποίο βάζουμε υγρό άζωτο. Η αρχή λειτουργίας μιας τέτοιας αντλίας στηρίζεται στην πορώδη κρυσταλλική δομή του ζεόλιθου, ο οποίος ανάλογα με τη χημική του σύσταση παρουσιάζει πόρους με

διάφορες διαμέτρους. Η διάμετρος αυτή καθορίζει και το μέγεθος του μορίου που μπορεί να προσροφηθεί (για το λόγο αυτό οι ουσίες αυτές είναι γνωστές και ως μοριακά κόσκινα, (molecular sieves). Για θερμοκρασία - 195°C (θερμοκρασία υγρού αζώτου) παρατηρούμε ότι έχουμε μερική πίεση 10^{-2} Torr.

Ανάλογα με τον όγκο της διάταξης όπου πρόκειται να δημιουργήσουμε το κενό, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε περισσότερες αντλίες ταυτόχρονα, ή να συνδέσουμε δύο αντλίες παράλληλα οι οποίες θα χρησιμοποιούνται εναλλάξ, δηλαδή όταν η μία προσροφά, η άλλη θα θερμαίνεται. Εκτός από τους ζεόλιθους, άλλες ουσίες που χρησιμοποιούνται στις αντλίες αυτές είναι ενεργοποιημένος άνθρακας και ενεργοποιημένη αλουμίνια. Το μεγάλο πλεονέκτημα των αντλιών αυτού του είδους είναι ότι δεν έχουν λάδια ή άλλα υγρά που οπωσδήποτε «μολύνουν» το κενό με τους ατμούς τους.

Η διαδικασία άντλησης απαιτεί 2-3 γαλιόνια υγρού αζώτου και χρόνο περίπου 20 λεπτών για να επιτευχθεί η επιθυμητή θερμοκρασία. Μετά τη χρήση τους, οι αντλίες προσρόφησης πρέπει να θερμανθούν σε θερμοκρασία 250°C για περίπου 30 λεπτά, ώστε να αποδεσμευτούν τα παγιδευμένα αέρια και να επανακαταστεί έτοιμη προς χρήση.



Σχήμα7 : Αντλία ρόφησης

Το δεσμευτικό αυτό υλικό (getter) είναι κλεισμένο μέσα στο σύστημα κενού και ενεργεί ως υλικό ρόφησης για τα μόρια του αερίου. Η κατανομή του στο χώρο του συστήματος γίνεται βασικά με δύο τρόπους: είτε με εξάχνωση (sublimation) του κατάλληλου υλικού (συνήθως τιτάνιο) θερμαίνοντάς το με ένα σύρμα αντίστασης (π.χ. βολφράμιο), είτε με εξάτμιση (evaporation) του υλικού με βομβαρδισμό του με ηλεκτρόνια. Οι αντλίες αυτές ονομάζονται **αντλίες με ιονισμό και εξάτμιση** (evapor-ion pump). Το πλεονέκτημα των αντλιών αυτών είναι ότι παρουσιάζουν φτηνό, γρήγορο και απλό τρόπο απομάκρυνσης, ιδιαίτερα για μόρια ενεργών αερίων, ενώ η ταυτόχρονη δυνατότητα ιονισμού συντελεί στην απομάκρυνση των ευγενών αερίων που δε μπορούν να δεσμευτούν από το τιτάνιο. Το μειονέκτημα είναι ότι μπορούν να χρησιμοποιηθούν όσο υπάρχει στο σύστημα το υλικό δέσμευσης, εκτός αν γίνεται τροφοδότηση με κάποιο μηχανικό τρόπο από έξω, πράγμα όμως που δημιουργεί προβλήματα σε UHV. Ανάλογα σε ποια κατηγορία ανήκουν, οι αντλίες αυτές μπορούν να δημιουργήσουν κενό 10^{-9} Torr (για μικρές αντλίες), 10^{-7} με 10^{-8} Torr (για μεγάλες αντλίες) , 10^{-10} Torr (για αντλίες Orbitron).

Στην ίδια κατηγορία των αντλιών με δέσμευση μπορεί να θεωρήσουμε ότι ανήκουν και οι **αντλίες με ιονισμό και κονιοποίηση της καθόδου** (sputter-ion pump) (βλ. παραπάνω σχήμα), όπου το ενεργό υλικό είναι αυτό της καθόδου. Οι τιμές της ταχύτητας αναρρόφησης των αντλιών αυτών κυμαίνονται από 1 έως 5000 l.s⁻¹. Το κενό που μπορούν να δημιουργήσουν φτάνει μέχρι 5*10⁻¹² Torr, όταν έχουμε ψύξη με υγρό άζωτο. Ο χρόνος ζωής τους (όσο διαρκεί το υλικό της καθόδου) εξαρτάται από την πίεση στην οποία λειτουργούν. Είναι 50000h στα 10⁻⁶ Torr, αλλά μόνο 3000-5000h στα 10⁻⁵ Torr.



Σχήμα 8 : Σύγχρονες ιοντικές αντλίες

2.4.4 Κρυαντλίες

Η αρχή λειτουργίας των αντλιών αυτών (cryopumps) είναι το γεγονός ότι τα μόρια των διάφορων αερίων όταν ελαττώνεται η θερμοκρασία υγροποιούνται και στη συνέχεια στερεοποιούνται, μειώνοντας έτσι την πίεση των ατμών τους. Αν έχουμε λοιπόν μια ψυχρή επιφάνεια σε μια αντλία, τα μόρια του αερίου θα συμπυκνωθούν πάνω σε αυτή την επιφάνεια, αν η θερμοκρασία είναι κατάλληλη. Έτσι παρόλο που δεν απομακρύνονται ουσιαστικά από το χώρο, η πίεση μειώνεται και μάλιστα σε σημαντικό βαθμό. Στη θερμοκρασία του υγρού ηλίου (He) 4.2 K η τάση ατμών για τα περισσότερα αέρια είναι μικρότερη από 10⁻¹⁰ Torr. Η ταχύτητα αναρρόφησης μιας κρυαντλίας φτάνει μέχρι 10⁴ – 10⁶ l/s, ενώ η θερμοκρασία της ψυχρής επιφάνειας φτάνει στους 12-20K. Το ήλιο, το νέο και το υδρογόνο που δε συμπυκνώνονται σε αυτή την περιοχή, απομακρύνονται είτε με τη βοήθεια άλλης αντλίας, είτε από ειδικές προσροφητικές ουσίες με τις οποίες καλύπτεται η ψυχρή επιφάνεια. Οι κρυαντλίες, τέλος, μπορούν να δημιουργήσουν κενό της τάξεως των 10⁻⁸ Torr.



Σχήμα 9 : Κρυαντλία σε εγκάρσια τομή

Παράρτημα 3: Αισθητήρες κενού

3.1 Γενικά

Τα όργανα με τα οποία μετρούμε την πίεση ονομάζονται γενικά μανόμετρα, όταν όμως τα χρησιμοποιούμε για να μετρήσουμε χαμηλές πιέσεις (μικρότερες της ατμοσφαιρικής), μιλάμε για μετρητές κενού (vacuum gauges).

Η δύναμη που δημιουργείται από τη διαφορά πίεσης είναι ικανή να μετακινήσει μηχανικά κάποιο δείκτη μόνο μέχρι περίπου το 1 Torr. Επομένως για να μετρήσουμε μικρότερες πιέσεις είμαστε υποχρεωμένοι να κατασκευάσουμε μετρητές κενού που να χρησιμοποιούν κάποια άλλη φυσική ιδιότητα που σχετίζεται με τη μεταβολή της πίεσης, όπως το ιξώδες, τη μεταφορά ορμής, τη θερμική αγωγιμότητα, τον ιονισμό κ.α. Οι βασικοί παράγοντες που πρέπει να λάβουμε υπόψη μας όταν έχουμε να διαλέξουμε ένα μανόμετρο κατάλληλο για τη δουλειά που το θέλουμε είναι :

- Η περιοχή πιέσεων για την οποία το θέλουμε
- Να μετρήσουμε μερική ή ολική πίεση
- Αν πρέπει η ένδειξη να είναι ανεξάρτητη από το είδος του αερίου και
- Η ακρίβεια που θέλουμε να έχουμε στις ενδείξεις μας

Στην παράγραφο που ακολουθεί παρουσιάζονται συνοπτικά οι βασικότεροι τύποι αισθητήρων κενού:

3.2 Τύποι αισθητήρων κενού

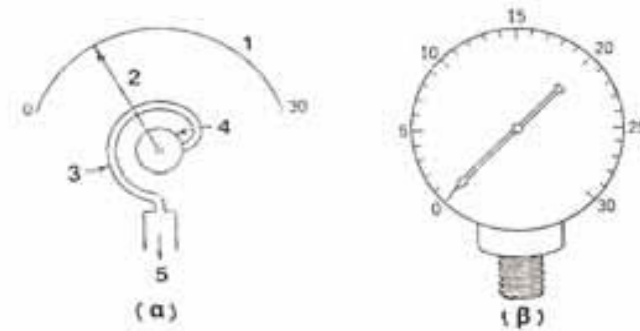
3.2.1 Μηχανικά μανόμετρα

Τα μανόμετρα της κατηγορίας αυτής στηρίζονται στο κλασικό φαινόμενο της εμφάνισης μιας δύναμης ανάλογης με τη διαφορά της πίεσης που δημιουργείται μέσα και έξω από κάποιο στοιχείο. Η δύναμη αυτή μετακινεί ένα δείκτη σε μια κατάλληλα βαθμονομημένη κλίμακα. Η ένδειξη είναι ανεξάρτητη από το είδος του αερίου.

I. Μανόμετρα Bourton

Το στοιχείο στο οποίο δημιουργείται η δύναμη είναι ένας καμπυλωμένος σωλήνας, που στη μια του άκρη συνδέεται με το χώρο στον οποίο δημιουργείται το κενό και στην άλλη τη

άκρη, που είναι κλειστή, έχει στερεωμένο το δείκτη, Σχήμα 1, ο οποίος στρέφεται με κατάλληλο σύστημα οδοντωτών τροχών που ενισχύουν ταυτόχρονα την απόκλιση.

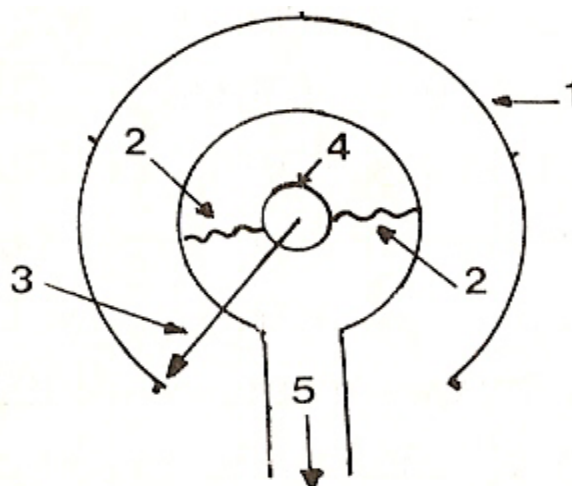


Σχήμα 1: Μανόμετρο Bourdon, α) Σχηματική παράσταση της αρχής λειτουργίας, 1: Κλίμακα, 2: Δείκτης, 3: Σωλήνας, 4: Σύστημα τροχών και 5: Προς κενό β) Εξωτερική εμφάνιση

Η ακρίβεια στην ανάγνωση της κλίμακας ενός συνηθισμένου μανομέτρου Bourton είναι 5^{-10} mm Hg, συνεπώς δε μπορούμε να διαβάσουμε το 1 Torr. Αυτό όμως δεν έχει και τόση σημασία, μια και τα μανόμετρα αυτά χρησιμοποιούνται κυρίως ως ενδεικτικά της τάξης μεγέθους του κενού και ιδιαίτερα για να μας πληροφορήσουν αν υπάρχει κάποια σοβαρή διαρροή.

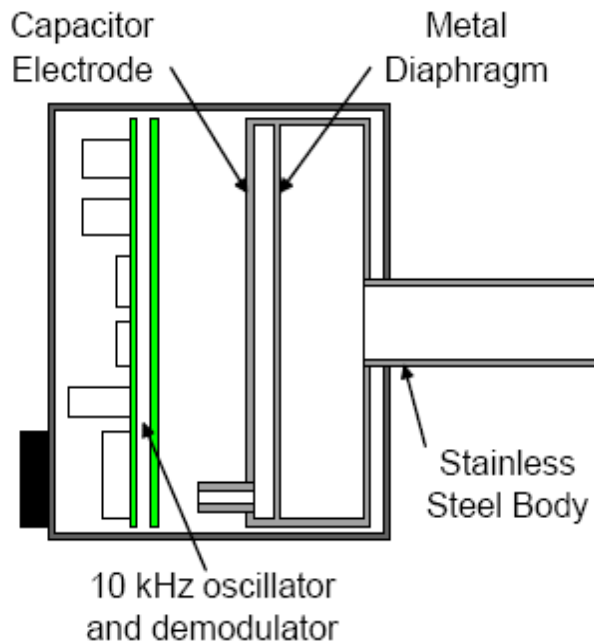
II. Μανόμετρα μεμβράνης

Η διαφορά πίεσης δημιουργείται στις δυο πλευρές μιας μεταλλικής, συνήθως, μεμβράνης με πτυχές για να αυξηθεί το εμβαδόν της και επομένως και η δύναμη που θα ασκηθεί και στην οποία είναι στερεωμένο το σύστημα των οδοντωτών τροχών και ο δείκτης, Σχήμα 2.



Σχήμα 2: Σχηματική παράσταση μανομέτρου μεμβράνης

Μια παραλλαγή του μανόμετρου είναι το μανόμετρο χωρητικότητας, Σχήμα 3. Σε αυτό μετριέται η μεταβολή της χωρητικότητας που εμφανίζεται από τη μεταβολή της απόστασης των οπλισμών ενός πυκνωτή. Ο πυκνωτής σχηματίζεται μεταξύ της μεμβράνης και μιας σταθερής πλάκας. Έχει ικανοποιητικά γραμμική συμπεριφορά (γραμμική συσχέτιση μεταξύ πίεσης αερίου και χωρητικότητας πυκνωτή) και δίνουν εξαιρετικά ακριβείς μετρήσεις στην περιοχή κενού μέχρι 10^{-5} Torr.



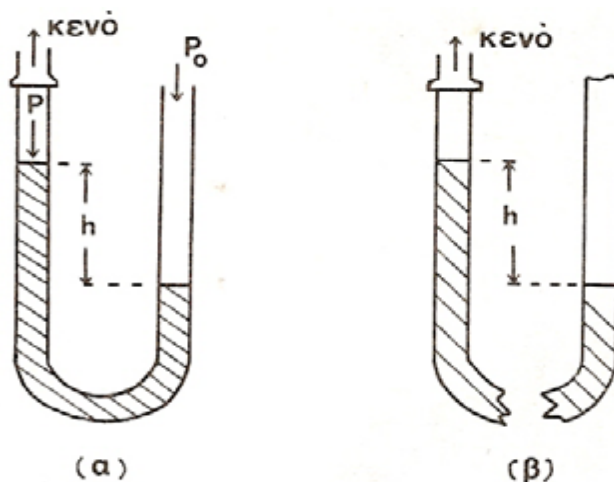
Σχήμα 3: Χωρητικός αισθητήρας πίεσης

3.2.2 Μανόμετρα με υγρό

Η αρχή λειτουργίας των μανομέτρων αυτών στηρίζεται στην υψομετρική διαφορά που δημιουργείται όταν υπάρχει διαφορά πίεσης στην ελεύθερη επιφάνεια ενός υγρού που βρίσκεται μέσα σε συγκοινωνούντα δοχεία. Το πιο συνηθισμένο υγρό είναι ο υδράργυρος.

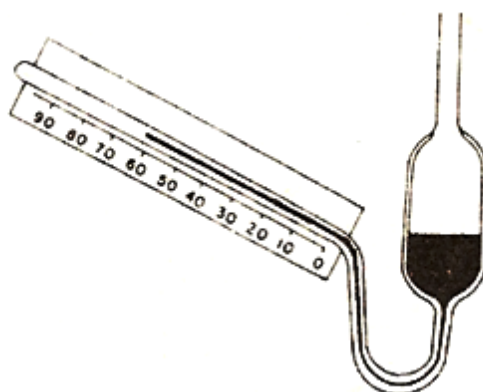
- **Μανόμετρο με υοειδή σωλήνα**

Το κύριο χαρακτηριστικό τους είναι ένας υοειδής σωλήνας με σταθερή διάμετρο. Το ένα σκέλος του συνδέεται με το χώρο όπου θα δημιουργηθεί το κενό και το άλλο είναι είτε ανοιχτό στην επιφάνεια είτε κλειστό.



Σχήμα 4: Μανόμετρο με υοειδή σωλήνα. α) Ανοικτού άκρου β) Κλειστού άκρου

Μια παραλλαγή των μανομέτρων αυτών είναι όταν ο υοειδής σωλήνας έχει στο κλειστό του άκρο μια κλίση, Σχήμα 5, ώστε να αυξηθεί η διακριτική ικανότητα της ανάγνωσης, μια και τώρα η ίδια υψομετρική διαφορά θα αναπτύσσεται σε μεγαλύτερο μήκος.



Σχήμα 5: Υοειδές μανόμετρο με κλίση

3.2.3 Μανόμετρα ιζώδους

Τα μανόμετρα αυτά στηρίζονται είτε στη μείωση του πλάτους ενός ταλαντευόμενου συστήματος εξαιτίας της αντίστασης που προβάλλει το ιζώδες των μορίων του αερίου είτε στο φαινόμενο molecular drag, σύμφωνα με το οποίο αν ένα μόριο συναντήσει ένα κινούμενο τοίχωμα αποκτά μια κατευθυνόμενη συνιστώσα ταχύτητας, άρα και ορμής. Διακρίνονται σε μανόμετρα απόσβεσης με περιοχή πιέσεων από 1 έως 10^{-4} Torr και σε στατικά μανόμετρα με περιοχή πιέσεων από 10^{-4} ως 10^{-9} Torr.

3.2.4 Μανόμετρα θερμικής αγωγιμότητας

Το κύριο χαρακτηριστικό των μανομέτρων αυτής της κατηγορίας είναι ένα νήμα που θερμαίνεται με τη δίοδο ηλεκτρικού ρεύματος. Το νήμα βρίσκεται μέσα σε γυάλινο ή μεταλλικό περίβλημα το οποίο συνδέεται με τον προς εκκένωση χώρο και η θερμοκρασία

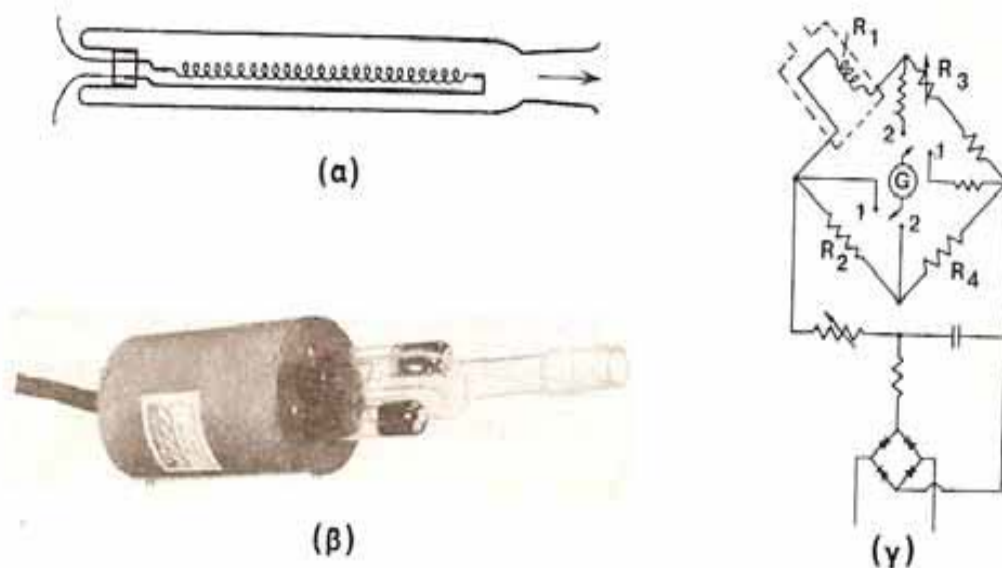
του εξαρτάται από την ένταση του ρεύματος με το οποίο τροφοδοτείται. Αν θεωρήσουμε πως η ένταση αυτή παραμένει σταθερή, τότε κάθε μείωση της θερμοκρασίας του θα οφείλεται στους παρακάτω τρεις λόγους.

- Απώλεια θερμότητας εξαιτίας θερμικής ακτινοβολίας του νήματος
- Απώλεια θερμότητας με αγωγή μέσα από τους αγωγούς σύνδεσης του νήματος με την τροφοδοσία
- Απώλεια θερμότητας με αγωγή στα μόρια του αερίου που έρχονται σε επαφή με το θερμό νήμα

Θα πρέπει να διευκρινίσουμε ότι στην περιοχή της ιξώδους ροής η θερμική αγωγιμότητα του αερίου είναι ανεξάρτητη από την πίεση του. Επομένως τα μανόμετρα αυτά δε μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε περιοχές πιέσεων που η ροή χαρακτηρίζεται ως ιξώδης, υπάρχει δηλαδή ένα ανώτατο όριο στην πίεση που μπορεί να μετρήσουν (~ 1 Torr). Θα πρέπει όμως να πούμε ότι υπάρχει και ένα κατώτατο όριο, το οποίο δημιουργείται όταν ο αριθμός των μορίων είναι τόσο μικρός ώστε πλέον η απώλεια θερμότητας με ακτινοβολία γίνεται συγκρίσιμη με την απώλεια θερμότητας στα μόρια του αερίου και άρα οι ενδείξεις έχουν σημαντικό λάθος. Το όριο αυτό είναι 10^{-3} με 10^{-4} Torr ανάλογα με το είδος του μανομέτρου και για το λόγο αυτό, σε αυτή την περιοχή πρέπει να τροφοδοτούμε το νήμα με τη μικρότερη ένταση ρεύματος που επιτρέπει να έχουμε ένδειξη στο μανόμετρο.

1. Μανόμετρα ηλεκτρικής αντίστασης

Οι σπουδαιότεροι αντιπρόσωποι στην κατηγορία αυτή είναι το μανόμετρο Pirani και το μανόμετρο με θερμίστορ. Το μανόμετρο Pirani κατασκευάστηκε για πρώτη φορά από τον Pirani στα 1906 και είναι από τα πιο διαδεδομένα και χρησιμοποιούμενα μανόμετρα σε συστήματα κενού. Το σχήμα 6 δίνει μια σχηματική παράσταση της κατασκευής του.

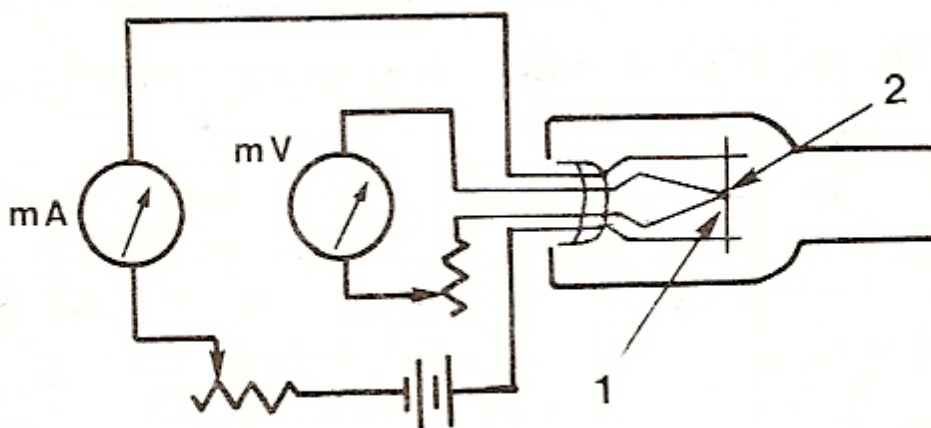


Σχήμα 6: Μανόμετρο Pirani α) Σχηματική παράσταση β) Μια εμπορική μορφή της κεφαλής γ) Σχηματική παράσταση της αρχής με την οποία γίνεται η μέτρηση της ηλεκτρικής αγωγιμότητας (γέφυρα Wheatstone).

Το θερμαινόμενο νήμα είναι από μέταλλο με έντονη μεταβολή της ηλεκτρικής αντίστασης με τη θερμοκρασία, συνήθως βολφράμιο, νικέλιο ή πλατίνα. Όταν θέλουμε να μετρήσουμε σχετικά μεγάλες πιέσεις χρησιμοποιείται η πλατίνα, επειδή είναι πιο ανθεκτική στο οξυγόνο και τους υδρατμούς. Όταν η πίεση αυξάνεται, η θερμοκρασία του νήματος, άρα και η ηλεκτρική του αντίσταση, ελαττώνεται, μια και το απαγόμενο με αγωγή από τα μόρια ποσό θερμότητας αυξάνεται. Η μέτρηση της μεταβολής γίνεται με τη βοήθεια του ηλεκτρικού κυκλώματος που φαίνεται στο Σχήμα (6.γ), που δεν είναι παρά μια γέφυρα αντιστάθμισης Wheatstone. Η περιοχή στην οποία μπορεί να γίνει σωστή ανάγνωση του μανομέτρου είναι συνήθως μεταξύ $5 \cdot 10^{-1}$ και $5 \cdot 10^{-3}$ Torr. Ο χρόνος απόκρισης ενός μανομέτρου Pirani είναι γύρω στα 1 sec και το όργανο μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε γρήγορες μεταβολές, γεγονός που είναι πλεονέκτημα. Άλλα πλεονεκτήματα του είναι το απλό σχετικά ηλεκτρικό του κύκλωμα και το γεγονός ότι μπορεί ο τρόπος μέτρησης να μετατραπεί σε αυτόματη καταγραφή. Το κυριότερο μειονέκτημά του είναι ότι η απόκρισή του εξαρτάται από τη μεταφορά θερμότητας στα μόρια του αερίου. Επομένως κάθε μεταβολή στην κατάσταση της επιφάνειας του νήματος (π.χ. από οξείδωση) θα έχει ως αποτέλεσμα τη μεταβολή της ρύθμισης του μανομέτρου. Στην ίδια κατηγορία με τα μανόμετρα Pirani ανήκουν και τα μανόμετρα με θερμίστορ. Σε αυτά το νήμα έχει αντικατασταθεί από ένα ημιαγωγικό υλικό με μεγάλο αρνητικό θερμικό συντελεστή ηλεκτρικής αντίστασης. Το πλεονέκτημα του μανομέτρου είναι ότι το ρεύμα στη γέφυρα Wheatstone παρουσιάζεται σε γραμμική εξάρτηση με την πίεση για όλη την περιοχή από 1 ως 10^{-3} Torr.

II. Θερμοηλεκτρικά μανόμετρα

Η μεταβολή της θερμοκρασίας του νήματος στα μανόμετρα αυτά μετριέται απευθείας με τη βοήθεια ενός θερμοζεύγους που είναι συνδεδεμένο στη μέση περίπου του νήματος, Σχήμα 7, το οποίο τροφοδοτείται με σταθερή ένταση ρεύματος.



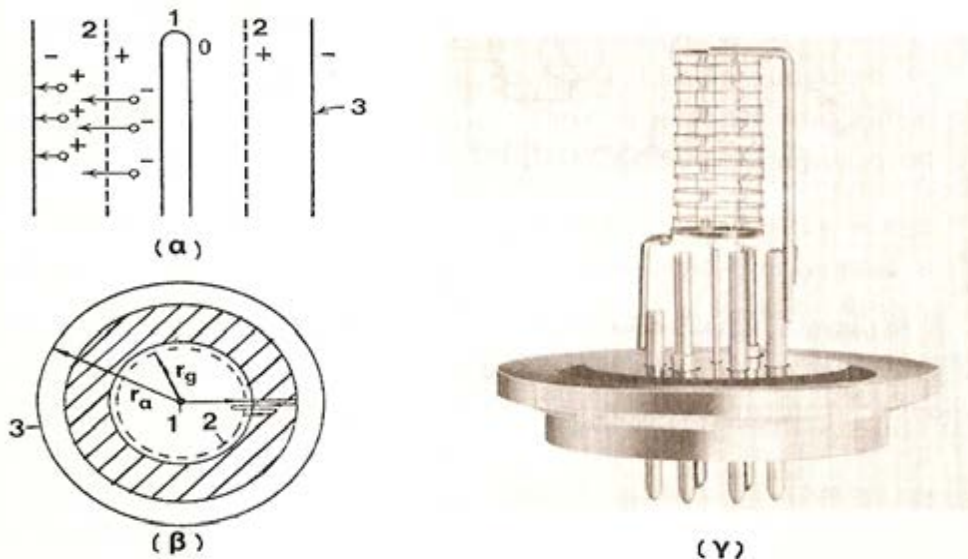
Σχήμα 7: Θερμοηλεκτρικό μανόμετρο. 1: Νήμα, 2: Επαφή θερμοζεύγους-νήματος

Τα μειονεκτήματα και πλεονεκτήματα του μανόμετρου είναι όμοια με αυτά του Pirani, είναι όμως ευκολότερο στο καθαρίσμα, μικρότερο σε μέγεθος και έχει πιο γρήγορη απόκριση 20 ως $5 \cdot 10^{-3}$ Torr.

3.2.5 Μανόμετρα με ιονισμό

- **Θερμιονικά μανόμετρα**

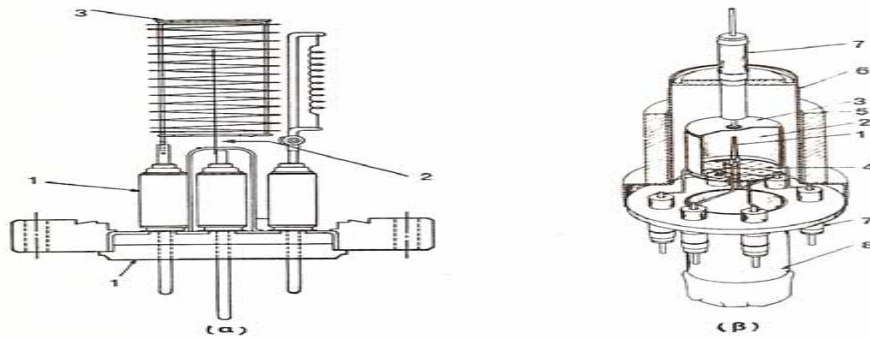
Στα μανόμετρα αυτού του τύπου χρησιμοποιείται η θερμιοκτική εκπομπή ηλεκτρονίων. Η αρχή λειτουργίας φαίνεται στο Σχήμα 8. Τα ηλεκτρόνια που παράγονται από ένα θερμαινόμενο νήμα 1 επιταχύνονται από ένα ηλεκτρικό πεδίο με τη βοήθεια ενός πλέγματος 2 που βρίσκεται σε απόσταση r_g από το νήμα.



Σχήμα 8: α, β) Αρχή λειτουργίας θερμιονικού μανόμετρου 1: Θερμαινόμενο νήμα, 2: πλέγμα επιτάχυνσης, 3: Άνοδος – συλλέκτης, γ) Φωτογραφία κεφαλής ενός θερμιονικού μανόμετρου του εμπορίου

Τα ηλεκτρόνια αυτά συγκρούονται με τα μόρια του αερίου και τα θετικά ιόντα που παράγονται συλλέγονται από την άνοδο-συλλέκτη 3 που βρίσκεται σε αρνητικό δυναμικό σε σχέση με το πλέγμα και σε απόσταση r_a . Ταυτόχρονα τα ηλεκτρόνια απωθούνται και έτσι αναγκάζονται να αλλάξουν διεύθυνση, εκτελώντας μια ταλάντωση ανάμεσα στα δύο ηλεκτρόδια και αυξάνοντας έτσι το μήκος της διαδρομής τους ώσπου να συλληφθούν από την άνοδο. Η περιοχή πιέσεων των μανόμετρων αυτών φτάνει τα 10^{-8} Torr και παρουσιάζονται σε διάφορους τύπους :

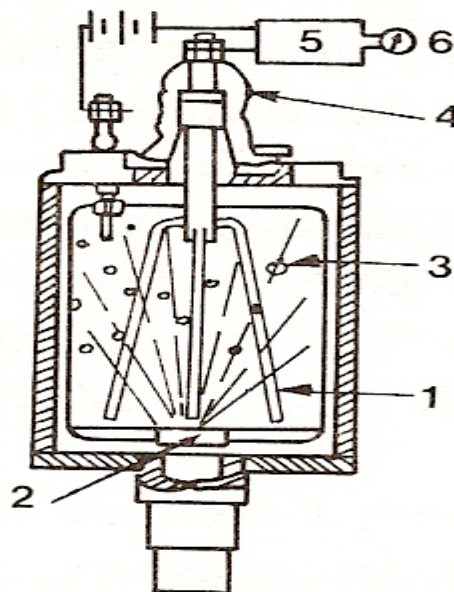
Στο μανόμετρο Bayard-Albert, Σχήμα 9.α, στο οποίο η περιοχή πιέσεων κατεβαίνει στα 10^{-12} Torr, για διάμετρο σύρματος 4μm.



Σχήμα 9: α) Μανόμετρο Bayard – Albert. 1: Μονωτικό υλικό, 2: Συλλέκτης, 3: Πρόσθετο πλέγμα ασπίδα, β) Μανόμετρο Lafferty. 1: Νήμα, 2: Άνοδος, 3: Συλλέκτης ιόντων, 4) Δικτυωτό πλέγμα – ασπίδα, 5: Μαγνήτης, 6: Περίβλημα από ανοξείδωτο χάλυβα, 7: Μονωτικό υλικό, 8: Σύνδεση με χώρο κενού Στο μανόμετρο Lafferty, σχήμα 9.β, με όριο στα 10^{-14} Torr και στο μανόμετρο orbitron που μετρά κενό της τάξης των 10^{-12} Torr.

3.2.6 Μανόμετρα με ραδιενεργό πηγή

Ως μέσο ιονισμού των μορίων του αερίου στα μανόμετρα αυτής της κατηγορίας χρησιμοποιούνται σωματίδια α ή β. Ο κυριότερος αντιπρόσωπος των μανομέτρων αυτών είναι το άλφατρο (Σχήμα 10). Ως πηγή της ακτινοβολίας α χρησιμοποιείται κράμα χρυσού με ράδιο. Τα ιόντα που παράγονται από τη σύγκρουση των σωματιδίων α με μόρια του αερίου συλλέγονται από ένα σύστημα όπου ο κύριος συλλέκτης, που βρίσκεται σε αρνητικό δυναμικό ή είναι γειωμένος, περιβάλλεται από ένα βοηθητικό συλλέκτη που βρίσκεται σε κάποιο θετικό δυναμικό και απωθεί τα ιόντα προς τον κύριο συλλέκτη. Το ρεύμα των ιόντων που εμφανίζεται, επειδή είναι χαμηλό ($2 \cdot 10^{-10}$ A στο 1 Torr), ενισχύεται και διαβάζεται στον κατάλληλο μετρητή, στον οποίο οι ενδείξεις είναι κατευθείαν σε Torr.



Σχήμα 10: Μανόμετρο άλφατρο. 1: Σύστημα συλλέκτη, 2: Πηγή ακτινοβολίας, 3: Ιονισμός, 4: Μονωτικό, 5: Ενισχυτής d.c., 6: Όργανο μέτρησης

Το μανόμετρο μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως και 10^{-5} Torr. Όσο χαμηλότερη πίεση θέλουμε να μετρήσουμε τόσο μεγαλύτερη ένταση πρέπει να έχει η πηγή, πράγμα επικίνδυνο που χρειάζεται κατάλληλη προστατευτική θωράκιση, γεγονός που ανεβάζει το κόστος κατασκευής. Παρ' όλα αυτά χρησιμοποιείται στην παραπάνω περιοχή επειδή έχει μεγάλη διάρκεια ζωής και μεγάλη γραμμική περιοχή.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] Τσαγγάρης, Σ 1995, *Μηχανική των Ρευστών*, εκδ. Συμείων.
- [2] Fujimoto, T & Usami, M 1984, *Rarefied gas flow through a circular orifice and short tubes*, Journal of Fluids Engineering, Japan.
- [3] Gad-el-Hak, M 1999, *The fluid mechanics of microdevices - The Freeman scholar lecture*, ASME Journal of Fluids Engineering.
- [4] Karniadakis, GE & Beskok, A 2002, *Microflows: Fundamentals and Simulation*, Springer-Verlag Inc., New York.
- [5] Lilly, T, Gimelshein, S, Ketsdever, A & Markelov, GN 2006, *Measurements and computations of mass flow and momentum flux through short tubes in rarefied gases*, Phys. Fluids.
- [6] Marino, L 2008, *Experiments on rarefied gas flows through tubes*, Springer-Verlag.
- [7] Misdanitis, S, Pantazis, S & Valougeorgis, D 2012, *Pressure driven rarefied gas flow through a slit and an orifice*, Vacuum 86.
- [8] Schaaf, SA & Chambre, PL 1961, *Flow of Rarefied Gases*, Princeton: University Press.
- [9] Shanagawa, H, Setyawan, H, Asai, T, Sugiyama, Y & Okuyama, K 2002, *An experimental and theoretical investigation of rarefied gas flow through circular tube of finite length*, Chemical Engineering Science 57.
- [10] Sharipov, F 2004, *Numerical simulation of rarefied gas flow through a thin orifice*, J. Fluid Mech.
- [11] Varoutis, S, Valougeorgis, D, Sazhin, O & Sharipov, F 2008, *Rarefied gas flow through short tubes into vacuum*, American Vacuum Society.
- [12] Varoutis, S, Valougeorgis, D & Sharipov, F 2009, *Simulation of gas flow through tubes of finite length over the whole range of rarefaction of various pressure drop ratios*, American Vacuum Society.