



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΕΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΚΑΙ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ

ΤΟΜΕΑΣ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ, ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗΣ ΚΑΙ
ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΚΗΣ

**Διερεύνηση του φαινομένου της ηχοφωταύγειας: Πειραματική
διάταξη και εφαρμογές**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Γιώργος Δ. Δημητρίου

Επιβλέπων: Γεώργιος Καμπουράκης

Επίκουρος Καθηγητής ΕΜΠ

Αθήνα, Ιούλιος 2012



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΕΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΚΑΙ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ

ΤΟΜΕΑΣ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ, ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗΣ ΚΑΙ
ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΚΗΣ

**Διερεύνηση του φαινομένου της ηχοφωταύγειας: Πειραματική
διάταξη και εφαρμογές**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Γιώργος Δ. Δημητρίου

Επιβλέπων: Γεώργιος Καμπουράκης

Επίκουρος Καθηγητής ΕΜΠ

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την 12^η Ιουλίου 2012.

.....

Γ. Καμπουράκης

Επίκουρος Καθηγητής ΕΜΠ

.....

Ε. Καγιάφας

Καθηγητής ΕΜΠ

.....

Η. Χατζηθεοδωρίδης

Επίκουρος Καθηγητής ΕΜΠ

Αθήνα, Ιούλιος 2012

.....
Γιώργος Δ. Δημητρίου

Διπλωματούχος Ηλεκτρολόγος Μηχανικός και Μηχανικός Υπολογιστών ΕΜΠ.

Copyright © Γιώργος Δ. Δημητρίου

Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.

Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς τον συγγραφέα.

Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό το έγγραφο εκφράζουν τον συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευθεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

Περίληψη

Η ηχοφωταύγεια είναι το συναρπαστικό φαινόμενο κατά το οποίο μία φυσαλίδα αέρα μέσα στο νερό ή σε ένα άλλο υγρό μετατρέπει την ακουστική ενέργεια σε ορατό φώς. Η φυσαλίδα ακτινοβολείται με υπερήχους συγκεντρώνοντας την ακουστική ενέργεια που λαμβάνει από τους υπερήχους κατά περίπου δώδεκα τάξεις μεγέθους, όταν και καταρρέει βίαια εκπέμποντας ένα θολό μπλε φώς το οποίο είναι ορατό με γυμνό μάτι. Το φαινόμενο αυτό έχει προσελκύσει το ενδιαφέρον της επιστημονικής κοινότητας τα τελευταία χρόνια και ένα μεγάλο ποσοστό έρευνας αφιερώνεται σ' αυτό. Επίσης μεγάλο ενδιαφέρον παρουσιάζουν οι εφαρμογές του κυρίως στα πεδία της ιατρικής και της ενέργειας. Αναμφισβήτητο το φαινόμενο της ηχοφωταύγειας είναι ένα φαινόμενο με μεγάλες προοπτικές το οποίο θα απασχολήσει ακόμα πιο έντονα την επιστημονική κοινότητα και όχι μόνο στο μέλλον.

Στην παρούσα διπλωματική εργασία μελετήθηκε το φαινόμενο της ηχοφωταύγειας τόσο από θεωρητική άποψη όσο και από πειραματική. Επίσης έγινε μια αναφορά στις εφαρμογές της ηχοφωταύγειας αλλά και κάποιες προτάσεις για την μελλοντική της μελέτη.

Αρχικά έγινε μια λεπτομερής θεωρητική μελέτη του φαινομένου που περιλάμβανε μια ιστορική αναδρομή, από την ανακάλυψη του φαινομένου μέχρι σήμερα. Μελετήθηκε η δυναμική της ακτίνας της φυσαλίδας και οι εξισώσεις που την περιγράφουν, έγινε μια αναφορά στο σύνολο των παραμέτρων της ηχοφωταύγειας μιας φυσαλίδας και καταγράφηκαν οι παράγοντες που την επηρεάζουν. Επίσης μελετήθηκαν και καταγράφηκαν οι μηχανισμοί που προσπαθούν να εξηγήσουν την προέλευση της εκπομπής του φωτός. Αν και κάποιες θεωρίες είναι αρκετά συνεπής η ακριβής προέλευση του φωτός δεν έχει διευκρινιστεί επακριβώς ακόμα μέχρι και σήμερα.

Στη συνέχεια αφού συλλέχθηκαν τα απαραίτητα υλικά και εξοπλισμός, συναρμολογήθηκε η πειραματική διάταξη και στην συνέχεια εκτελέστηκε η πειραματική διαδικασία και καταγράφηκαν τα αποτελέσματα και οι παρατηρήσεις. Στην παρούσα διπλωματική περιγράφεται λεπτομερώς τόσο η συναρμολόγηση της πειραματικής διάταξης όσο και η εκτέλεση της πειραματικής διαδικασίας, καθιστώντας την έτσι ένα πολύ καλό οδηγό για όποιον θέλει να επαναλάβει το πείραμα αυτό στο μέλλον. Εδώ αξίζει να αναφερθεί ότι ο εξοπλισμός που χρησιμοποιήθηκε είναι αρκετά απλός και μπορεί εύκολα να βρεθεί στα ράφια ενός εργαστηρίου ή κάποιου εκπαιδευτικού ιδρύματος, επιτρέποντας έτσι σε οποιοδήποτε ενδιαφερόμενο να εκτελέσει το πείραμα.

Μετά την εκπόνηση της πειραματικής διαδικασίας έγινε μια καταγραφή των εφαρμογών της ηχοφωταύγειας και της ακουστικής σπηλαίωσης γενικότερα. Επίσης έγινε μια αναφορά στις μεγάλες προοπτικές του φαινομένου αυτού καθώς και κάποιες προτάσεις για την μελλοντική του μελέτη. Τέλος έγινε μια καταγραφή των τελικών συμπερασμάτων που προέκυψαν κατά την ενασχόληση με το συγκεκριμένο φαινόμενο.

Λέξεις κλειδιά

Ηχοφωταύγεια, Ηχοφωταύγεια μιας φυσαλίδας, Ηχοφωταύγεια πολλών φυσαλίδων, Ακουστική σπηλαίωση, Εξίσωση Rayleigh-Plesset, Μηχανισμός εκπομπής του φωτός.

Abstract

Sonoluminescence is the exciting phenomenon in which a bubble of air inside water or any other liquid converts acoustic energy to visible light. The bubble is radiated with ultrasounds concentrating the acoustic energy it receives by the ultrasounds at about twelve orders of magnitude, at that point the bubble collapses violently emitting a faint blue light which can be seen with a naked eye. This phenomenon has attracted the interest of the scientific community the last years and a great proportion of research is dedicated to this. Also the applications of sonoluminescence are of great interest, especially at the fields of medicine and energy. Undoubtedly the phenomenon of sonoluminescence is a phenomenon with great prospects which will occupy even more the scientific community to the future.

The scope of this thesis is the study of the sonoluminescence phenomenon theoretically and experimentally. Furthermore in this thesis is made a repetition of the applications of sonoluminescence, and also some suggestions for its future study.

Initially there was a detailed theoretical study of the phenomenon which included a historical overview, from the discovery of the phenomenon until nowadays. Then the bubble radius dynamics and the equations that describe them were studied, also a report to the parameter range of single bubble sonoluminescence was made and the factors that affect it were recorded. Furthermore the mechanisms and theories that try to explain the origin of the light emission were studied and recorded. Although some of those theories are very consistent, the exact mechanism that lies behind the origin of the emitted light is not fully understood until nowadays.

Then having collected the necessary equipment and material, the experimental apparatus was assembled and the experimental procedure was executed, the results and observations were recorded. At the present thesis the assembly of the experimental apparatus and the execution of the experimental procedure are described very detailed, making it a very good guide for anyone who wants to repeat the experiment to the future. It is worth mentioning that the equipment used here is quite simple and can be found easily to the shelves of any lab or educational institution, allowing thus to anyone who is interested to execute the experiment.

After completing the experimental procedure, a repetition of the applications of sonoluminescence and acoustic cavitation was made. Also it was made a reference to the great prospects of this phenomenon, as well some suggestions for its future study. Finally it was made a record of the final conclusions encountered when dealing with this phenomenon.

Key Words

Sonoluminescence(SL), Single bubble sonoluminescence(SBSL), multiple bubbles
Sonoluminescence(MBSL), Acoustic cavitation, Rayleigh-Plesset Equation, Light Emitting
Mechanism.

Ευχαριστίες

Η παρούσα διπλωματική εργασία εκπονήθηκε κατά το ακαδημαϊκό έτος 2011-2012 σε συνεργασία της σχολής Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών και της σχολής Μηχανικών Μεταλλείων Μεταλλουργών υπό την επίβλεψη του κ. Γεώργιου Καμπουράκη, καθηγητή του Ε.Μ.Π της σχολής Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών και του κ. Ηλία Χατζηθεοδωρίδη καθηγητή του Ε.Μ.Π της σχολής Μηχανικών Μεταλλείων Μεταλλουργών, στους οποίους οφείλω ιδιαίτερες ευχαριστίες για την ανάθεση της διπλωματικής και την ευκαιρία που μου έδωσαν να ασχοληθώ με ένα τόσο ενδιαφέρον θέμα, επίσης θα ήθελα να τους ευχαριστήσω για το άριστο κλίμα συνεργασίας κατά την διάρκεια της εκπόνησης της εργασίας και για τις συμβουλές και την καθοδήγηση τους. Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω ιδιαίτερα τους Αθανάσιο Ζέκο και Ευαγγελινή Ζέκου για την βοήθεια και τον κόπο που έκαναν ώστε να καταφέρουμε να φωτογραφίσουμε την φωταυγούσα φυσαλίδα. Τέλος θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Ζεσουάλδο Φερέϊρα που έμεινε στον Παναθηναϊκό.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

1.	ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	1
1.1.	ΣΚΟΠΟΣ.....	1
1.2.	ΦΑΣΕΙΣ.....	1
1.3.	ΔΟΜΗ.....	2
2.	ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑΣ.....	5
2.1.	ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	5
2.2.	ΙΣΤΟΡΙΚΗ ΑΝΑΔΡΟΜΗ.....	7
2.3.	ΗΧΟΦΩΤΑΥΓΕΙΑ ΠΟΛΛΩΝ ΦΥΣΑΛΙΔΩΝ.....	9
2.3.1.	Πειραματικές μέθοδοι για την MBSL.....	9
2.3.2.	Φάσμα και θερμοκρασίες της MBSL.....	12
2.3.3.	Θεωρίες για την MBSL.....	14
2.4.	ΗΧΟΦΩΤΑΥΓΕΙΑ ΜΙΑΣ ΦΥΣΑΛΙΔΑΣ.....	16
2.4.1.	Γενική εισαγωγή στην SBSL.....	16
2.4.2.	Δυναμική της φυσαλίδας.....	20
2.4.2.1.	Συμπεριφορά της φυσαλίδας σε σχέση με την ακουστική πίεση.....	20
2.4.2.2.	Μοντελοποίηση της ακτινικής κίνησης της φυσαλίδας.....	21
2.4.2.3.	Επεκτάσεις της εξίσωσης Rayleigh-Plesset.....	24
2.4.2.4.	Υπολογισμός της θερμοκρασίας μέσω της εξίσωσης Rayleigh-Plesset.....	28
2.4.3.	Το σύνολο των παραμέτρων της SBSL.....	31
2.4.3.1.	Το κατώφλι Blake.....	31
2.4.3.2.	Σταθερότητα της φυσαλίδας σε σχέση με την πίεση.....	33
2.4.3.3.	Οι ηχοφωταυγούσες φυσαλίδες διαχωρίζουν τα αδρανή αέρια.....	38
2.4.3.4.	Σταθερότητα του σχήματος της φυσαλίδας.....	43
2.4.3.5.	Αλληλεπίδραση των ισορροπιών διάχυσης και των ασταθειών του σχήματος.....	49
2.4.3.6.	Άλλα υγρά και προσμίξεις υγρών.....	52
2.4.4.	Η εκπομπή φωτός στην SBSL.....	54
2.4.4.1.	Το φάσμα της SBSL.....	54
2.4.4.2.	Οι θεωρίες που προσπαθούν να εξηγήσουν την SBSL.....	58
2.4.4.3.	Η αποτυχία του ιδανικού μέλανος σώματος.....	61
2.4.4.4.	Η φυσαλίδα ως θερμικός εκπομπός μέσω του όγκου της.....	63
2.4.4.5.	Αβεβαιότητες της μοντελοποίησης της εκπομπής του φωτός.....	69

3.	ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ.....	73
3.1.	ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	73
3.2.	ΛΙΣΤΑ ΜΕ ΤΟΝ ΕΞΟΠΛΙΣΜΟ ΚΑΙ ΤΑ ΥΛΙΚΑ.....	73
3.3.	ΠΡΟΕΤΟΙΜΑΣΙΑ ΤΗΣ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΔΙΑΤΑΞΗΣ.....	74
3.3.1.	Προδιαγραφές του εξοπλισμού.....	75
3.3.2.	Προετοιμασία της φιάλης ως σκεύος για την Ηχοφωταύγεια.....	76
3.3.3.	Κατασκευή του κυκλώματος οδήγησης.....	77
3.3.4.	Κατασκευή του κατάλληλου πηνίου.....	78
4.	ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ.....	81
4.1.	ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	81
4.2.	ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ ΠΟΥ ΑΚΟΛΟΥΘΗΘΗΚΕ.....	81
4.2.1.	Συντονισμός του συστήματος.....	81
4.2.2.	Επίτευξη της ηχοφωταύγειας.....	84
4.2.3.	Η συμπεριφορά της παγιδευμένης φυσαλίδας.....	87
4.3.	ΚΑΤΑΓΡΑΦΗ ΤΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ.....	89
4.3.1.	Πειραματικά αποτελέσματα.....	89
4.3.2.	Οι κυματομορφές στον παλμογράφο.....	89
4.3.3.	Φωτογραφίες της ηχοφωταυγούσας φυσαλίδας.....	91
5.	ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ, ΠΡΟΟΠΤΙΚΕΣ, ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΚΑΙ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΟΣΝ ΑΦΟΡΑ ΤΗΝ ΗΧΟΦΩΤΑΥΓΕΙΑ.....	93
5.1.	ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΤΗΣ ΗΧΟΦΩΤΑΥΓΕΙΑΣ.....	93
5.2.	ΠΡΟΟΠΤΙΚΕΣ ΚΑΙ ΜΕΛΛΟΝΥΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΤΗΣ ΗΧΟΦΩΤΑΥΓΕΙΑΣ....	96
5.3.	ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ.....	97
	ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΕΣ ΠΑΡΑΠΟΜΠΕΣ.....	101

Κατάλογος σχημάτων

Σχήμα 2-1 Το ακουστικό κύμα.....	5
Σχήμα 2-2 Η κατεύθυνση της θετικής και αρνητικής πίεσης.....	6
Σχήμα 2-3 Φωτογραφία από σύννεφο MBSL παραγόμενο από υπερηχητική κόρνα.....	9
Σχήμα 2-4 Δημιουργία MBSL από στατικό κύμα.....	10
Σχήμα 2-5 Δημιουργία MBSL από υπερηχητική κόρνα.....	10
Σχήμα 2-6 Σταθερή και παροδική σπηλαιώση.....	11
Σχήμα 2-7 Σύγκριση του φάσματος της MBSL και της SBSL σε υδατικό διάλυμα.....	13
Σχήμα 2-8 Φωτογραφία SBSL σε 85 wt% H ₂ SO ₄ σε πλήρως φωτισμένο δωμάτιο.....	16
Σχήμα 2-9 Το φάσμα της SBSL για διάφορες προσμίξεις αερίων διαλυμένων σε νερό.....	17
Σχήμα 2-10 Η διάρκεια της εκπομπής του φωτός για διάφορες προσμίξεις αερίων.....	18
Σχήμα 2-11 Το μέγεθος της φυσαλίδας σε συνάρτηση με τον χρόνο.....	19
Σχήμα 2-12 Η περιοδικότητα των εκπομπών του φωτός.....	20
Σχήμα 2-13 Η ακτινική πίεση της φυσαλίδας υπό διαφορετικές πιέσεις.....	21
Σχήμα 2-14 Η μετρούμενη ακτίνα της φυσαλίδας σε σύγκριση με την θεωρητική εξίσωση Keller.....	25
Σχήμα 2-15 Ευαισθησία των λύσεων της RPE ως προς την πίεση P_a και την ακτίνα R_0	27
Σχήμα 2-16 Εκτίμηση της θερμοκρασίας με επίλυση του συστήματος των εξισώσεων RPEs με χρήση ενός επαναληπτικού αλγόριθμου Runge-Kutta.....	30
Σχήμα 2-17 Η ελάχιστη ακτίνα R_{min} ως συνάρτηση των R_0 και P_a	32
Σχήμα 2-18 Ο λόγος $\langle P_g \rangle_4 / P_0$ ως συνάρτηση της R_0 για μικρές πιέσεις.....	36
Σχήμα 2-19 Καταστάσεις ισοροπίας της φυσαλίδας στον χώρο παραμέτρων R_0 - P_a για διαφορετικές συγκεντρώσεις αερίου.....	37
Σχήμα 2-20 Το πείραμα των Matula & Crum.....	39
Σχήμα 2-21 Διάγραμμα φάσεων μιας φυσαλίδας αέρα στο χώρο R_0 - P_a σε πίεση $p_\infty / P_0 = 0.2$	41
Σχήμα 2-22 Πειραματική μελέτη της ακτίνας της φυσαλίδας σε σχέση με την πίεση.....	42
Σχήμα 2-23 Σύγκριση της προσέγγισης οριακού στρώματος και της πλήρους επίλυσης της ολοκληρωτικής διαφορικής εξίσωσης για μια φυσαλίδα αέρα σε νερό.....	46
Σχήμα 2-24 Παραμόρφωση του σχήματος μιας φυσαλίδας.....	47
Σχήμα 2-25 Περιορισμοί του χώρου των παραμέτρων μέσα στις οποίες προκύπτει η Ηχοφωταύγεια.....	50
Σχήμα 2-26 Πειραματικό διάγραμμα φάσης για νερό που περιέχει 20% αέρα.....	51
Σχήμα 2-27 Θεωρητικό διάγραμμα φάσης στον χώρο παραμέτρων p_∞^{Ar} / P_0 vs P_a / P_0	52
Σχήμα 2-28 Σύγκριση φάσματος εκπομπής υδατικού διαλύματος 85% H ₂ SO ₄ και καθαρού νερού.....	53

Σχήμα 2-29	Βαθμονομημένη πυκνότητα του φάσματος της SBSL στο νερό ως προς το μήκος κύματος και σύγκριση του με το φάσμα του Μέλανος Σώματος.....	55
Σχήμα 2-30	Φάσμα κινούμενης SBSL σε αδιπονιτρίλιο.....	56
Σχήμα 2-31	Εξάρτηση του φάσματος της SBSL φυσαλίδας που περιέχει αργό από την Πίεση.....	57
Σχήμα 2-32	Το φάσμα του Μέλανος Σώματος για διαφορετικές θερμοκρασίες συνδυασμένο με τα πειραματικά δεδομένα από τον Barber για διάφορα ευγενή αέρια.....	62
Σχήμα 2-33	Επικρατούσες διαδικασίες απορρόφησης και εκπομπής φωτονίων σε τυπικές θερμοκρασίες και πυκνότητες σε μία ηχοφωταυγούσα φυσαλίδα.....	65
Σχήμα 2-34	Θεωρητικός υπολογισμός της εκπομπής του φωτός για μια φυσαλίδα υπό την υπόθεση του (α) Μέλανος Σώματος και (β) της θερμικής εκπομπής μέσω του όγκου.....	67
Σχήμα 2-35	Η δυσκολία στην μοντελοποίηση της SBSL.....	69
Σχήμα 3-1	Η πειραματική διάταξη από τους Hiller & Barber.....	74
Σχήμα 3-2	Φωτογραφία της γεννήτριας συχνοτήτων.....	75
Σχήμα 3-3	Φωτογραφία του παλμογράφου.....	75
Σχήμα 3-4	Φωτογραφία του ενισχυτή.....	76
Σχήμα 3-5	Η θέση των αισθητήρων στην φιάλη.....	77
Σχήμα 3-6	Το κύκλωμα οδήγησης (φυσικό διάγραμμα).....	77
Σχήμα 3-7	Φωτογραφία του κυκλώματος οδήγησης αποτελούμενο από ένα πηνίο και μια αντίσταση του ενός ohm.....	78
Σχήμα 3-8	Φωτογραφία ολοκληρωμένης της πειραματικής διάταξης.....	79
Σχήμα 4-1	Το RLC κύκλωμα μεταξύ των αισθητήρων του πηνίου και της αντίστασής του ενός ohm.....	83
Σχήμα 4-2	Το σήμα του μικροφώνου όταν το σύστημα είναι συντονισμένο και τηρούνται όλοι οι περιορισμοί για την παραγωγή της ηχοφωταύγειας.....	85
Σχήμα 4-3	Το σήμα στον παλμογράφο όταν παγιδευτεί η φυσαλίδα.....	86
Σχήμα 4-4	Τρισδιάστατο σχήμα της ακτίνας της φυσαλίδας συναρτήσει του χρόνου και του πλάτους της οδήγησης μέχρι το κατώφλι Blake.....	86
Σχήμα 4-5	Η συμπεριφορά της παγιδευμένης φυσαλίδας για σε διαφορετικά επίπεδα οδήγησης και διαφορετικές συγκεντρώσεις διαλυμένου αέρα στο87	87
Σχήμα 4-6	Η κυματομορφή στον παλμογράφο όταν δεν υπάρχει παγιδευμένη φυσαλίδα....	90
Σχήμα 4-7	Η κυματομορφή στον παλμογράφο όταν υπάρχει παγιδευμένη φυσαλίδα στο κέντρο της φιάλης.....	90
Σχήμα 4-8	Φωτογραφία της ηχοφωταυγούσας φυσαλίδας σε συσκοτισμένο δωμάτιο.....	91
Σχήμα 4-9	Φωτογραφία της ηχοφωταυγούσας φυσαλίδας σε πλήρως φωτισμένο δωμάτιο...91	91

Κατάλογος συντμήσεων

SL:	Sonoluminescence
SBSL:	Single Bubble Sonoluminescence
MBSL:	Multiple Bubble Sonoluminescence
RPE:	Rayleigh-Plesset Equation

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

1.1 ΣΚΟΠΟΣ

Η παρούσα διπλωματική εργασία εκπονήθηκε με σκοπό την μελέτη του φαινομένου της ηχοφωταύγειας. Ηχοφωταύγεια είναι το φαινόμενο κατά το οποίο σε μια μικρό-φουσαλίδα αέρα η οποία βρίσκεται μέσα σε υγρό μέσο (συνήθως νερό) συγκεντρώνονται μεγάλες ποσότητες ενέργειας μέσω πηγής υπερήχων αυξάνοντας έτσι την πίεση και τον όγκο της φουσαλίδας. Σύντομα έρχεται η κατάρρευση της φουσαλίδας, με εκπομπή ενέργειας με την μορφή φωτός στην περιοχή του υπεριώδους αλλά και του ορατού φάσματος.

Πιο συγκεκριμένα αυτό που επιδιώχθηκε δεν είναι η επίλυση και ερμηνεία του φαινομένου για το οποίο άλλωστε δεν υπάρχει ικανοποιητική θεωρία που να το εξηγεί μέχρι και σήμερα. Αλλά αυτό που επιδιώχθηκε είναι η αναπαραγωγή του και η παρατήρηση του τόσο με φασματομέτρο όσο και με το γυμνό μάτι. Αυτό επιτεύχθηκε με την ανάπτυξη της πειραματικής διάταξης και τη καταγραφή της πειραματικής διαδικασίας.

1.2 ΦΑΣΕΙΣ

Η παρούσα διπλωματική πραγματοποιήθηκε κατά την περίοδο Απριλίου 2012 – Ιουλίου 2012. Κατά την διάρκεια της εργασίας το πιο δύσκολο κομμάτι ήταν η πειραματική διαδικασία και η επίτευξη της εκπομπής φωτός της φουσαλίδας αφού είναι ένα οριακό φαινόμενο εξαρτώμενο από αρκετούς παράγοντες. Η εκπόνηση της εργασίας έγινε σε τέσσερεις φάσεις όπως παρουσιάζονται πιο κάτω:

- Φάση 1: Στην πρώτη φάση προετοιμασίας της εργασίας έγινε μια προσπάθεια ανασκόπησης της βιβλιογραφίας και μελέτης του θεωρητικού υπόβαθρου της ηχοφωταύγειας. Έμφαση δόθηκε κυρίως στην μελέτη της δυναμικής της φουσαλίδας, στην μελέτη του μηχανισμού εκπομπής του φωτός και του φάσματος αυτού όπως επίσης και στην σταθερότητα του συστήματος δηλαδή τους παράγοντες που επηρεάζουν το φαινόμενο.
- Φάση 2: Μετά την ολοκλήρωση της πρώτης φάσης ξεκίνησε η προετοιμασία για την διεξαγωγή του πειράματος. Κυρίως μέσα από διάφορες ιστοσελίδες έγινε μελέτη των διάφορων πειραματικών διατάξεων και πειραματικών διαδικασιών που ακολουθήθηκαν. Στην συνέχεια καταρτίστηκε μια λίστα με τον εξοπλισμό και τα

υλικά που χρειάζονταν για την διεξαγωγή του πειράματος, επίσης έγινε καταγραφή της διαδικασίας που θα επακολουθήσει σημειώνοντας παράλληλα κάποιες συμβουλές – υποδείξεις που θα μπορούσαν να κάνουν την μετέπειτα δουλεία πιο εύκολη.

- Φάση 3: Αφού συλλέχθηκε ο εξοπλισμός και τα υλικά που χρειαζόμασταν ξεκίνησε η τρίτη φάση της εργασίας που ήταν η διεξαγωγή του πειράματος. Αρχικά έγινε η συναρμολόγηση της πειραματικής διάταξης και στην συνέχεια η διεξαγωγή του πειράματος και η καταγραφή των αποτελεσμάτων.
- Φάση 4: Εν τέλει έγινε μια καταγραφή των συμπερασμάτων και των παρατηρήσεων όσον αφορά το φαινόμενο της ηχοφωταύγειας. Τέλος αναφέρθηκαν οι προοπτικές και οι εφαρμογές της ηχοφωταύγειας και έγιναν κάποιες προτάσεις για την μελλοντική μελέτη του φαινομένου.

1.3 ΔΟΜΗ

Σε μια προσπάθεια παρουσίασης της εργασίας με ένα τρόπο που θα παρουσιάζει συνοχή και θα ακολουθεί την ίδια μορφή με την διαδικασία εκπόνησης της όπως παρουσιάστηκε στην προηγούμενη υποενότητα, επιλέχθηκε η παρακάτω διάρθρωση των κεφαλαίων.

- Κεφάλαιο 1: Εισαγωγή

Παρουσιάζεται συνοπτικά η διαδικασία προετοιμασίας και συγγραφής της παρούσας διπλωματικής εργασίας.

- Κεφάλαιο 2: Ανασκόπηση της βιβλιογραφίας

Γίνεται ανασκόπηση της βιβλιογραφίας και μελέτη του θεωρητικού υπόβαθρου της ηχοφωταύγειας, κυρίως όσον αφορά την δυναμική της φυσαλίδας, τον μηχανισμό εκπομπής φωτός και την σταθερότητα του συστήματος. Δίνεται έμφαση στην ηχοφωταύγεια μιας φυσαλίδας (SBSL) παρά στην ηχοφωταύγεια πολλών φυσαλίδων (MBSL), αφού αυτή είναι που μελετήθηκε και πειραματικά.

- Κεφάλαιο 3: Πειραματική διάταξη

Στο κεφάλαιο αυτό γίνεται μια καταγραφή του εξοπλισμού και των υλικών που χρησιμοποιήθηκαν παραθέτοντας και κάποια σχήματα και φωτογραφίες. Επίσης περιγράφεται η συναρμολόγηση και προετοιμασία της πειραματικής διάταξης.

- Κεφάλαιο 4: Πειραματική διαδικασία

Στο τέταρτο κεφάλαιο παρουσιάζεται και επεξηγείται η μεθοδολογία που ακολουθήθηκε κατά την διεξαγωγή του πειράματος. Γίνεται επίσης καταγραφή των αποτελεσμάτων που προέκυψαν.

- Κεφάλαιο 5: Συμπεράσματα και προοπτικές

Στο τελευταίο κεφάλαιο παραθέτονται τα συμπεράσματα και οι παρατηρήσεις της παρούσας διπλωματικής. Επίσης γίνεται αναφορά στις προοπτικές και τις εφαρμογές της ηχοφωταύγειας όπως επίσης και κάποιες προτάσεις για την μελλοντική μελέτη του φαινομένου.

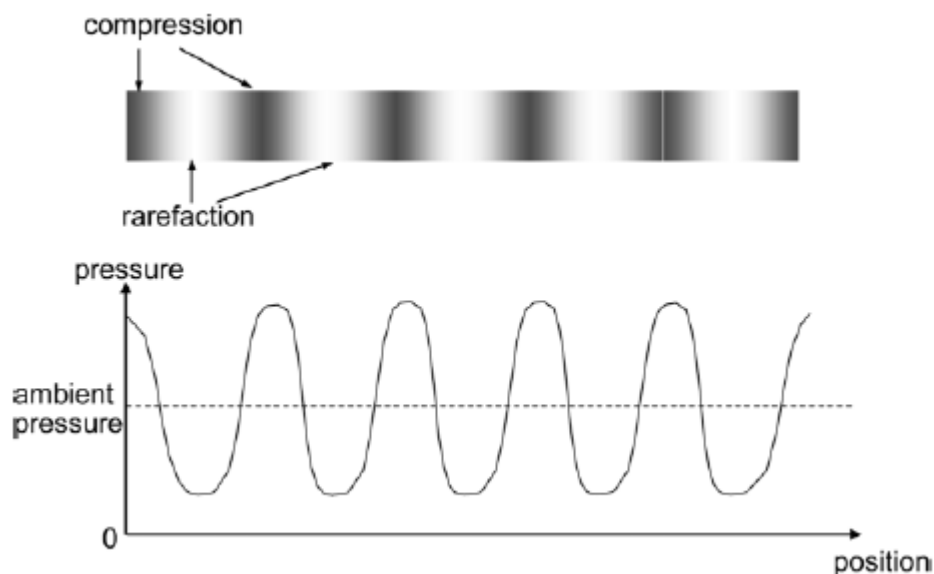
- Τέλος, παρουσιάζονται οι παραπομπές στη βιβλιογραφία στις οποίες γίνεται αναφορά εντός της παρούσας διπλωματικής εργασίας.

ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑΣ

2.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

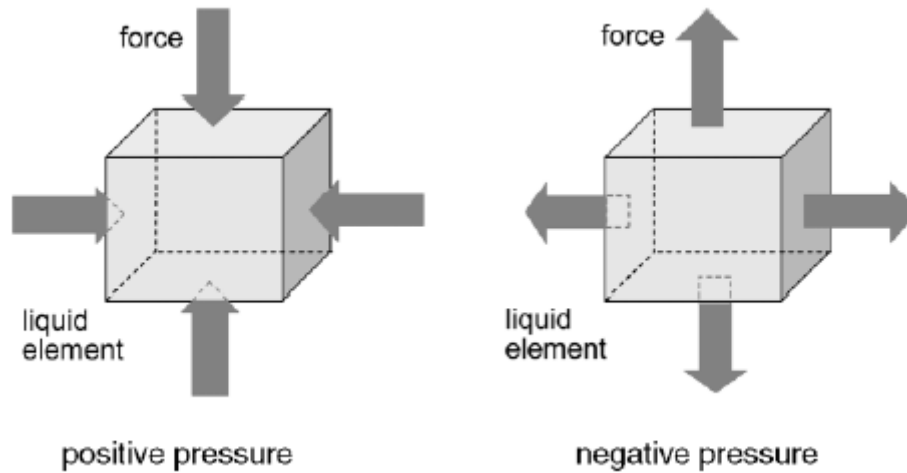
Ένα ακουστικό κύμα είναι η διάδοση πίεσης με την μορφή ταλάντωσης σε ένα μέσο με την ταχύτητα του ήχου. Ένα υπερηχητικό κύμα ορίζεται ως ένα ακουστικό κύμα του οποίου η συχνότητα είναι πάνω από τα 20 KHz, η οποία δεν είναι ακουστή από τους ανθρώπους. [1] Κάποιες φορές για χάριν ευκολίας ένα ηχητικό κύμα των 10 – 20 KHz καλείται επίσης υπερηχητικό κύμα.

Όταν ένα υγρό ακτινοβολείται από ένα δυνατό υπερηχητικό κύμα, η στιγμιαία πίεση σε κάποιες περιοχές του γίνεται αρνητική κατά την φάση στην οποία το υπερηχητικό κύμα έχει την ελάχιστη τιμή του ενώ παραμένει θετική σε όλες τις άλλες φάσεις. Με άλλα λόγια όταν το πλάτος της πίεσης του υπερηχητικού κύματος είναι μεγαλύτερο από την πίεση του περιβάλλοντος(του υγρού στην περίπτωση μας) η ελάχιστη στιγμιαία πίεση γίνεται αρνητική(Σχ.1).



Σχήμα 2-1 Ακουστικό κύμα

Η θετική πίεση η οποία είναι η συνηθισμένη πίεση πιέζει κάθε περιεχόμενο του υγρού στοιχείου έτσι ώστε να το συμπιέσει. Αντιθέτως η αρνητική πίεση τραβάει κάθε περιεχόμενο του υγρού έτσι ώστε να το διαστέλλει. Ο ορισμός της αρνητικής πίεσης μπορεί να κατανοηθεί από το σχήμα 2.



Σχήμα 2-2 Κατεύθυνση της θετικής και αρνητικής πίεσης

Πηγή Yasui, Tuziuti, Sivakumar & Lida (2004)[2]

Όταν η πίεση σε κάποια σημεία του υγρού γίνει αρνητική κάποιες φυσαλίδες αρχίζουν να εμφανίζονται επειδή το αέριο το οποίο ήταν διαλυμένο στο νερό δεν μπορεί να συνεχίσει να διαλύεται λόγω του γεγονότος ότι η διαλυτότητα του αερίου είναι ανάλογη της πίεσης. Η εμφάνιση φυσαλίδων σε ένα υγρό μέσο από ένα υπερηχητικό κύμα είναι το φαινόμενο το οποίο είναι γνωστό ως ακουστική σπηλαιώση (acoustic cavitation) η οποία θεωρείται η ρίζα της ηχοφωταύγειας. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι ακουστική σπηλαιώση μερικές φορές μπορεί να επιτευχθεί ακόμα και όταν το πλάτος της πίεσης του υπερηχητικού κύματος είναι μικρότερο από την πίεση του περιβάλλοντος και η στιγμιαία πίεση του υγρού είναι πάντα θετική σε υπερηχητικά κύματα πολύ χαμηλών συχνοτήτων(ή ακουστά ηχητικά κύματα).

Κατά την φάση όπου η πίεση του υγρού είναι αρνητική οι φυσαλίδες διαστέλλονται επειδή η πίεση στο εσωτερικό τους είναι μεγαλύτερη από την πίεση του υγρού που τις περιβάλλει. Η διαστολή των φυσαλίδων συνεχίζεται μέχρι η πίεση του υγρού να γίνει θετική όπου και οι φυσαλίδες καταρρέουν επειδή η πίεση του υγρού στο εξωτερικό τους γίνεται μεγαλύτερη από την πίεση στο εσωτερικό αυτών. [2]

Στο σημείο κατά το οποίο μια φυσαλίδα βρίσκεται στο μέγιστο μέγεθος της ένα σχεδόν κενό δημιουργείται στο εσωτερικό της. Αυτό συμβαίνει επειδή το μέγεθος της φυσαλίδας αυξάνεται σημαντικά, όμως ο αριθμός των μορίων στο εσωτερικό της δεν μεταβάλλεται. Η ατμοσφαιρική πίεση εξακολουθεί να δρα στο εξωτερικό της φυσαλίδας και έτσι μόλις η πίεση του υγρού γίνει θετική δημιουργείται μια πολύ μεγάλη διαφορά πίεσης μεταξύ του εσωτερικού και του εξωτερικού της φυσαλίδας η οποία οδηγεί την φυσαλίδα σε μια πολύ βίαιη κατάρρευση. Η φυσαλίδα από το μέγιστο μέγεθος της μειώνεται στο ελάχιστο μέγεθος το οποίο μπορεί να πάρει, το οποίο καθορίζεται από τις απωθητικές δυνάμεις των ατόμων και των μορίων του αερίου που περιέχει. Σ' αυτό το σημείο μπορεί να ειπωθεί το μέγεθος της

φουσαλίδας καθορίζεται από τις δυνάμεις Van der Waals του σκληρού πυρήνα των περιεχομένων της.

Καθώς η φουσαλίδα επιβραδύνεται μέσω της ελάχιστης ακτίνας της παρατηρείται μια εκπομπή ενός αμυδρού μπλε φωτός, ένα φαινόμενο γνωστό ως ηχοφωταύγεια (sonoluminescence, SL). [3] Υπάρχουν δύο διακριτές κατηγορίες ηχοφωταύγειας. Η ηχοφωταύγεια πολλών φουσαλίδων (multi-bubble sonoluminescence, MBSL) και η ηχοφωταύγεια μιας φουσαλίδας (single-bubble sonoluminescence, SBSL). Η MBSL είναι η εκπομπή φωτός που προκύπτει από ένα σύννεφο φουσαλίδων, ενώ η SBSL είναι η εκπομπή φωτός που προκύπτει από μια μοναδική φουσαλίδα. [4] Είναι αρκετά δύσκολο να μελετηθεί η MBSL επειδή είναι πιο δύσκολο να παραχθεί από ότι η SBSL και επίσης είναι αδύνατο να απομονωθεί μια φουσαλίδα από το σύννεφο των υπόλοιπων φουσαλίδων. Έτσι η πλειοψηφία των μελετών ασχολείται με την SBSL η οποία μπορεί να παραχθεί αρκετά εύκολα και επίσης παρουσιάζει μεγαλύτερη ευστάθεια από την MBSL.

2.2 ΙΣΤΟΡΙΚΗ ΑΝΑΔΡΟΜΗ

Το φαινόμενο της ηχοφωταύγειας παρατηρήθηκε πρώτη φορά το 1933 έμμεσα από τους Marinenco & Trillant [5] οι οποίοι παρατήρησαν για πρώτη φορά το φαινόμενο της ηχοφωταύγειας πολλών φουσαλίδων (MBSL). Οι Marinenco & Trillant πρόσεξαν το θόλωμα μιας φωτογραφικής πλακέτας βυθισμένης σε νερό και ακτινοβολούμενης από υψηλής έντασης υπερήχους. Παρόλο που αρχικά νόμισαν ότι η πλακέτα θολώθηκε από την απευθείας αλληλεπίδραση των ασημένιων αλογονούχων κρυστάλλων με τα υπερηχητικά κύματα, οι Frenzel & Schultes [6] ένα χρόνο αργότερα το 1934 στο πανεπιστήμιο της Κολωνίας παρατήρησαν απευθείας το φαινόμενο της MBSL. Οι Frenzel & Schultes τοποθέτησαν ένα πομπό υπερήχων σε μια δεξαμενή που περιείχε υγρό εμφάνισης φωτογραφιών ελπίζοντας να επιταχύνουν την διαδικασία εμφάνισης των φωτογραφιών. Αντί αυτού παρατήρησαν μικρές κηλίδες στο φιλμ μετά την εμφάνιση των φωτογραφιών και συνειδητοποίησαν ότι οι φουσαλίδες στο υγρό εξέπεμπαν φως υπό την επίδραση των υπερήχων.

Οι πρώτες μελέτες της MBSL διεξάγονταν πάντα σε υδατικά διαλύματα και ήταν κυρίως φασματοσκοπικές. Οι μελέτες αυτές αποκάλυψαν ότι το φάσμα της MBSL ήταν ένα πλατύ και χωρίς χαρακτηριστικά φάσμα το οποίο εκτεινόταν στην περιοχή του ορατού φωτός. Εκτός από τις φασματοσκοπικές αναλύσεις έγιναν επίσης αρκετές σχετικές μελέτες για την MBSL, παραδείγματος χάριν, η ένταση του φωτός ως συνάρτηση των εξωτερικών παραμέτρων όπως η θερμοκρασία του υγρού, η φύση του αερίου που ήταν διαλυμένο στο υγρό και οι ιδιότητες του εφαρμοσμένου ακουστικού πεδίου. [7] Αυτές οι μελέτες βοήθησαν να προσδιοριστεί ότι η MBSL εξαρτιόταν από το αέριο και την ποσότητα του ατμού μέσα στις φουσαλίδες, υποδηλώνοντας ότι η εκπομπή φωτός προέκυπτε από συμπύεση και θέρμανση των περιεχομένων της φουσαλίδας.

Αργότερα η μελέτη της MBSL από μη υδατικά διαλύματα [8] αποκάλυψε πτυχές του φάσματος που δεν είχαν παρατηρηθεί πιο πριν και παρείχε μεγάλο όγκο πληροφοριών που αφορούσαν τους μηχανισμούς της MBSL και τις συνθήκες που δημιουργούνταν.

Η πρώτη αναφορά στην ηχοφωταύγεια μιας φουσαλίδας (Single-Bubble sonoluminescence, SBSL) έγινε το 1989 όταν οι Gaitan & Crum κατάφεραν να παγιδεύσουν μια και μοναδική

φουσαλίδα που έκπεμπε φώς σε μερικώς εξαερωμένο νερό. [9] [10] [11] Ο Crum ο οποίος ήταν καθηγητής στο πανεπιστήμιο του Μισσισιπιπή είχε δει ενδείξεις για την εκπομπή φωτός από μια φουσαλίδα το 1985 [12] και ο στόχος του Gaitan (ο οποίος ήταν τελειόφοιτος στο πανεπιστήμιο του Μισσισιπιπή) για την διδακτορική του διατριβή ήταν να μελετήσει συστηματικά και να αναπαράγει την SBSL.

Μέχρι εκείνη την εποχή όλες οι προηγούμενες μελέτες είχαν ασχοληθεί με την MBSL και ενέπλεκαν πολλές ασταθείς φουσαλίδες οι οποίες δημιουργούνταν και καταστρέφονταν ταυτόχρονα. Αντιθέτως η πειραματική διάταξη την οποία παρουσίασε ο Gaitan παρήγαγε μια και μοναδική φουσαλίδα η οποία υποβαλλόταν σε ταλαντώσεις με σταθερή συχνότητα, αυτή του υπερηχητικού κύματος παγιδευμένη σε ένα σταθερό σημείο μέσα στην φιάλη, όμως η δυναμική της ακτίνας της φουσαλίδας παρέμενε έντονα μη-γραμμική. Επίσης η ένταση του φωτός ήταν πιο δυνατή από ότι στην MBSL και οι εκπομπές του φωτός γίνονταν με σταθερή περίοδο, εκπεμπόταν ένας παλμός φωτός σε κάθε ακουστικό κύκλο φαινόμενο το οποίο επαναλαμβανόταν περισσότερες από 30 000 φορές το δευτερόλεπτο. [3] Η τεχνική αυτή κατέστησε το φαινόμενο της ηχοφωταύγειας πολύ πιο εύκολο να μελετηθεί επειδή απομόνωνε τα πολύπλοκα φαινόμενα σε μια σταθερή και σχετικά προβλέψιμη φουσαλίδα. Αυτό το γεγονός προκάλεσε ένα μεγάλο αριθμό πειραματικών, υπολογιστικών και θεωρητικών δημοσιεύσεων όσον αφορά το φαινόμενο της SBSL τα επακόλουθα χρόνια, (ενδεικτικά σύμφωνα με το Google scholar περίπου 6250 εργασίες που περιέχουν τον όρο ηχοφωταύγεια έχουν δημοσιευτεί από το 1989 έως το 2012). [13]

Το γεγονός ότι η εκπομπή φωτός ήταν ορατή με το γυμνό μάτι προκάλεσε μεγάλο ενθουσιασμό στον καθηγητή Seth Putterman και την ομάδα του στο πανεπιστήμιο του Λος Άντζελες της Καλιφόρνια(UCLA). Οι οποίοι διεξήγαγαν μια σειρά από πειράματα από το 1991 έως το 1997 [14] [15] τα οποία αποκάλυψαν αρκετά χαρακτηριστικά και περαιτέρω ιδιαιτερότητες της SBSL κάνοντας την να φαίνεται αρκετά διαφορετική από την MBSL.

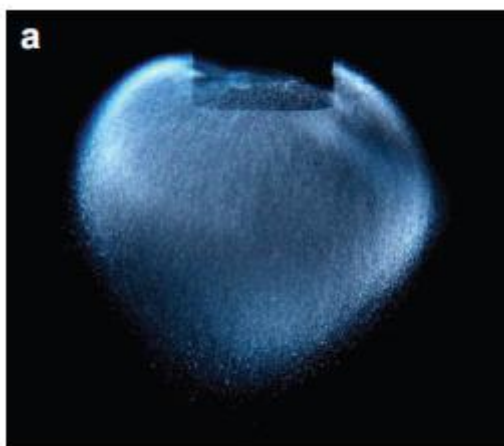
Ο ενθουσιασμός και η άγνοια μέχρι τότε για το φαινόμενο προκάλεσαν τις πρώτες μελέτες για την SBSL να υπονοούν τεράστια συγκέντρωση ενέργειας και δημιουργία ενδεχομένως πολύ υψηλών θερμοκρασιών και πιέσεων εντός της φουσαλίδας. Αυτό είχε ως συνέπεια την δημιουργία διαφορετικών, συχνά εξωτικών και περιστασιακά τρελλών υποθέσεων και μοντέλων που αφορούσαν την προέλευση της εκπομπής του φωτός. Παρόλο που υπήρξε άμεσο ενδιαφέρον για την ποσοτικοποίηση των συνθηκών για την SBSL στο νερό, το φάσμα της δεν επιδεχόταν τις ίδιες τεχνικές που χρησιμοποιούνταν για την MBSL. Το φάσμα της SBSL από υδατικά διαλύματα στερούταν οποιωνδήποτε χαρακτηριστικών που θα επέτρεπε την ποσοτική ανάλυση του [16], ενώ αξιοσημείωτο είναι το γεγονός ότι το νερό παρέμεινε το κύριο υγρό μελέτης της SBSL για σχεδόν μια δεκαετία. Όπως αναμενόταν η μελέτη της SBSL σε άλλα υγρά εκτός του νερού παρείχε επιπλέον πληροφορίες για το φάσμα της οι οποίες βοήθησαν σημαντικά στην καλύτερη κατανόηση του φαινομένου.

Καθώς το πεδίο μελέτης της ηχοφωταύγειας ωριμάζει με τον χρόνο και τα μοντέλα εξευγενίζονται, τα αποτελέσματα και οι θεωρίες γίνονται πιο γήινα και εγκαταλείπονται οι υπερβολικές και εξωτικές θεωρίες που είχαν εμφανιστεί κατά τα πρώτα χρόνια μελέτης του φαινομένου. Για παράδειγμα η προβλεπόμενη μέγιστη θερμοκρασία κατά την κατάρρευση της φουσαλίδας έχει αναθεωρηθεί προς τα κάτω κατά την διάρκεια της έρευνας για την SBSL από τις πρώτες εκτιμήσεις που ήταν της τάξης των 10^7 K [3] στις πιο μετριόφρονες πρόσφατες εκτιμήσεις οι οποίες είναι της τάξης των 10^4 K. [17] Από τότε που έχει ανακαλυφτεί η SBSL έχουμε μάθει πολλά για το πώς και γιατί προκύπτει όμως ακόμα έχει

και πολλά αναπάντητα ερωτήματα τα οποία περιμένουν να απαντηθούν, καθιστώντας την μελέτη του φαινομένου της ηχοφωταύγειας ένα συναρπαστικό, ενδιαφέρον και πολλά υποσχόμενο πεδίο μελέτης για το μέλλον.

2.3 ΗΧΟΦΩΤΑΥΓΕΙΑ ΠΟΛΛΩΝ ΦΥΣΑΛΙΔΩΝ (MULTI-BUBBLE SONOLUMINESCENCE, MBSL)

Η ηχοφωταύγεια πολλών φυσαλίδων (MBSL) είναι το φαινόμενο κατά το οποίο η εκπομπή του φωτός προκύπτει από ένα σύννεφο φυσαλίδων. Αυτό επιτυγχάνεται βομβαρδίζοντας ένα υγρό που περιέχει κάποιες ποσότητες αερίων με υπερηχητικά κύματα, με συχνότητες αρκετά ψηλές να κυμαίνονται από μερικές δεκάδες μέχρι μερικές εκατοντάδες kilohertz και ακουστική ένταση μερικών watts ανά τετραγωνικό εκατοστό.

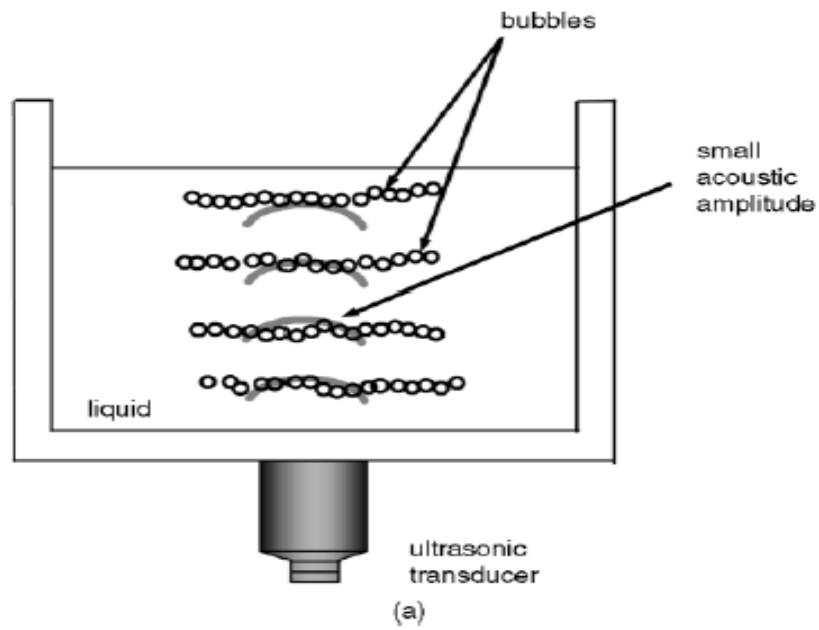


Σχήμα 2-3 πραγματική φωτογραφία από Σύννεφο MBSL παραγόμενο από υπερηχητική κórνα

Πηγή Suslick k. & Flannigan D. (2007) [4]

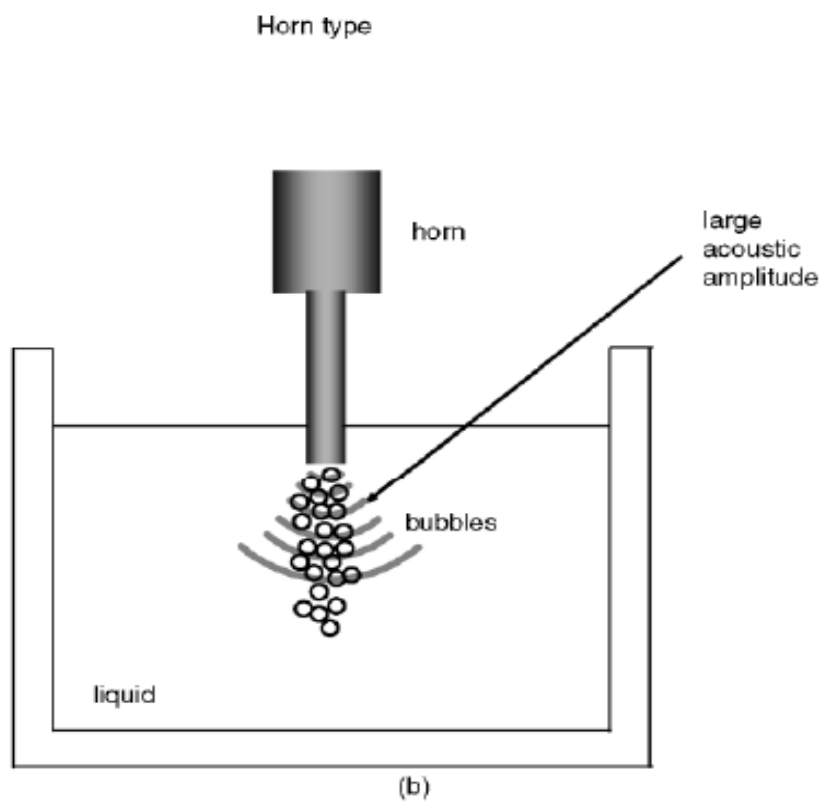
2.3.1 Πειραματικές μέθοδοι για την MBSL

Υπάρχουν δύο κύριοι τύποι πειραματικών μεθόδων για την μελέτη της MBSL. Ο πρώτος είναι ο τύπος του στατικού κύματος. [18] [19] Το υγρό βομβαρδίζεται από ένα υπερηχητικό κύμα από την επιφάνεια του δοχείου που το περιέχει, όπου εφαρμόζεται ένας υπερηχητικός αισθητήρας ο οποίος δεν έρχεται σε απευθείας επαφή με το υγρό. Στο υγρό σχηματίζεται ένα στατικό κύμα από την υπέρθεση του αρχικού κύματος και του ανακλώμενου κύματος. Ο δεύτερος είναι ο τύπος της κórνας. [20] Μια υπερηχητική κórνα βυθίζεται μέσα στο υγρό και το υπερηχητικό κύμα μεταδίδεται στο υγρό από την άκρη της κórνας.



Σχήμα 2-4 Δημιουργία MBSL από στατικό κύμα

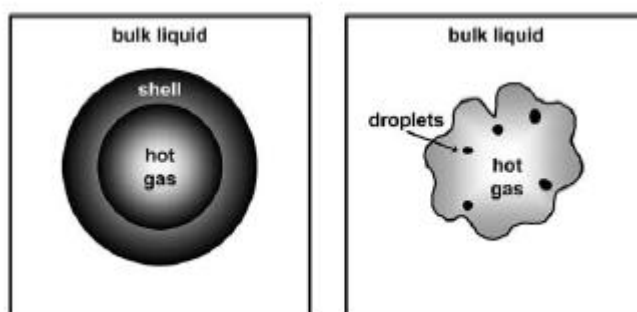
Πηγή Manas D. (2000) [21]



Σχήμα 2-5 Δημιουργία MBSL από υπερηχητική κέρα

Πηγή Manas D. (2000) [21]

Η σπηλαιώση κατά την MBSL ταξινομείται γενικά σε δύο κατηγορίες, την παροδική σπηλαιώση (transient cavitation) και την σταθερή σπηλαιώση (stable cavitation). Στην περίπτωση της παροδικής σπηλαιώσης κάθε φυσαλίδα ζει μόνο ένα κλάσμα του δευτερολέπτου (μερικούς ακουστικούς κύκλους) και πεθαίνει σε μια βίαιη κατάρρευση. Επίσης κατά την παροδική σπηλαιώση μικρές σταγόνες υγρού εισέρχονται στην φυσαλίδα λόγω των επιφανειακών κυμάτων που προκαλούνται συνήθως από την υψηλά ακουστική ένταση του κυκλώματος οδήγησης. Αυτό οδηγεί στην δραματική μείωση της σφαιρικότητας της φυσαλίδας κάνοντας την εξαιρετικά ασταθή κατά την κατάρρευση, ενώ οδηγεί και σε χαμηλότερες θερμοκρασίες κατά την κατάρρευση της φυσαλίδας. Αντίθετα στην περίπτωση της σταθερής σπηλαιώσης οι φυσαλίδες ζουν περισσότερο, το φαινόμενο είναι πιο πειθαρχημένο και πιο ελεγχόμενο, ενώ η σφαιρικότητα της φυσαλίδας πολύ υψηλή οδηγώντας έτσι σε μεγαλύτερες θερμοκρασίες κατά την κατάρρευση. Παρόλα αυτά η κίνηση κάθε φυσαλίδας είναι ασύγχρονη με την κίνηση των γειτονικών της φυσαλίδων. [21]



Σχήμα 2-6 Σταθερή και παροδική σπηλαιώση

Πηγή Flannigan, Hopkins & Suslick (2005)

Σύμφωνα με την θεωρητική ανάλυση όταν χρησιμοποιείται ο τύπος του στατικού κύματος ο μηχανισμός εκπομπής φωτός της MBSL είναι παρόμοιος με αυτόν της SBSL, κυρίως συμβαίνουν εκπομπές από πλάσμα σε συνδυασμό με την χαλάρωση των ηλεκτρονικά διεγερμένων ατόμων και μορίων μέσα στην καταρρέουσα φυσαλίδα. Αυτό συμβαίνει επειδή σε ένα στατικό υπερηχητικό κύμα οι φυσαλίδες μαζεύονται σε περιοχές όπου η ακουστική ένταση είναι κοντά στην κρίσιμη ένταση κατά την οποία η κατεύθυνση της επαγόμενης δύναμης (Bjerknes force) αντιστρέφεται. [22] Κάτι το οποίο έχει παρατηρηθεί πειραματικά ως η δομή της “μέδουσας” των φυσαλίδων από τον Lauterborn, [23] και φαίνεται στο σχήμα 2-4. Καθώς κρίσιμη ένταση της MBSL είναι συγκρίσιμη με την ακουστική ένταση της SBSL και κυμαίνεται σε χαμηλά επίπεδα, συμβαίνει σταθερή σπηλαιώση και η διαστολή και η επακόλουθη κατάρρευση των φυσαλίδων της MBSL στατικού κύματος είναι παρόμοια με αυτήν της SBSL. Κάτι το οποίο έχει ως αποτέλεσμα παρόμοιες θερμοκρασίες των φυσαλίδων και παρόμοιους μηχανισμούς εκπομπής φωτός της MBSL στατικού κύματος με την SBSL.

Αντίθετα όταν χρησιμοποιείται ο τύπος της κόρννας ο μηχανισμός εκπομπής φωτός της MBSL μπορεί να είναι αρκετά διαφορετικός από αυτόν της SBSL. Αυτό συμβαίνει επειδή η ακουστική ένταση κοντά στην άκρη της κόρννας μπορεί να είναι πολύ μεγαλύτερη από την κρίσιμη ακουστική ένταση για την δύναμη Bjerknes η οποία είναι περίπου 1,8 bar στα 20 KHz. [22] Λόγω της πολύ μεγαλύτερης ακουστικής έντασης κοντά στην άκρη της κόρννας, δημιουργούνται δύο διαφορετικοί πληθυσμοί φυσαλίδων: (α) οι φυσαλίδες κοντά στην άκρη της κόρννας των οποίων η κατάρρευση είναι υψηλά συμμετρική και οι θερμοκρασίες τους

κατά την εκπομπή του φωτός είναι υψηλότερες και (β) οι φυσαλίδες πιο μακριά από την κόρνα οι οποίες κινούνται πιο γρήγορα έχουν πιο χαμηλές θερμοκρασίες και η κατάρρευση τους είναι πολύ λιγότερο συμμετρική. [24] Επίσης οι φυσαλίδες που βρίσκονται κοντά στην κόρνα διαστέλλονται σε μεγαλύτερο μέγεθος από αυτές που είναι πιο μακριά από την κόρνα αλλά και από αυτές που δημιουργούνται με την μέθοδο του στατικού κύματος.

Συμπερασματικά στους πειραματικούς τύπους της MBSL, και στον τύπο του στατικού κύματος και στον τύπο της υπερηχητικής κόρνας, σε περιοχές όπου η ακουστική ένταση είναι σχετικά χαμηλή και συγκρίσιμη με αυτήν της SBSL, έχουμε σταθερή σπηλαιώση και οι εκπομπές φωτός προκύπτουν κυρίως από πλάσμα όπως και στην SBSL. Αντιθέτως σε περιοχές όπου η ακουστική ένταση είναι μεγάλη (αυτό συμβαίνει κυρίως όταν χρησιμοποιείται η πειραματική διάταξη της κόρνας) έχουμε παροδική σπηλαιώση και οι εκπομπές φωτός συμβαίνουν κυρίως από την χαλάρωση των ηλεκτρονικά διεγερμένων ατόμων και μορίων μέσα στην καταρρέουσα φυσαλίδα(φαινόμενο το οποίο αναφέρεται και ως χημιφωταύγεια) και πολύ λιγότερο από πλάσμα. Στην περίπτωση αυτή ο μηχανισμός εκπομπής φωτός της MBSL μπορεί να είναι αρκετά διαφορετικός από αυτόν της SBSL.

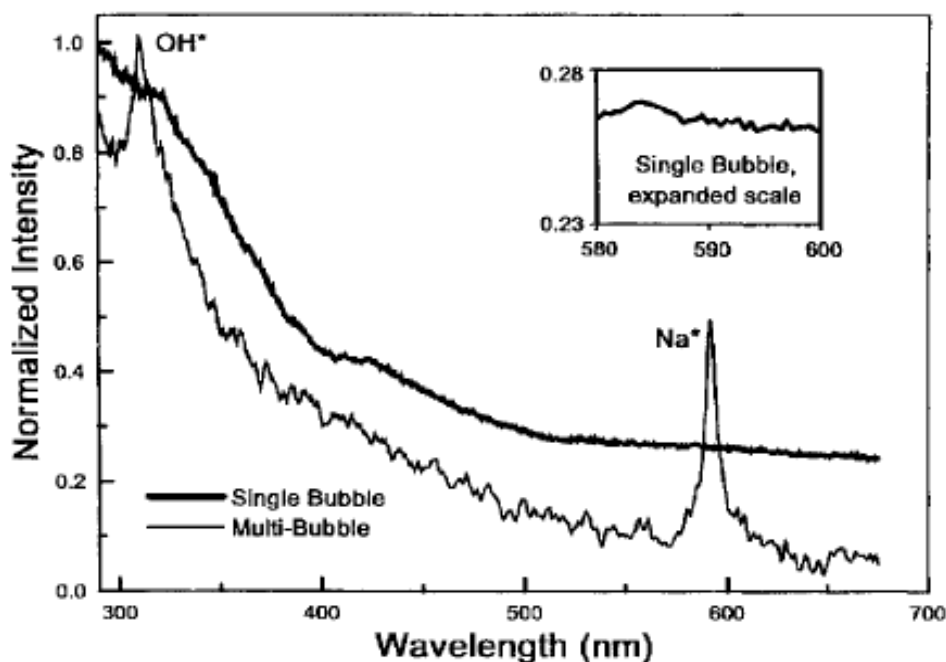
Από τότε που ανακαλύφθηκε η MBSL έχουν γίνει αρκετές μελέτες και πειραματικές προσπάθειες για να μετρηθούν και να ποσοτικοποιηθούν τα χαρακτηριστικά της, όπως η ένταση του εκπεμπόμενου φωτός και το φάσμα της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας. Επίσης έγινε προσπάθεια να εξεταστεί η εξάρτηση του φαινομένου από διάφορους παράγοντες όπως η ένταση και η συχνότητα του οδηγούντος κύματος, αλλά και άλλων παραμέτρων όπως οι θερμοκρασίες του υγρού, τα ποσοστά και η φύση των διαλυμένων αερίων στο υγρό αλλά και η φύση του ίδιου του υγρού. Ωστόσο οι μη ελεγχόμενες και τυχαίες κινήσεις των φυσαλίδων, η αδυναμία αναπαραγωγής ακριβώς της ίδιας πειραματικής διαδικασίας και η αδυναμία απομόνωσης μιας και μοναδικής φυσαλίδας από το σύννεφο των ηχοφωταυγούντων φυσαλίδων παρεμπόδιζε την πρόοδο των μελετών και το ενδιαφέρον για το φαινόμενο για αρκετές δεκαετίες.

Είναι ξεκάθαρα κατανοητό ότι η MBSL κάνει την συλλογή ουσιαστικών μετρήσεων εξαιρετικά δύσκολη. Έτσι οι μελέτες της MBSL εκ φύσεως εμπλέκουν ένα είδος τόσο χρονικού όσο και τοπικού μέσου όρου δεδομένων. Επίσης λόγω του ότι ποτέ δεν μπόρεσαν ποτέ να αναπαρασταθούν οι ίδιες πειραματικές συνθήκες και να ληφθεί ακριβώς η ίδια κατανομή των φυσαλίδων ή ακόμα των σύννεφων που τις περιείχαν πολλές από τις πειραματικές παραμέτρους παρέμειναν απροσδιόριστες.

2.3.2 Φάσμα και θερμοκρασίες της MBSL

Το φάσμα της MBSL έχει συνεχή δομή και εκτείνεται από την περιοχή του ορατού φωτός στην περιοχή του υπεριώδους (UV) παρόμοια με το φάσμα της SBSL, ενώ η ενεργειακή του πυκνότητα αυξάνεται καθώς κινούμαστε από την περιοχή του ορατού στην περιοχή του υπεριώδους κάτι το οποίο συμβαίνει και για το φάσμα της SBSL. Η σημαντικότερη διαφορά του φάσματος της MBSL από το φάσμα της SBSL είναι ότι το φάσμα της MBSL σε υδατικά διαλύματα παρουσιάζει κορυφές περίπου στα 310nm και στα 590nm οι οποίες δεν παρουσιάζονται στο φάσμα της SBSL. [25] Επίσης μια άλλη διαφορά τους είναι ότι στο φάσμα της MBSL παρατηρείται μια μικρή κυμάτωση (μικρές αιχμές καθ' όλη την διάρκεια του) ενώ το φάσμα της SBSL είναι εντελώς λείο χωρίς χαρακτηριστικά(όπως το φάσμα της ακτινοβολίας bremsstrahlung). Το 2002 ο Didenko εισηγήθηκε ότι καθώς η σφαιρικότητα της καταρρέουσας φυσαλίδας αυξάνεται (δηλαδή κινούμαστε από ασταθές MBSL σε σταθερή

SBSL) το φάσμα αλλάζει από αυτό με κυμάτωση σε πιο λείο χωρίς χαρακτηριστικά προσεγγίζοντας αυτό της SBSL. [26]



Σχήμα 2-7 Σύγκριση του φάσματος της MBSL και της SBSL σε υδατικό διάλυμα που περιέχει 0,1 M χλωριούχο νάτριο

Πηγή Matula, Roy, Mourad, McNamara & Suslick(1995)[25]

Επίσης μερικές μελέτες ανέφεραν ότι μια συνεχής ευρεία ζώνη σε μερικά MBSL φάσματα εκτείνεται στο υπεριώδες και ότι η ενεργειακή τους πυκνότητα είναι μεγαλύτερη από αυτή κάποιων SBSL φασμάτων. [27] Έτσι έφτασαν στο συμπέρασμα ότι εντονότερη εκπομπή στο υπεριώδες για κάποια MBSL φάσματα υπονοεί πιο ακραίες καταστάσεις όπως υψηλότερη θερμοκρασία και πίεση μέσα σε κάποιες φυσαλίδες κατά την MBSL σε σύγκριση με την SBSL.

Η θερμοκρασία κατά την MBSL μετρείται κυρίως με δύο μεθόδους, με κινητικές μετρήσεις και με φασματοσκοπικές μετρήσεις. Οι πρώτες μελέτες μετά την ανακάλυψη της MBSL χρησιμοποιούσαν κυρίως την πρώτη μέθοδο, ενώ με την πάροδο του χρόνου και την ανάπτυξη της τεχνολογίας οι φασματοσκοπικές μέθοδοι έγιναν ο πιο διαδεδομένος και προτιμώμενος τρόπος μέτρησης και ποσοτικοποίησης των αναπτυσσόμενων θερμοκρασιών κατά την MBSL αλλά όπως θα δούμε αργότερα και για την SBSL. [4]

Οι κινητικές μέθοδοι εκμεταλλεύτηκαν την ηχοχημεία (Sonochemistry) μέσω μιας μεθόδου που ονομάζεται θερμομετρία συγκριτικής τιμής. [28] Σύμφωνα με την μέθοδο αυτή η υποβολή σε υπερήχους ενός υγρού με γνωστή σύνθεση, η ανάλυση των προϊόντων που προκύπτουν από sonolysis (το σπάσιμο των χημικών δεσμών ή ο σχηματισμός σωματιδίων με χρήση υπερήχων) και ο προσδιορισμός των σταθερών για συγκεκριμένα κινητικά μονοπάτια επιτρέπουν τον προσδιορισμό της θερμοκρασίας μέσω της εξίσωσης Arrhenius. [29] Η μέθοδος αυτή δίνει θερμοκρασίες περίπου 5200 ± 600 K για υδατικά διαλύματα, αναλόγως με τις προσμίξεις που έχουν. Τέλος θα πρέπει να αναφερθεί ότι όλες οι μετρούμενες

θερμοκρασίες με αυτή την μέθοδο είναι ενεργές θερμοκρασίες μόνο, [20] [30] αφού λόγω της χωρικής κατανομής των φυσαλίδων και της διαφορετικής ακουστικής πίεσης στην οποία υπόκειται η κάθε μια από αυτές, οι συνθήκες που δημιουργούνται σε κάθε φυσαλίδα είναι διαφορετικές άρα και οι θερμοκρασίες της κάθε μιας είναι διαφορετικές άρα οι μετρήσεις θερμοκρασίας περιλαμβάνουν ένα είδος μέσου όρου.

Οι φασματοσκοπικές μέθοδοι έχουν γίνει τις τελευταίες δεκαετίες η προτιμώμενη μέθοδος μέτρησης των θερμοκρασιών της MBSL. Αυτές οι μέθοδοι έχουν εκμεταλλευτεί την εξάρτηση των εσωτερικά κατανεμημένων πληθυσμών από την θερμοκρασία για θερμικά ισορροπημένα συστήματα, συγκρίνοντας τις σχετικές εντάσεις των γραμμών εκπομπής για ηλεκτρονικά διεγερμένα άτομα και μόρια μπορεί να προσδιοριστεί μια αποτελεσματική θερμοκρασία εκπομπής. Η ίδια τεχνική χρησιμοποιείται για τον προσδιορισμό της θερμοκρασίας πηγών πολύ υψηλής θερμοκρασίας (όπως πχ, πλάσμα και φλόγες) όπως επίσης και απομακρυσμένων περιοχών (όπως πχ, αστρικών επιφανειών). Η ηλεκτρονική διέγερση και η επακόλουθη αποδιέγερση των ατόμων των μετάλλων οδηγεί σε έντονες και ευδιάκριτες γραμμές εκπομπής στο φάσμα της MBSL, οι οποίες συγκρίνονται με τις σχετικές αναλογίες αυτών των γραμμών εκπομπής για τον προσδιορισμό των ενεργών θερμοκρασιών της MBSL. [31] Η μέθοδος αυτή δίνει θερμοκρασίες περίπου 4700 ± 300 K για υδατικά διαλύματα, αναλόγως με τις προσμίξεις που έχουν, οι οποίες είναι αρκετά κοντά στις θερμοκρασίες που μετρούνται με τις κινητικές μεθόδους.

Με χρήση των φασματοσκοπικών μεθόδων γίνεται ο υπολογισμός και της πίεσης εντός της κοιλότητας των φυσαλίδων. [32] Όμως αντί να χρησιμοποιηθούν οι εντάσεις των γραμμών εκπομπής (όπως γίνεται για τον προσδιορισμό της θερμοκρασίας), για τον προσδιορισμό της πίεσης χρησιμοποιούνται οι μετακινήσεις των κορυφών του φάσματος. Οι διαταραχές των επιπέδων ενέργειας των ακτινοβολούντων σωματιδίων, όπως και οι μειώσεις της διάρκειας της διεγερμένης κατάστασης τους οι οποίες οφείλονται στην αύξηση της συχνότητας των συγκρούσεων τους με άλλα σωματίδια, οδηγούν σε μετακίνηση των κορυφών και πλάτυνση των προφίλ των γραμμών. Προσδιορίζοντας τους διάφορους παράγοντες που οδηγούν στην αλλαγή των θέσεων και των προφίλ των γραμμών εκπομπής (όπως πχ, συμβολές των οργάνων και την διεύρυνση της πίεσης), μπορεί να υπολογιστεί η συνολική πίεση σε κάποια συγκεκριμένη θερμοκρασία. Για τις δεδομένες θερμοκρασίες των περίπου 4700 ± 300 K για τα υδατικά διαλύματα η πίεση υπολογίζεται περίπου στα 300 bar. [4]

Τέλος αξίζει να αναφερθεί ότι καθώς τα τελευταία χρόνια οι έρευνες για την MBSL επεκτείνονται και σε άλλα υγρά εκτός των υδατικών διαλυμάτων που ήταν τα προτιμώμενα υγρά για πολλά χρόνια, νέες πληροφορίες αποκαλύπτονται τόσο για τις γραμμές εκπομπής του φάσματος της MBSL όσο και για τις θερμοκρασίες και τις πιέσεις της. Για παράδειγμα η MBSL έχει παρέχει μετρήσεις θερμοκρασίας για ένα μεγάλο εύρος υγρών, από σιλικονούχα λάδια, μέχρι αλκάνια, μέχρι συγκεντρωμένα οξέα, παρουσιάζοντας ένα εύρος θερμοκρασιών από 1600 K μέχρι 9500 K, εν αντιθέσει με τα υδατικά διαλύματα τα οποία κυμαίνονται χοντρικά σε θερμοκρασίες γύρω στα 5000 K αναλόγως με τις προσμίξεις τους. [24]

2.3.3 Θεωρίες για την MBSL

Όταν ανακαλύφθηκε η MBSL διάφορες θεωρίες όσον αφορά την προέλευση της βγήκαν σύντομα στην επιφάνεια. Σχεδόν όλοι οι μηχανισμοί εκπομπής φωτός που προτάθηκαν από τότε μπορούν να ταξινομηθούν σε δύο κατηγορίες: θερμικές ή ηλεκτρικές θεωρίες.

Οι πρώτες προσπάθειες εξήγησης του μηχανισμού εκπομπής του φωτός ευνοούσαν τις ηλεκτρικές εκκενώσεις παρομοιάζοντας τις φυσαλίδες με σφαιρικούς πυκνωτές με φορτία στο κέντρο και στα τοιχώματα τους. Κατά την κατάρρευση της φυσαλίδας η χωρητικότητα θα μειωνόταν και η τάση θα αυξανόταν μέχρι να επέλθει ηλεκτρική κατάρρευση κατά την οποία θα εκπεμπόταν και το φώς. Καθώς μια συμμετρική κατανομή φορτίου δεν μπορεί να εκπέμψει φώς οι θεωρίες αυτές υπέθεταν ότι οι φυσαλίδες υποβάλλονταν σε ασυμμετρική κατάρρευση και προέβλεπαν αύξηση της έντασης του εκπεμπόμενου φωτός με την αύξηση της ασυμμετρίας. Αυτή η υπόθεση ήρθε σε αντίθεση με πρόσφατες μελέτες οι οποίες αποδεικνύουν ότι με αύξηση της συμμετρίας της φυσαλίδας αυξάνεται η ένταση του εκπεμπόμενου φωτός και όχι το αντίθετο. [11] [17]

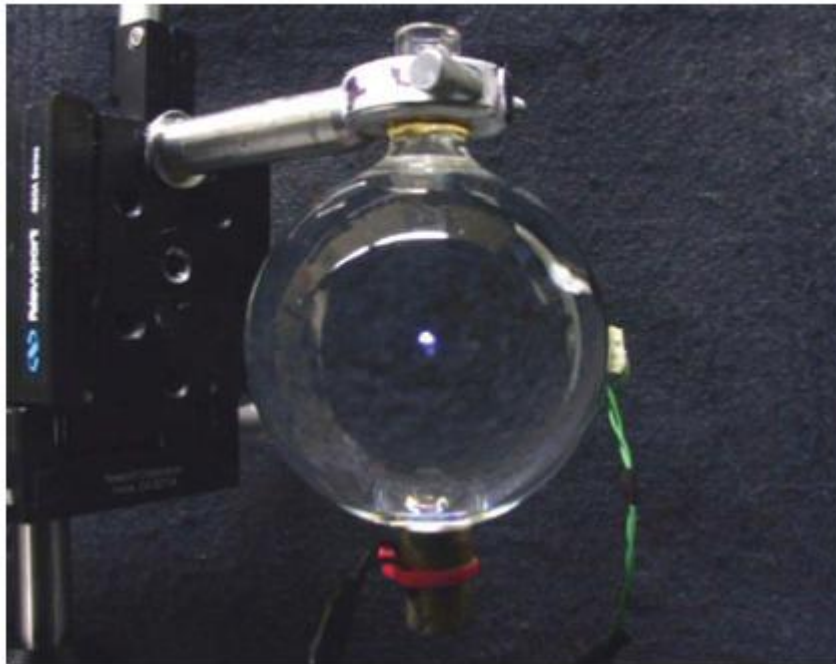
Η άλλη μεγάλη ομάδα θεωριών που ευνοούν τις θερμικές διαδικασίες έχουν ονομαστεί ως μοντέλα “ζεστού σημείου” (“hot spot” models) σύμφωνα με τα οποία η ενέργεια που απαιτείται για την εκπομπή του φωτός παρέχεται από θερμική ενέργεια η οποία προκύπτει από μια αδιαβατική κατάρρευση της φυσαλίδας. Οι πρώτοι που πρότειναν το “hot spot” model ήταν οι Nolting & Neppiras το 1950, [33] οι οποίοι ήταν και οι πρώτοι που εισήγαγαν την εξίσωση Rayleigh-Plesset για την περιγραφή της δυναμικής της φυσαλίδας.

Τα μοντέλα “hot spot” επίσης υποδεικνύουν ότι η διαδικασία εκπομπής φωτός που θα κυριαρχήσει εξαρτάται από την μέγιστη θερμοκρασία που θα δημιουργηθεί εντός της φυσαλίδας. Παραδείγματος χάριν σε χαμηλότερες θερμοκρασίες γίνεται επανασύνδεση διαχωρισμένων μορίων, [34] ενώ σε υψηλότερες θερμοκρασίες γίνεται χαρακτηριστική μοριακή εκπομπή λόγω ηλεκτρονικής διέγερσης, ιδιαίτερα του σωματιδίου του υδροξυλίου (OH) [35] κάτι το οποίο αναφέρεται και ως χημιφωταύγεια (chemiluminescence). Η οποία όμως δεν πρέπει να συγχύζεται με την δευτερεύον χημιφωταύγεια η οποία μπορεί να προκύψει σε ένα υγρό ως αποτέλεσμα χημικών αντιδράσεων στοιχείων όπως η λουμινόλη (luminol) η οποία εκπέμπει φώς όταν αντιδρά με το υδροξύλιο (OH) όμως η εκπομπή της δεν σχετίζεται με την ηχοφωταύγεια. Σε ακόμα υψηλότερες θερμοκρασίες οι οποίες επιτυγχάνονται κυρίως στην SBSL η εκπομπή φωτός προκύπτει από πλάσμα, ενώ σε αρκετές περιπτώσεις η εκπομπή φωτός προκύπτει από συνδυασμό περισσότερων από μία διαδικασιών εκπομπής αναλόγως με τις θερμοκρασίες που θα δημιουργηθούν στις φυσαλίδες. [17]

Τις τελευταίες δύο δεκαετίες ο καθηγητής Kenneth Suslick και η ομάδα του μελετώντας το φαινόμενο της MBSL έχουν συγκεντρώσει εντυπωσιακά στοιχεία υπέρ της θερμικής μοριακής εκπομπής φωτός από την MBSL υπό το πρίσμα της ηχοχημείας (Sonochemistry). Επίσης οι θερμοκρασίες που παρατηρούνται κατά την MBSL είναι πολύ συνεπείς με την θεωρία των “hot spot” models και επιβεβαιώνονται από διαφορετικές φασματοσκοπικές μεθόδους μέτρησης και ανάλυσης, [31] [36] γεγονός το οποίο ενδυναμώνει τις θεωρίες για θερμική προέλευση της εκπομπής του φωτός. Ένα άλλο πειστικό στοιχείο των “hot spot” models είναι ότι προβλέπουν υψηλότερες θερμοκρασίες για πιο σφαιρικές καταρρεύσεις, κάτι το οποίο επιβεβαιώνεται και πειραματικά. [37] [38] Έτσι όλα αυτά τα στοιχεία έχουν οδηγήσει στο να αποδεχθούμε ως πιθανότερο μηχανισμό για την εκπομπή φωτός κατά την MBSL (αλλά και κατά την SBSL όπως θα δούμε αργότερα), τον μηχανισμό των “hot spot” models.

2.4 ΗΧΟΦΩΤΑΥΓΕΙΑ ΜΙΑΣ ΦΥΣΑΛΙΔΑΣ (SINGLE BUBBLE SONOLUMINESCENCE, SBSL)

Η ηχοφωταύγεια μιας φυσαλίδας (SBSL) είναι το φαινόμενο κατά το οποίο η εκπομπή φωτός προκύπτει από μια μοναδική φυσαλίδα παγιδευμένη σε μια σταθερή, προκαθορισμένη θέση σε ένα κόμβο πίεσης δημιουργούμενο από ένα υπερηχητικό ακουστικό κύμα. Η SBSL παρουσιάστηκε για πρώτη φορά από τους Gaitan & Crum το 1989 [9] [10] [11] και από τότε λόγω της σταθερότητας της, της ευκολίας να αναπαραχθεί και να μελετηθεί, αλλά και λόγω του ότι το φαινόμενο ήταν ορατό με το γυμνό μάτι μονοπώλησε το ενδιαφέρον σε σχέση με την MBSL μέχρι και σήμερα.



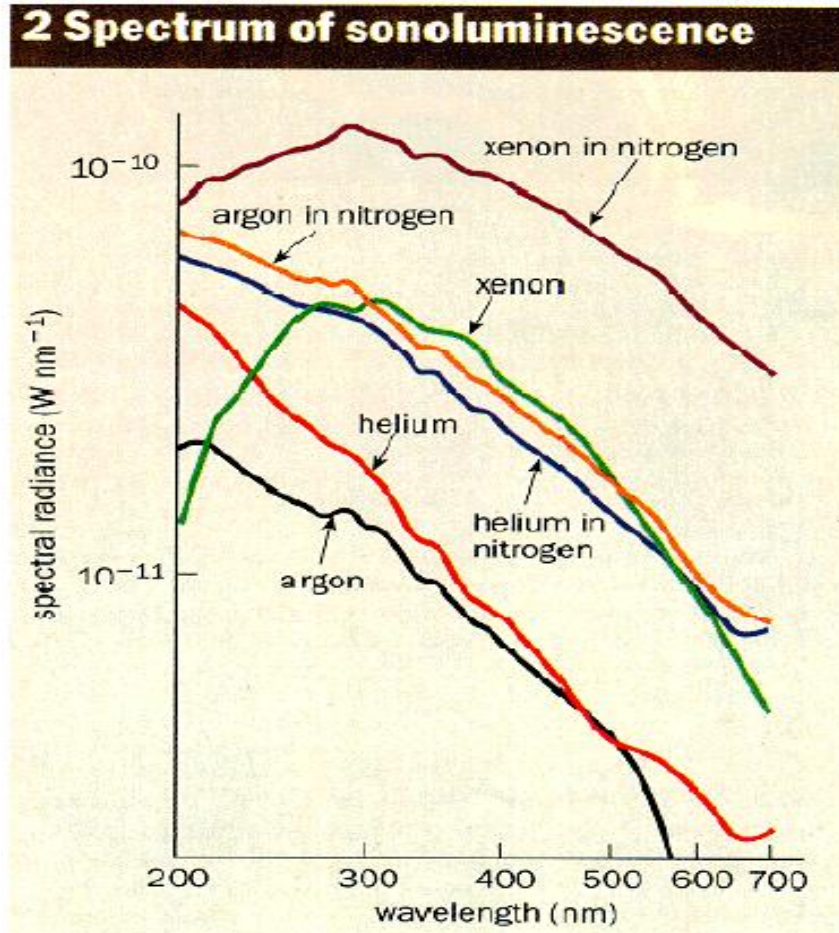
Σχήμα 2-8 Φωτογραφία SBSL σε 85 wt% H_2SO_4 μερικώς εγχυμένο με Xe σε πλήρως φωτισμένο δωμάτιο

Πηγή Suslick & Flannigan (2007) [4]

2.4.1 Γενική εισαγωγή στην SBSL

Η ηχοφωταύγεια μιας φυσαλίδας είναι η αξιοσημείωτη φυσική διαδικασία κατά την οποία ο ήχος μετατρέπεται σε φως μέσω της κίνησης και κατάρρευσης μιας παγιδευμένης σε ένα υπερηχητικό πεδίο φυσαλίδας αέρα, μέσα σε ένα υγρό. Για να συμβεί αυτό ο ήχος πρέπει να συγκεντρωθεί πάνω από δώδεκα τάξεις μεγέθους για να μπορέσει να παραχθεί φως.

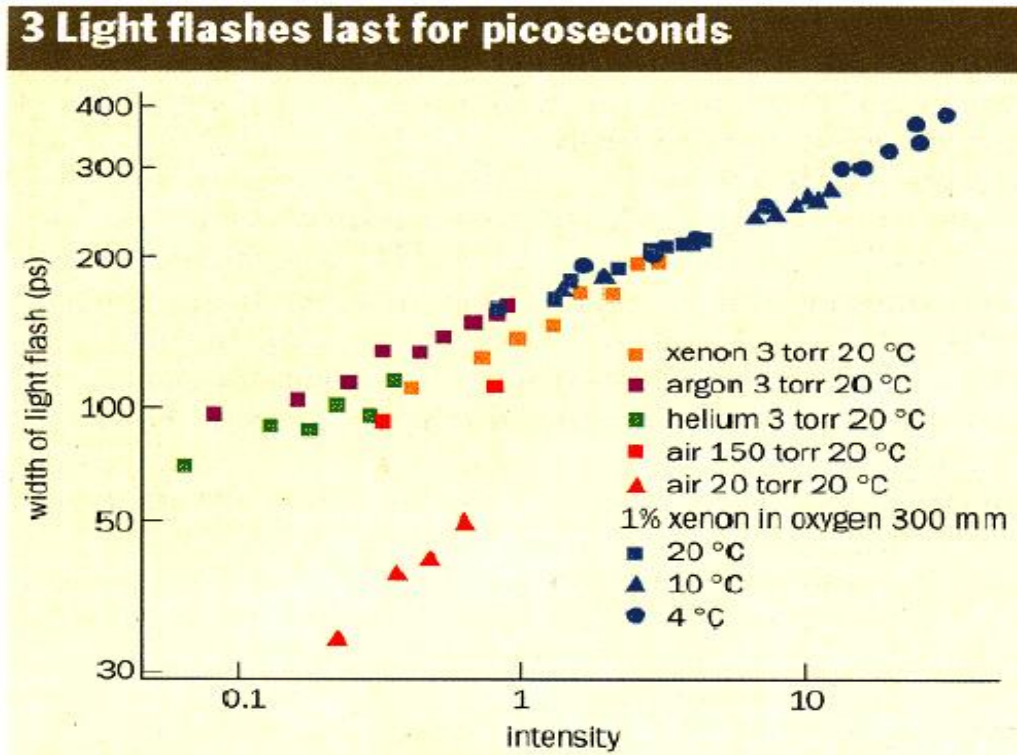
Το φάσμα του εκπεμπόμενου φωτός της είναι ευρυζωνικό χωρίς διακριτές γραμμές ή χαρακτηριστικά το οποίο εκτείνεται από το υπέρυθρο στο υπεριώδες. Τα φωτόνια που εκπέμπονται έχουν ενέργειες μέχρι και 6 eV, που αντιστοιχούν σε θερμοκρασίες των 70 000K ενώ μπορεί να δημιουργούνται και φωτόνια με ακόμα μεγαλύτερες ενέργειες, τα οποία όμως δεν μπορούν να ταξιδέψουν μέσα από το νερό έτσι δεν μπορούν να ανιχνευθούν. [39]



Σχήμα 2-9 Το φάσμα της SBSL για διάφορες προσμίξεις αερίων διαλυμένων σε νερό

Πηγή Putterman S. (1998)[39]

Ένα άλλο αξιοσημείωτο χαρακτηριστικό της SBSL είναι ότι η διάρκεια της κάθε εκπομπής είναι της τάξης των picoseconds (10^{-12} Seconds), καθιστώντας την ηχοφωταύγεια την μοναδική μέθοδο που μπορεί να παράξει τόσο μικρής διάρκειας εκπομπές χωρίς την χρήση Laser. Η διάρκεια κάθε εκπομπής εξαρτάται από το ποσοστό του αερίου που είναι διαλυμένο στην φυσαλίδα. Παραδείγματος χάριν αν το νερό εξαερωθεί ώστε να περιέχει μόνο το 3% της συνηθισμένης του ποσότητας διαλυμένου αέρα η κάθε εκπομπή διαρκεί για 40 ps, ενώ αν το νερό περιέχει διαλυμένο Xenon η κάθε εκπομπή μπορεί να διαρκέσει και μέχρι 350 ps. [39] Επίσης οι εκπομπές αυτές γίνονται με απίστευτη περιοδικότητα, ο χρόνος μεταξύ δύο διαδοχικών εκπομπών είναι περίπου 35 microseconds με απόκλιση το πολύ 40 ps. [3] Μια τυπική εκπομπή περιέχει περίπου 10^5 - 10^7 φωτόνια τα οποία εκπέμπονται ομοιόμορφα προς όλες τις κατευθύνσεις. [39] Η ένταση της κάθε εκπομπής εξαρτάται από μια σειρά από διάφορους παράγοντες όπως η ένταση του υπερηχητικού πεδίου, η θερμοκρασία του νερού, η ατμοσφαιρική πίεση, το μείγμα αερίου-νερού και άλλες προσμίξεις που αρκετές φορές είναι δύσκολο να διαγνωστούν και να ελεγχθούν. Ενώ πειραματικά προκύπτει ότι οι μικρότερης διάρκειας εκπομπές προκύπτουν όταν το νερό περιέχει μεγάλη ποσότητα αέρα, αντιθέτως οι μεγαλύτερης διάρκειας εκπομπές προκύπτουν με τις φωτεινότερες φυσαλίδες σε κρύο νερό που περιέχει προσμίξεις Xenon. (σχήμα. 2-10)

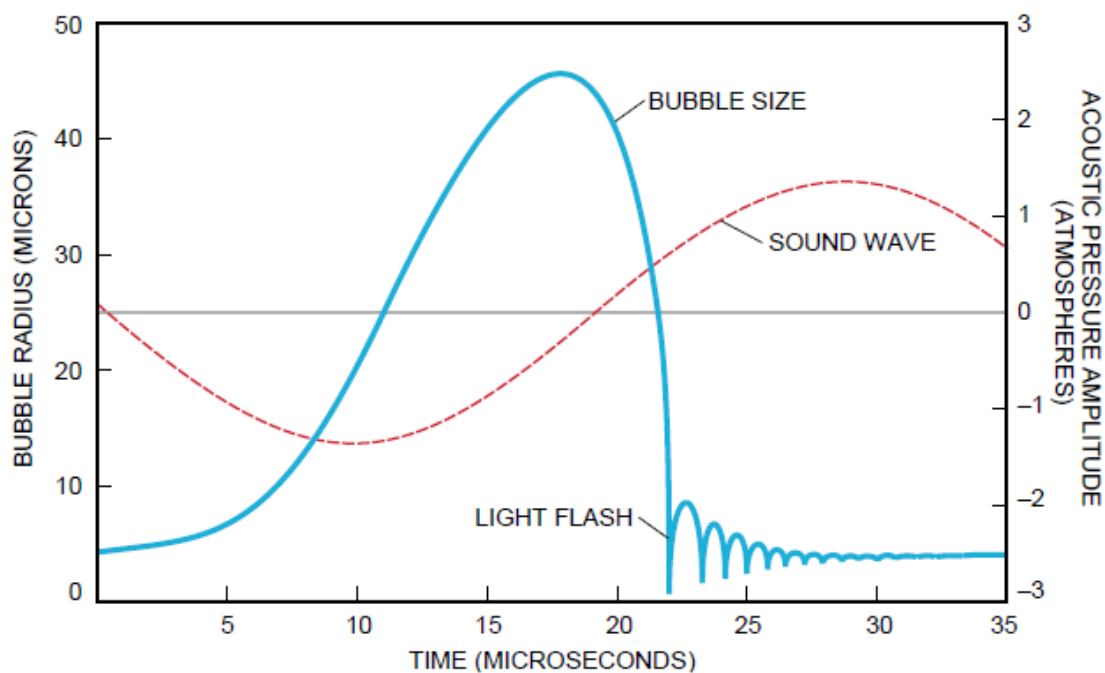


Σχήμα 2-10 Η διάρκεια εκπομπής σε συνδυασμό με την ένταση για διάφορες προσιμίες αερίων

Πηγή Putterman S. (1998)[39]

Η φυσαλίδα ξεκινά από ακτίνα μερικών μm (10^{-6} μέτρα, μερικές φορές αναφέρονται και ως 'μικρά') σε ηρεμία(σε περιβαλλοντική πίεση χωρίς να δρα πάνω της το ακουστικό πεδίο) μέχρι να αρχίσει να δρα πάνω της η αρνητική πίεση που προκαλείται από το υπερηχητικό κύμα. Τότε η πίεση του υγρού που την περιβάλλει πέφτει προκαλώντας την φυσαλίδα να πρηστεί φτάνοντας περίπου σε ακτίνα 50 μm , ενώ η διαστολή της φυσαλίδας συνεχίζεται μέχρι η πίεση του υγρού να αλλάξει από αρνητική σε θετική. Στο σημείο κατά το οποίο η φυσαλίδα βρίσκεται στο μέγιστο μέγεθος της ένα σχεδόν κενό δημιουργείται στο εσωτερικό της. Αυτό συμβαίνει επειδή το μέγεθος της φυσαλίδας αυξάνεται σημαντικά, όμως ο αριθμός των μορίων στο εσωτερικό της δεν μεταβάλλεται. Η ατμοσφαιρική πίεση εξακολουθεί να δρα στο εξωτερικό της φυσαλίδας και έτσι μόλις η πίεση του υγρού γίνει θετική δημιουργείται μια πολύ μεγάλη διαφορά πίεσης μεταξύ του εσωτερικού και του εξωτερικού της φυσαλίδας η οποία οδηγεί την φυσαλίδα σε μια πολύ βίαιη κατάρρευση. Η φυσαλίδα από τη μέγιστη ακτίνα των 50 μm μειώνεται σε μέγεθος περίπου 0,5 μm , κατά το οποίο ελάχιστο αυτό μέγεθος της φυσαλίδας είναι που συμβαίνει και η εκπομπή του φωτός. Η φυσαλίδα δεν μπορεί να γίνει πιο μικρή αφού φτάνει στο ελάχιστο μέγεθος το οποίο μπορεί να πάρει, το οποίο καθορίζεται από τις απωθητικές δυνάμεις των ατόμων και των μορίων του αερίου που περιέχει. Σ' αυτό το σημείο μπορεί να ειπωθεί το μέγεθος της φυσαλίδας καθορίζεται από τις δυνάμεις Van der Waals του σκληρού πυρήνα των περιεχόμενων της. [3]

Η φυσαλίδα για να καταφέρει να παράξει φως συγκεντρώνει την ενέργεια του ακουστικού πεδίου με συντελεστή ένα τρισεκατομμύριο. Αυτό συμβαίνει επειδή το ακουστικό κύμα έχει μήκος μερικών εκατοστών ενώ το φως εκπέμπεται από μια περιοχή ατομικών διαστάσεων.

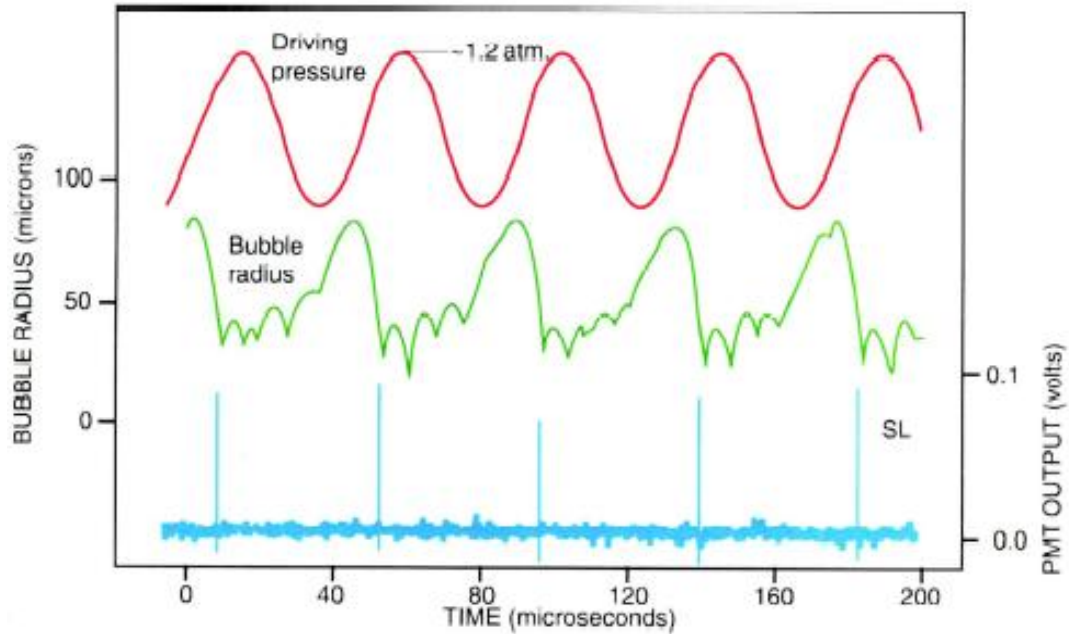


Σχήμα 2-11 Το μέγεθος της ακτίνας της φυσαλίδας σε συνάρτηση με τον χρόνο

Πηγή Putterman S. (1995)[3]

Η κατάρρευση της φυσαλίδας γίνεται σε ταχύτητες περίπου 1400 m/s, δηλαδή περισσότερο από τέσσερις φορές την ταχύτητα του ήχου στον αέρα. Όχι μόνο η κατάρρευση της φυσαλίδας είναι υπερηχητική, αλλά η φυσαλίδα αναπηδά κατά την ελάχιστη ακτίνα της με επιτάχυνση η οποία υπερβαίνει τα 10^{11} g, όπου g είναι η επιτάχυνση του πεδίου της βαρύτητας. Πράγμα το οποίο είναι από μόνο του εντυπωσιακό αν αναλογιστούμε ότι επιταχύνσεις περίπου κατά ένα δισεκατομμύριο φορές μικρότερες είναι θανάσιμες για τον άνθρωπο. [39]

Μετά από μια τόσο ισχυρή κατάρρευση κάποιος θα περίμενε ότι η φυσαλίδα θρυμματιζόταν και θα εξαφανιζόταν. Αντιθέτως η φυσαλίδα όχι μόνο δεν εξαφανίζεται, αλλά είναι αμέσως έτοιμη για τον επόμενο ηχητικό κύκλο όπου επαναλαμβάνεται ολόκληρη η ακολουθία, συμπεριλαμβανομένης και της εκπομπής του φωτός. Ενδεικτικά το υπερηχητικό κύμα μπορεί να κάνει την φυσαλίδα να επαναλάβει αυτό το εκπληκτικό φαινόμενο περισσότερες από 30 000 φορές το δευτερόλεπτο, [3] έτσι ώστε οι εκπομπές να προκύπτουν με αξιοσημείωτη χρονική περιοδικότητα. Αυτό το γεγονός από μόνο του προκαλεί έκπληξη αφού το σύστημα είναι επίσης εξαιρετικά μη-γραμμικό. Εάν προσδιορίσουμε ένα μη-γραμμικό συντελεστή, G, να είναι ο λόγος μεταξύ των επιταχύνσεων που επιτυγχάνονται κατά την ελάχιστη και την μέγιστη ακτίνα, τότε $G=10^6$ για την ηχοφωταύγεια (φυσικά $G=1$ για ένα αρμονικό ταλαντωτή). Το γεγονός ότι ένα τόσο εξαιρετικά μη-γραμμικό σύστημα είναι επίσης περιοδικό καθιστά την ηχοφωταύγεια ως τον πιο μη-γραμμικό ταλαντωτή που υπάρχει στην φύση. [39]



Σχήμα 2-12 Η σύγχρονη σχέση μεταξύ του ακουστικού πεδίου, της ακτίνας της φυσαλίδας και των εκπομπών του φωτός (είναι ευδιάκριτη η περιοδικότητα των εκπομπών)

Πηγή Crum L. (1994)

2.4.2 Δυναμική της Φυσαλίδας.

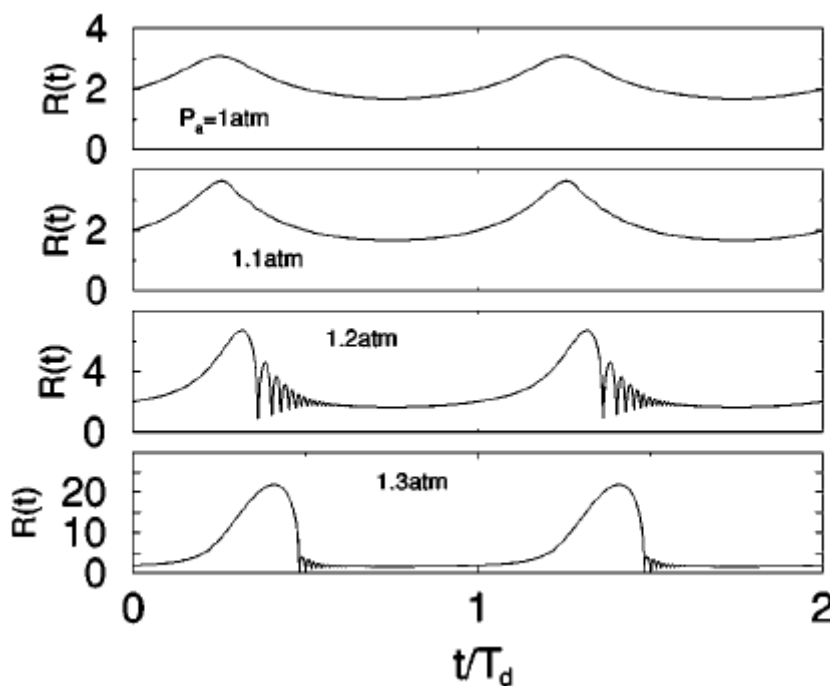
Στην SBSL μια φυσαλίδα μέσα σε ένα υγρό οδηγείται από ένα στατικό ακουστικό πεδίο το οποίο μεταβάλλεται ημιτονοειδώς. Η δυναμική της φυσαλίδας συνδέεται στενά με το είδος του ακουστικού πεδίου αλλά και κάποιες άλλες παραμέτρους του υγρού.

2.4.2.1 Συμπεριφορά της φυσαλίδας σε σχέση με την ακουστική πίεση

Σε σχετικά χαμηλές ακουστικές πιέσεις η ακτινική κίνηση της φυσαλίδας στο ακουστικό πεδίο είναι γραμμική. Καθώς το ακουστικό κύμα έχει ημιτονοειδή μορφή η πίεση του υγρού ταλαντώνεται μεταξύ θετικής και αρνητικής, ενώ η ακτινική κίνηση της φυσαλίδας ανταποκρίνεται παρομοίως. Κατά την αρνητική πίεση του υγρού το μέγεθος της φυσαλίδας αυξάνεται λόγω της πτώσης της πίεσης του υγρού που την περιβάλλει, καθώς η πίεση του υγρού γίνεται θετική το μέγεθος της φυσαλίδας μειώνεται. Η γραμμική κίνηση της φυσαλίδας χαρακτηρίζεται από σχεδόν ίσες συστολές και διαστολές χωρίς να παρουσιάζει ολίσθηση στην φάση σε σχέση με το ακουστικό πεδίο. Κατ' ακρίβεια η διαστολή της φυσαλίδας είναι λίγο μεγαλύτερη από ότι η συστολή της λόγω της αδράνειας. Αυτός ο τύπος ακτινικής κίνησης της φυσαλίδας δεν μπορεί να παράξει ηχοφωταύγεια, καθώς η χαμηλή ταχύτητα της επιφάνειας της φυσαλίδας και ο χαμηλός βαθμός συστολής του όγκου της δεν μπορούν να συμπιέσουν αποτελεσματικά το αέριο και τον ατμό στο εσωτερικό της.

Σε αυξημένες ακουστικές πιέσεις η κίνηση της φυσαλίδας γίνεται εξαιρετικά μη-γραμμική. Η φυσαλίδα σε ηρεμία, πριν αρχίσει να δρα πάνω της το ακουστικό πεδίο έχει ακτίνα R_0 . Καθώς το υγρό υπό την επίδραση του ακουστικού πεδίου εισέρχεται στην φάση της

αρνητικής πίεσης, η φυσαλίδα ξεκινά μια σχετικά αργή αύξηση του μεγέθους της. Αυτή η αύξηση του μεγέθους της φυσαλίδας είναι ουσιαστικά γραμμική για το μεγαλύτερο διάστημα και η συνολική διαδικασία αύξησης του μεγέθους της φυσαλίδας διαρκεί περίπου μισό ακουστικό κύκλο. Όταν το υγρό εισέρχεται στην φάση της θετικής πίεσης, τότε είναι που σε μεγάλες ακουστικές πιέσεις η κίνηση της φυσαλίδας αποκλίνει σημαντικά σε σχέση με την γραμμική συμπεριφορά που παρουσιάζει στις χαμηλότερες ακουστικές πιέσεις. Η φυσαλίδα λόγω αδράνειας συνεχίζει να αυξάνει σε μέγεθος ακόμα και όταν η πίεση του περιβάλλοντος υγρού έχει γίνει θετική, μέχρι να φτάσει στην μέγιστη ακτίνα της R_{max} . Μετά επέρχεται η βίαιη κατάρρευση της φυσαλίδας με υπερηχητικές ταχύτητες, καθώς η πίεση του υγρού εξακολουθεί να είναι θετική η φυσαλίδα γρήγορα περνά από την ακτίνα ηρεμίας της R_0 και φτάνει στην ελάχιστη ακτίνα της R_{min} . Όπως έχει αναφερθεί και πιο πάνω κατά την ελάχιστη αυτή ακτίνα της φυσαλίδας προκύπτουν χημικές αντιδράσεις υψηλής ενέργειας και η εκπομπή του φωτός. Επειδή κατά την R_{min} τα περιεχόμενα της φυσαλίδας συμπιέζονται έντονα η φυσαλίδα γρήγορα ανακάμπτει και διαστέλλεται, και αφού περάσει από μία σειρά δευτερευόντων συστολών και διαστολών σε μειωμένο μέγεθος (δηλαδή σε ακτίνα μικρότερη της R_0), τελικά φτάνει σε ηρεμία στην ακτίνα R_0 , όπου είναι έτοιμη να επαναλάβει το ίδιο φαινόμενο κατά τον επόμενο ακουστικό κύκλο. [4]



Σχήμα 2-13 Ακτινική κίνηση της φυσαλίδας υπό διαφορετικές πιέσεις $P_a = 1.0, 1.1, 1.2,$ και 1.3 atm. Η συχνότητα είναι $f = 26.5$ kHz

Πηγή Brenner, Hilgenfeldt & Lohse(2002)[17]

2.4.2.2 Μοντελοποίηση της ακτινικής κίνησης της φυσαλίδας (οι εξισώσεις Rayleigh-Plesset)

Η ακτινική κίνηση της ακουστικά οδηγούμενης φυσαλίδας μπορεί να μοντελοποιηθεί από μια οικογένεια εξισώσεων που σχετίζονται με την εξίσωση Rayleigh-Plesset (RPE). Οι εξισώσεις

Rayleigh-Plesset μπορεί να ποικίλλουν σε πολυπλοκότητα και έχουν καταρτιστεί με συνεισφορές από πολλούς ερευνητές κατά τον περασμένο αιώνα.

Οι εξισώσεις αυτές βασίζονται στην θεωρία της κλασσικής δυναμικής της φυσαλίδας η οποία ξεκίνησε από τον λόρδο Rayleigh από τον οποίο άλλωστε πήραν και το όνομα τους. Το 1917 το βασιλικό ναυτικό προσέλαβε τον λόρδο Rayleigh για να τους βοηθήσει να καταλάβουν τις αιτίες του εκφυλισμού των προπελών των πλοίων τους. Ο λόρδος Rayleigh προσδιόρισε ότι οι μικρές φυσαλίδες που δημιουργούνται καθώς οι προπέλες περνούν μέσα από το νερό ήταν οι ένοχοι, οι φυσαλίδες διάβρωναν τις προπέλες καθώς κατάρρεαν πάνω τους με πίεση μεγαλύτερη από 10 000 ατμόσφαιρες (atm). Από τότε που ο λόρδος Rayleigh μοντελοποίησε την κίνηση αυτή των φυσαλίδων, η εξίσωση του αμέσως αναθεωρήθηκε και αναπτύχθηκε από τον Plesset αλλά και άλλους ερευνητές τις επόμενες δεκαετίες φτάνοντας έτσι στην οικογένεια των Rayleigh-Plesset equations (RPEs). Οι πρώτοι που εισήγαγαν όμως τις RPEs για την περιγραφή της κίνησης της φυσαλίδας κατά το φαινόμενο της ηχοφωταύγειας ήταν οι Nolting & Neppiras το 1950, [33] οι οποίες χρησιμοποιούνται μέχρι σήμερα περιγράφοντας αρκετά καλά την κίνηση της φυσαλίδας κατά την μεγαλύτερη διάρκεια της. Η κατασκευή της εξίσωσης Rayleigh-Plesset πιο κάτω θα γίνει με βάση μια αναθεώρηση του Prosperetti (1998). [40]

Οι εξισώσεις που διέπουν τα ηχητικά κύματα μέσα σε ένα ρευστό είναι οι εξισώσεις Navier-Stokes για συμπιεσμένα ρευστά

$$\rho(\partial_t u + u \cdot \nabla u) = -\nabla p + \eta \nabla^2 u + \zeta \nabla \nabla \cdot u, \quad (2.1)$$

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho u) = 0 \quad (2.2)$$

όπου u είναι η ταχύτητα του υγρού, ρ η πυκνότητα, p η πίεση (όπως καθορίζεται από μια εξίσωση κατάστασης), η το ιξώδες διάτμησης, και ζ το ιξώδες του υγρού. Κατά την γραφή των εξισώσεων αυτών έγιναν δύο προσεγγίσεις: α) ότι το υγρό είναι ισοθερμικό, παραμελώντας έτσι την εξίσωση θερμοκρασίας του υγρού και β) ότι το μέγεθος της φυσαλίδας σε σχέση με το μέγεθος της φιάλης και του ακουστικού κύματος είναι τάξεις μεγέθους μικρότερο, άρα μπορεί να παραμεληθεί.

Η θέση της φυσαλίδας μέσα στην φιάλη καθορίζει τις δυνάμεις που ασκούνται σ' αυτή. Γενικά θα είναι μια ισοτροπική ταλαντωμένη πίεση (προκαλώντας ογκομετρικές ταλαντώσεις στην φυσαλίδα) και επιπλέον, διαφορικές πιέσεις. Ασκούνται και άλλες πιέσεις στην φυσαλίδα αλλά πρακτικά για μικρές φυσαλίδες οι μόνες δύο που έχουν σημασία είναι οι προαναφερθείσες. Οι διαφορικές πιέσεις μπορούν να δημιουργήσουν μια καθαρά γραμμική δύναμη (η δύναμη που προκαλεί κίνηση σε μια ευθεία χωρίς να προκαλεί περιστροφή) πάνω στην φυσαλίδα. Το είδος αυτό της δύναμης μπορεί να εξαφανιστεί μόνο κατά τα μέγιστα ή τα ελάχιστα της πίεσης και επίσης οι δυνάμεις αυτές (γραμμικές) είναι που οδηγούν στην παγίδευση της φυσαλίδας σε σταθερή θέση εντός του ακουστικού πεδίου.

Για τον υπολογισμό του μεγέθους αυτών των δυνάμεων είναι απαραίτητο να χαρακτηριστούν οι ογκομετρικές ταλαντώσεις, για τις οποίες το ηχητικό πεδίο γύρω από την φυσαλίδα είναι καθαρά ακτινικό. Στην περίπτωση αυτή η ταχύτητα μπορεί να αναπαρασταθεί από ένα δυναμικό, με $u = \nabla \Phi$. Οι εξισώσεις (2.1) και (2.2) τότε γίνονται

$$\rho \left[\partial_t \Phi + \frac{1}{2} (\partial_r \Phi)^2 \right] = -P \quad (2.3)$$

$$\partial_t \rho + \partial_r \Phi \partial_r \rho + \rho \nabla^2 \Phi = 0 \quad (2.4)$$

Εδώ θα πρέπει να σημειωθεί ότι έγινε η παραδοχή ότι το πεδίο ροής είναι καθαρά ακτινικό και ως εκ τούτου οι ιξώδης καταπονήσεις δεν είναι σημαντικές .

Στην συνέχεια οι εξισώσεις (2.3) και (2.4) θα πρέπει να συνδυαστούν σε μία εξίσωση συναρτήσεως του Φ . Προσδιορίζοντας την ενθαλπία $dH = dp/\rho$, και χρησιμοποιώντας την $dp = (dp/d\rho)d\rho = c^2 d\rho$ (όπου c η ταχύτητα του ήχου στο υγρό) οδηγούμαστε στην

$$\nabla^2 \Phi = \left[\frac{u}{c^2} (\partial_t u - \partial_r H) \right] + \frac{1}{c^2} \partial_t^2 \Phi, \quad (2.5)$$

όπου $u = \partial_r \Phi$ είναι η ακτινική ταχύτητα του πεδίου. Για όσο η ταχύτητα του υγρού είναι κατά πολύ μικρότερη του c , οι όροι που βρίσκονται μέσα στις τετραγωνικές παρενθέσεις είναι αμελητέοι. Ο γραμμικός όρος $\frac{1}{c^2} \partial_t^2 \Phi$ είναι αμελητέος μόνο κοντά στην φυσαλίδα, σε αποστάσεις της τάξης του μήκους κύματος του ηχητικού κύματος μακριά από την φυσαλίδα ο όρος αυτός γίνεται σημαντικός.

Για την εισαγωγή της ακτίνας της φυσαλίδας (R), η εξίσωση (2.5) επιλύεται ως προς την ταχύτητα του τοιχώματος της φυσαλίδας dR/dt , η οποία προκαλείται από την συντονισμένη ταλάντωση του δοχείου. Η διαδικασία προχωρά σε δύο βήματα. Κοντά στην φυσαλίδα το δυναμικό της ταχύτητας ακολουθεί την εξίσωση Laplace, $\nabla^2 \Phi = 0$, η λύση που ικανοποιεί τις οριακές συνθήκες κοντά στα τοιχώματα της φυσαλίδας $\partial_r \Phi(r = R) = \dot{R}$ είναι

$$\Phi = -\frac{\dot{R}R^2}{r} + A(t), \quad (2.6)$$

όπου η $A(t)$ είναι μια ανεξάρτητη σταθερά. Η ανεξάρτητη αυτή σταθερά υπολογίζεται λύνοντας την εξίσωση (2.6) σε ένα πεδίο πίεσης μακριά από την φυσαλίδα (δηλαδή στο άπειρο). Αμελώντας τον ήχο που εκπέμπεται από την ίδια την φυσαλίδα, το δυναμικό της ταχύτητας μακριά από αυτή είναι ένα στατικό κύμα(αυτό που δημιουργείται από τους αισθητήρες). Για τους παρόντες σκοπούς δεν απαιτείται ολόκληρη η χωρική δομή του κύματος, αλλά μόνο το πεδίο κοντά στην φυσαλίδα. Αφού η φυσαλίδα είναι κατά πολύ μικρότερη από το μήκος κύματος του ήχου, το ηχητικό πεδίο θα είναι ανεξάρτητο της ακτινικής κατεύθυνσης (r), έτσι ώστε $\Phi = \Phi_\infty(t)$. Εξισώνοντας το πεδίο κοντά στην φυσαλίδα με αυτό μακριά από αυτή προκύπτει $A = \Phi_\infty$. Η πίεση τότε κοντά στην φυσαλίδα είναι $P = -\rho \partial_t \Phi_\infty = P_0 + P(t)$, δηλαδή το άθροισμα της στατικής πίεσης του περιβάλλοντος $P_0 = 1 \text{ bar}$ και της ημιτονοειδούς πίεσης που προκαλείται από το κύκλωμα οδήγησης $P(t) = -P_\alpha \sin \omega t$.

Το πεδίο ταχύτητας στο υγρό γύρω από την φυσαλίδα τότε γράφεται ως

$$u = \frac{\dot{R}R^2}{r^2}, \quad (2.7)$$

Κατά το δεύτερο βήμα το πιο πάνω αποτέλεσμα χρησιμοποιείται για την επίλυση της δυναμικής των τοιχωμάτων της φυσαλίδας. Για τον σκοπό αυτό χρησιμοποιείται η ισορροπία των δυνάμεων(υγρού-αέριου) στην επιφάνεια της φυσαλίδας η οποία δίνει

$$P_g(t) + \Sigma_{rr}[r = R(t)] = P_g(t) - P[R(t)] + 2\eta\partial_r u(r = R) = P_g(t) - P[R(t)] - 4\eta\frac{\dot{R}}{R} = 2\frac{\sigma}{R} \quad (2.8)$$

όπου Σ_{rr} είναι η ακτινική συνιστώσα του τανυστή τάσης μέσα στο υγρό, σ είναι η επιφανειακή τάση της διεπιφάνειας αέριου-υγρού, και P_g είναι η πίεση του αερίου η οποία θεωρείται ότι είναι χωρικά ομοιόμορφη. Θεωρώντας την εξίσωση (2.8) χρησιμοποιώντας την εξίσωση (2.3) για την πίεση του υγρού παίρνουμε

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho}(P_g - P_0 - P(t)) - 4\eta\frac{\dot{R}}{R} - 2\frac{\sigma}{R} \quad (2.9)$$

Η εξίσωση (2.9) είναι η διάσημη εξίσωση Rayleigh-Plesset, το αριστερό μέρος της οποίας έγινε γνωστό από τον λόρδο Rayleigh (αν και ποτέ δεν το παρουσίασε γραπτώς). Μια ιστορική αναθεώρηση της ανάπτυξης αυτής της εξίσωσης δίνεται από τους Plesset & Prosperetti (1977).

2.4.2.3 Επεκτάσεις της εξίσωσης Rayleigh-Plesset

Μέχρι αυτό το σημείο δεν έχει ληφθεί υπόψη η απόσβεση της δυναμικής κίνησης της φυσαλίδας από τον ήχο που εκπέμπεται από την ίδια την φυσαλίδα. Η πιο επαρκής και κομψή παραγωγή αυτής της επίδρασης στην RPE έγινε από τους Lezzi & Prosperetti (1987).

Κατά την κατασκευή της εξίσωσης (2.9) έγινε η παραδοχή ότι το δυναμικό της ταχύτητας του ηχητικού πεδίου στο υγρό μακριά από την φυσαλίδα είναι το ίδιο όπως και στην απουσία της φυσαλίδας, δηλαδή $\Phi = \Phi_\infty(t)$. Το ακτινικό ηχητικό κύμα όμως που εκπέμπεται από την φυσαλίδα εισάγει μια τροποποίηση,

$$\Phi = \Phi_\infty(t) - \frac{1}{r}F\left(t - \frac{r}{c}\right) \approx \Phi_\infty(t) - \frac{1}{r}F(t) + \frac{\dot{F}(t)}{c} \quad (2.10)$$

όπου έχει υπολογιστεί το δυναμικό της ταχύτητας σε μικρές ακτίνες, r . Εξισώνοντας το πεδίο κοντά στην φυσαλίδα εξ.(2.6) με αυτό μακριά από αυτή όπως έγινε και πιο πάνω προκύπτει $F(t) = R^2\dot{R}$ και $A(t) = \Phi_\infty + \dot{F}/c$. Αντικαθιστώντας τα αποτελέσματα αυτά στις εξισώσεις των πιέσεων όπως πιο πάνω και ακολουθώντας την ίδια διαδικασία φτάνουμε στην

$$\rho\left(R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2\right) = [P_g - P_0 - P(t)] - 4\eta\frac{\dot{R}}{R} - 2\sigma\frac{1}{R} + \frac{\rho}{c}\frac{d^2}{dt^2}(R^2\dot{R}) \quad (2.11)$$

Ο όρος του εκπεμπόμενου από την φυσαλίδα ήχου είναι \dot{R}/c φορές μεγαλύτερος από τους υπόλοιπους όρους της εξίσωσης (2.11). Όταν η ταχύτητα κίνησης των τοιχωμάτων της φυσαλίδας είναι μικρή είναι ως εκ τούτου αμελητέα.

Όταν όμως $|\dot{R}|/c \sim 1$ η εκπομπή ήχου από την φυσαλίδα είναι σημαντική. Επισήμως η εκπομπή ήχου από την φυσαλίδα ανεβάζει την τάξη της RPE, από δευτέρας τάξης σε τρίτης τάξης. Εκ πρώτης όψεως αυτό φαίνεται παράξενο επειδή φυσικές αρχικές συνθήκες δίνονται για τις R και \dot{R} αλλά όχι για την \ddot{R} . Η ασυμφωνία προκύπτει επειδή η εξίσωση (2.11) έχει μια νοθευμένη ασταθή λύση η οποία μεγαλώνει εκθετικά με τον χρόνο. Αυτό είναι αφύσικο, η αρχική κατάσταση για την \ddot{R} πρέπει να επιλεγεί έτσι ώστε να καταστείλει αυτή την λύση.

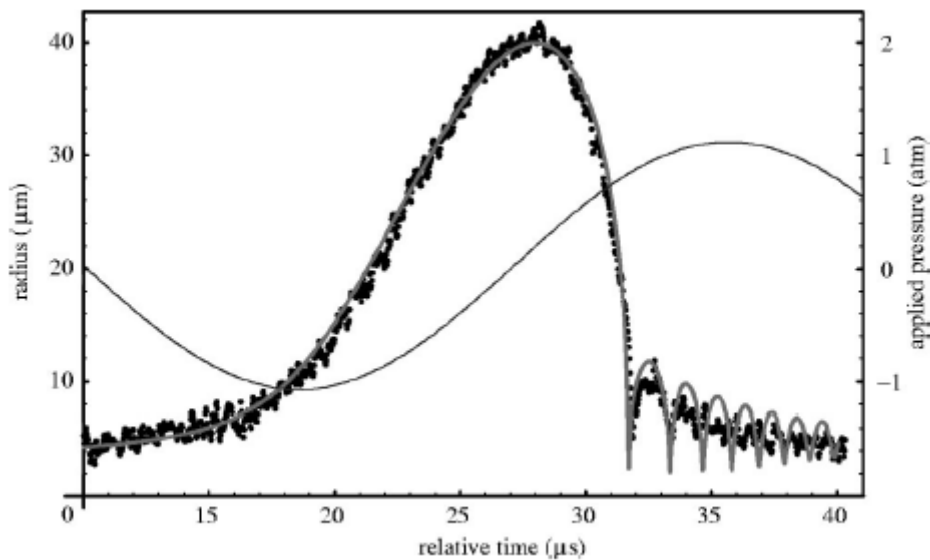
Όπως τονίστηκε από τον Prosperetti αυτή η διαδικασία είναι εκ φύσεως μη πρακτική καθώς αριθμητικά λάθη πάντα θα ενισχύουν την νοθεία της λύσης. Ένας καλύτερος τρόπος για να αντιμετωπιστεί αυτό το ζήτημα είναι να υπολογιστεί ο όρος $\frac{d^2}{dt^2}(R^2\dot{R})$ χρησιμοποιώντας απευθείας την εξίσωση Rayleigh-Plesset. Ένας τυποποιημένος τρόπος για να επιτευχθεί αυτό επινοήθηκε από τον Keller και τους συνεργάτες του και οδηγεί στην εξίσωση Keller. [41] [42]

$$\left(1 - \frac{\dot{R}}{c}\right) \rho R \ddot{R} + \frac{3}{2} R^2 \rho \left(1 - \frac{\dot{R}}{3c}\right) = \left(1 + \frac{\dot{R}}{c}\right) [P_g - P_0 - P(t)] + \frac{R}{c} \dot{P}_g - 4\eta \frac{\dot{R}}{R} - \frac{2\sigma}{R} \quad (2.12)$$

Η συγκεκριμένη μορφή της πιο πάνω εξίσωσης δεν είναι μοναδική, όπως έδειξε ο Prosperetti et al. υπάρχει μια παραμετρική οικογένεια εξισώσεων η οποία μπορεί να παραχθεί από την εξίσωση (2.11), [43] [44] και η ποία είναι η

$$\left(1 - (\lambda + 1) \frac{\dot{R}}{c}\right) \rho R \ddot{R} + \frac{3}{2} R^2 \rho \left(1 - (\lambda + \frac{1}{3}) \frac{\dot{R}}{c}\right) = \left(1 + (1 - \lambda) \frac{\dot{R}}{c}\right) [P_g - P_0 - P(t)] + \frac{R}{c} \dot{P}_g - 4\eta \frac{\dot{R}}{R} - \frac{2\sigma}{R}, \quad (2.13)$$

στην περίπτωση που τεθεί η τιμή της παραμέτρου $\lambda=0$ προκύπτει η εξίσωση Keller. Γενικά έχει αποδειχθεί από τους Prosperetti & Lezzi ότι οι υψηλότερης τάξης εξισώσεις δεν εγγώνονται μεγαλύτερη ακρίβεια της φόρμουλας. Κατ ακρίβεια για ένα αριθμό σχετικών προβλημάτων ο απλούστερος τύπος της οικογένειας εξισώσεων, η εξίσωση Keller (δηλαδή $\lambda=0$) δίνει αποτελέσματα πολύ κοντά στις πλήρης αριθμητικές προσομοιώσεις των μερικών διαφορικών εξισώσεων.



Σχήμα 2-14 Μετρούμενη ακτίνα R(t) (με Mie scattering, τελείες) σε συνδυασμό με την θεωρητική εξίσωση Keller(συνεχόμενη γραμμή), το καθαρό ημίτονο είναι το σήμα οδήγησης

Μια άλλη παραλλαγή της εξ. (2.13) είναι η εξίσωση Gilmore [45]

$$\left(1 - \frac{\dot{R}}{c}\right) R \ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 \left(1 - \frac{\dot{R}}{3c}\right) = \left(1 + \frac{\dot{R}}{c}\right) \frac{H}{\rho} + \left(1 - \frac{\dot{R}}{c}\right) \frac{R \dot{H}}{c \rho} \quad (2.14)$$

Στην εξίσωση του Gilmore η βασική ποσότητα είναι η ενθαλπία και όχι η πίεση. Σε αυτή την προσέγγιση η ταχύτητα του ήχου c δεν είναι σταθερή αλλά εξαρτάται από την ενθαλπία. Αυτό επιτρέπει σε κάποιο να μοντελοποιήσει την αύξηση της ταχύτητας του ήχου καθώς αυξάνεται η πίεση γύρω από την φουσαλίδα, το οποίο οδηγεί σε σημαντικά μειωμένους αριθμούς Mach κατά την κατάρρευση της φουσαλίδας. (Ο αριθμός Mach είναι ο λόγος της ταχύτητας ενός αντικειμένου ως προς την τοπική ταχύτητα του ήχου και είναι αδιάστατος)

Η αποτυχία όμως των παραλλαγών της RPE όταν ο όρος $|\dot{R}|/c$ προσεγγίζει την μονάδα αντανακλάται σε αφύσικες ιδιομορφίες στους βασικούς όρους των εξισώσεων. Αφού εξισώσεις με διαφορετικά λ οδηγούν σε παρόμοια αποτελέσματα, μια λύση σε αυτό το πρόβλημα είναι να διαγραφούν όλες οι παρενθέσεις που περιέχουν τον όρο $|\dot{R}|/c$.

Φτάνοντας έτσι σε μια πολύ δημοφιλή μορφή της RPE στο πλαίσιο της ηχοφωταύγειας.

$$\rho \left(R \ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 \right) = [P_g - P_0 - P(t)] - 4\eta \frac{\dot{R}}{R} - 2\sigma \frac{1}{R} + \frac{R}{c} \frac{d}{dt} (P_g) \quad (2.15)$$

Για το κλείσιμο της μελέτης της RPE πρέπει να γνωρίζουμε την πίεση του αερίου (P_g) εντός της φουσαλίδας η οποία μοντελοποιείται από μια εξίσωση τύπου Van der Waals.

$$\dot{P}_g(R, t) = \frac{d}{dt} (P_g[R(t)]) = -\gamma(R, \dot{R}, T) \frac{3R^2 \dot{R}}{R^3 - h^3} P_g \quad (2.16)$$

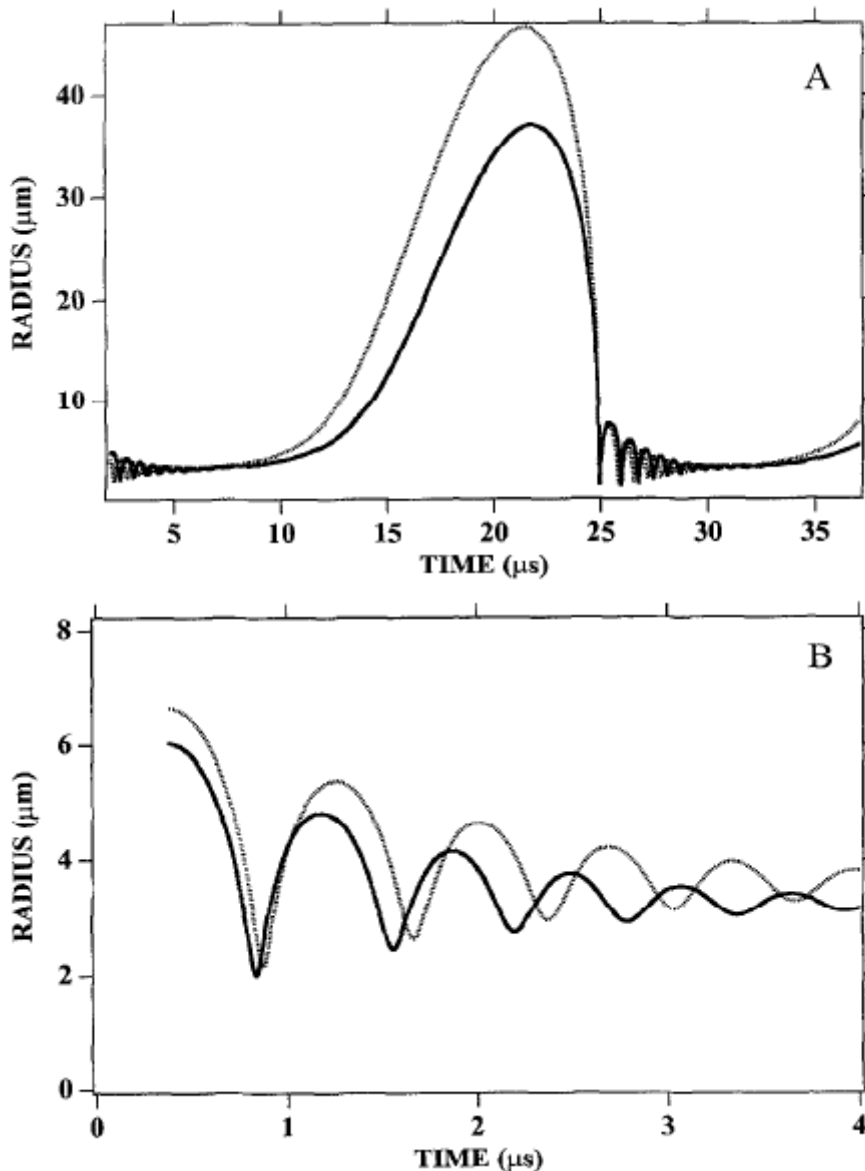
όπου το h αντιπροσωπεύει την ακτίνα του σκληρού πυρήνα Van der Waals. Ο πολυτροπικός εκθέτης γ περιγράφει τον βαθμό ισοθερμικότητας ή αδιαβατικότητας της κίνησης της φουσαλίδας σε δεδομένο χρόνο, δηλαδή το ποσοστό μεταφοράς θερμότητας μεταξύ του αερίου εντός της φουσαλίδας και του υγρού που την περιβάλλει, σε συνάρτηση με την κίνηση της φουσαλίδας. Αν η μεταφορά θερμότητας είναι γρήγορη σε σχέση με την κίνηση της φουσαλίδας τότε το αέριο εντός της φουσαλίδας έχει τη ίδια θερμοκρασία με το υγρό που την περιβάλλει, έτσι το φαινόμενο χαρακτηρίζεται ως ισοθερμικό. Αντιθέτως εάν η κίνηση της φουσαλίδας είναι πιο γρήγορη σε σχέση με την μεταφορά της θερμότητας, τότε η θερμότητα δεν θα μπορεί να αποδράσει από την φουσαλίδα προκαλώντας πιο ψηλή θερμοκρασία εντός της φουσαλίδας από το περιβάλλον υγρό, και έτσι το φαινόμενο χαρακτηρίζεται ως αδιαβατικό. Γενικά το γ είναι συνάρτηση των R , \dot{R} και της θερμοκρασίας του αερίου T , η οποία θα συζητηθεί πιο κάτω. Εάν το γ θεωρηθεί σταθερό κατά την διάρκεια της ταλάντωσης της φουσαλίδας η (2.16) μπορεί να ολοκληρωθεί ως προς τον χρόνο και να προκύψει η

$$P_g[R(t)] = \left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0}\right) \left(\frac{R_0^3 - h^3}{R^3(t) - h^3}\right)^\gamma \quad (2.17)$$

όπου το R_0 είναι η ακτίνα της φουσαλίδας σε φυσιολογική θερμοκρασία και πίεση.

Τέλος αξίζει να αναφερθεί ότι για πολύ ψηλή ένταση οδήγησης όλες οι παραλλαγές της εξίσωσης Rayleigh-Plesset που αναφέρθηκαν πιο πάνω περιγράφουν σχεδόν τέλεια την ακτινική κίνηση της φουσαλίδας κατά την μεγαλύτερη διάρκεια του ακουστικού κύκλου όμως

αποκλίνουν στο μικρό χρονικό διάστημα της κατάρρευσης της φυσαλίδας. Στο διάστημα αυτό όμως είναι που συμβαίνουν όλα τα ενδιαφέροντα φαινόμενα τα οποία θέλουμε να μελετήσουμε. Επομένως αναμένονται να παράγουν ποσοτικές αποκλίσεις για τα χαρακτηριστικά της καταρρέουσας φυσαλίδας(π.χ. την ελάχιστη ακτίνα, την μέγιστη πίεση του αερίου κλπ). Αυτές οι αποκλίσεις είναι μια κύρια αιτία σφαλμάτων μοντελοποίησης για τις θεωρίες της SBSL. Δεδομένων αυτών των δυσκολιών είναι εκπληκτικό το ότι οι λύσεις των RPEs ακόμα παρέχουν μια ποσοτικά ακριβή αναπαράσταση της δυναμικής κίνησης μιας ηχοφωταυγούς φυσαλίδας και αρκετών από τα φαινόμενα που την συνοδεύουν.



Σχήμα 2-15 Ευαισθησία των λύσεων της RPE (2.15). Στο γράφημα A συγκρίνονται λύσεις με ίδιες R_0 αλλά οδηγούσες πιέσεις να διαφέρουν κατά 10%. Στο γράφημα B συγκρίνονται λύσεις με ίδια οδηγό πίεση αλλά τις R_0 να διαφέρουν κατά 10%, κατά την μετά την αναπήδηση φάση.

Πηγή Barber, Hiller, Lofstedt, Putterman & Weninger(1997)[14]

2.4.2.4 Υπολογισμός της θερμοκρασίας μέσω της εξίσωσης Rayleigh-Plesset

Για τον υπολογισμό της θερμοκρασίας μέσω των RPEs πρέπει να σχηματιστεί ένα σύστημα από τρεις συνήθεις διαφορικές εξισώσεις (ODEs) συναρτήσεων των R , \dot{R} , και T . Οι δύο πρώτες εξισώσεις είναι οι (2.15) και (2.16), άρα το μόνο που μένει είναι να βρεθεί μια επέκταση των δύο αυτών εξισώσεων η οποία να εισάγει την θερμοκρασία του αερίου T . Αυτό θα γίνει μέσω του πολυτροπικού εκθέτη γ αφού όπως αναφέρθηκε και πιο πάνω, το γ γενικά είναι συνάρτηση των R , \dot{R} , και T . Χρησιμοποιώντας την Van der Waals εξίσωση κατάστασης αποκλειστικού όγκου.

$$P_g \frac{4\pi}{3} (R^3 - h^3) = \frac{4\pi}{3} R_0^3 u_m RT \quad (2.18)$$

Με την σταθερά ιδανικού αερίου R και τον ειδικό μοριακό όγκο u_m υπό κανονικές συνθήκες, από την (2.16) προκύπτει

$$\dot{T} = -[\gamma(R, \dot{R}, T) - 1] \frac{3R^2 \dot{R}}{R^3 - h^3} T \quad (2.19)$$

Για το κλείσιμο του συστήματος των εξισώσεων το μόνο που απομένει είναι ο προσδιορισμός του γ . Ουσιαστικά το γ προορίζεται να περιγράψει την αλληλεπίδραση της θερμοκρασίας μεταξύ του αερίου εντός της φυσαλίδας και του υγρού εκτός αυτής καθορίζοντας το φαινόμενο ως ισοθερμικό ή αδιαβατικό. Αν το φαινόμενο είναι αδιαβατικό κατά την κατάρρευση τότε $\gamma \approx \Gamma$, όπου $\Gamma=5/3$ είναι ο αδιαβατικός εκθέτης για το αργό (argon). Αν το φαινόμενο είναι ισοθερμικό τότε $\gamma \approx 1$.

Γι το όριο των ασθενών γραμμικών ταλαντώσεων της φυσαλίδας, η χρονική εξάρτηση του πολυτροπικού εκθέτη γ είναι γνωστή. Ο Prosperetti έχει εξαγάγει μια αυστηρή αναλυτική φόρμουλα η οποία συνδέει το γ με τον αριθμό Péclet (Pe). [46] Αυτός ο αριθμός εξ ορισμού μετρά την σχετική σημασία μετατόπισης και διάχυσης της θερμότητας. Αντί να χρησιμοποιηθεί η μάλλον περίπλοκη εξίσωση της παραπομπής [46] στην πλήρη μορφή της θα χρησιμοποιηθεί μια παραλλαγή της η οποία αναπαράγει την εξίσωση πολύ στενά, η οποία είναι η

$$\gamma(Pe) = 1 + (\Gamma - 1) \exp\left(-\frac{A}{(Pe)^B}\right) \quad (2.20)$$

με αριθμητικές παραμέτρους $A \approx 5.8$, $B \approx 0.6$. Προφανώς το $\gamma \rightarrow 1$ όταν το $Pe \rightarrow 0$ (δηλαδή ισοθερμική συμπεριφορά όπου κυριαρχεί η διάχυση) και το $\gamma \rightarrow \Gamma=5/3$ όταν το $Pe \rightarrow \infty$ (δηλαδή αδιαβατική συμπεριφορά όπου κυριαρχεί η μετατόπιση). Ενώ η φόρμουλα του Prosperetti έχει αναπτυχθεί για ασθενείς γραμμικές ταλαντώσεις της φυσαλίδας, διατηρεί το φυσικό νόημα της για παρεμβολή μεταξύ ισοθερμικής και αδιαβατικής συμπεριφοράς στην περίπτωση μη-γραμμικών ταλαντώσεων. Έτσι επιχειρείται να επεκταθεί η εφαρμογή της σε δυνατές καταρρεύσεις ηχοφωταγούντων φυσαλίδων, χρησιμοποιώντας ένα εξαρτώμενο από τον χρόνο στιγμιαίο αριθμό Péclet,

$$Pe = Pe(t) = R(t) |\dot{R}(t)| / X(R, T) \quad (2.21)$$

ο οποίος μπορεί να ληφθεί από μια τρισδιάστατη εξέταση ή από απλές εκτιμήσεις των όρων της διαφορικής εξίσωσης της θερμικής αγωγιμότητας. Ο αριθμός Pe αλλάζει κατά αρκετές

τάξεις μεγέθους κατά την διάρκεια μιας τυπικής Rayleigh-Plesset ταλάντωσης. Για ένα πολύ μεγάλο μέρος του κύκλου οδήγησης, η φυσαλίδα ακολουθεί τις σχετικά χαμηλές χρονικές κλίμακες της οδήγησης αποδίδοντας μικρούς αριθμούς Péclet. Σημαντικές αποκλίσεις από την ισοθερμική συμπεριφορά προκύπτουν μόνο κατά την κατά την κατάρρευση της φυσαλίδας όπου η (2.21) δίνει μεγάλους αριθμούς Péclet και συνεπώς, μεγάλη αύξηση της θερμοκρασίας κάτω από συμπίεση.

Στη συνέχεια θα πρέπει να υπολογιστεί η μεταβλητή X της εξίσωσης (2.21), η οποία όπως φαίνεται και από την (2.21) είναι εξαρτώμενη από τις μεταβλητές κατάστασης R και T . Καθώς η φυσαλίδα γίνεται πολύ πυκνή κατά την κατάρρευση (φτάνοντας σε πυκνότητες στερεάς υλικής κατάστασης), χρησιμοποιείται η θεωρία Enskog για πυκνά αέρια [47] για τον υπολογισμό της εξάρτησης του X από τις R και T . Το αποτέλεσμα είναι

$$X(R, T) = \frac{25}{48} \Gamma^{-1} \left(\frac{\pi \alpha^2 R T}{\mu} \right)^{1/2} G(\chi) \quad (2.22)$$

όπου μ το μοριακό βάρος του αερίου εντός της φυσαλίδας και α η ατομική διάμετρος αυτού. Η $G(\chi)$ είναι μια συνάρτηση της αδιάστατης πυκνότητας του αερίου όπου το χ είναι

$$\chi = \frac{2\pi N_A \alpha^3 R_0^3}{3v_m R^3} \quad (2.23)$$

όπου, N_A είναι ο αριθμός Avogadro ($N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$). Η προσέγγιση επέκτασης που χρησιμοποιείται στην θεωρία Enskog αποδίδει

$$G(\chi) = \frac{1}{\chi} \left(\frac{1}{1+c_1\chi+c_2\chi^2+c_3\chi^3} + 1.2\chi + 0.755\chi^2(1 + c_1\chi + c_2\chi^2 + c_3\chi^3) \right) \quad (2.24)$$

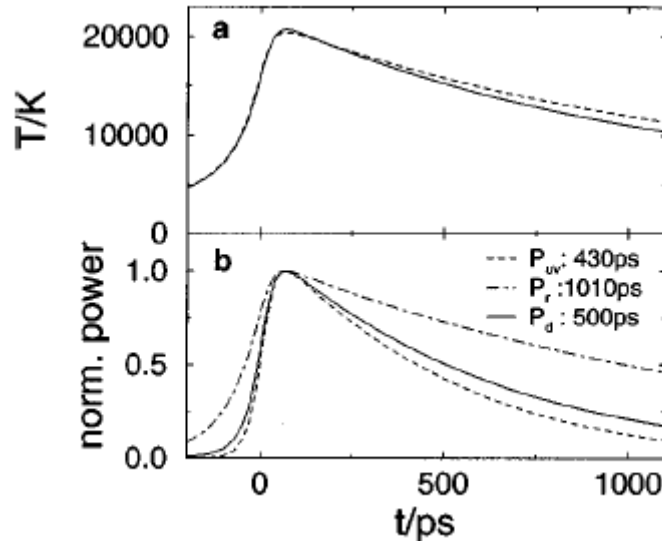
με τους συντελεστές $c_1=0.625$, $c_2=0.2869$, $c_3=0.115$. Εδώ θα πρέπει να σημειωθεί ότι για μικρές πυκνότητες αερίου εντός της φυσαλίδας, οι (2.22), (2.23), (2.24) δίνουν τις γνωστές αναλογίες $X \propto \sqrt{T/\rho_g}$ όπου ρ_g είναι η πυκνότητα του αερίου.

Στο ομοιόμορφο μοντέλο της φυσαλίδας το οποίο μελετούμε, το αέριο μέσα στην καταρρέουσα φυσαλίδα γίνεται πολύ πιο θερμότερο από το νερό έξω από αυτή, έτσι πρέπει να γίνεται μια έντονη ανταλλαγή θερμότητας, η οποία δημιουργεί ένα “κρύο” θερμικό οριακό στρώμα εντός των τειχών της φυσαλίδας. Η θερμική ψύξη της φυσαλίδας λαμβάνεται υπόψη προσθέτοντας ένα όρο διάχυτης απώλειας θερμότητας στην (2.19) έτσι η πλήρης φόρμουλα που χρησιμοποιείται για την αλλαγή της θερμοκρασίας είναι

$$\dot{T} = -[\gamma(R, \dot{R}, T) - 1] \frac{3R^2 \dot{R}}{R^3 - h^3} T - X \frac{T - T_\infty}{R^2} \quad (2.25)$$

Η χρονική κλίμακα R^2/X είναι μεγαλύτερη ή ίση με $\sim 10\text{ns}$, άρα αυτή η ψύξη δεν έχει καθόλου επιπτώσεις στις γρήγορες ταχύτητες κατά την κατάρρευση ή στις θερμοκρασίες και τις εντάσεις φωτός που υπολογίζονται. Απλά μειώνει την θερμοκρασία πίσω στην θερμοκρασία περιβάλλοντος T_∞ κατά την μετά την αναπήδηση φάση της ταλάντωσης και εξασφαλίζει ότι η μέση περιεκτικότητα σε ενέργεια της φυσαλίδας παραμένει σταθερή από κύκλο σε κύκλο.

Το σύστημα των εξισώσεων (2.15), (2.18) και (2.20) – (2.25) είναι η τελική εκδοχή του μοντέλου. Με χρήση ενός βηματικού προσαρμοστικού αλγόριθμου μπορεί να λυθεί αριθμητικά για τα $R(t)$, $R'(t)$, και $T(t)$ υπολογίζοντας έτσι την θερμοκρασία εντός της φυσαλίδας, δίνοντας αρκετά καλά αποτελέσματα σε συμφωνία με τα πειραματικά αποτελέσματα.



Σχήμα 2-16 Εκτίμηση της θερμοκρασίας με χρήση ενός βηματικού αλγόριθμου Runge-Kutta για το σύστημα εξισώσεων (2.15), (2.18) και (2.20) – (2.25). Με $f=20\text{kHz}$, $P_a=1.3\text{ atm}$, και $R_0=5.0\mu\text{m}$ και εκτιμώμενη $T_{\text{max}} \approx 20\,000\text{K}$

Πηγή Hilgenfeldt, Grossmann & Lohse(1999)

Η κατανόηση του μηχανισμού εκπομπής του φωτός της SBSL εξαρτάται από μια καλή αντίληψη της θερμοκρασίας εντός της φυσαλίδας. Το μοντέλο που αναλύθηκε πιο πάνω αλλά και όλα τα υπόλοιπα μοντέλα που αναπτύχθηκαν μέχρι σήμερα με διάφορα επίπεδα εκλέπτυνσης, οδηγούν σε προβλέψεις για την μέγιστη θερμοκρασία εντός της φυσαλίδας σε ένα εύρος από $6\,000\text{K}$ μέχρι λίγο πάνω από $20\,000\text{K}$, για ίδιες δοσμένες παραμέτρους οδήγησης για μία ηχοφωταγούσα φυσαλίδα. Παρόλο που αυτός ο παράγοντας αβεβαιότητας (περίπου 3,5) είναι σημαντικός, είναι καθησυχαστικό το ότι αυτά τα μοντέλα έχουν ένα αριθμό κοινών χαρακτηριστικών: (i) Συμφωνούν ότι το εσωτερικό της φυσαλίδας θερμαίνεται και γίνεται τουλάχιστο όσο θερμό όσο και αυτό που μετράται κατά την MBSL. (ii) Οι υδρατμοί εντός της φυσαλίδας είναι ένας σημαντικός παράγοντας περιορισμού της θερμοκρασίας της φυσαλίδας, σχηματίζοντας ένα σημαντικό μέρος των περιεχομένων της φυσαλίδας κατά την κατάρρευση. (iii) Η θερμοκρασία κατά μέσο όρο σε όλο τον όγκο της φυσαλίδας, δεν είναι πιθανό να αυξηθεί πολύ πάνω από τους 10^4K αποκλείοντας τις πολύ ψηλές προβλέψεις των πρώτων προσπαθειών να μοντελοποιήσουν την SBSL.

Οι αβεβαιότητες για τις θερμοκρασίες της φυσαλίδας και οι προκύπτουσες προβλέψεις για την εκπομπή του φωτός δεν επιτρέπουν μια άμεση σύγκριση μεταξύ των θεωρητικών μοντέλων και των πειραματικών μελετών για ένα συγκεκριμένο συνδυασμό παραμέτρων (όπως πχ πίεση(P_a), συχνότητα(f) και ακτίνα ηρεμίας(R_0)). Επιπλέον από τις

θεωρητικές αβεβαιότητες, η μεγάλη εξάρτηση της εκπομπής του φωτός από τις πειραματικές παραμέτρους περιορίζει σοβαρά την επαναληψιμότητα των μετρήσεων. Μια σύγκριση πειραμάτων πάνω σε μια σειρά παραμέτρων είναι πολύ πιο υποσχόμενη από τα θεωρητικά μοντέλα, εστιάζοντας στην ισχυρή πειραματική εξάρτηση της δυναμικής της φυσαλίδας και της εκπομπής του φωτός από διάφορες εξωτερικές παραμέτρους. Μια επισκόπηση των πιο σημαντικών παραμέτρων της SBSL θα γίνει στην επόμενη ενότητα.

2.4.3 Το σύνολο των παραμέτρων της SBSL

Στην υποενότητα 2.4.2 παρουσιάστηκε μια θεωρητική ανασκόπηση της δυναμικής της φυσαλίδας κάτω από την επίδραση κυρίως τριών παραμέτρων, της πίεσης οδήγησης P_a , της συχνότητας $f=\omega/2\pi$, και της αρχικής ακτίνας ηρεμίας R_0 , όλες ορισμένες σε κατάλληλες τιμές ώστε να προκύψει η SBSL. Το σημαντικό ερώτημα είναι αν αυτές, όπως και άλλες πειραματικές παράμετροι μεταβληθούν ποιες θα είναι οι επιπτώσεις στην SBSL. Τα διάφορα πειράματα έχουν αποδείξει ότι εκτός από τις παραμέτρους που απορρέουν από τις εξισώσεις Rayleigh-Plesset, άλλες ποσότητες καθοριστικής σημασίας για την SBSL είναι η συγκέντρωση του αερίου που είναι διαλυμένο στο υγρό, η θερμοκρασία του υγρού, ο τύπος του υγρού και ο τύπος και οι προσμίξεις των εγχυμένων αερίων.

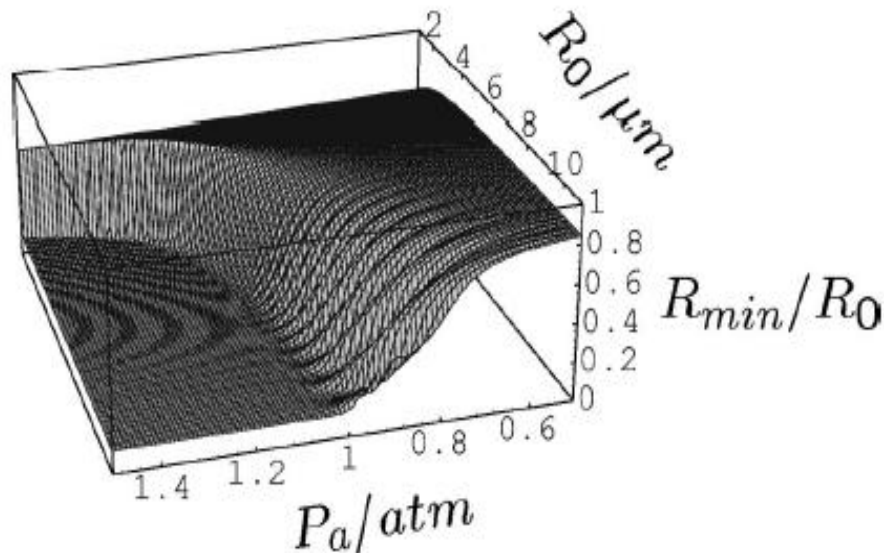
Διάφοροι φυσικοί περιορισμοί περιορίζουν την περιοχή των παραμέτρων μέσα στις οποίες μπορεί να παρατηρηθεί η ηχοφωταύγεια. Για να επιτευχθεί εκπομπή φωτός η φυσαλίδα πρέπει να εξαναγκαστεί κάτω από αρκετά μεγάλη πίεση έτσι ώστε να προκύπτει σπηλαίωση σε κάθε ακουστικό κύκλο. Η φυσαλίδα δεν πρέπει να σπάσει σε μικρότερα κομμάτια, το οποίο μεταφράζεται στην απαίτηση ότι οι ιξώδης διαδικασίες και η επιφανειακή ένταση πρέπει να είναι αρκετά ισχυρές έτσι ώστε να περιορίσουν την ανάπτυξη παραγόντων αστάθειας στο σχήμα της φυσαλίδας. Για συνεπή και σταθερή εκπομπή φωτός στην SBSL, ο αριθμός των μορίων του αερίου μέσα στην φυσαλίδα, κατά μέσο όρο σε ένα κύκλο της ταλάντωσης πρέπει ούτε να αυξηθεί ούτε να μειωθεί. Η απαίτηση αυτή είναι που καθορίζει την αρχική ακτίνα R_0 ηρεμίας της φυσαλίδας, περιλαμβάνει μια λεπτή αλληλεπίδραση μεταξύ διαδικασιών διάχυσης οι οποίες ανταλλάσσουν αέρια μεταξύ του εσωτερικού της φυσαλίδας και του υγρού που την περιβάλλει. Τέλος είναι απαραίτητο οι δυνάμεις Bjerknes που κρατούν παγιδευμένη την φυσαλίδα σε σταθερό σημείο μέσα στην φιάλη να είναι αρκετά ισχυρές ώστε να εξασφαλίζουν ότι το κέντρο της φυσαλίδας δεν θα κινείται αισθητά.

Στην υποενότητα αυτή θα γίνει μια ανασκόπηση της μέχρι σήμερα τρέχουσας αντίληψης των σημαντικότερων παραγόντων που επηρεάζουν την SBSL και θα γίνει μια προσπάθεια να αξιολογηθεί ο βαθμός στον οποίο οι θεωρητικές προβλέψεις συμφωνούν με τα πειραματικά δεδομένα.

2.4.3.1 Το κατώφλι Blake

Ανεξαρτήτως του ακριβούς μηχανισμού της ηχοφωταύγειας, είναι απολύτως ξεκάθαρο ότι το φως προκύπτει από τη συγκέντρωση ενέργειας κατά τη γρήγορη κατάρρευση της φυσαλίδας. Ως εκ τούτου η φυσαλίδα πρέπει να εξαναγκαστεί κάτω από αρκετά μεγάλη πίεση έτσι ώστε να προκύπτει σπηλαίωση και μετέπειτα κατάρρευση της φυσαλίδας εκπέμποντας φως. Κατά πόσο αυτό θα συμβεί εξαρτάται από το μέγεθος της φυσαλίδας σε κατάσταση ηρεμίας R_0 (ουσιαστικά μας ενδιαφέρει η μάζα του αερίου μέσα στην φυσαλίδα) και την ένταση της πίεσης που ασκείται στην φυσαλίδα. Το σχήμα 2-17 δείχνει την ελάχιστη ακτίνα της φυσαλίδας R_{\min} κατά την διάρκεια ενός ακουστικού κύκλου οδήγησης ως συνάρτηση της

ακτίνας ηρεμίας R_0 και της ασκούμενης πίεσης P_a . Όπως φαίνεται στο σχήμα υπάρχει μια απότομη μετάβαση της R_{min} (στα όρια των R_0, P_a) από τα 0.8 μm στα 0.2 μm κατά την οποία συμβαίνει η κατάρρευση της φυσαλίδας και το αέριο εντός της φυσαλίδας συμπιέζεται έντονα οδηγώντας σε θέρμανση της φυσαλίδας. Συνεπώς ηχοφωταύγεια μπορεί να προκύψει μόνο πάνω από αυτό το κατώφλι.



Σχήμα 2-17 Η ελάχιστη ακτίνα R_{min} ως συνάρτηση της ακτίνας ηρεμίας R_0 και της ασκούμενης πίεσης P_a κατά την διάρκεια ενός ακουστικού κύκλου οδήγησης

Πηγή Brenner, Hilgenfeldt & Lohse (2002)[17]

Η λειτουργική μορφή του κατωφλίου που περιγράφεται από την καμπύλη $R_0(P_a)$ μπορεί να προκύψει από εκτιμήσεις των διαστάσεων. Εκτός από την ακτίνα ηρεμίας R_0 , οι άλλες παράμετροι στην εξίσωση Rayleigh-Plesset είναι οι $P_a, P_0, \sigma, \rho, \eta$ και ω (τα ονόματά τους έχουν αναφερθεί στην υποενότητα 2.4.2). Αφού έχουμε να κάνουμε με την μετάβαση από ήπια ταλάντωση σε αδρανή κατάρρευση, δεν περιμένουμε στατικά φαινόμενα να είναι σημαντικά και εξαιρούμε το ιξώδες η από τους υπολογισμούς. Από τις εναπομείναντες παραμέτρους, δύο ανεξάρτητες κλίμακες μήκους μπορούν να προκύψουν: το μέγεθος συντονισμού της φυσαλίδας $R_0^{res} = \sqrt{3P_0\rho^{-1}\omega^{-2}}$ και η γραμμική κλίμακα μήκους σ/P_0 . Όμως οι φυσαλίδες κατά την SBSL οδηγούνται μακριά από τον συντονισμό, άρα ο όρος R_0^{res} είναι πολύ μεγάλος για να είναι σημαντικός.

Η σχέση μεταξύ της κρίσιμης ακτίνας ηρεμίας R_0^c και της πίεσης πρέπει επομένως να έχει την μορφή

$$R_0^c = \frac{\sigma}{P_a} f\left(\frac{P_a}{P_0}\right) \quad (2.26)$$

με την f να είναι μια αδιάστατη συνάρτηση. Μι πιο προσεκτική ματιά στην εξίσωση Rayleigh-Plesset επιτρέπει την εξειδίκευση της πιο πάνω ώστε

$$R_0^c = C \frac{\sigma}{P_\alpha - P_0} \quad (2.27)$$

όπου C είναι μια βαθμωτή σταθερά. Ένας υπολογισμός κατωφλίου όπως ο πιο πάνω έγινε πρώτη φορά από τον Blake (1949) για φυσαλίδες κάτω από στατική πίεση, ο Blake βρήκε το $C=2/3$ για ισοθερμική κίνηση της φυσαλίδας [48]. Έτσι το κατώφλι στον χώρο R_0-P_α το οποίο χωρίζει τις ήπια ταλαντευόμενες φυσαλίδες από τις βίαια καταρρέουσες φυσαλίδες είναι από τότε γνωστό ως το κατώφλι Blake. Πιο λεπτομερείς πρόσφατες μελέτες για ακουστικά οδηγούμενες φυσαλίδες υπολογίζουν το $C = 4\sqrt{3}/9 \approx 0.77$. [49] [50]

Μόνο φυσαλίδες με ακτίνα μεγαλύτερη από την R_0^c της εξίσωσης (2.27) μπορούν να παρουσιάσουν ηχοφωταύγεια, έτσι το κριτήριο του κατωφλίου Blake μειώνει σημαντικά τον διαθέσιμο χώρο των παραμέτρων για τις οποίες μπορεί να προκύψει η SBSL. Όταν τα ωστικά κύματα (shock waves) μέσα στην φυσαλίδα θεωρήθηκαν σημαντικά όσον αφορά την εκπομπή του φωτός, προτάθηκε από κάποιους να αντικατασταθεί το κριτήριο Blake με το κατώφλι για την δημιουργία ισχυρού ωστικού κύματος, το οποίο αναμένεται όταν η μέγιστη ταχύτητα της φυσαλίδας κατά την κατάρρευση ξεπεράσει την ταχύτητα του ήχου μέσα στο αέριο (αν και ωστικά κύματα μπορούν και θα δημιουργηθούν και σε μικρότερες ταχύτητες). Λόγω του απότομου χαρακτήρα του κατωφλίου Blake, οι υπερηχητικές ταχύτητες επιτυγχάνονται για συνδυασμούς παραμέτρων πολύ κοντά στο κατώφλι Blake. Έτσι το νέο κριτήριο που προτάθηκε, όπως και κάθε άλλο δυναμικό κριτήριο για καταρρέουσες φυσαλίδες, θα αποφέρει ουσιαστικά τα ίδια αποτελέσματα όπως και το κριτήριο του κατωφλίου Blake.

2.4.3.2 Σταθερότητα της φυσαλίδας σε σχέση με την διάχυση

Δεδομένου ότι η δυναμική της φυσαλίδας και η συγκέντρωση ενέργειας κατά την κατάρρευση εξαρτώνται από την ακτίνα ηρεμίας R_0 , είναι σημαντικό για μια σταθερή ηχοφωταυγούσα φυσαλίδα να διατηρεί την ίδια ακτίνα ηρεμίας, δηλαδή να μην ανταλλάζει καθόλου καθαρή μάζα με το υγρό που την περιβάλλει. Η ανταλλαγή αερίου μεταξύ της φυσαλίδας και του υγρού επηρεάζεται από διάχυση του αερίου μέσω του υγρού και από οριζόντια μεταφορά του αερίου αυτού με την ταχύτητα του υγρού.

Το τυπικό μοντέλο που χρησιμοποιείται για αυτή την διαδικασία αυτή ξεκινά με την εξίσωση μεταφοράς για την συγκέντρωση μάζας $c(r,t)$ (μάζα/όγκος) του αερίου γύρω από μία σφαιρική φυσαλίδα

$$\partial_t c + u \partial_r c = D \frac{1}{r^2} \partial_r (r^2 \partial_r c) \quad (2.28)$$

όπου το D είναι ο συντελεστής διάχυσης του υγρού στο νερό. Η ταχύτητα του υγρού είναι $u(r,t) = R^2 \dot{R}/r^2$ με την απόσταση r από το κέντρο της φυσαλίδας να δίνεται από την εξίσωση (2.6) και την $R(t)$ να εισάγεται μέσω της λύσης της εξίσωσης Rayleigh-Plesset. Το αέριο μέσα στην φυσαλίδα υποτίθεται να παραμένει σε ισορροπία με αυτό μέσα στο υγρό στα όρια των τειχών της φυσαλίδας, συνεπώς η συγκέντρωση του αερίου στα τοιχώματα της φυσαλίδας δίνεται από τον νόμο του Henry,

$$c(R, t) = c_0 p_g(R, t)/P_0 \quad (2.29)$$

τέλος η συγκέντρωση αερίου μακριά από την φυσαλίδα δίνεται από συγκέντρωση του περιβάλλοντος υγρού c_∞ ,

$$c(\infty, t) = c_\infty \quad (2.30)$$

Τότε η απώλεια/κέρδος μάζας της φυσαλίδας είναι αναλογική στο διάνυσμα συγκέντρωσης στα τοιχώματα της φυσαλίδας,

$$\dot{m} = 4\pi R^2 D \partial_r c|_{R(t)} \quad (2.31)$$

Αυτό το μοντέλο για την ανταλλαγή αερίου μεταξύ φυσαλίδας και υγρού είναι ακριβές όσο η λύση της εξίσωσης Rayleigh-Plesset είναι έγκυρη. Κατά την κατάρρευση αρκετά άλλα φαινόμενα θα μπορούσαν επίσης να παίξουν σημαντικό ρόλο και να επηρεάσουν την ανταλλαγή αερίου, όπως (α) ηχητικά κύματα στο υγρό, (β) κατάρρευση του νόμου του Henry στην επιφάνεια της φυσαλίδας λόγω της γρήγορης κίνησης της, (γ) χημικές αντιδράσεις μέσα στην φυσαλίδα μετά την κατάρρευση, και (δ) μετασχηματισμός φάσης (βράσιμο) του υγρού που περιβάλλει την φυσαλίδα.

Πρώτα θα εξεταστούν οι συνέπειες της διάχυσης μάζας μόνο. Η οριζόντια μεταφορά της μάζας του διαλυμένου αερίου στην εξίσωση (2.28) αντανάκλα την διατήρηση του όγκου του υγρού. Ένα σφαιρικό κέλυφος υγρού γύρω από την ταλαντευόμενη φυσαλίδα σπρώχνεται μέσα ή έξω κάθε φορά που η φυσαλίδα συστέλλεται ή διαστέλλεται. Για αυτό το λόγο είναι χρήσιμο να θεωρήσουμε τις λύσεις της (2.28) σε λαγκρανζιανές συντεταγμένες εντοπίζοντας τις αλλαγές όγκου σύμφωνα με την

$$h(r, t) = \frac{1}{3}[r^3 - R^3(t)] \quad (2.32)$$

Αν αμεληθεί η διάχυση μάζας, το πεδίο συγκέντρωσης έξω από την φυσαλίδα θα ήταν απλά $c=c(h)$. Ωστόσο ακόμα και στο όριο όπου ο συντελεστής διάχυσης μάζας είναι πολύ μικρός, έχει σημαντικές συνέπειες (για παράδειγμα, μια φυσαλίδα που δεν οδηγείται τελικά διαλύεται λόγω διάχυσης). Η οριακή συνθήκη του νόμου του Henry στα τοιχώματα της φυσαλίδας συνεπάγεται ότι η συγκέντρωση αερίου στα τοιχώματα της φυσαλίδας είναι εξαρτώμενη από τον χρόνο και γενικά διαφορετική από την συγκέντρωση c_∞ μέσα στο συνολικό όγκο του υγρού. Υπάρχει ως εκ τούτου ένα οριακό στρώμα κοντά στα τοιχώματα της φυσαλίδας, όπου η συγκέντρωση του αερίου χαλαρώνει από την τιμή που υπαγορεύεται από τον νόμο του Henry στην c_∞ .

Το διάνυσμα συγκέντρωσης στο οριακό στρώμα υπαγορεύει την ροή μάζας μέσα στην φυσαλίδα. Υπάρχουν δύο χρονικές κλίμακες κατά τις οποίες προκύπτει μεταφορά μάζας: (i) κατά την διάρκεια ενός μοναδικού κύκλου οδήγησης, αέριο σπρώχνεται μέσα και έξω από την φυσαλίδα όταν αυτή διαστέλλεται και συστέλλεται. (ii) Σε βάθος πολλών κύκλων οδήγησης, μικρά καθαρά κέρδη ή απώλειες μάζας δυναμικά συσσωρεύονται προκαλώντας σημαντικές αλλαγές στον αριθμό των μορίων μέσα στην φυσαλίδα.

Με την λαγκρανζιανή συντεταγμένη (2.32), παρατηρείται από την (2.28) ότι

$$\partial_t = D\partial_h(r^4\partial_h c) \quad (2.33)$$

Εστιάζοντας στην περιοχή του οριακού στρώματος κοντά στην φυσαλίδα ($r \approx R$) και αναπροσδιορίζοντας τον χρόνο $\tau \equiv \int R^4 dt$ προκύπτει

$$\partial_\tau c = D\partial_{hh} c \quad (2.34)$$

η οποία είναι μια καθαρή εξίσωση διάχυσης. Η λύση αυτής της εξίσωσης μπορεί να γραφτεί $c(h, \tau) = c_\infty + c_{osc}(h, \tau) + c_{sm}(h, \tau)$. Η c_{osc} είναι μια λύση ταλάντωσης, μεταφέροντας αέριο μπρός και πίσω με συχνότητα αυτή των ταλαντώσεων της φυσαλίδας, αλλά πραγματοποιεί αμελητέες καθαρές μεταφορές αερίου. Το ομαλό μέρος της λύσης c_{sm} , καθορίζει την ανταλλαγή αερίου για χρονικές κλίμακες πολύ μεγαλύτερες από την περίοδο της ταλάντωσης. Ο αριθμός των μορίων μέσα στην φυσαλίδα για να διατηρηθεί σε ισορροπία για μεγάλες χρονικές περιόδους, είναι απαραίτητο να ισχύει $\langle c(h, \tau) \rangle = c_\infty$, όπου ο τελεστής $\langle \cdot \rangle$ υποδηλώνει χρονικό μέσο όρο στο τ . Εστιάζοντας στην επιφάνεια της φυσαλίδας παίρνουμε (λόγω του νόμου του Henry)

$$\langle c \rangle_4 = c_0 \frac{\int R^4 p_g(R, t) dt}{P_0 \int R^4 dt} \equiv c_0 \frac{\langle p_g \rangle_4}{P_0} = c_\infty \quad (2.35)$$

Ο δείκτης 4 υποδεικνύει ότι ο μέσος όρος σταθμίζεται με την R^4 . Η απώλεια μάζας της φυσαλίδας για μεγάλες χρονικές περιόδους μπορεί να υπολογιστεί μέσω

$$\dot{m} = -4\pi R_0^2 D \frac{\langle c \rangle_4 - c_\infty}{\delta} \quad (2.36)$$

όπου το δ είναι το πάχος του οριακού στρώματος και δίνεται από την

$$\delta = R_0^2 \left(\int_0^\infty \frac{dh}{T_d^{-1} \int [3h + R^3(t)]^{4/3} dt} \right)^{-1} \quad (2.37)$$

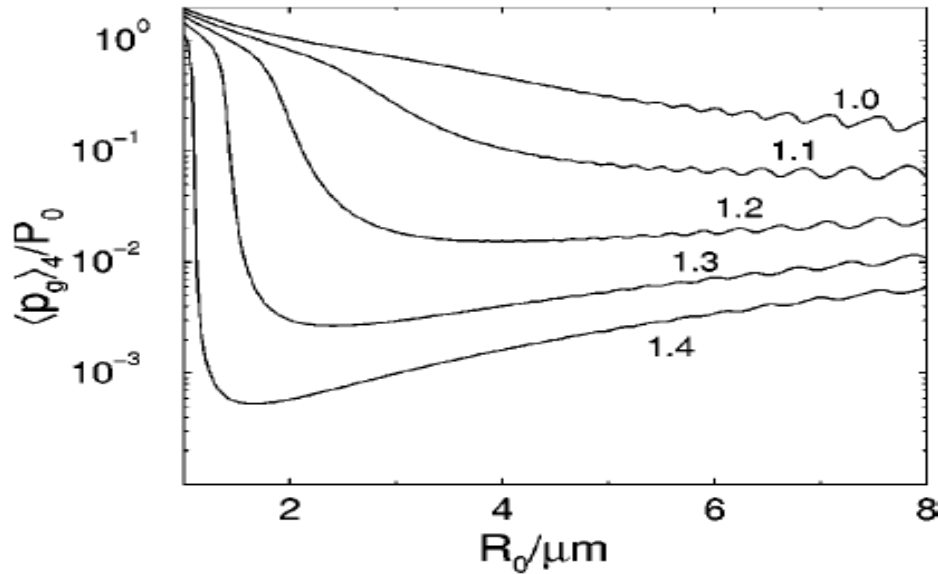
όπου το χρονικό ολοκλήρωμα στον παρονομαστή εκτείνεται σε μία περίοδο ταλάντωσης T_d . Λόγω της κυριαρχίας της μέγιστης ακτίνας στην ολοκλήρωση, το δ μπορεί να προσεγγιστεί ως $\approx R_0^2/R_{max}$. Η χρονική κλίμακα της διάχυσης μάζας είναι ως εκ τούτου κατά προσέγγιση $R_0^3 \rho_g / R_{max} D c_0 \sim 0.1$ s, με την πυκνότητα του αερίου ρ_g υπό κανονικές συνθήκες.

Οι Fyrrillas & Szeri(1994) εφάρμοσαν την μέθοδο πολλαπλών κλιμάκων για να αναπαράγουν συστηματικά τις πιο πάνω φόρμουλες και να αποδείξουν την ακρίβεια τους και οδηγήθηκαν στην $D(\omega R_0^2)^{-1}$ ως λύση της εξ (2.28). Όσο η χρονική κλίμακα της διάχυσης είναι κατά πολύ μεγαλύτερη από τον κύκλο ταλάντωσης της φυσαλίδας, η προσέγγιση αυτή είναι πολύ αξιόπιστη και μπορεί ως εκ τούτου να χρησιμοποιηθεί αντί της πιο δυσκίνητης απευθείας λύσης της (2.28).

Η εξίσωση (2.36) μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την μελέτη της ευστάθειας της περιβαλλοντικής ακτίνας ισορροπίας R_0^* . Λαμβάνοντας $R_0 = R_0^* + \varepsilon$ και επεκτείνοντας την εξίσωση της συγκέντρωσης του αερίου $\langle c \rangle(R_0)$ γύρω από την R_0^* οδηγεί στην $\dot{\varepsilon} = -\frac{D}{\rho_g \delta} \frac{d\langle c \rangle_4}{dR_0} \Big|_{R_0^*} \varepsilon$. Το σημείο ισορροπίας είναι επομένως ευσταθές για όσο $d\langle c \rangle_4/dR_0 > 0$ ή ισοδύναμα $d\langle p \rangle_4/dR_0 > 0$.

Ο Lofstedt (1995) κατέδειξε μια προσεγγιστική εκδοχή της εξίσωσης (2.35). Αφού ο χρονικός μέσος όρος ζυγίζεται από την R^4 , και η φυσαλίδα περνά ένα μεγάλο κλάσμα του κύκλου της κοντά στην μέγιστη ακτίνα της, η συνθήκη ισορροπίας είναι προσεγγιστικά

$$\frac{p_g(R_{max})}{P_0} = \left(\frac{R_0}{R_{max}}\right)^3 = \frac{c_\infty}{c_0} \quad (2.38)$$



Σχήμα 2-18 $\langle p_g \rangle_4 / P_0$ ως συνάρτηση της R_0 για μικρές πιέσεις. $P_a = 1.0$ atm έως $P_a = 1.4$ atm. Συγκέντρωση αερίου $c_\infty / c_0 \approx 0.3$

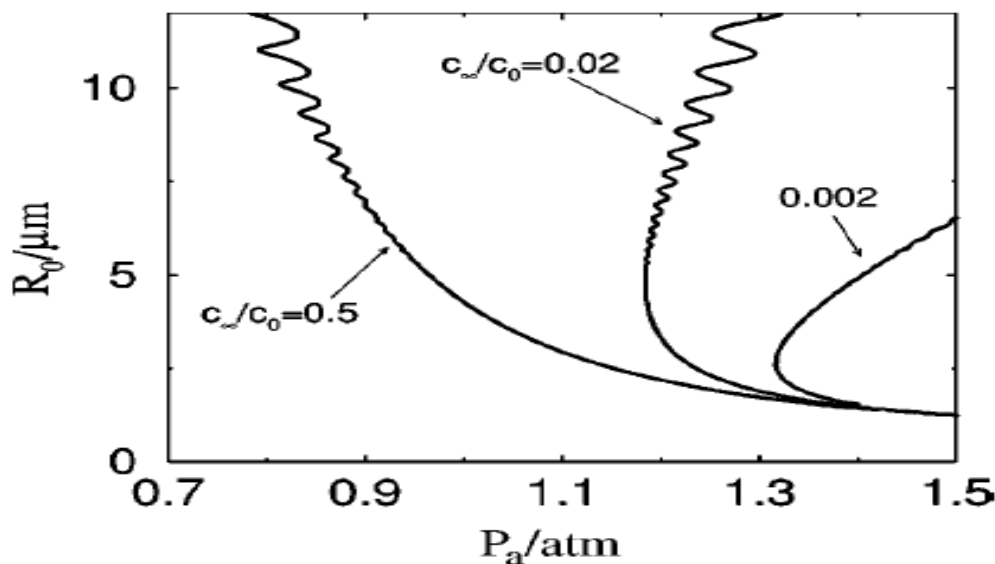
Πηγή Brenner, Hilgenfeldt & Lohse (2002)[17]

Το σχήμα 2-18 δείχνει την $\langle p_g \rangle_4$ ως συνάρτηση της R_0 για μια φυσαλίδα αργού για διάφορες πιέσεις P_a και σταθερή συγκέντρωση $c_\infty / c_0 \approx 0.3$ (σε πίεση περιβάλλοντος). Αρχικά για μικρή πίεση, $P_a \approx 1.0$ atm (ατμοσφαιρική πίεση, χωρίς οδήγηση) υπάρχει ασταθής ισορροπία σε ακτίνα $R_0^e \approx 6 \mu m$. Στην περίπτωση αυτή οι μικρότερες φυσαλίδες συρρικνώνονται και οι μεγαλύτερες μεγαλώνουν. Ο μηχανισμός κατά τον οποίο οι φυσαλίδες μεγαλώνουν ονομάζεται ανακαθορισμένη διάχυση: όταν η φυσαλίδα είναι μεγάλη, η συγκέντρωση του αερίου σ' αυτή είναι μικρή, και αντίστροφα, έτσι υπάρχει μια εισροή ή εκροή υλικού. Η καθαρή επίδραση δεν είναι μηδενική για μη γραμμικές ταλαντώσεις επειδή κατά την μέγιστη ακτίνα (i) η περιοχή ανταλλαγής αερίου είναι μεγαλύτερη, και (ii) το οριακό στρώμα διάχυσης τεντώνεται (δηλαδή τα τοιχώματα της φυσαλίδας γίνονται πιο λεπτά). Εδώ θα πρέπει να σημειωθεί ότι μια φυσαλίδα που δεν οδηγείται από κάποιο είδος πίεσης, διαλύεται επειδή η πίεση στο εσωτερικό της υπερβαίνει την πίεση του υγρού. Επαρκής δυνατή ένταση οδήγησης θα υπερिशύσει αυτής της τάσης για συρρίκνωση και θα ξεκινήσει την ανακαθορισμένη διάχυση.

Για μεγαλύτερες πιέσεις (σχήμα 2-18), παρατηρείται ότι η μέση πίεση μειώνεται αρκετά επειδή η μέγιστη ακτίνα R_{max} είναι πολύ μεγάλη κάτι το οποίο συμφωνεί και με την εξίσωση (2.38). Αυτό συνεπάγεται ότι χρειάζονται πολύ χαμηλές συγκεντρώσεις αερίου (c_∞ / c_0) για να επιτευχθεί ισορροπία διάχυσης (περίπου 0.005 για $P_a = 1.3$ atm). Επιπλέον κάτω από αυτές τις συνθήκες οι ισορροπίες γίνονται ευσταθής, κάτι το οποίο καταδεικνύεται από τις θετικές

κλίσεις στο σχήμα 2-18. Στο παράδειγμα αυτό η φυσαλίδα φτάνει σε περιβαλλοντική ακτίνα ισορροπίας $R_0^* \approx 5\mu\text{m}$ και δεν θα αποκτήσει ούτε θα χάσει άλλη μάζα.

Το σημαντικότερο στοιχείο που προκύπτει από το παράδειγμα του σχήματος 2-18 είναι ότι όσο κινούμαστε σε μεγαλύτερες πιέσεις η ισορροπία γίνεται πιο ευσταθής και το αντίστροφο. Επίσης σε μεγαλύτερες πιέσεις χρειάζονται μικρότερες συγκεντρώσεις αερίου για να επιτευχθεί ισορροπία.



Σχήμα 2-19 Καταστάσεις ισορροπίας της φυσαλίδας στον χώρο παραμέτρων R_0 - P_a για τρεις διαφορετικές συγκεντρώσεις αερίου ($c_\infty/c_0=0.5, 0.02, 0.002$)

Πηγή Brenner, Hilgenfeldt & Lohse (2002)[17]

Το σχήμα 2-19 δείχνει τις καταστάσεις ισορροπίας της φυσαλίδας στον χώρο παραμέτρων R_0 - P_a για συγκεντρώσεις $c_\infty/c_0=0.5, 0.02, 0.002$. Οι σταθερές ισορροπίες έχουν θετικές κλίσεις $\partial R_0/\partial P_a|_{c_\infty}$, ενώ οι αρνητικές κλίσεις αντιπροσωπεύουν τις ασταθείς ισορροπίες. Στο δεξιό μέρος κάθε γραμμής οι φυσαλίδες μεγαλώνουν ενώ στο αριστερό συρρικνώνονται.

Το σχήμα 2-19 δείχνει ότι δεν μπορούν να υπάρξουν σταθερές ηχοφωταυγούσες φυσαλίδες μέσω διάχυσης για μεγάλες συγκεντρώσεις αερίων, όπου όλες οι ισορροπίες είναι ασταθής. Για μικρές συγκεντρώσεις c_∞/c_0 η κατάσταση είναι αρκετά διαφορετική. Σταθερές ισορροπίες υπάρχουν σε μεγάλες πιέσεις P_a και μικρές ακτίνες ηρεμίας R_0 , μόνο σε αυτή την περιοχή και για πολύ χαμηλές συγκεντρώσεις αερίου $c_\infty/c_0 \sim 0.001-0.002$ (εξαρτάται από την P_a) η φυσαλίδα γίνεται σταθερή μέσω διάχυσης και μόνο τότε είναι πιθανή η σταθερή SBSL. Το ίδιο συμπέρασμα εξάγεται με χρήση της προσεγγιστικής εξίσωσης (2.38), σύμφωνα με την οποία όταν η φυσαλίδα είναι μικρή και υπό ισχυρή πίεση, ο λόγος της R_{max} ως προς την R_0 κατά την κατάρρευση είναι $R_{max}/R_0 \approx 10$. Ως εκ τούτου η (2.38) συνεπάγεται ότι η συγκέντρωση πρέπει να είναι περίπου $c_\infty/c_0 \sim 10^{-3}$ για να είναι η φυσαλίδα σε ισορροπία, κάτι το οποίο παρατηρείται και πειραματικά μέσω του σχήματος 2-19.

Ο Lofstedt συνειδητοποίησε ότι αυτή η απαίτηση για ισορροπία διάχυσης για φυσαλίδες υπό ισχυρή πίεση μπορεί να υλοποιηθεί σε πολύ μικρές συγκεντρώσεις αερίου μόνο σε πειράματα που χρησιμοποιούν αδρανή αέρια. Ωστόσο το εύρημα αυτό διαφωνεί εντελώς με τα

αποτελέσματα που παρατηρούνται για φυσαλίδες αέρα, όπου η ευστάθεια επιτυγχάνεται σε περίπου 100 φορές μεγαλύτερες συγκεντρώσεις αέρα. Ενδεικτικά ο Gaitan εξαέρωσε το νερό που χρησιμοποιούσε κατά 40%, αν έπρεπε να πάει σε 100 φορές χαμηλότερες συγκεντρώσεις μπορεί να μην ανακάλυπτε ποτέ την SBSL. Για να επιλύσει αυτή την ασυμφωνία ο Lofstedt πρότεινε ένα “μηχανισμό ανώμαλης ροής μάζας”. Όντως προκειμένου να κρατήσει σταθερή την R_0 μέσα σε ένα υγρό με τόσο ψηλή συγκέντρωση αερίου, μια φυσαλίδα αέρα θα έπρεπε να εξάγει μάζα πολύ πάνω από τον συνηθισμένο ρυθμό μεταφοράς διάχυσης προκειμένου να εξισορροπήσει την ανακαθορισμένη διάχυση.

2.4.3.3 Οι ηχοφωταυγούσες φυσαλίδες διαχωρίζουν τα αδρανή αέρια

Ο σταθεροποιητικός μηχανισμός εξαγωγής μάζας από τις ηχοφωταυγούσες φυσαλίδες τα τελευταία χρόνια θεωρείται ότι είναι συνέπεια των χημικών αντιδράσεων που συμβαίνουν μέσα στην φυσαλίδα όταν αυτή συμπιέζεται. Η μέγιστη θερμοκρασία της φυσαλίδας (πάνω από 10 000K) είναι αρκετά ψηλή ώστε να καταστρέψει και το μοριακό άζωτο και το μοριακό οξυγόνο, έτσι αυτά τα μόρια θα έχουν διασπαστεί σε μεγάλο βαθμό μέσα στην φυσαλίδα μετά την κατάρρευση. Επίσης όπως είναι γνωστό η αύξηση του όγκου της φυσαλίδας έχει ως αποτέλεσμα την εισροή μιας σημαντικής ποσότητας υδρατμών. Οι χημικές αντιδράσεις μεταξύ υδρατμών και διασπασμένων μορίων αζώτου και οξυγόνου είναι καλά γνωστές στους ατμοσφαιρικούς χημικούς που ασχολούνται με την όξινη βροχή. Τα προϊόντα αυτών των αντιδράσεων είναι το μονοξείδιο του αζώτου (NO), το μονοϋδρογονίδιο του αζώτου (NH) και εν τέλει το νιτρικό οξύ (HNO_3) και η αμμωνία (NH_3). Όλες αυτές οι ουσίες (εκτός από το NO) είναι πολύ ευδιάλυτες στο νερό. Η ιδέα της υπόθεσης του διαχωρισμού του αργού (Argon) που προτάθηκε από τον Lohse et al (1997) [51] είναι ότι τα προϊόντα της αντίδρασης απορροφώνται εντελώς μέσα στο νερό, εξαντλώντας το υδρογόνο και το οξυγόνο από την φυσαλίδα, δημιουργώντας έτσι ένα αποδοτικό μηχανισμό απώλειας μάζας. Έτσι μια ηχοφωταυγούσα φυσαλίδα διαχωρίζει το αργό (από τις υπόλοιπες ουσίες), την μόνη ουσία μέσα στην φυσαλίδα που δεν διασπάται, και το οποίο περιέχεται στον ατμοσφαιρικό αέρα με συγκέντρωση 1%.

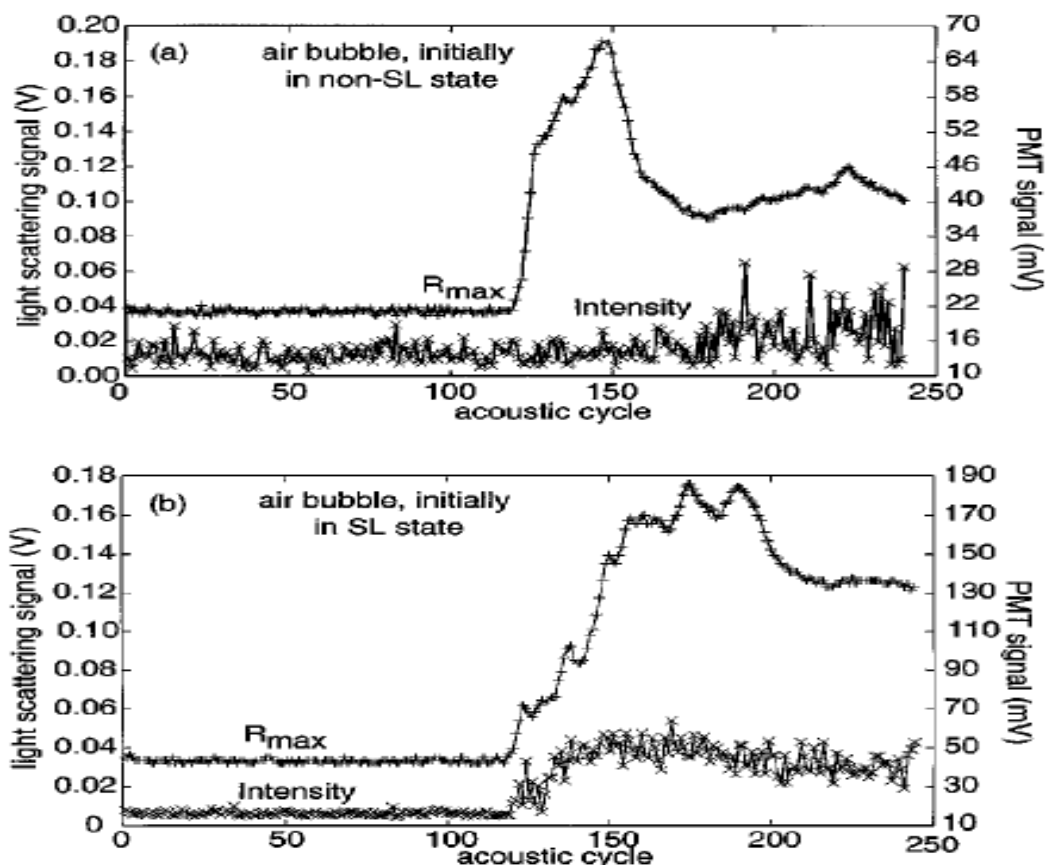
Αυτό το επιχείρημα εξηγεί αμέσως τις ασυμφωνίες μεταξύ των ισορροπιών διάχυσης του αέρα και του αργού, μόνο το αδρανές αέριο μέσα στην φυσαλίδα είναι σε ισορροπία διάχυσης με το σύνολο του υγρού. Επομένως η σχετική παράμετρος για την ευστάθεια των ηχοφωταυγούντων φυσαλίδων σε εξισώσεις όπως η (2.35) είναι η μερική πίεση (ή συγκέντρωση) του αδρανούς αερίου που υπάρχει στο υγρό, και όχι η μερική πίεση του αέρα. Προσδιορίζοντας το κλάμα του αργού q ως

$$\frac{c_{\infty}^{Ar}}{c_0} = q \frac{c_{\infty}^{air}}{c_0},$$

τα κριτήρια ευστάθειας για το αργό και τον αέρα θα πρέπει να διαφέρουν κατά ένα παράγοντα $q \approx 0.01$, το κλάσμα του αργού στον αέρα. Όντως τα πειράματα δείχνουν ότι σταθερή SBSL σε φυσαλίδες αέρα προκύπτει για συγκεντρώσεις περίπου $c_{\infty}/c_0 \sim 0.2-0.4$, [11] ενώ σταθερή SBSL σε φυσαλίδες που περιέχουν αργό προκύπτει για συγκεντρώσεις περίπου $c_{\infty}/c_0 \sim 0.002-0.004$. [52] Η εκατονταπλάσια διαφορά είναι ποσοτικά συνεπής με την θεωρία διαχωρισμού του αργού.

Η πιο άμεση επαλήθευση του διαχωρισμού του αργού επιτεύχθηκε σε ένα έξυπνο πείραμα από τους Matula & Crum (1998). Κατάφεραν να μετρήσουν τον χρόνο μετάβασης για τον

οποίο η ένταση του εκπεμπόμενου φωτός άλλαζε όταν οι συνθήκες οδήγησης άλλαζαν. Παρατήρησαν (βλέπε σχήμα 2-20) ότι μια φυσαλίδα αέρα που δεν έχει προηγουμένως εκπέμπει φως φτάνει στην μέγιστη ένταση της ηχοφωταύγειας της μετά από χρόνο μετάβασης περίπου 10^3 κύκλους οδήγησης. Αντιθέτως, αν μια φυσαλίδα αρχικά εκπέμπει φως, όταν η πίεση οδήγησης της μειωθεί κάτω από το κατώφλι εκπομπής φωτός (κατώφλι Blake) και τότε αμέσως αυξηθεί πάλι πάνω από αυτό, η ηχοφωταύγεια παρατηρείται αμέσως. Ως πειραματικό έλεγχο οι Matula & Crum χρησιμοποίησαν φυσαλίδες καθαρού αργού και καθαρού αζώτου. Ο χρόνος μετάβασης για την φυσαλίδα του αζώτου ταίριαζε με αυτό της φυσαλίδας που αρχικά δεν έκπεμπε φως, ενώ ο χρόνος μετάβασης για την φυσαλίδα του



Σχήμα 2-20 Το πείραμα των Matula & Crum. (a) η φυσαλίδα δεν εκπέμπει φως αρχικά και φτάνει στην μέγιστη ένταση ηχοφωταύγειας περίπου στον 190° ακουστικό κύκλο. (b) η φυσαλίδα αρχικά εκπέμπει φως, μετά την αυξομείωση της ακουστικής έντασης φτάνει στην μέγιστη ένταση ηχοφωταύγειας περίπου στον 140° κύκλο (ουσιαστικά μόλις αυξηθεί η ακουστική ένταση).

Πηγή Matula & Crum (1998)

αργού ταίριαζε με αυτό της φυσαλίδας που έκπεμπε φως προηγουμένως. Αυτό επομένως παρέχει άμεση απόδειξη για την υστέρηση που αναμένεται με τον διαχωρισμό του αργού. Άλλες προβλέψεις από την υπόθεση διαχωρισμού του αργού δεν έχουν επαληθευτεί ακόμα πειραματικά. Η απόλυτη απόδειξη της υπόθεσης διαχωρισμού του αργού θα ήταν ο εντοπισμός των χημικών ουσιών που εξέρχονται από την φυσαλίδα. Ο Lohse πρότεινε την ανίχνευση της αλλαγής του πεχά (pH) που οφείλεται στα όξινα προϊόντα των αντιδράσεων που γίνονται μέσα στην φυσαλίδα. Ωστόσο τα πεχάμετρα δεν είναι αρκετά ευαίσθητα ώστε να ανιχνεύσουν ένα τέτοιο αποτέλεσμα ακόμα και αν το πείραμα εκτελείται για μεγάλο χρονικό διάστημα.

Μέχρι αυτό το σημείο έγινε μια γενική περιγραφή του φαινομένου και του μηχανισμού του διαχωρισμού των αδρανών αερίων από την ηχοφωταύγεια. Τα επιχειρήματα που παρατέθηκαν πιο πάνω μπορούν να κάνουν μόνο μια ποσοτική πρόβλεψη για τις ακραίες περιπτώσεις των καθόλου χημικών αντιδράσεων στην φυσαλίδα ή τον πλήρη διαχωρισμό του αργού. Αφού οι χημικές αντιδράσεις τροποποιούν τις κλασσικές ισορροπίες διάχυσης που περιγράφηκαν πιο πάνω τότε για την περιγραφή της μετάβασης, όπως και των ενδιάμεσων καταστάσεων μεταξύ των δύο σταδίων, οι χημικές αντιδράσεις πρέπει να μοντελοποιηθούν σαφώς. Η μοντελοποίηση μπορεί να γίνει για διάφορα επίπεδα λεπτομέρειας, ανταλλάζοντας ακρίβεια για υπολογιστική ταχύτητα. Οι πλήρης προσομοιώσεις είναι ακόμη πολύ ακριβές υπολογιστικά έτσι δεν επιτρέπουν μια χαρτογράφηση του χώρου παραμέτρων της SBSL. Επομένως πιο απλουστευμένα μοντέλα χρησιμοποιούνται αρκετά συχνά για την περιγραφή των χημικών αντιδράσεων κατά την SBSL.

Σε ένα τέτοιο απλουστευμένο μοντέλο οι αλλαγές του αριθμού των ειδών μέσα στην φυσαλίδα προκαλούνται από διάχυση και από χημικές αντιδράσεις. Οι συντελεστές των αντιδράσεων για τις συνθήκες της SBSL πρέπει είτε να προκύπτουν από γενικές αρχές είτε να επεκτείνονται από δεδομένα αντιδράσεων για χαμηλότερες θερμοκρασίες.

Παραδείγματος χάριν, η αλλαγή στους αριθμούς N_{Ar} και N_{N_2} των σωματιδίων του αργού και του αζώτου σε ένα μίγμα των δύο αυτών αερίων μπορεί να γραφεί ως

$$\dot{N}_{Ar} = \frac{4\pi R^2 D_{Ar} \partial_r c^{Ar} |_{r=R}}{\mu_{Ar}}, \quad (2.39)$$

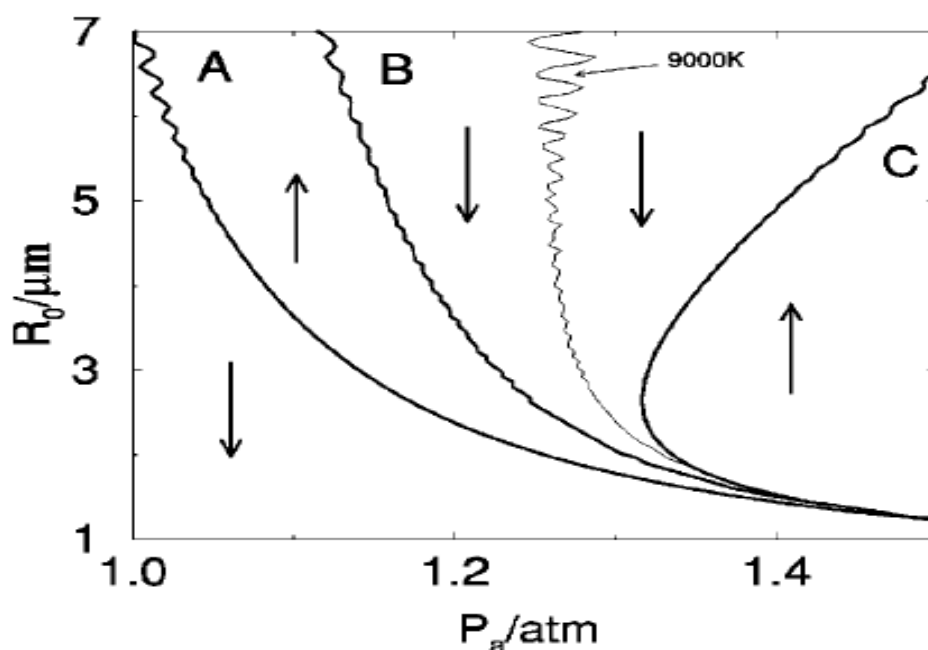
$$\dot{N}_{N_2} = \frac{4\pi R^2 D_{N_2} \partial_r c^{N_2} |_{r=R}}{\mu_{N_2}} - AN_{N_2} \exp\left(-\frac{T^*}{T(t)}\right), \quad (2.40)$$

όπου ο πρώτος όρος στην εξ (2.40) αντιπροσωπεύει τις αντιδράσεις διάχυσης και ο δεύτερος τις αντιδράσεις διάσπασης, αναλόγως με την θερμοκρασία $T(t)$ της φυσαλίδας. Οι D_{Ar} , D_{N_2} , μ_{Ar} , και μ_{N_2} , είναι αντίστοιχα οι συντελεστές διάχυσης και οι μοριακές μάζες. Οι τελείες πάνω από τα \dot{N}_{Ar} και \dot{N}_{N_2} στα πρώτα μέλη των εξισώσεων αντιπροσωπεύουν χρονικούς μέσους όρους. Για λόγους απλότητας ο Lohse υπέθεσε ότι οι συντελεστές των αντιδράσεων ακολουθούν μία τροποποιημένη μορφή του νόμου του Arrhenius, χρησιμοποιώντας εμπειρικές παραμέτρους από τον Bernstein (1996) κατάλληλες για την διάσπαση του αζώτου. Το $A \approx 6 \times 10^{19} (T_0/T)^{5/2} (\rho_0/\mu_{N_2}) (R_0/R)^3 \text{ cm}^3 / (\text{mol s})$ δίνει την χρονική κλίμακα της αντίδρασης. Το $T^* \approx 113 \text{ 000 K}$ είναι η θερμοκρασία ενεργοποίησης, η T_0 είναι η θερμοκρασία του περιβάλλοντος, και ρ_0 είναι η πυκνότητα του αερίου στην ισορροπία. Αυτός ο νόμος για την αντίδραση που περιγράφηκε πιο πάνω είναι πολύ άξεστος, παραμελεί τις προς τα πίσω αντιδράσεις όπως και την κινητική της απομάκρυνσης των προϊόντων της αντίδρασης, ωστόσο είναι επαρκής για επιδεικτικούς υπολογισμούς.

Οι συγκεντρώσεις $c^{Ar}(r, t)$ και $c^{N_2}(r, t)$ στις εξισώσεις (2.39) και (2.40) υπακούουν η κάθε μια ξεχωριστά τον νόμο του Henry στα τοιχώματα της φυσαλίδας, χρησιμοποιώντας τις συγκεντρώσεις κορεσμού c_0^{Ar} , $c_0^{N_2}$ που αντιστοιχούν στα δύο αέρια ($c_0^{Ar} \approx 3c_0^{N_2}$). Για να έχουμε σταθερότητα διάχυσης τα στοιχεία και των δύο αερίων πρέπει να ικανοποιούν την συνθήκη ισορροπίας (2.35) το καθένα ξεχωριστά, με τις συγκεντρώσεις μακριά από την

φυσαλίδα $c_{\infty}^{Ar}, c_{\infty}^{N_2}$ να δίνονται από το ποσοστό ξ_1 του αργού στο αέριο που είναι διαλυμένο στο υγρό.

Εξαλείφοντας τους χρονικούς μέσους όρους \dot{N}_{Ar} και \dot{N}_{N_2} προκύπτει ο αριθμός των σωματιδίων των αερίων μέσα στην φυσαλίδα σε κατάσταση ισορροπίας και επομένως το ποσοστό ξ_b του αργού στην φυσαλίδα, το οποίο είναι μεγαλύτερο από το ξ_1 λόγω του ότι οι αντιδράσεις διάσπασης αφαιρούν το άζωτο από την φυσαλίδα. Ο τελευταίος όρος στην εξ (2.40) συνεισφέρει μόνο όταν η θερμοκρασία $T(t)$ είναι αρκετά μεγάλη. Επομένως το ποσοστό των χημικών αντιδράσεων που θα γίνουν μέσα στην φυσαλίδα εξαρτάται από την χωρική και χρονική κατανομή της θερμοκρασίας μέσα στην φυσαλίδα. Οι υπολογισμοί που ακολουθούν χρησιμοποιούν ένα απλό χωρικά ομοιόμορφο μοντέλο για την θερμοκρασία.



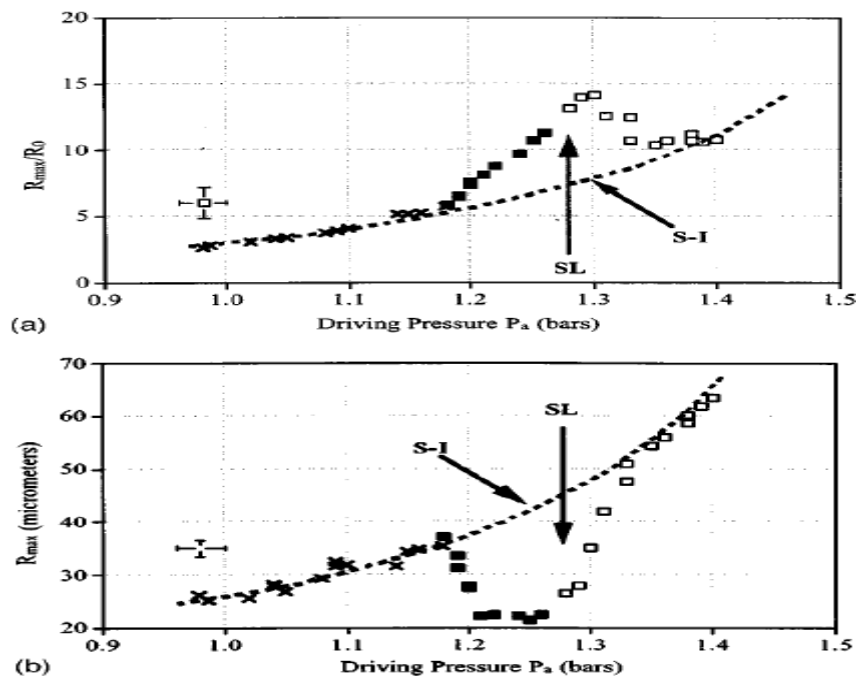
Σχήμα 2-21 Διάγραμμα φάσεων μιας φυσαλίδας αέρα στο χώρο R_0 - P_a σε πίεση $p_{\infty}/P_0=0.2$. Τα τόξα υποδηλώνουν κατά πόσο η ακτίνα της φυσαλίδας αυξάνεται ή μειώνεται. Η καμπύλη A δείχνει την ισορροπία για μια φυσαλίδα αέρα. Η καμπύλη C δείχνει την ισορροπία για μια φυσαλίδα που περιέχει μόνο αργό. Η ενδιάμεση καμπύλη B αντιπροσωπεύει μια επιπλέον σταθερή ισορροπία. Η λεπτή γραμμή δείχνει προσεγγιστικά που βρίσκεται το κατώφλι της θερμοκρασίας για την διάσπαση του αζώτου.

Πηγή Lohse, Brenner, Dupont, Hilgenfeldt & Johnston (1997)[51]

Η προκύπτουσα ακτίνα ισορροπίας R_0^* στον χώρο R_0 - P_a σε πίεση $p_{\infty}/P_0=0.2$ για μια φυσαλίδα αέρα ($\xi_1=0.01$) φαίνεται στο σχήμα 2-21. Για μικρές πιέσεις οι θερμοκρασίες δεν είναι αρκετά ψηλές ώστε να πυροδοτήσουν χημικές αντιδράσεις, έτσι η καμπύλη (ασταθούς) ισορροπίας A ανταποκρίνεται σε συνθήκες διάχυσης μόνο, όπως αυτές περιγράφηκαν πιο πριν. Οι φυσαλίδες αυτές είτε συρρικνώνονται είτε μεγαλώνουν λόγω διάχυσης, και $\xi_b = \xi_1$ είναι μια καλή προσέγγιση για αυτές. Σε ψηλές πιέσεις (καμπύλη C) οι χημικές αντιδράσεις καίνε όλο το άζωτο N_2 , έτσι η φυσαλίδα περιέχει μόνο αργό ($\xi_b \approx 1$). Η ισορροπία αυτή ανταποκρίνεται στην (σταθερή) ισορροπία για την μερική πίεση του αργού $\frac{p_{\infty}^{Ar}}{P_0} = 0.01 \frac{p_{\infty}}{P_0} = 0.002$.

Εδώ θα πρέπει να σημειωθεί ότι οι καμπύλες A και C ανήκουν στο ίδιο πειραματικό σύστημα και όχι σε διαφορετικά πειράματα. Επίσης όπως δείχνουν και τα τόξα στο σχήμα 2-21 οι φυσαλίδες που βρίσκονται υπό μικρή πίεση P_a και έχουν μεγάλη ακτίνα ηρεμίας R_0 μεγαλώνουν λόγω διάχυσης, ενώ οι φυσαλίδες υπό μεγάλη πίεση P_a με μεγάλη ακτίνα ηρεμίας R_0 συρρικνώνονται λόγω της απώλειας μάζας μέσω των χημικών αντιδράσεων. Πρέπει απαραίτητα να υπάρχει μια περιοχή ενδιάμεσων πιέσεων όπου και οι δύο διαδικασίες ακυρώνονται και έτσι μια επιπλέον ισορροπία υφίσταται. Αυτή η ισορροπία η οποία είναι ευσταθής φαίνεται στην καμπύλη B. Η έναρξη της αισθητής διάσπασης του αζώτου (η λεπτή γραμμή) γίνεται περίπου στους $T \approx 9000K$ η οποία είναι κατά πολύ μικρότερη από την θερμοκρασία ενεργοποίησης T^* . Το ποσοστό αργού μέσα στην φυσαλίδα ξ_b κατά μήκος της καμπύλης B μεταβάλλεται με την πίεση P_a , αλλά παραμένει σημαντικά μικρότερο του 1.

Επίσης ο Lohse κατά τα πειράματα του για να αποδείξει την υπόθεση του διαχωρισμού του αργού προέβλεψε την ακολουθία των γεγονότων καθώς η πίεση οδήγησης αυξάνεται, κάτι το οποίο φαίνεται και στο σχήμα 2-21. Σε χαμηλή πίεση P_a η φυσαλίδα ξεκινά κοντά στην καμπύλη ασταθούς ισορροπίας A, όπου η φυσαλίδα μεγαλώνει μέσω διάχυσης και τελικά υποβάλλεται σε αστάθειες στο σχήμα της. Εάν η πίεση αυξηθεί σχετικά γρήγορα η ακτίνα ηρεμίας R_0 θα αυξηθεί. Σε κάποιο σημείο η πίεση θα γίνει αρκετά μεγάλη έτσι ώστε η φυσαλίδα να παγιδευτεί από την ευσταθή ισορροπία B. Όταν η πίεση συνεχίσει να αυξάνεται η R_0 θα συρρικνώνεται κατά μήκος της καμπύλης B. Με περαιτέρω αύξηση της πίεσης οι διακυμάνσεις θα οδηγήσουν την φυσαλίδα στην καμπύλη σταθερής ισορροπίας C, και έτσι η ακτίνα ηρεμίας R_0 πάλι θα αυξηθεί. Η συμπεριφορά αυτή παρατηρήθηκε προηγουμένως από τον Barber (1994) ενώ μια απευθείας μέτρηση της μέγιστης ακτίνας R_{max} και της ακτίνας ηρεμίας R_0 συναρτήσε της πίεσης οδήγησης έγινε από τους Gaitan & Holt (1999).



Σχήμα 2-22 Πειραματική μελέτη της ακτίνας της φυσαλίδας σε σχέση με την πίεση. (a) ο λόγος μεταξύ R_{max} και R_0 συναρτήσε της πίεσης. (b) η μέγιστη ακτίνα R_{max} συναρτήσε της πίεσης P_a . □, σταθερές φυσαλίδες που εκπέμπουν. ■, σταθερές φυσαλίδες που δεν εκπέμπουν. x, ασταθής φυσαλίδες που δεν εκπέμπουν.

Επίσης οι Gaitan & Holt κατέδειξαν ότι η σταθερή ισορροπία των ηχοφωταυγούντων φυσαλίδων ήταν σε πλήρη συμφωνία με τη μορφή που προβλέπεται όταν υποτίθεται μια πολύ χαμηλότερη συγκέντρωση αερίου. Οι παρατηρήσεις αυτές συμφωνούν με τα θεωρητικά αποτελέσματα τα οποία λαμβάνουν υπόψη και την διάχυση και την μοριακή διάσπαση.

Στην ολοκληρωμένη πειραματική τους μελέτη με θέμα τα διαγράμματα ευστάθειας της φυσαλίδας οι Ketterling & Arfel (1998, 2000) απέδειξαν ότι όλες οι σταθερές φυσαλίδες που εκπέμπουν φώς όντως βρίσκονται σε καμπύλες ισορροπίας με σταθερές κλίσεις στον χώρο R_0 - P_a και αντιστοιχούν στην μερική συγκέντρωση αργού στο μίγμα, ανεξαρτήτως του πόσο άζωτο είναι παρόν. Καθώς η πίεση οδήγησης αυξάνεται, η φυσαλίδα ακολουθεί μια πορεία σταθερής ισορροπίας πάνω από την ασταθή ισορροπία διάχυσης αντιστοιχώντας στην καμπύλη B του σχήματος 2-21 και μετά μεταβαίνει στην σταθερή ισορροπία χαμηλής συγκέντρωσης. Μια φυσαλίδα που περιέχει μόνο αργό σε συγκέντρωση $c_\infty/c_0=0.0026$ ακολουθεί την δική της σταθερή ισορροπία διάχυσης (καμπύλη C του σχήματος 2-21). Από την άλλη μια φυσαλίδα που περιέχει μόνο άζωτο σε συγκέντρωση $c_\infty/c_0=0.1$ ακολουθεί μια σταθερή ισορροπία περίπου όπως η καμπύλη B του σχήματος 2-21, όμως δεν μπορεί να φτάσει σε μια κατάσταση σταθερής ηχοφωταύγειας σε υψηλότερες πιέσεις P_a . Στο σύνολο τους οι δύο πιο πάνω συμπεριφορές υπονοούν ότι μια φυσαλίδα κατά μήκος της καμπύλης B αποτελείται κυρίως από άζωτο, ενώ μια φυσαλίδα κατά μήκος της καμπύλης C αποτελείται κυρίως από αργό, κάτι το οποίο συμφωνεί με τις προβλέψεις της υπόθεσης διαχωρισμού του αργού του Lohse.

Ακόμα πιο πρόσφατα ο Simon et al (2001) επιβεβαίωσαν ότι οι φυσαλίδες που εκπέμπουν φώς ακολουθούν τις καμπύλες σταθερής ισορροπίας διάχυσης που βασίζονται μόνο στην συγκέντρωση αργού. Χρησιμοποίησαν μια νέα πειραματική τεχνική για την μέτρηση των παραμέτρων P_a και R_0 η οποία βασίζεται στον συγχρονισμό της εκπομπής του φωτός μέσα στην ακουστική περίοδο. Επίσης ανακάλυψαν ότι οι συνθήκες που δημιουργούνται μέσα σε μια ηχοφωταυγούσα φυσαλίδα είναι πιο ακραίες σε χαμηλές μερικές πιέσεις αέρα των περίπου 15 mmHg σε σύγκριση με τα 150 mmHg, επειδή οι φυσαλίδες είναι πιο κοντά στο κατώφλι Blake (όπου επιτυγχάνονται οι πιο ακραίες συνθήκες) και επίσης μπορούν να εκτεθούν σε μεγαλύτερες πιέσεις.

2.4.3.4 Σταθερότητα του σχήματος της φυσαλίδας

Οι θεωρητικές καμπύλες ισορροπίας διάχυσης (ευσταθούς ή ασταθούς) εκτείνονται σε πολύ μεγαλύτερες ακτίνες ηρεμίας R_0 από εκείνες που πραγματικά παρατηρούνται στα πειράματα για τις φυσαλίδες στην SBSL. Άρα θα πρέπει να υπάρχει και κάποια άλλη απαίτηση που να περιορίζει το μέγεθος ηρεμίας (ή την συνολική περιεχόμενη μάζα) της φυσαλίδας. Τα όριο αυτό επιβάλλεται από την εισαγωγή ασταθειών στο σχήμα της ταλαντευόμενης φυσαλίδας. Η ανάλυση του σχήματος της φυσαλίδας είναι ένα κλασσικό πρόβλημα της δυναμικής της φυσαλίδας και προσέκλυσε το ενδιαφέρον πολλών μελετών από τότε που ανακαλύφθηκε η ηχοφωταύγεια.

Αρχικά θα αναφερθούν οι δυναμικές εξισώσεις που περιγράφουν την σταθερότητα του σχήματος της φυσαλίδας. Για την ανάλυση της γραμμικής σταθερότητας της ακτινικής λύσης $R(t)$ της φυσαλίδας, θεωρούμε μια μικρή παραμόρφωση της ακτίνας της φυσαλίδας,

$$r = R(t) + \alpha_n(t)Y_n(\theta, \Phi) \quad (2.41)$$

όπου Y_n είναι μια σφαιρική αρμονική βαθμού n . Στόχος είναι ο προσδιορισμός του πλάτους της παραμόρφωσης $a_n(t)$ για κάθε τάξη. Μια ροή δυναμικού κατασκευάζεται έξω από την φουσαλίδα έτσι ώστε να ικανοποιεί την οριακή συνθήκη ότι η ταχύτητα στα τοιχώματα της φουσαλίδας είναι $\dot{R} + \dot{a}_n Y_n$. Το δυναμικό αυτό χρησιμοποιείται στον νόμο του Bernoulli για τον καθορισμό της πίεσης του υγρού κοντά στα τοιχώματα της φουσαλίδας. Αν αγνοηθούν τα ιξώδη φαινόμενα, εφαρμόζοντας την συνθήκη αλμάτων της πίεσης κατά μήκος της επιφάνειας της φουσαλίδας προκύπτει μια δυναμική εξίσωση για το πλάτος της παραμόρφωσης $a_n(t)$,

$$\ddot{a}_n + B_n(t)\dot{a}_n - A_n(t)a_n = 0 \quad (2.42)$$

$$\text{όπου} \quad B_n(t) = 3\dot{R}/R, \quad (2.43)$$

$$A_n(t) = \left[(n-1)\frac{\ddot{R}}{R} - \frac{\beta_n \sigma}{\rho R^3} \right], \quad (2.44)$$

$$\text{και} \quad \beta_n = (n-1)(n+1)(n+2).$$

Η ευστάθεια τότε της φουσαλίδας εξαρτάται από το κατά πόσο οι λύσεις της (2.42) μεγαλώνουν ή συρρικνώνονται με τον χρόνο. Είναι εμφανές ότι η εξίσωση (2.42) έχει την μορφή μιας παραμετρικά οδηγούμενης εξίσωσης ταλάντωσης, με την ακτινική συνιστώσα $R(t)$ να διέπει την περιοδική οδήγηση.

Μια πιο ακριβής ανάλυση της ευστάθειας απαιτεί να ληφθεί υπόψη το ιξώδες και άλλες απαγωγικές διαδικασίες. Το ιξώδες, όπως δείχθηκε από τον Prosperetti (1977), εισάγει δυσκολίες επειδή οι ιξώδης καταπονήσεις παράγουν στροβιλισμούς κοντά στα τοιχώματα της φουσαλίδας, οι οποίοι διαδίδονται συναγωγικά μέσα στο υγρό. Μόλις δημιουργηθεί, ο στροβιλισμός επιδρά στο πλάτος της παραμόρφωσης της φουσαλίδας $a_n(t)$. Η αλληλεπίδραση αυτή είναι μη τοπική στον χρόνο, έτσι το πρόβλημα απαιτεί την επίλυση ολοκληρωτικών διαφορικών εξισώσεων για τον στροβιλισμό στο υγρό, σε συνδυασμό με τις ταλαντώσεις του σχήματος της φουσαλίδας. Δεν χρειάζεται μια λεπτομερής επίλυση αυτών των εξισώσεων, παρά μόνο συνοψισμός των αποτελεσμάτων τους σε μία προσέγγιση “οριακού στρώματος” η οποία υποθέτει ότι ο στροβιλισμός εντοπίζεται σε μια λεπτή περιοχή γύρω από την φουσαλίδα. Ήταν πάλι ο Prosperetti (1977) ο πρώτος που συνειδητοποίησε την χρησιμότητα αυτής της προσέγγισης. Αν δ είναι το πάχος του οριακού στρώματος, τότε οι συντελεστές της εξίσωσης (2.42) τροποποιούνται σε

$$A_n(t) = (n-1)\frac{\ddot{R}}{R} - \frac{\beta_n \sigma}{\rho R^3} + \frac{2\nu\dot{R}}{R^3} \left[-\beta_n + n(n-1)(n+2)\frac{1}{1+2\frac{\delta}{R}} \right], \quad (2.45)$$

$$B_n(t) = \frac{3\dot{R}}{R} + \frac{2\nu}{R^2} \left[-\beta_n + \frac{n(n+2)^2}{1+2\frac{\delta}{R}} \right], \quad (2.46)$$

Όπου ν το κινηματικό ιξώδες του υγρού. Η ιξώδης συνεισφορά στον συντελεστή $A_n(t)$ δεν είναι σημαντική αφού ο λόγος μεταξύ του τρίτου και του δεύτερου όρου του δεξιού μέλους της εξ (2.45) είναι περίπου $\nu R_0 \omega / \sigma \leq 10^{-2}$. Ωστόσο στον δεύτερο όρο του δεξιού μέλους της εξ (2.46) εισάγει ένα συντελεστή απόσβεσης ο οποίος προκαλεί εκθετική απόσβεση στις

διακυμάνσεις του σχήματος. Το ποσοστό της απόσβεσής εξαρτάται σημαντικά τόσο από το πάχος του οριακού στρώματος δ όσο και από το n .

Η εξίσωση (2.42) οδηγείται από την ισχυρά μη γραμμική Rayleigh-Plesset ακτινική συνιστώσα $R(t)$. Επομένως οι αστάθειες στο πλάτος της παραμόρφωσης a_n μπορούν να προκληθούν στις διαφορετικές χρονικές περιόδους της ταλάντωσης της φυσαλίδας. Ειδικότερα, τρία είδη ασταθειών μπορούν να διακριθούν: η παραμετρική αστάθεια (κατά την περίοδο της ταλάντωσης της φυσαλίδας, δηλαδή πριν την κατάρρευση), η αστάθεια αναπήδησης (κατά την περίοδο μετά την κατάρρευση όπου η φυσαλίδα αναπηδάει κοντά στο ελάχιστο μέγεθος της μέχρι να ξαναφτάσει στην ακτίνα ηρεμίας της), και τέλος η αστάθεια Rayleigh-Taylor (κατά την περίοδο της κατάρρευσης της φυσαλίδας).

Παραμετρική Αστάθεια:

Η παραμετρική αστάθεια δρα πάνω στην σχετικά μεγάλη χρονική κλίμακα της οδήγησης $T_d=2\pi/\omega$ (περίοδος του σήματος οδήγησης). Αν οι μη σφαιρικές διαταραχές του σχήματος της φυσαλίδας παρουσιάσουν καθαρή αύξηση μέσα σε μία περίοδο ταλάντωσης, τότε θα συντρίψουν την φυσαλίδα μετά από αρκετές περιόδους. Το επιχείρημα αυτό αμελεί πιθανές (μη γραμμικές) επιπτώσεις του κορεσμού οι οποίες δεν περιέχονται στην γραμμική προσέγγιση της εξίσωσης (2.42), οι οποίες θα μπορούσαν να αναστείλουν την περαιτέρω αύξηση των διαταραχών.

Στο σχετικό καθεστώς παραμέτρων για την παραμετρική αστάθεια, η ακτινική συνιστώσα $R(t)$ και επομένως και τα $A_n(t)$ και $B_n(t)$ είναι αυστηρά περιοδικές στον χρόνο με περίοδο T_d , επομένως η ευστάθεια της εξίσωσης (2.42) μπορεί να αναλυθεί διεξοδικά. Αστάθεια προκύπτει όποτε το μέγεθος της μέγιστης ιδιοτιμής της μήτρας μετάβασης Floquet $F_n(T_d)$ της εξίσωσης (2.42) είναι μεγαλύτερο της μονάδας. Η μήτρα μετάβασης Floquet ορίζεται ως η κατεύθυνση διάδοσης του διανύσματος των διαταραχών μέσα σε μια περίοδο,

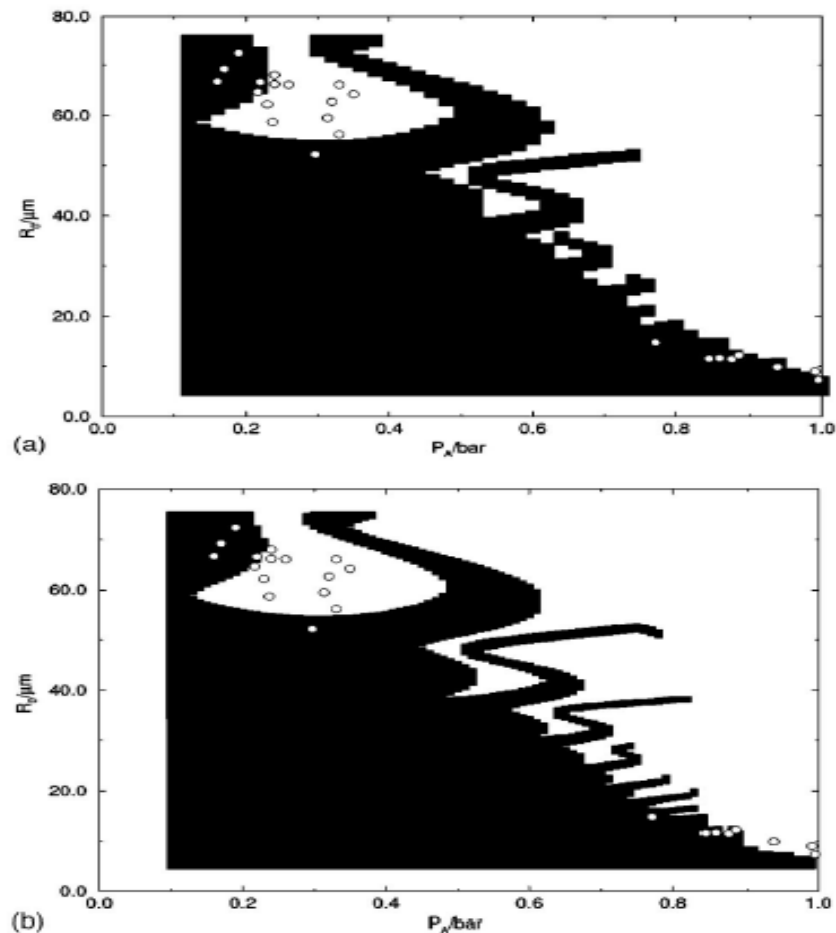
$$\begin{pmatrix} \alpha_n(T_d) \\ \dot{\alpha}_n(T_d) \end{pmatrix} = F_n(T) \begin{pmatrix} \alpha_n(0) \\ \dot{\alpha}_n(0) \end{pmatrix} \quad (2.47)$$

Με αριθμητικό υπολογισμό των ιδιοτιμών της μήτρας μετάβασης Floquet, κάποιος μπορεί να χαρτογραφήσει το διάγραμμα φάσης της παραμετρικής ευστάθειας, δηλαδή να αναγνωρίσει τις παραμετρικά σταθερές και ασταθής περιοχές.

Στο φάσμα παραμέτρων της ηχοφωταύγειας, δηλαδή πίεση οδήγησης $P_a \approx 1.2 \sim 1.5$ atm και τυπική συχνότητα $f=26.5$ kHz, οι υπολογισμοί σύμφωνα με την προσέγγιση του οριακού στρώματος υποδηλώνουν ότι παραμετρική αστάθεια παρουσιάζεται για ακτίνες ηρεμίας άνω των $R_0^{PI} \approx 4 - 5 \mu m$, με μόνο μια μικρή εξάρτηση από την πίεση P_a . Τα αναθεωρημένα μοντέλα του οριακού στρώματος όπως αυτά των Prosperetti & Hao (1999) ή του Augsdorfer (2000) λαμβάνουν υπόψη τους, τους όρους μεγαλύτερης τάξης \dot{R}/c (όπως αυτοί αναφέρθηκαν κατά την κατασκευή της εξίσωσης Rayleigh-Plesset), τις απώλειες θερμότητας ή την μεταβολή της πυκνότητας του αερίου μέσα στην φυσαλίδα κατά την κατάρρευση. Τα μοντέλα αυτά βρίσκουν τα άνω όρια της ευστάθειας για την ακτίνα ηρεμίας R_0^{PI} περίπου μισό μικρόμετρο μεγαλύτερα, επειδή οι επιπλέον επιπτώσεις που εισάγουν αυτά τα φαινόμενα έχουν ως αποτέλεσμα την λιγότερο βίαιη δυναμική της ταλάντωσης και μικρότερες τιμές στην αποσταθεροποιητική επιτάχυνση της φυσαλίδας. Έχει αποδειχθεί πειραματικά ότι γενικά οι μεγαλύτερες φυσαλίδες μπορούν να σταθεροποιηθούν σε μικρές πιέσεις P_a και

επίσης το κατώφλι παραμετρικής ευστάθειας της ακτίνας ηρεμίας R_0^{PI} για αυτές τις φυσαλίδες γίνεται ισχυρά εξαρτώμενο από την οδηγό πίεση P_α κάτι το οποίο δεν συμβαίνει για τις μικρότερες φυσαλίδες σε ψηλότερες πιέσεις.

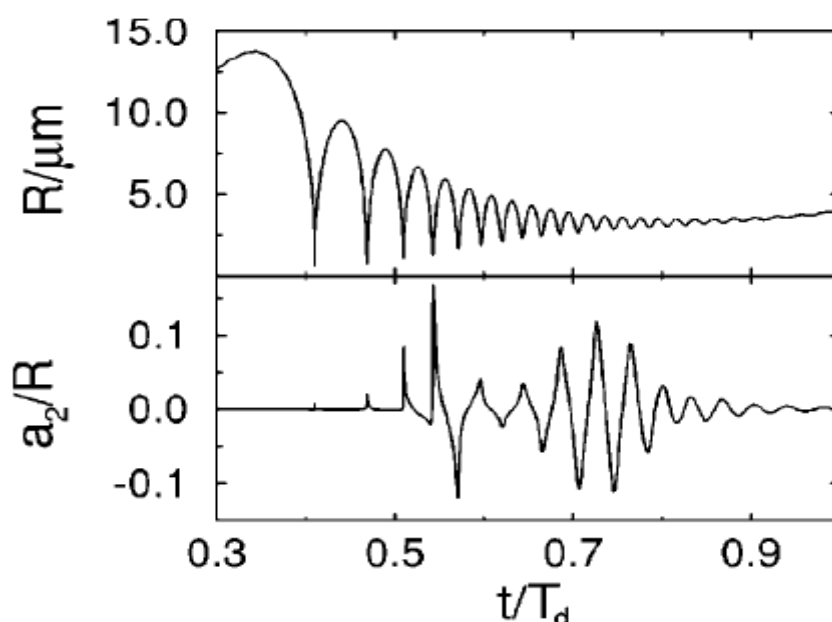
Η προσέγγιση του οριακού στρώματος επικρίθηκε από τους Putterman & Roberts (1998) καθώς υποτιμά το ποσό της διάχυσης. Οι δύο αυτοί ερευνητές υποστηρίζουν ότι υπάρχουν ανεπαρκή στοιχεία όσον αφορά ρόλο των ασταθειών του σχήματος της φυσαλίδας στον περιορισμό της ηχοφωταύγειας, παρόλο που οι Brenner & Dupont (1998) βρήκαν ότι η προσέγγιση αυτή δίνει αρκετά καλά αποτελέσματα σε συμφωνία με τα πειράματα. Είναι ως εκ τούτου σημαντικό να απαντηθεί το ερώτημα πώς τα αποτελέσματα της ευστάθειας του σχήματος αλλάζουν όταν δεν γίνεται η προσέγγιση του οριακού στρώματος, αλλά λύνονται οι πλήρης ολοκληρωδιαφορικές εξισώσεις. Τέτοια σύγκριση έγινε από τους Hao & Prosperetti (1999b). Ένα τυπικό παράδειγμα αυτής της σύγκρισης φαίνεται στο σχήμα 2-23, μετά βίας μπορεί να διακριθεί κάποια διαφορά μεταξύ του ακριβούς αποτελέσματος και της προσέγγισης του οριακού στρώματος. Τα αποτελέσματα αυτά δείχνουν ότι η προσέγγιση οριακού στρώματος είναι κατάλληλη για τα πειράματα της SBSL.



Σχήμα 2-23 Σύγκριση της προσέγγισης οριακού στρώματος και της πλήρους επίλυσης της ολοκληρωτικής διαφορικής εξίσωσης για μια φυσαλίδα αέρα σε νερό. (a) Υπολογισμός με την προσέγγιση του οριακού στρώματος, η μαύρη περιοχή είναι η περιοχή ευστάθειας για $n=2$, $f=20.6$ kHz και $P_\alpha \sim 1$ atm. Οι άσπροι κύκλοι είναι τα πειραματικά δεδομένα των Holt & Gaitan (1996). (b) υπολογισμός με την πλήρη επίλυση ολοκληρωτικής διαφορικής εξίσωσης για τα ίδια δεδομένα.

Αστάθεια Αναπήδησης:

Αμέσως μετά την κατάρρευση της η φουσαλίδα αναπηδάει (τρεμοπαίζει) με συχνότητα κοντά στην συχνότητα συντονισμού της σε μια χρονική κλίμακα $\tau_0 = 1/f_0 \sim \sqrt{\rho R_0^2 / 3P_0} \sim 0.3 \mu\text{s}$. Αποδεικνύεται ότι η χαρακτηριστική περίοδος των ταλαντώσεων του σχήματος της σφαιρικής φουσαλίδας είναι πολύ κοντά σε αυτή τη χρονική κλίμακα συντονισμού, πιο συγκεκριμένα $\sqrt{\rho R_0^3 / (\gamma \beta_n)} \approx 1 \mu\text{s} / \sqrt{\beta_n}$ (για $n=2$ τότε $\sqrt{\beta_n} \approx 3$) άρα η χαρακτηριστική περίοδος των ταλαντώσεων γίνεται $1\mu\text{s}/3 \approx 0.33\mu\text{s}$. Αυτή η σύμπτωση των χρόνων των περιόδων είναι η βασική αιτία της αστάθειας αναπήδησης, η οποία παρουσιάζει μέγιστη ανάπτυξη όταν η περίοδος της οδήγησης είναι της τάξης μεγέθους της φυσικής συχνότητας της ταλάντωσης. Κάτω από τις κατάλληλες συνθήκες η αστάθεια αναπήδησης μπορεί να είναι τόσο βίαιη έτσι ώστε η παραμόρφωση της φουσαλίδας λόγω της αστάθειας αυτής μπορεί να μεγαλώσει τόσο πολύ ώστε η φουσαλίδα να καταστραφεί κατά την διάρκεια των αναπηδήσεων ενός μόνο κύκλου οδήγησης. Η ανάπτυξη ασταθειών κατά την φάση της αναπήδησης μετά την κατάρρευση της φουσαλίδας έχει παρατηρηθεί απευθείας από τους Gaitan & Holt (1999). Οι αστάθειες αναπήδησης για να εμφανιστούν πρέπει να προκληθούν από κάποιο θόρυβο. Ένας καλός τρόπος να αναλυθεί η εξάρτηση αυτή (των ασταθειών από την θόρυβο) είναι να μοντελοποιηθεί ο θερμικός θόρυβος μέσω της σύζευξης μίας δύναμης τύπου Langevin με την δυναμική εξίσωση (2.42) για την παραμόρφωση του σχήματος της φουσαλίδας, με μέγεθος ρυθμισμένο ώστε να ικανοποιεί το θεώρημα διακύμανσης-διάχυσης. Ένα παράδειγμα στο οποίο η φουσαλίδα “επιβίωσε” από σημαντικές παραμορφώσεις κατά την διάρκεια της φάσης των αναπηδήσεων μετά την κατάρρευση της φαίνεται στο σχήμα 2-24.



Σχήμα 2-24 Παραμόρφωση του σχήματος μιας φουσαλίδας. (Πάνω μέρος): Η ακτίνα της φουσαλίδας $R(t)$ συναρτήσει του χρόνου στην φάση της αναπήδησης μετά την κατάρρευση. (Κάτω μέρος): Ο λόγος του πλάτους παραμόρφωσης $a_2(t)$ (για $n=2$) ως προς την ακτίνα ηρεμίας ($R_0=4.4$) μm συναρτήσει του χρόνου στην ίδια φάση με πιο πάνω. Η πίεση οδήγησης είναι $P_a=1.1 \text{ atm}$.

Αστάθεια Rayleigh-Taylor:

Η αστάθεια Rayleigh-Taylor προκύπτει όταν ένα ελαφρύτερο υγρό (μικρότερη πυκνότητα) επιταχύνεται μέσα σε ένα πιο βαρύ υγρό (μεγαλύτερη πυκνότητα). Για τις ηχοφωταγούσες φυσαλίδες, η αστάθεια αυτή δρα στην πολύ μικρή χρονική περίοδο των τελευταίων σταδίων της κατάρρευσης της φυσαλίδας. Στο σημείο αυτό η επιφάνεια της φυσαλίδας επιβραδύνεται καθώς φτάνει στην ελάχιστη ακτίνα της μετά από την οποία θα επεκταθεί ξανά, οδηγώντας σε μια εξαιρετικά μεγάλη σχετική επιτάχυνση του αερίου ως προς το νερό η οποία είναι πάνω από 10^{11} g όπως έχει αναφερθεί και στην εισαγωγή. Η επιβράδυνση της φυσαλίδας συμβαίνει για ένα πάρα πολύ μικρό χρονικό διάστημα (της τάξης των nanoseconds), το οποίο είναι περίπου ο χρόνος που χρειάζεται ένα ηχητικό κύμα ταχύτητας c_g για να διασχίσει μια ηχοφωταγούσα φυσαλίδα που έχει καταρρεύσει πλήρως, και άρα βρίσκεται στην ελάχιστη ακτίνα της. Για να είναι αποτελεσματική αυτή η αστάθεια πρέπει να καταστρέψει την φυσαλίδα κατά την διάρκεια αυτής της μικρής περιόδου. Ο ανταγωνισμός του μεγέθους της φυσαλίδας και της μικρής διάρκειας της δύναμης επιτάχυνσης του αερίου ως προς το νερό καθορίζει το κατώφλι της ευστάθειας.

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι σε αντίθεση με τις παραμετρικές αστάθειες και τις αστάθειες αναπήδησης, οι αστάθειες Rayleigh-Taylor δρα σε τόσο μικρό χρονικό διάστημα που οι δυναμικές προσεγγίσεις της φυσαλίδας δεν αναμένεται να είναι σωστές. Ένας σωστός υπολογισμός απαιτεί μια πλήρη προσομοίωση της δυναμικής της διεπιφάνειας αερίου-υγρού κατά τα τελευταία στάδια της κατάρρευσης.

Τα κατώφλια της αστάθειας Rayleigh-Taylor δεν εξαρτώνται από το αν χρησιμοποιείται η προσέγγιση οριακού στρώματος ή όχι, αλλά από την επιλεγόμενη δυναμική προσέγγιση της ακτίνας της φυσαλίδας $R(t)$. Ο Hilgenfeldt (1996) χρησιμοποίησε την τροποποιημένη RPE, δηλαδή χωρίς τις διορθώσεις του όρου \dot{R}/c (βλέπε υποενότητα 2.4.2.3), και χωρίς θερμική απόσβεση. Οι δύο αυτοί όροι λήφθηκαν υπόψη από τους Prosperetti & Hao (1999), οι οποίοι βρήκαν την αστάθεια Rayleigh-Taylor σημαντικά καταπιεσμένη λόγω της μικρότερης επιτάχυνσης \ddot{R} των τοιχωμάτων της φυσαλίδας η οποία προκύπτει από εξισώσεις υψηλότερης τάξης. Οι αβεβαιότητες στην μοντελοποίηση της δυναμικής της φυσαλίδας, και ιδιαίτερα της δεύτερης παραγώγου \ddot{R} είναι αρκετά σημαντικές ώστε να κάνουν την ποσοτική περιγραφή της αστάθειας Rayleigh-Taylor αρκετά δύσκολη αποστολή. Ένας άλλος παράγοντας που αλλάζει την θέση της αστάθειας Rayleigh-Taylor στα διαγράμματα φάσης της ηχοφωταγείας είναι η αντίθεση της μείωσης της πυκνότητας μεταξύ του υγρού και του εξαιρετικά συμπιεσμένου υγρού κατά την κατάρρευση. Λαμβάνοντας αυτό το φαινόμενο υπόψη στην εξίσωση (2.45) ο Augsdorfer (2000) και ο Yuan (2001) υπολόγισαν περεταίρω καταστολή της αστάθειας Rayleigh-Taylor.

Συμπερασματικά, παρόλο που τα πειραματικά αποτελέσματα και οι θεωρητικές μελέτες δίνουν πολλές ενδείξεις ότι η αστάθεια Rayleigh-Taylor θέτει ένα άνω κατώφλι για την SBSL όσον αφορά τις μεγάλες πιέσεις οδήγησης P_w , η θεωρία αυτή δεν έχει αποδειχθεί πλήρως. Από την άλλη πλευρά η παραμετρική αστάθεια και η αστάθεια αναπήδησης, θέτουν πολύ καλά καθορισμένα όρια για τον χώρο παραμέτρων της SBSL όσον αφορά τις μεγάλες ακτίνες ηρεμίας R_0 .

Όλοι οι υπολογισμοί που έγιναν μέχρι αυτό το σημείο όσον αφορά τις αστάθειες του σχήματος της φυσαλίδας περιέχουν τις παραδοχές ότι η θερμοκρασία του νερού είναι στους

20° C και η συχνότητα οδήγησης περίπου $f=20$ kHz. Τα κατώφλια σταθερότητας του σχήματος της φυσαλίδας εξαρτώνται ισχυρά από τις αλλαγές στην δυναμική της ακτίνας της φυσαλίδας που επιφέρονται από τις αλλαγές στην θερμοκρασία του νερού και την συχνότητα οδήγησης. Οι εξαρτήσεις αυτές μπορεί να επιδρούν διαφορετικά για διαφορετικές αστάθειες. Αν η συχνότητα f μειωθεί, η παραμετρική αστάθεια καταστέλλεται καθώς η σταθεροποιητική επιρροή του ιξώδους μπορεί να δρα για περισσότερο χρόνο για να καταπιέσει τις διαταραχές. Όμως οι πιο βίαιες καταρρεύσεις των οδηγούμενων υπό χαμηλή συχνότητα φυσαλίδων, ευνοούν μια πιο γρήγορη εκδήλωση της αστάθειας Rayleigh-Taylor. Η θερμοκρασία του νερού επίσης έχει μια επίδραση στον χώρο παραμέτρων της SBSL. Όπως διατυπώθηκε από τους Hilgenfeldt, Lohse & Moss (1998), το αυξημένο ιξώδες σε χαμηλότερες θερμοκρασίες νερού σημαίνει ότι οι φυσαλίδες είναι πιο σταθερές σε κρύο νερό, επιτρέποντας έτσι πιο δυνατή ακουστική οδήγηση και επομένως εκπέμπουν περισσότερο φως, όπως παρατηρήθηκε πειραματικά και από τον Barber (1994).

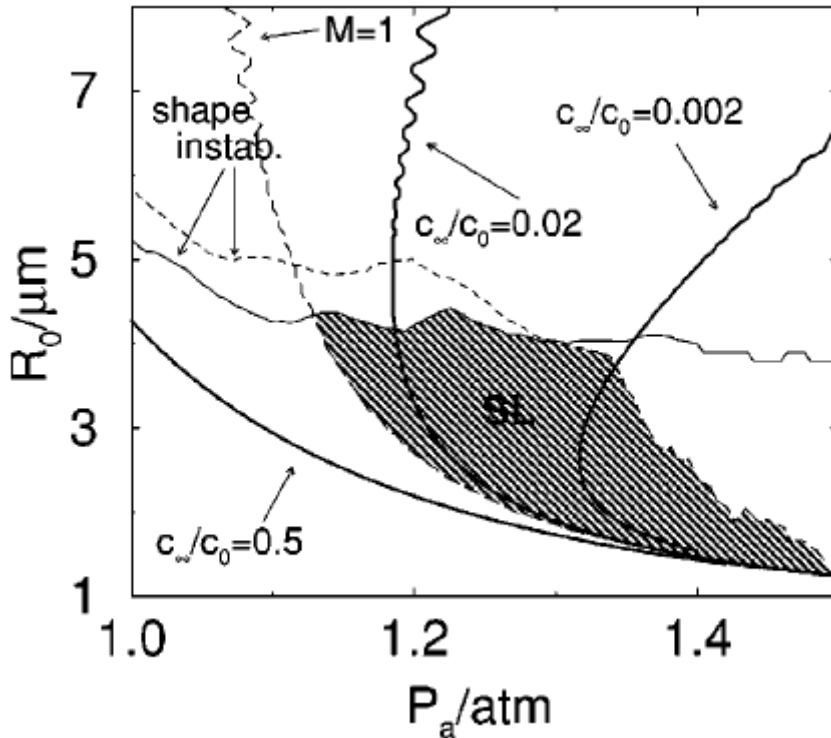
2.4.3.5 Αλληλεπίδραση των ισορροπιών διάχυσης και των ασταθειών του σχήματος.

Για να προκύψει σταθερή SBSL οι συνθήκες για ισορροπία διάχυσης και ευστάθεια του σχήματος της φυσαλίδας πρέπει να πληρούνται ταυτόχρονα. Έξω από αυτό το καθεστώς παραμέτρων οι φυσαλίδες δεν καταστρέφονται απαραίτητα, αλλά μπορούν να υποβάλλονται σε δυναμικές διαδικασίες όπως ανακαθορισμένη διάχυση η οποία μπορεί να οδηγήσει σε ασταθή ηχοφωταύγεια σε πιο αδύναμο επίπεδο.

Όταν σε χαμηλή πίεση οδήγησης $P_a \approx 1.1 atm$ η συγκέντρωση του αερίου είναι σημαντικά ψηλή (π.χ. $c_\infty/c_0=50\%$), η ανακαθορισμένη διάχυση μπορεί να υπερβεί την τάση των φυσαλίδων να διαλυθούν, και η δημιουργία φυσαλίδων που θα μεγαλώνουν είναι πιθανή αν η αρχική ακτίνα ηρεμίας R_0 είναι πάνω από την γραμμή της ασταθούς ισορροπίας (καμπύλη A σχήμα 2-21). Η ανακαθορισμένη διάχυση συνεχίζεται μέχρι οι αστάθειες του σχήματος της φυσαλίδας να περιορίσουν την ανάπτυξη της (βλέπε σχήμα 2-25). Όταν η ακτίνα R_0 φτάσει το όριο της αστάθειας του σχήματος της φυσαλίδας, μια μικροφυσαλίδα αποκόπτεται από αυτή μειώνοντας έτσι την ακτίνα της. Αν η απομένουσα φυσαλίδα εξακολουθεί να είναι αρκετά μεγάλη, δηλαδή πάνω από την γραμμή ασταθούς ισορροπίας του σχήματος 2-25, η διαδικασία θα επαναληφθεί. Για αυτές τις χαμηλές τάσεις οδήγησης, το επιτρεπόμενο μέγεθος της μετά την αποκοπή της μικροφυσαλίδας από αυτή είναι πολύ περιορισμένο. Αν η μικροφυσαλίδα που αποκόπτεται είναι πολύ μεγάλη τότε η απομένουσα φυσαλίδα διαλύεται.

Για σχετικά μεγάλη πίεση οδήγησης $P_a \approx 1.3 atm$ η κατάσταση είναι αρκετά διαφορετική. Για αρκετά χαμηλή συγκέντρωση αερίου (π.χ. $c_\infty/c_0=0.2\%$), οι φυσαλίδες μπορούν να μεγαλώσουν ή να συρρικνωθούν προσεγγίζοντας μια ισορροπία σταθερής διάχυσης. Αφού η κατάρρευση της φυσαλίδας προκύπτει σε μεγάλη πίεση P_a , προκύπτει σταθερή SBSL, με μια καλά καθορισμένη και σταθερή ακτίνα R_0 . Για υψηλότερες συγκεντρώσεις αερίου, οι αρκετά μεγάλες φυσαλίδες θα μεγαλώσουν μέχρι το κατώφλι της παραμετρικής αστάθειας του σχήματος όπου μικροφυσαλίδες θα αποκοπούν από αυτές. Εδώ εν αντιθέσει με το καθεστώς της χαμηλότερης πίεσης, η απομένουσα φυσαλίδα είναι πολύ πιθανόν να καταλήξει σε μια κατάσταση όπου θα μεγαλώσει ξανά.

Η χαρακτηριστικά αργή διαστολή της φυσαλίδας και η ξαφνική συρρίκνωση της λόγω της αποκοπής της μικροφυσαλίδας αντικατοπτρίζονται και σε άλλες παρατηρήσιμες πειραματικές παραμέτρους, όπως η φάση της εκπομπής του φωτός σε σχέση με το σήμα της οδήγησης.



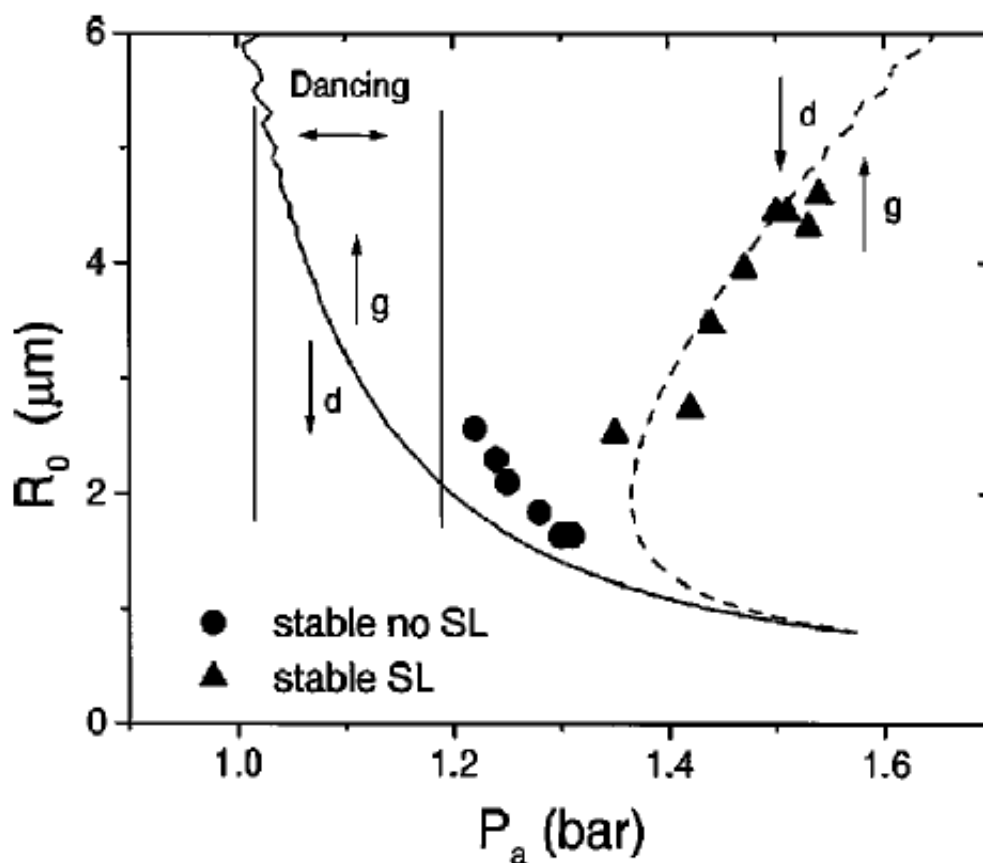
Σχήμα 2-25 Περιορισμοί του χώρου των παραμέτρων μέσα στις οποίες προκύπτει η ηχοφωταύγεια. Η σκιασμένη περιοχή είναι η περιοχή στην οποία προκύπτει η ηχοφωταύγεια. Η καμπύλη $M=1$ δείχνει το ξεκίνημα της κατάρρευσης της φυσαλίδας. Οι σκούρες γραμμές δείχνουν τις καμπύλες ισορροπίας διάχυσης για τρεις διαφορετικές συγκεντρώσεις αερίου ($c_{\infty}/c_0=0.5, 0.02, 0.002$). Η λεπτή μαύρη γραμμή δείχνει το κατώφλι της παραμετρικής αστάθειας και η διακεκομμένη γραμμή συνδυάζει το κατώφλι της αστάθειας Rayleigh-Taylor και της αστάθειας αναπήδησης.

Πηγή Hilgenfeldt (1996)

Πειραματικές μετρήσεις από τον Barber (1995) έδειξαν ότι η αποκοπή της μικροφυσαλίδας μετατοπίζει ελαφρώς την φάση της εκπομπής του φωτός. Ο Hilgenfeldt (1996) προσομοίωσε θεωρητικά αυτή την συμπεριφορά της μετατόπισης της φάσης εκπομπής του φωτός βρίσκοντας αρκετά καλή συμφωνία των θεωρητικών με τα πειραματικά δεδομένα.

Την στιγμή που η μικροφυσαλίδα αποκόπτεται δίνει στην απομένουσα φυσαλίδα ένα “σπρώξιμο”. Καθώς αυτό επαναλαμβάνεται ξανά και ξανά στην χρονική κλίμακα της διάχυσης του περίπου $\sim 0.1s$, η φυσαλίδα φαίνεται να “χορεύει”, όπως παρατηρήθηκε και πειραματικά από τους Gaitan(1990) και Barber(1995). Το σύστημα των φυσαλίδων που “χορεύουν” φαίνεται στο διάγραμμα του σχήματος 2-26. Αν οι φυσαλίδες σε αυτή την περίπτωση είναι αρκετά μεγάλες (κοντά στην καμπύλη αστάθειας), θα εκπέμπουν φως ακόμα και όταν υπόκεινται σε ανακαθορισμένη διάχυση, οδηγώντας στο ίδιο μοτίβο της αργής ανάπτυξης και της ξαφνικής αποκοπής του φωτός. Το φαινόμενο αυτό είναι γνωστό ως ασταθής SBSL και είναι γενικά πιο αμυδρή από την σταθερή SBSL.

Για πολύ μεγάλες πιέσεις οδήγησης, η αστάθεια Rayleigh-Taylor καθιστά τις ταλαντώσεις των σταθερών φυσαλίδων με μικρές ακτίνες ηρεμίας R_0 αδύνατες. Αυτό θέτει ένα άνω όριο για την πίεση οδήγησης P_a για να είναι δυνατή η παρατήρηση φυσαλίδων που παρουσιάζουν ηχοφωταύγεια.

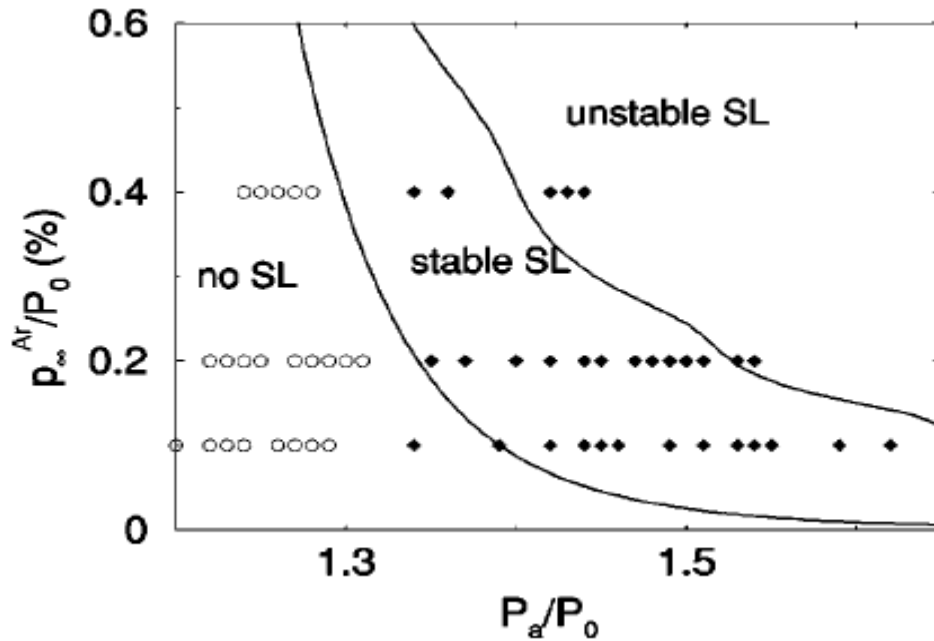


Σχήμα 2-26 Πειραματικό διάγραμμα φάσης για νερό που περιέχει 20% αέρα. Οι καμπύλες δείχνουν τις γραμμές ισορροπίας διάχυσης για δύο διαφορετικές συγκεντρώσεις αερίου, $c_\infty/c_0=0.2$ (συνεχόμενη γραμμή) και $c_\infty/c_0=0.002$ (διακεκομμένη γραμμή). Οι κύκλοι δείχνουν τις σταθερές φυσαλίδες που δεν παρουσιάζουν ηχοφωταύγεια, ενώ τα τρίγωνα δείχνουν τις σταθερές φυσαλίδες που παρουσιάζουν ηχοφωταύγεια. Σημειώνονται οι περιοχές όπου οι φυσαλίδες μεγαλώνουν(g) ή διαλύονται(d). Επίσης δείχνεται το εύρος πιέσεων για το οποίο οι φυσαλίδες “χορεύουν”.

Πηγή Ketterling & Apfel (1998)

Μετά τον υπολογισμό διαγραμμάτων φάσης όπως αυτό του σχήματος 2-26 με διαφορετικές συγκεντρώσεις διαλυμένου αερίου κάθε φορά, τα αποτελέσματα μπορούν να συνοψιστούν σε ένα νέο διάγραμμα του οποίου οι μεταβλητές είναι οι πειραματικά ελέγξιμες παράμετροι c_∞ και P_a . Αυτό το διάγραμμα φάσης φαίνεται στο σχήμα 2-27. Στις περιοχές σταθερής ηχοφωταύγειας ή ασταθούς ηχοφωταύγειας σημαίνει ότι υπάρχουν φυσαλίδες ορισμένης ακτίνας ηρεμίας R_0 που μεγαλώνουν οι οποίες είτε είναι διαχυτικά σταθερές είτε υπόκεινται σε ανακαθορισμένη διάχυση αντίστοιχα, οι μικρότερες φυσαλίδες διαλύονται. Μόνο μια μικρή περιοχή σ' αυτό τον χώρο φάσεων επιτρέπει σταθερή SBSL.

Ευτυχώς το στενό φάσμα των πολύ μικρών συγκεντρώσεων αργού το οποίο είναι απαραίτητο για να προκύψει σταθερή SBSL μπορεί να επιτευχθεί εύκολα όταν δουλεύουμε με μίγματα όπως ο αέρας, επειδή τα μοριακά συστατικά του αέρα διασπώνται.



Σχήμα 2-27 Θεωρητικό διάγραμμα φάσης στον χώρο παραμέτρων p_{∞}^{Ar}/P_0 vs P_a/P_0 . Η συχνότητα οδήγησης είναι $f=33.4$ kHz. Οι τρεις φάσεις δείχνουν τις περιοχές σταθερής ασταθούς και καθόλου SL. Τα σύμβολα δείχνουν πειραματικές μετρήσεις από τους Ketterling & Arfel (1998), είτε σταθερών SBSL φυσαλίδων (οι μαύροι ρόμβοι), είτε σταθερών nonSBSL φυσαλίδων(κύκλοι) τα οποία είναι σε πολύ καλή συμφωνία με την θεωρία.

Πηγή Brenner, Hilgenfeldt & Lohse (2002)[17]

2.4.3.6 Άλλα υγρά και προσμίξεις υγρών

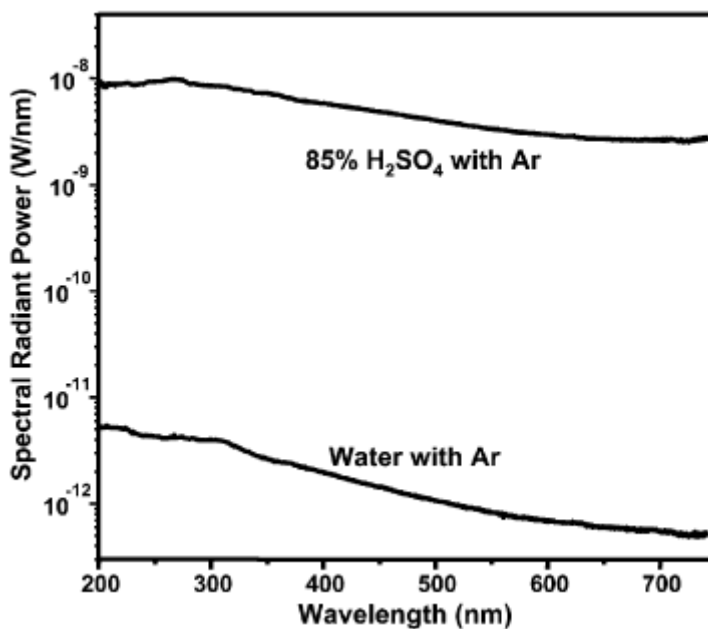
Άλλοι παράγοντες που επηρεάζουν την SBSL περιλαμβάνουν αλλαγές στις παραμέτρους του υγρού. Έχει ήδη αναφερθεί πιο πάνω ότι η αύξηση του ιξώδους του υγρού επιτρέπει την δημιουργία σταθερών φυσαλίδων σε μεγαλύτερες ακτίνες ηρεμίας R_0 . Παρομοίως η ένταση της επιφάνειας της φυσαλίδας μπορεί να επηρεάσει την θέση των καμπυλών ευστάθειας του σχήματος της στα διαγράμματα φάσης.

Η αλλαγή του υγρού στο οποίο η φυσαλίδα ταλαντώνεται έχει προφανής συνέπειες στην πιθανή εκπομπή φωτός της SBSL, κυρίως λόγω των χημικών αντιδράσεων που γίνονται μέσα στην φυσαλίδα. Έχει ήδη αναφερθεί πιο πάνω ότι οι υδρατμοί που εισβάλλουν στην φυσαλίδα μειώνουν την εκπομπή του φωτός. Επιπλέον τα προϊόντα διάσπασης του υγρού είναι σημαντικά για τις αντιδράσεις των σωματιδίων οι οποίες αφαιρούν τα μοριακά αέρια από την φυσαλίδα.

Για αρκετό θεωρείτο ότι σταθερή SBSL μπορούσε να επιτευχθεί μόνο μέσα σε νερό, ακόμα και σήμερα το νερό θεωρείται το πιο φιλικό υγρό για τα πειράματα της SBSL. Ενώ μίγματα διαλυμένων αλάτων στο νερό και σε άλλα υγρά δεν απαγορεύουν την παρουσία σταθερής SBSL, για αρκετά χρόνια δεν μπορούσε να παρατηρηθεί σε άλλα υγρά, παρόλο που η MBSL σε μη υδατικά διαλύματα είχε επιτευχθεί πριν αρκετό καιρό.

Ο Weninger (1995) έδειξε ότι ασταθής SBSL φυσαλίδες που εξέπεμπαν ασθενές φως μπορούσαν να παρατηρηθούν σε καθαρές αλκοόλες, ενώ το φως μιας σταθερής SBSL φυσαλίδας σε νερό μπορούσε να αποκοπεί προσθέτοντας απλά λίγες σταγόνες αλκοόλης στο νερό. Ενώ οι προσμίξεις αλκοολών στο νερό σβήνουν την εκπομπή του φωτός αμέσως, οι φυσαλίδες εξακολουθούν να τα ταλαντώνονται με σταθερό τρόπο, δείχνοντας ότι η γενική ισορροπία μάζας του ισοζυγίου διάχυσης/χημικών αντιδράσεων δεν διαταράσσεται σημαντικά. Η διαφορά με το πείραμα του Weninger σε καθαρές αλκοόλες, έτσι βρίσκεται στην διαλυτότητα των προϊόντων των χημικών αντιδράσεων μέσα στο περιβάλλον υγρό, το οποίο εξακολουθούσε να είναι σχεδόν καθαρό νερό στην περίπτωση των προσμίξεων αλκοολών στο νερό.

Ο Didenko (2000) αναζήτησε ιδανικά μη υδατικά υγρά για την SBSL, απαιτώντας (i) χαμηλή πίεση του ατμού για να περιορίσει την εισβολή υδρατμών στην φυσαλίδα και (ii) υψηλή συγκέντρωση ετεροατόμων οξυγόνου (O) και αζώτου (N) για να διευκολύνουν τον χημικό σχηματισμό ειδών κατά την κατάρρευση τα οποία θα διαλυθούν εύκολα στο υγρό. Χρησιμοποιώντας υγρά όπως το φορμαμίδιο (CH_3NO), ο Didenko παρήγαγε φωτεινή SBSL και ήταν ο πρώτος που παρατήρησε μοριακές γραμμές στο φάσμα της. Οι φυσαλίδες ήταν παρόλα αυτά ασταθής υπό την έννοια ότι κινούνταν σε κυκλικές ελλειπτικές τροχιές γύρω από τον κόμβο πίεσης που τις κρατούσε παγιδευμένες. Ο Didenko ονόμασε αυτό το φαινόμενο “κινούμενη SBSL”. Πιθανόν οι χημικές αντιδράσεις παράγουν αρκετά “απόβλητα” που δεν μπορούν να διαλυθούν αρκετά γρήγορα μέσα στο περιβάλλον υγρό, στέλνοντας την φυσαλίδα σε μια κατάσταση ανακαθορισμένης διάχυσης και αποκοπής φυσαλίδων. Ο μηχανισμός της “κινούμενης SBSL” δεν έχει ακόμα αποκαλυφθεί και αποτελεί ένα ανοιχτό και ενδιαφέρον πρόβλημα για μελλοντική μελέτη.



Σχήμα 2-28 Σύγκριση φάσματος εκπομπής υδατικού διαλύματος 85% H_2SO_4 και καθαρού νερού, και τα δύο περιέχουν μικρή ποσότητα αργού(Ar). Η ένταση της SBSL από το H_2SO_4 είναι περίπου 3000 φορές μεγαλύτερη από αυτή του νερού στην ίδια θερμοκρασία (295K)

Οι πληροφορίες που έδωσαν οι μελέτες και τα πειράματα για την επίδραση των παραμέτρων του υγρού (όπως το ιζώδες και η πίεση του υδρατμού μέσα στο υγρό) στην SBSL οδήγησαν στην εξεύρεση και άλλων υγρών ή διαλυμάτων εκτός του νερού για τα οποία παρατηρείται SBSL. Παραδείγματος χάριν σχετικά πρόσφατα οι Suslick & Flannigan (2007) παρήγαγαν SBSL σε υδατικό διάλυμα θεικού οξέως (H_2SO_4)(βλέπε σχήμα 2-8) της οποίας η ένταση ήταν μερικές χιλιάδες φορές μεγαλύτερη από οποιαδήποτε άλλη SL είχε παρατηρηθεί σε οποιοδήποτε άλλο υγρό μέχρι τότε. Επίσης παρατήρησαν εκπομπή φωτός από υδατικό διάλυμα φωσφορικού οξέως (H_3PO_4) να περιλαμβάνει περίπου 10^{12} φωτόνια, δηλαδή περίπου ένα εκατομμύριο περισσότερα από αυτά που παρατηρούνται για το νερό. [4]

Το σημαντικότερο όφελος της επέκτασης της SBSL και σε άλλα διαλύματα εκτός του νερού υδατικά και μη, είναι ότι μπορούν να παρατηρηθούν νέες γραμμές και ζώνες εκπομπής στο φάσμα τους εν αντιθέσει με το φάσμα του νερού που δεν έχει οποιαδήποτε χαρακτηριστικά. Οι νέες αυτές πληροφορίες που λαμβάνονται συνεχώς παρέχουν πολύ μεγάλη βοήθεια στην κατανόηση και την ερμηνεία των μηχανισμών εκπομπής της SBSL οι οποίοι θα συζητηθούν στην επόμενη ενότητα.

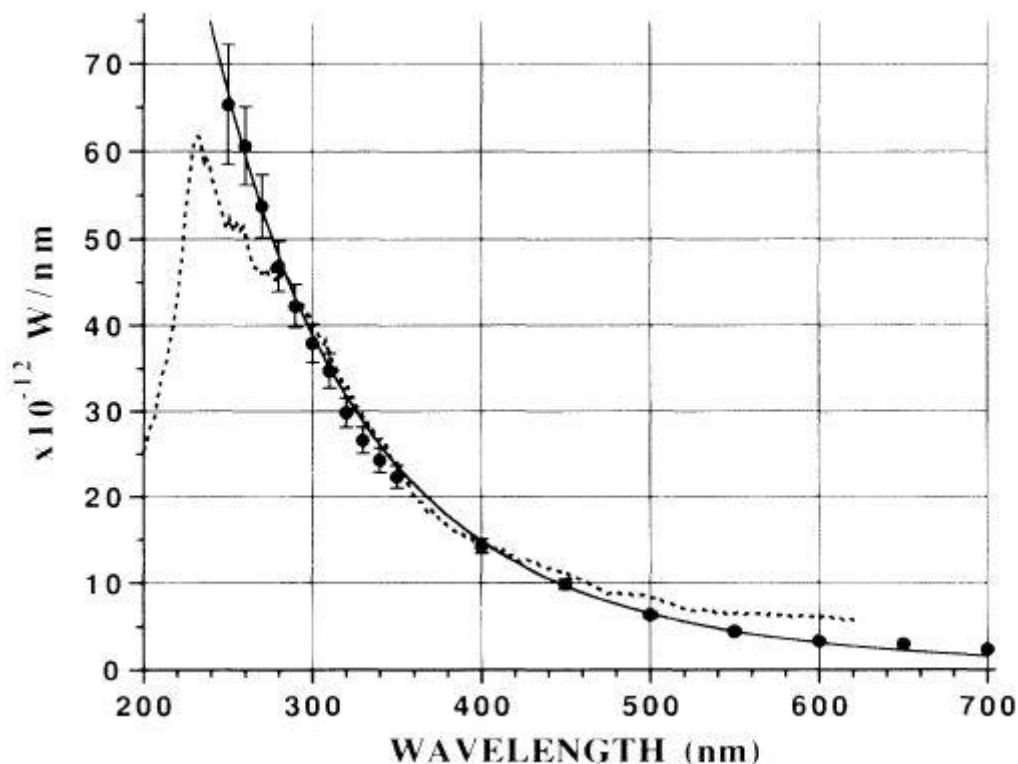
2.4.4 Η Εκπομπή Φωτός στην SBSL

Στις προηγούμενες υποενότητες περιγράφηκαν η ακτινική δυναμική της φυσαλίδας και οι παράγοντες που επηρεάζουν την SBSL. Περιγράφηκε δηλαδή το πώς μια φυσαλίδα μεγέθους μερικών μικρομέτρων ταλαντώνεται με μεγάλη ένταση, καταρρέει σε υπερηχητικές ταχύτητες, καίει μοριακά αέρια, και όμως κάτω από τις κατάλληλες πειραματικές συνθήκες καταφέρνει να διατηρεί το σφαιρικό σχήμα της, παρουσιάζοντας περίπου 30 000 ακριβείς επαναλήψεις των πιο πάνω εκπληκτικών μη γραμμικών φαινομένων σε ένα μόνο δευτερόλεπτο. [3] Οι εντυπωσιακές αυτές ιδιότητες μπορεί να μην μελετούνταν ποτέ αν δεν υπήρχε το φαινόμενο που δίνει στην ηχοφωταύγεια το όνομα της, η εκπομπή του ορατού φωτός που προκαλείται από βομβαρδισμό μιας φυσαλίδας με ηχητικά κύματα.

Προκειμένου να εκπέμψει ένα φωτόνιο ορατού μήκους κύματος, ένα άτομο, ιόν ή μόριο πρέπει να διεγερθεί μερικά eV πάνω από την κατάσταση ηρεμίας του. Ένα ηχητικό κύμα πίεσης περίπου $P_a=1$ atm, μεταφέρει τυπικά ενέργεια πυκνότητας περίπου 10^{-11} eV ανά σωματίδιο. Η τεράστια απαιτούμενη συγκέντρωση ενέργειας των περίπου 12 τάξεων μεγέθους κατακρημνίζεται από την βίαιη κατάρρευση της φυσαλίδας στην ελάχιστη ακτίνα της, κατά την οποία εκπέμπεται και το ορατό φως. Ενώ οι ερευνητές έχουν καταλήξει σε μια πληθώρα υποθέσεων για την προέλευση της εκπομπής του φωτός ακόμα μέχρι και σήμερα δεν έχει αποσαφηνιστεί ακριβώς ο μηχανισμός αυτός. Παρόλα αυτά ένας αριθμός σημαντικών πειραμάτων τα τελευταία χρόνια ευνοεί την θερμική προέλευση της εκπομπής του φωτός και όχι την ηλεκτρική όπως αρχικά είχε υποτεθεί, ενώ κάποιες άλλες πιο εξωτικές υποθέσεις έχουν αποκλειστεί οριστικά.

2.4.4.1 Το φάσμα της SBSL.

Όπως έχει αναφερθεί και στην υποενότητα 2.3.2 ενώ στο φάσμα της MBSL παρατηρούνται γραμμές εκπομπής στα 310nm και 510nm, κυρίως από ουδέτερα σωματίδια υδροξυλίου ή από μόρια που είναι παρόντα στο υγρό, μέχρι πρόσφατα δεν είχαν παρατηρηθεί καθόλου γραμμές εκπομπής στο φάσμα της SBSL. [25] [36] Λόγω του ότι μέχρι πρόσφατα οι ερευνητές δεν είχαν καταφέρει να παράγουν την SBSL σε άλλα διαλύματα εκτός του νερού



Σχήμα 2-29 Βαθμονομημένη πυκνότητα του φάσματος της SBSL στο νερό ως προς το μήκος κύματος. Η διακεκομμένη γραμμή είναι το φάσμα της SBSL σε θερμοκρασία 22° C και συχνότητα $f=27$ kHz. Οι τελείες δείχνουν το βαθμονομημένο φάσμα και τα περιθώρια λάθους. Η συνεχόμενη γραμμή είναι το φάσμα του μέλανος σώματος σε ενεργό θερμοκρασία 25 000K.

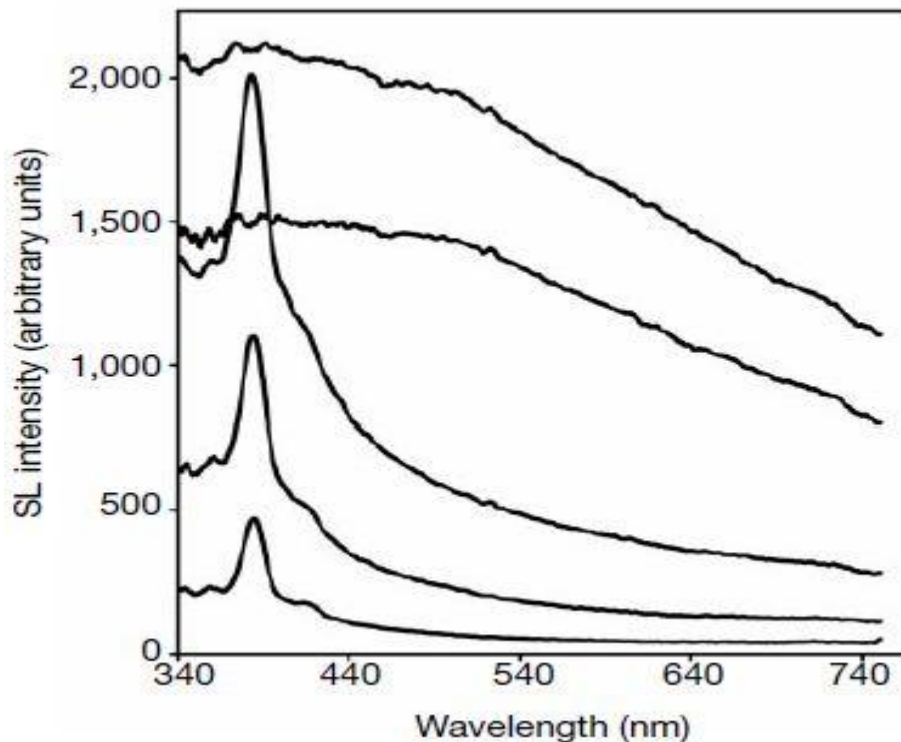
Πηγή Hiller, Putterman & Barber (1992)[16]

το μόνο φάσμα που είχαν διαθέσιμο ήταν αυτό στο νερό. Το φάσμα της SBSL στο νερό είναι εξαιρετικά λείο χωρίς να παρουσιάζει σημαντικές κορυφές και μπορεί να ταιριάζει πολύ στενά με αυτό του μέλανος σώματος σε ενεργό θερμοκρασία μέχρι και 30 000K σε κάποιες περιπτώσεις. Το φάσμα ξεκινά από το ορατό και εκτείνεται βαθιά μέσα στο υπεριώδες, όπως φαίνεται και στο σχήμα 2-29 από τα 700nm μέχρι και τα 400nm βρίσκεται στο ορατό και από τα 400nm μέχρι και τα 200nm εκτείνεται στο υπεριώδες, ενώ μπορεί να εκτείνεται ακόμα πιο βαθιά στο υπεριώδες όμως το νερό αποκόπτει μήκη κύματος κάτω από τα 190nm λόγω εξασθένησης και έτσι αυτό δεν μπορεί να επιβεβαιωθεί. Κατ' ακρίβεια ακόμα δεν είναι βέβαιο αν η κορυφή που παρατηρείται περίπου στα 230nm είναι πραγματική ή είναι απλά το αποτέλεσμα της εξασθένησης της υπεριώδους ακτινοβολίας μέσα στο νερό.

Το φάσμα της SBSL στο νερό λόγω του ότι δεν παρουσιάζει καθόλου φασματικές ζώνες ή γραμμές εκπομπής, ενδεικτικές γνωστών ατομικών ή μοριακών αντιδράσεων δεν μπορεί να συγκριθεί με τα γνωστά συνθετικά φάσματα, έτσι δεν μπορεί να δώσει αρκετές πληροφορίες ούτε για τον μηχανισμό της SBSL ούτε για τις θερμοκρασίες εντός της φυσαλίδας. Δυο εξηγήσεις δίνονται τυπικά για την απουσία γραμμών εκπομπής στο φάσμα της SBSL. Είτε οι γραμμές διευρύνονται από την τεράστια πίεση εντός της φυσαλίδας και απλώνονται κατά μήκος ολόκληρου του ορατού φάσματος, ή η συνεχόμενη ακτινοβολία είναι πολύ πιο έντονη από τις γραμμές οι οποίες συνεπώς σκεπάζονται από το συνεχές φάσμα.

Από τότε που η SBSL επεκτάθηκε και σε άλλα διαλύματα εκτός του νερού άρχισαν να παρατηρούνται και γραμμές εκπομπής σε αυτά τα φάσματα της SBSL όπου μέχρι τότε δεν ήταν γνωστές. Αρκετά πρόσφατα οι ομάδες των Suslick (2000) και Kang (2001) ανακάλυψαν περιπτώσεις κατά τις οποίες παρατηρούνται φασματικές γραμμές εκπομπής από μεμονωμένες ηχοφωταγούσες φυσαλίδες. Οι γραμμές αυτές παρουσιάζονται κυρίως σε δυο περιπτώσεις (i) η φυσαλίδα τείνει να είναι ασταθής (“κινούμενη SBSL”, η φυσαλίδα κινείται σε κυκλικές ελλειπτικές τροχιές γύρω από τον κόμβο πίεσης που την κρατάει παγιδευμένη) και (ii) η φυσαλίδα εκπέμπει πολύ αδύναμο φως, κοντά στο κατώφλι Blake. [26] [53]

Ο Didenko (μέλος της ομάδας του Suslick) το 2000 παρήγαγε SBSL σε διάφορα οργανικά υγρά όπως το αδιπονιτρίλιο ($C_6H_8N_2$), ένα υγρό με πολύ χαμηλή πίεση ατμού και χημική δομή που δίνει προϊόντα διάσπασης ευδιάλυτα στο υγρό, δηλαδή τα υγρά αυτά παρουσίαζαν συνθήκες παρόμοιες με το νερό. Η επιλογή των υγρών από τον Didenko έγινε με βάση τα θεωρητικά ευρήματα ότι ο ατμός στο υγρό μπορεί να είναι υπεύθυνος για την σβέση της SBSL και ότι τα προϊόντα διάσπασης παίζουν σημαντικό ρόλο στην σταθερότητα της φυσαλίδας. Το φάσμα της SBSL στο αδιπονιτρίλιο φαίνεται στο σχήμα 2-30.



Σχήμα 2-30 Φάσμα κινούμενης SBSL σε αδιπονιτρίλιο. Η πίεση οδήγησης αυξάνεται από κάτω προς τα πάνω, μεταξύ 1.7 bars και 1.9 bars με βήμα 0.5 bar.

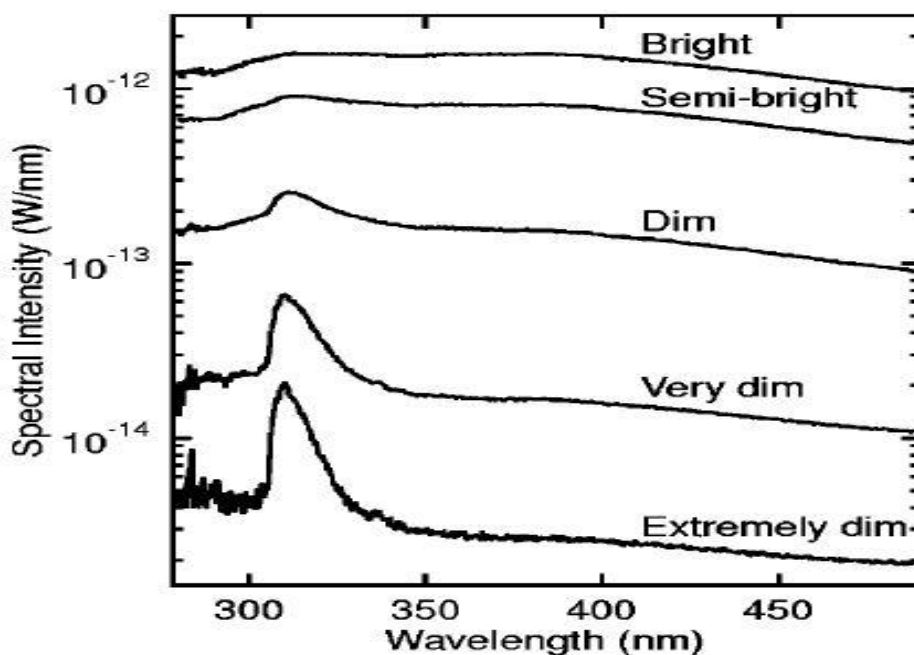
Πηγή Didenko, McNamara & Suslick(2000)[26]

Οι γραμμές εκπομπής που παρατηρούνται στο σχήμα 2-30 σε μήκη κύματος περίπου $\approx 400nm$ προκαλούνται από διεγερμένα ανιόντα κυανίου (CN), μίας από τις ομάδες στοιχείων που απαρτίζουν το αδιπονιτρίλιο. Παρατηρείται ότι η γραμμή εκπομπής είναι πολύ εμφανής στις χαμηλότερες πιέσεις(και χαμηλότερες συνολικές εντάσεις εκπομπών) όμως γίνεται μη ανιχνεύσιμη καθώς αυξάνεται η πίεση οδήγησης(και η ένταση του φωτός). Η συμπεριφορά αυτή του φάσματος ευνοεί την ιδέα του σκεπάσματος των γραμμών εκπομπής

από την μεγαλύτερης έντασης συνεχόμενη ακτινοβολία του ηχητικού κύματος. Σε χαμηλότερες πιέσεις οδήγησης δημιουργούνται χαμηλότερες θερμοκρασίες εντός της φυσαλίδας και έτσι οι θερμικές διαδικασίες Bremsstrahlung (οι οποίες δημιουργούν το συνεχές φάσμα) είναι αδύναμες, και έτσι εύκολα διεγερμένη μοριακή εκπομπή από το CN είναι αρκετά δυνατή για να επισκιάσει το συνεχές φάσμα. Πιο ψηλές πιέσεις οδήγησης δημιουργούν πιο ψηλές θερμοκρασίες οδηγώντας σε εκπομπές Bremsstrahlung πιο έντονες από την συνεισφορά των γραμμών εκπομπής, αποδίδοντας έτσι ένα καθαρά συνεχές φάσμα ίδιο με αυτό που παρατηρείται για σταθερές SBSL φυσαλίδες. Ενώ ακόμα δεν είναι ξεκάθαρο σε ποίο βαθμό η αστάθεια της κινούμενης φυσαλίδας σε αυτό το πείραμα επηρεάζει την σχετική ένταση των γραμμών εκπομπής, η δουλειά που έγινε είναι πολύ σημαντική επειδή αποδεικνύει ότι γίνονται χημικές αντιδράσεις μεταξύ του υγρού και του ατμού εντός μιας ηχοφωταγούσας φυσαλίδας.

Δουλεύοντας ξεχωριστά ο Young (μέλος της ομάδας του Kang) το 2001 παρατήρησε γραμμές εκπομπής για ευγενή αέρια διαλυμένα σε νερό. Οι γραμμές ήταν παρούσες σε χαμηλές πιέσεις (άρα και χαμηλές εντάσεις φωτός), ακριβώς στο ξεκίνημα της εκπομπής της ηχοφωταύγειας. Η συγκέντρωση του διαλυμένου αερίου ήταν περίπου 20%, η οποία αντιστοιχεί σε ασταθή ηχοφωταύγεια για ένα καθαρό ευγενές αέριο, με φυσαλίδες που “χορεύουν” και αποβάλλουν μικροφυσαλίδες.

Για φυσαλίδες με πολύ χαμηλή ένταση φωτός, παρατηρούνται κορυφές στο φάσμα στα 310nm και 337nm(βλέπε σχήμα2-31). Η κορυφή στα 310nm είναι ξεκάθαρο ότι προκαλείται από διεγερμένα σωματίδια υδροξυλίου OH. Επομένως αυτό το πείραμα παρείχε την πρώτη άμεση πειραματική ένδειξη ότι υπάρχουν υδρατμοί στην φυσαλίδα. Η προέλευση όμως της γραμμής στα 337nm είναι ακόμα ασαφής, ο Young υπέθεσε ότι μπορεί να οφείλεται σε ακόμα μια μοριακή διέγερση του υδροξυλίου όμως ακόμα δεν έχει αποδειχθεί.



Σχήμα 2-31 Εξάρτηση του φάσματος της SBSL φυσαλίδας που περιέχει αργό από την πίεση. Δείχνεται το φάσμα για 5 διαφορετικά επίπεδα έντασης φωτός.

Όταν αυξανόταν η πίεση οδήγησης ο Young παρατηρούσε, όπως και ο Didenko πιο πριν ότι το συνεχές μέρος του φάσματος γινόταν πιο δυνατό σε σχέση με τις γραμμές εκπομπής. Προσδιόρισαν ότι παρόλο που η σχετική ένταση των γραμμών(ως προς την ένταση του συνεχόμενου φάσματος) μειώνεται με την αύξηση της πίεσης, η απόλυτη ένταση των γραμμών εκπομπής εξακολουθεί να αυξάνεται, υποδεικνύοντας εκ' νέου ότι ο λόγος που οι γραμμές εκπομπής δεν είναι ορατές στην σταθερή SBSL είναι επειδή επικαλύπτονται από το συνεχές μέρος του φάσματος. Ο Young επίσης χρησιμοποίησε διαφορετικά ευγενή αέρια και έδειξε ότι η ένταση της γραμμής στα 310nm αυξάνεται σε ευγενή αέρια με μεγαλύτερο μοριακό βάρος, π.χ. το ξένο είχε πιο έντονη εκπομπή στα 310nm από το αργό. Η γραμμή στα 337nm παρόλα αυτά έδειχνε να μένει ανεπηρέαστη από την αλλαγή του αερίου. Με μείωση της θερμοκρασίας του νερού ο Young παρατήρησε ότι η ένταση των φασματικών γραμμών αυξανόταν, ενώ περίπου στους 5° C επιπλέον γραμμές εμφανίζονταν. Ο Young επίσης προσπάθησε να βρει γραμμές εκπομπής σε σταθερές SBSL φυσαλίδες, αλλά δεν τα κατάφερε επειδή στις ψηλές πιέσεις στις οποίες προκύπτει η σταθερή SBSL, το συνεχές μέρος του φάσματος πάντα υπερισχύει. Ενώ ακόμα μέχρι και σήμερα δεν έχει διευκρινιστεί γιατί οι γραμμές παρατηρούνται μόνο στην ασταθή και την κινούμενη SBSL και όχι στην σταθερή.

Τα πειραματικά αποτελέσματα του Baghdassarian (2001) για το φάσμα της φωταύγειας φυσαλίδων στο νερό δημιουργούμενες από Laser [54] ενδέχεται να βοηθήσουν στην ανάπτυξη ενός ποσοτικού μοντέλου το οποίο θα προβλέπει το εύρος των παραμέτρων για τις οποίες οι γραμμές εκπομπής μπορούν να επισκιάσουν το συνεχές μέρος του φάσματος της SBSL. Ο Baghdassarian έδειξε ότι πάνω από ένα ορισμένο κατώφλι ενέργειας δημιουργούμενης από Laser, γραμμές υδροξυλίου OH εμφανίζονται στο φάσμα. Η πιθανότερη ερμηνεία είναι ότι για αρκετά μεγάλες φυσαλίδες η κατάρρευση δεν είναι σφαιρική, έτσι ένα ποσοστό υγρού μπορεί να εισέλθει στη φυσαλίδα. Η ερμηνεία αυτή για τις φυσαλίδες που δημιουργούνται από Laser παρέχει μια σύνδεση με τα φάσματα της κινούμενης SBSL, της ασταθούς SBSL, και της MBSL, τα οποία επίσης παρουσιάζουν γραμμές εκπομπής. Το μοντέλο αυτό ακόμα είναι σε πρώιμο στάδιο και δεν έχει αποσαφηνιστεί ακόμα το αν ισχύει ή όχι.

2.4.4.2 Οι θεωρίες που προσπαθούν να εξηγήσουν την SBSL

Αρχικά η ανακάλυψη της SBSL στην πραγματικότητα αύξησε την σύγχυση για τους μηχανισμούς εκπομπής του φωτός. Ο κύριος λόγος που συνέβη αυτό και οδήγησε σε ένα πλήθος υποθετικών μοντέλων ήταν το αν η SBSL ήταν παρόμοια με την MBSL ή όχι. Η SBSL οδηγούσε σε περισσότερο φως από μια φυσαλίδα της MBSL, ενώ το φάσμα της δεν είχε οποιαδήποτε χαρακτηριστικά όπως γραμμές και ζώνες εκπομπής. Οι δύο αυτοί παράγοντες υποδήλωναν πιο ψηλές θερμοκρασίες και πιέσεις στην SBSL.

Επομένως οι πρώτες θεωρίες για την SBSL προσπάθησαν να εφεύρουν μηχανισμούς που προκύπτουν για πιο ακραίες καταστάσεις από την MBSL. Στα πρώτα στάδια μετά την ανακάλυψη της SBSL λόγω της άγνοιας για τις συνθήκες εντός της φυσαλίδας υποτίθεντο υπερβολικά ψηλές θερμοκρασίες, μέχρι και 10⁸K. Προσπαθώντας να εξηγήσουν τις ακραίες αυτές καταστάσεις μερικές θεωρίες ήταν αρκετά εξωτικές. Για παράδειγμα ο Schwinger (1992) υπαινίχθηκε το δυναμικό φαινόμενο Casimir [55] ως πιθανή διαδικασία εκπομπής φωτονίων στην μη αδρανειακή κίνηση της επιφάνειας της φυσαλίδας. Όταν ένα αντίστοιχο μοντέλο αναπτύχθηκε από τον Eberlein(1996), [56] [57] σύντομα έγινε σαφές ότι για να ταιριάζει με τις παρατηρούμενες εντάσεις φωτός, η ταχύτητα των τοιχωμάτων της φυσαλίδας

όχι μόνο έπρεπε να είναι συγκρίσιμη με την ταχύτητα του ήχου αλλά έπρεπε να είναι μεγαλύτερη και από την ταχύτητα του φωτός. Επομένως αυτή η κατεύθυνση της έρευνας εγκαταλείφθηκε εντελώς.

Ένα άλλο πλήθος θεωριών τοποθέτησε την θέση της εκπομπής του φωτός μέσα στο υγρό παρά μέσα στην φυσαλίδα. Σε αυτή την επίσης μάταιη προσπάθεια οι θεωρίες βασίζονταν στην ηλεκτρική κατάρρευση του υγρού ή υπέθεταν σπινθηροβόλες εκκενώσεις γύρω από πίδακες νερού που εισέβαλλαν στην φυσαλίδα.

Ο Prosperetti (1997) επίσης επικαλέστηκε ένα ηλεκτρικό μηχανισμό για την εκπομπή του φωτός (fractoluminescence), [58] ως παραπροϊόν μιας μηχανικής αντίδρασης του υγρού για την εκπομπή του φωτός που απαιτεί ασυμμετρική κατάρρευση της φυσαλίδας. Η ιδέα του βασιζόταν στο γεγονός ότι οι δυνάμεις Bjerknes προκαλούν μια ηχοφωταγούσα φυσαλίδα να ταλαντώνεται κάθετα κατά την διάρκεια ενός ακουστικού κύκλου, και ότι τέτοιες ταλαντώσεις είναι γνωστό ότι προκαλούν ασυμμετρική κατάρρευση. Η ασυμμετρική αυτή κατάρρευση με την σειρά της προκαλεί άτακτη ροή του υγρού προς όλες τις κατευθύνσεις. Σύμφωνα με τον Prosperetti η σύγκρουση του υγρού με τα τοιχώματα της φυσαλίδας θα προκαλούσε την fractoluminescence, ένα φαινόμενο τεκμηριωμένο σε στερεά υλικά. Ο Prosperetti υποστήριξε ότι κατά τις μικρές χρονικές κλίμακες της κατάρρευσης και της υδροβολής(γρήγορης κίνησης του νερού προς μια συγκεκριμένη κατεύθυνση), το νερό μπορούσε να “σπάσει” επίσης. Το μοντέλο αυτό έκανε διάφορες προβλέψεις, αλλά έπεσε σε δυσμένεια όταν έγινε ξεκάθαρο ότι οι προβλέψεις αυτές δεν ίσχυαν. Αρχικά είχε προβλέψει ότι θα εκπεμπόταν λιγότερο φως σε συνθήκες μικρότερης βαρύτητας, όπου αναμένεται μικρότερη ένταση υδροβολή, όμως ο Matula (2000) [37] απέδειξε το αντίθετο. Επιπλέον οι λεπτομέρειες του μοντέλου του Prosperetti βασίζονται αποκλειστικά στις ιδιότητες του νερού, όμως ο Didenko (2000) παρατήρησε φωτεινή SBSL σε μη υδατικά διαλύματα. [26] Τέλος είχε εν τω μεταξύ γίνει ξεκάθαρο ότι τα μοντέλα που βασίζονταν σε σφαιρική συμμετρική κατάρρευση της φυσαλίδας μπορούσαν να δώσουν καλύτερες ποσοτικές εξηγήσεις για τα πειραματικά δεδομένα, έτσι εγκαταλείφθηκε η υπόθεση της ασυμμετρικής κατάρρευσης της φυσαλίδας.

Άλλες θεωρίες για την SBSL επικεντρώνονται σε μια πιο συνηθισμένη εξήγηση, η εκπομπή φωτονίων λόγω των ψηλών θερμοκρασιών μέσα στην φυσαλίδα, μοιάζει με την θεωρία του ζεστού σημείου (Hot Spot) για την MBSL. Κατ’ ακρίβεια όλα τα μη θερμικά μοντέλα πρέπει να εξηγήσουν γιατί ο μηχανισμός τους που περιγράφει την εκπομπή του φωτός δεν θα κατακλυστεί από θερμική ακτινοβολία. Απαιτώντας σφαιρική συμμετρική κατάρρευση για μεγαλύτερη ένταση φωτός τα θερμικά μοντέλα για την SBSL πλέον ευνοούνται ακόμα και από υποστηρικτές των μοντέλων ηλεκτρικής εκκένωσης για την MBSL. Σε μια ενδιαφέρουσα τροπή ο Xu (1999) πρότεινε ότι τα ηλεκτρικά πεδία δεν οδηγούν άμεσα σε εκπομπή φωτός, όμως καταστέλλουν την αστάθεια Rayleigh-Taylor και έτσι σταθεροποιούν την φυσαλίδα. [59] Ωστόσο η ύπαρξη αρκετά μεγάλων πεδίων για τέτοια σταθεροποίηση είναι ακόμα θέμα προς συζήτηση.

Εξαρτώμενες από τις πραγματικές θερμοκρασίες που επιτυγχάνονται κατά την κατάρρευση, διαφορετικές διεγέρσεις κυριαρχούν μέσα στο συμπιεσμένο αέριο, έτσι ο όρος “θερμική εκπομπή” μπορεί να αναφέρεται σε μια μεγάλη ποικιλία διαφορετικών διαδικασιών. Καθώς οι θερμοκρασίες αυξάνονται από μερικές εκατοντάδες σε αρκετές χιλιάδες Kelvin, οι διαδικασίες αυτές μπορεί να είναι μεταξύ άλλων, μοριακός ανασυνδυασμός, [34] εκπομπή

που προκαλείται από συγκρούσεις, [60] μοριακή εκπομπή, [26] διεγερμένα διμερή, [61] ατομικός ανασυνδυασμός, [62] ακτινοβολητή προσκόλληση των ιόντων, [61] ιοντικό φαινόμενο Bremsstrahlung, [62] ή εκπομπή από περιορισμένα ηλεκτρόνια σε κενά. [63] Η αβεβαιότητα για τις ακριβείς θερμοκρασίες μέσα στις SBSL φυσαλίδες θα επέτρεπε να συμβούν οι περισσότεροι από αυτούς τους μηχανισμούς. Γενικά όμως διεγέρσεις πολύ χαμηλής ενέργειας είναι απίθανο να παράγουν φάσμα με αρκετά ορατά φωτόνια για λογαριασμό της SBSL. Από την άλλη η κατάρρευση της φυσαλίδας δεν μπορεί να δημιουργήσει αυθαίρετα ψηλές θερμοκρασίες, έτσι οι διεγέρσεις πολύ υψηλής ενέργειας είναι σπάνιες και επίσης ούτε παράγουν μεγάλη ροή φωτονίων. Το ποιος μηχανισμός θα επικρατήσει τελικά εξαρτάται από τις ακριβείς θερμοκρασίες μέσα στην φυσαλίδα. Εδώ θα πρέπει να τονιστεί ότι ενώ όλες οι θερμικές διαδικασίες μπορούν να συνεισφέρουν στην ακτινοβολία του μέλανος σώματος, η θερμική εκπομπή δεν καταλήγει κατ' ανάγκην σε φάσμα του μέλανος σώματος.

Για πολλά χρόνια το πιο σημαντικό επιχείρημα ενάντια στις θερμικές εκπομπές ήταν το πλάτος του εκπεμπόμενου παλμού. Όπως μετρούταν οι παλμοί ήταν πολύ μικρότεροι από τον χρόνο στον οποίο η φυσαλίδα κατέρρεε στο μέγιστο βαθμό. Η ανάγκη για πολύ βραχύς παλμούς τροφοδότησε την δημοτικότητα των μοντέλων “Shock-wave” στα οποία ένα εστιασμένο κύμα προκαλεί την περιοχή παραγωγής του φωτός να είναι πολύ μικρότερη από το μέγεθος της φυσαλίδας. Αυτά τα μοντέλα “Shock-wave” (τα οποία αναφέρονταν και ως ο mechanochemical μηχανισμός από τον Leighton [50]) ήταν η πιο δημοφιλής ιδέα για την SBSL για αρκετό καιρό.

Το κρίσιμο γεγονός που περιόρισε το πεδίο όσον αφορά τις θεωρίες για την SBSL ήταν η πειραματική ανάλυση του παλμού του φωτός, η οποία έδειξε ότι το πλάτος του παλμού είναι πολύ μεγαλύτερο από ότι είχε αρχικά προβλεφθεί. Αρχικά ήταν ο Gompf (1997) που κατάφερε να μετρήσει πειραματικά το πλάτος του εκπεμπόμενου παλμού. Στο πείραμα του για SBSL σε νερό, μέτρησε το πλάτος των εκπεμπόμενων παλμών σε θερμοκρασία δωματίου να αυξάνεται από 60 ps σε χαμηλές συγκεντρώσεις αερίου και χαμηλές πιέσεις οδήγησης σε περίπου 250 ps σε ψηλές συγκεντρώσεις αερίου και ψηλές πιέσεις οδήγησης κοντά στο άνω κατώφλι της ηχοφωταύγειας. [64] Τα αποτελέσματα του Gompf επιβεβαιώθηκαν αργότερα και από τον Hiller (1998), ο οποίος μάλιστα έδειξε ότι οι φυσαλίδες που περιείχαν ξένο (Xenon), οι οποίες ήταν γνωστό από πριν ότι εκπέμπουν το περισσότερο φως από όλα τα υπόλοιπα αέρια, επίσης αποφέρουν και τους μεγαλύτερους παλμούς, με πλάτη περίπου 350ps. [65] Μόνο φυσαλίδες σε πολύ εξασθενωμένο νερό μπορούν να αποφέρουν πολύ εξασθενημένους παλμούς πλάτους περίπου 40-60 ps.

Όπως έχει αναφερθεί και πιο πριν η φυσαλίδα κατά την κατάρρευση της φτάνει στην ελάχιστη ακτίνα της σε περίπου ~ 1 ns. Ενώ ένας τυπικός παλμός πλάτους 100-200 ps εξακολουθεί να είναι αρκετά μικρότερος από αυτό τον χρόνο κατάρρευσης, το κενό μεταξύ της χρονικής κλίμακας της εκπομπής του φωτός και της χρονικής κλίμακας της δυναμικής της ακτίνας κατά την κατάρρευση δεν είναι τόσο μεγάλο όσο θεωρείτο κάποτε. Ο Gompf έδειξε ότι ένα απλό θερμικό μοντέλο μπορεί να αποφέρει ένα παλμό φωτός με τα χαρακτηριστικά τα οποία είχε μετρήσει στο πείραμα του. Αυτό έκανε πιο αξιόπιστα όλα τα θερμικά μοντέλα στα οποία οι θερμικές διαδικασίες ήταν απευθείας συνδεδεμένες με την δυναμική της φυσαλίδας. Τότε ήταν που οι θεωρίες των “shock-waves” υποβλήθηκαν σε αυστηρότερο έλεγχο όσον αφορά τις συνέπειες τους για την εκπομπή του φωτός. Όπως έδειξε ο Moss (1997) τα “shock-waves” για τα ευγενή αέρια θα ήταν πολύ πιο αδύναμα από ότι για

τα μοριακά αέρια ή ακόμα περισσότερο μπορεί να ήταν εντελώς απόντα. Η μικρή ένταση των μοντέλων “shock-wave” τα κάνει απίθανους υποψήφιους για την απαραίτητη αύξηση της θερμοκρασίας έτσι ώστε να προκληθεί θερμική εκπομπή από την SBSL. Σε ένα πείραμα τους οι Bourne & Field (1991) [66] εντόπισαν ένα “shock-wave” κατά την κατάρρευση της φυσαλίδας όμως πρότειναν ότι η εκπομπή του φωτός δεν προήλθε από αυτό, αλλά από το συμπιεσμένο αέριο. Όλα αυτά τα στοιχεία δείχνουν ότι, ενώ τα “shock-waves” μπορεί να είναι παρόντα κατά την κατάρρευση της φυσαλίδας, δεν συνεισφέρουν ουσιαστικά στην εκπομπή του φωτός κατά την SBSL. Αυτό μπορεί να συμβαίνει επειδή είτε (i) είναι πολύ αδύναμα, έτσι δεν μπορούν να συγκεντρώσουν την ενέργεια σε μια κλίμακα πολύ μικρότερη του μεγέθους της φυσαλίδας, ή (ii) μπορούν να ζεστάνουν μόνο ένα πολύ μικρό όγκο κοντά στο κέντρο της φυσαλίδας σε πολύ ψηλές θερμοκρασίες, και έτσι η επακόλουθη εκπομπή φωτός πολύ πιο αδύναμη από ότι η θερμική ακτινοβολία από τον συνολικό όγκο της φυσαλίδας.

2.4.4.3 Η αποτυχία του ιδανικού μέλανος σώματος

Παρόλο που το ιδανικό μοντέλο εκπομπής του μέλανος σώματος δεν μπορεί να εξηγήσει τα πειραματικά αποτελέσματα, είναι πολύ χρήσιμο να περιγραφεί αυτή η απλούστερη από όλες τις άλλες θεωρία θερμικής εκπομπής του φωτός στο πλαίσιο της ηχοφωταύγειας. Ένας υπολογισμός μέλανος σώματος είναι πολύ απλοστευμένος επειδή δεν χρειάζεται να καθοριστεί η θερμική εκπομπή ως αποτέλεσμα των διαδικασιών διέγερσης εντός της φυσαλίδας, αλλά λαμβάνει υπόψη του μόνο την θερμοκρασία. Οι χρονικές κλίμακες της δυναμικής της φυσαλίδας είναι τέτοιες ώστε επιτρέπουν τοπική θερμοδυναμική ισορροπία μέσα στην φυσαλίδα, άρα μπορεί να θεωρηθεί ότι κάθε στοιχείο του όγκου του αερίου μέσα στην φυσαλίδα είναι σε θερμική ισορροπία με τα γειτονικά του στοιχεία.

Απαραίτητα ένα σύνολο ατόμων σε μια καλά καθορισμένη θερμοκρασία θα έχει λειτουργία πηγής ακτινοβολίας (δηλαδή η ένταση της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας χωρίς να λαμβάνεται υπόψη αλληλεπίδραση των εκπεμπόμενων φωτονίων με τα άτομα) η οποία ανταποκρίνεται σε ένα φάσμα ακτινοβολίας μέλανος σώματος. Η φασματική ένταση της πηγής (ενέργεια ανά μονάδα χρόνου, διάστημα μήκους κύματος, στερεά γωνία, και προβαλλόμενη επιφάνεια) σε μήκος κύματος λ δίνεται επομένως από τον νόμο του Planck,

$$I_{\lambda}^{Pl}[T] = \frac{2hc^2}{\lambda^5[\exp(hc/\lambda K_B T) - 1]} \quad (2.48)$$

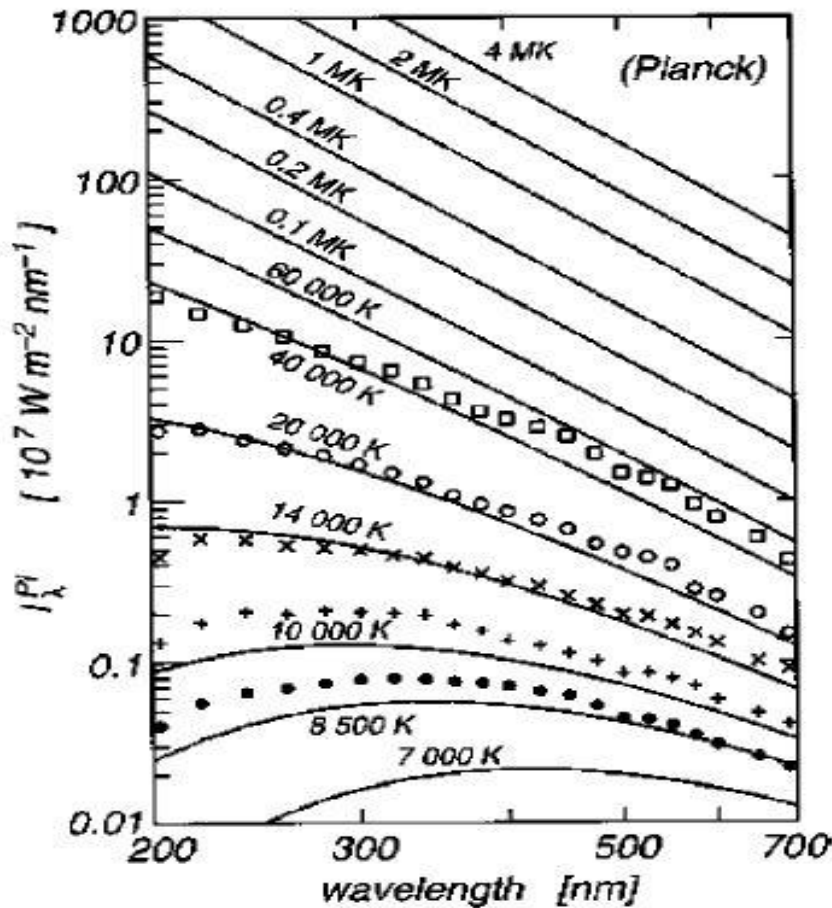
με τα h και K_B να είναι οι σταθερές Planck και Boltzmann αντίστοιχα, και c είναι η ταχύτητα του φωτός στο κενό. Η εκπομπή αλλάζει με τον χρόνο σύμφωνα με τις αλλαγές στην θερμοκρασία $T(t)$. Για τους υπολογισμούς θεωρείται η προσέγγιση του εξιδανικευμένου μέλανος σώματος, όπου η φυσαλίδα θεωρείται ότι έχει άπειρη αδιαφάνεια, δηλαδή εκπέμπει μόνο από ένα λεπτό στρώμα στην επιφάνεια της, ενώ τα φωτόνια που προέρχονται από πιο βαθιά στρώματα μέσα στην φυσαλίδα απορροφούνται μέσα στο μέλαν σώμα. Για την περίπτωση του εξιδανικευμένου μέλανος σώματος η εκπομπή περιγράφεται πλήρως από την εξίσωση ακτινοβολίας του μέλανος σώματος (εξ. 2.48) και από την φασματική ακτινοβολία (εκπεμπόμενη ενέργεια ανά μονάδα χρόνου και διάστημα μήκους κύματος) η οποία λαμβάνεται ολοκληρώνοντας πάνω στην προβαλλόμενη επιφάνεια της φυσαλίδας και όλες τις στερεές γωνίες,

$$P_{\lambda}^{Pl}(t) = 4\pi^2 R(t) I_{\lambda}^{Pl}[T(t)] \quad (2.49)$$

Στην περίπτωση της SBSL μόνο ένα συγκεκριμένο μέρος του φάσματος είναι ανιχνεύσιμο. Η φασματική ακτινοβολία μειώνεται δραστικά προς το κόκκινο, έτσι το κύριο μέρος της ενέργειας συλλαμβάνεται σε μήκη κύματος $\lambda < \lambda_r \approx 800 \text{ nm}$. Από την άλλη το νερό που περικυκλώνει την φυσαλίδα απορροφά τις UV ακτίνες κάτω από μήκη κύματος $\lambda_{UV} \approx 200 \text{ nm}$, έτσι αυτό το τμήμα του εκπεμπόμενου φωτός χάνεται, και αυτό που μετράται ως η συνολική ένταση του παλμού έξω από την φιάλη είναι το ολοκλήρωμα,

$$P^{Pl}(t) = \int_{\lambda_{UV}}^{\lambda_r} P_{\lambda}^{Pl}(t) d\lambda \quad (2.50)$$

Με τον παρόν φορμαλισμό είναι εύκολο να ολοκληρωθεί η φασματική ακτινοβολία (εξ 2.49) σε κατάλληλα διαστήματα μήκους κύματος και να συγκριθούν τα θεωρητικά αποτελέσματα με τα μετρούμενα φάσματα της ηχοφωταύγειας, καθώς οι μόνες ποσότητες που έχουν σημασία είναι η θερμοκρασία της φυσαλίδας $T(t)$ και η ακτίνα $R(t)$.



Σχήμα 2-32 Το φάσμα του Μέλανος Σώματος για διαφορετικές θερμοκρασίες συνδυασμένο με τα πειραματικά δεδομένα από τον Barber (1997) για τα ευγενή αέρια: □ ήλιο, ○ νέον, Χ αργό, + κρυπτόν και ● ξένο.

Το σχήμα 2-32 δείχνει μια σύγκριση των πειραματικών δεδομένων από τον Barber (1997) και των υπολογισμών του μέλανος σώματος. Τα φάσματα της SBSL ταιριάζουν αρκετά καλά στο μοντέλο του μέλανος σώματος καθώς η θερμοκρασία κυμαίνεται από τους 8000K στους 30 000K αναλόγως του αερίου. Οι καμπύλες για το φάσμα του μέλανος σώματος στο σχήμα 2-32 προκύπτουν από τις εξισώσεις (2.48) ή (2.49) με την ένταση και την θερμοκρασία ως ελεύθερες παραμέτρους. Για να μπορέσουμε να θέσουμε τα μοντέλα SBSL υπό δοκιμή, οι παράμετροι αυτοί θα πρέπει να συνδεθούν με την δυναμική της ακτίνας της φυσαλίδας και την θερμοκρασία που προκύπτει από το μοντέλο. Δεδομένου ότι δεν υπάρχει κάποια απευθείας μέθοδος για να μετρήσουμε την θερμοκρασία μέσα στη φυσαλίδα, αυτός είναι ο μόνος τρόπος να την συμπεράνουμε σωστά. Δυστυχώς όμως μικρές διαφορές στην μοντελοποίηση μπορούν να οδηγήσουν σε μεγάλες διαφορές στην ένταση του φωτός.

Το μοντέλο του μέλανος σώματος έχει τρεις σημαντικές αδυναμίες συγκρινόμενο με τα πειραματικά δεδομένα. (i) Πρώτον το πλάτος των παλμών της “μαύρης” Φυσαλίδας είναι πολύ μεγαλύτερο από αυτό που μετράται πειραματικά, είναι περίπου $\approx 500ps$ ενώ το μέγιστο πλάτος παλμού που έχει μετρηθεί πειραματικά όπως έχει αναφερθεί και πιο πάνω είναι περίπου 350 ps σε φυσαλίδα που περιείχε ξένο. (ii) Επίσης δεν μπορεί να αναπαράγει ποσοτικά το απόλυτο μέγεθος των παλμών(δηλαδή την ένταση), στο μοντέλο αυτό η ένταση των παλμών είναι περίπου δύο τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από αυτή που παρατηρείται πειραματικά. (iii) Τέλος το μεγαλύτερο μειονέκτημα του μοντέλου του μέλανος σώματος είναι ότι προβλέπει πολύ μεγάλη μεταβολή του πλάτους των παλμών με την μεταβολή του μήκους κύματος. Δηλαδή προβλέπει τον παλμό στο κόκκινο($\lambda=700-800nm$) να έχει υπερδιπλάσιο πλάτος από τον παλμό στο υπεριώδες($\lambda=200-300nm$), κάτι το οποίο είναι σε πλήρη διαφωνία με τα πειραματικά δεδομένα τα οποία δεν παρουσιάζουν σχεδόν καμία διαφορά στο πλάτος των παλμών καθώς μεταβάλλεται το μήκος κύματος. Ως εκ τούτου τα πειραματικά δεδομένα δείχνουν με βεβαιότητα ότι το μοντέλο του μέλανος σώματος πρέπει να αναθεωρηθεί.

2.4.4.4 Η φυσαλίδα ως θερμικός εκπομπός μέσω του όγκου της

Στο μοντέλο του μέλανος σώματος θεωρήσαμε ότι η φυσαλίδα εκπέμπει ως ένα ιδανικό μέλαν σώμα με άπειρη αδιαφάνεια. Αυτό απαιτεί ότι το μέσο ελεύθερο μονοπάτι των φωτονίων (κ_{λ}^{-1}) να είναι πολύ μικρότερο από το μέγεθος του αντικειμένου. Εδώ το κ_{λ} είναι ο συντελεστής απορρόφησης για φωτόνια μήκους κύματος λ . Ένα μέλαν σώμα κάποιου μεγέθους (δηλαδή ακτίνας R) έχει $\kappa_{\lambda}R \gg 1$, το προϊόν $\tau_{\lambda} \equiv 2\kappa_{\lambda}R$ είναι το οπτικό πάχος του σώματος σε μήκος κύματος λ και είναι αδιάστατο μέγεθος.

Σε μια πολύ σημαντική μελέτη του ο Moss(1997) έδειξε ότι η αδιαφάνεια της φυσαλίδας μπορεί να παίζει σημαντικό ρόλο στην ηχοφωταύγεια. Ο Moss πρότεινε το ενδεχόμενο ότι η φυσαλίδα μπορεί να είναι διαφανής στα δικά της φωτόνια. Χρησιμοποιώντας συντελεστές απορρόφησης σε μορφή πινάκων για διαφορετικά είδη αερίων, συμπεράνε ότι υπήρχε μόνο μια μικρή περιοχή αδιαφανούς αερίου ακριβώς στο κέντρο της φυσαλίδας, όμως η υπόλοιπη φυσαλίδα χαρακτηριζόταν από οπτικό πάχος $\tau_{\lambda} < 1$, και επομένως ήταν οπτικά λεπτή(διαφανής). [67] Ο όγκος εκπομπής του οπτικά λεπτού περιβλήματος είναι πολύ μεγαλύτερος από τον οπτικά χοντρό πυρήνα.

Στο πείραμα του αυτό ο Moss δεν υπολόγισε με σαφή τρόπο τους παλμούς του εκπεμπόμενου φωτός σε διαφορετικά μήκη κύματος, ενώ και άλλα χαρακτηριστικά του μοντέλου που

πρότεινε οδηγούν σε παλμούς πολύ μικρότερους από αυτούς που παρατηρούνται πειραματικά. Παρ' όλα αυτά η ιδέα μιας διαφανούς φυσαλίδας είναι η μόνη πρόταση που εξηγεί την ανεξαρτησία της εκπομπής της ηχοφωταύγειας από το μήκος κύματος, και πλέον είναι ευρέως αποδεκτή ως κλειδί για την συνεπή παρακολούθηση της εκπομπής φωτός της SBSL. Τέλος αξίζει να αναφερθεί ότι τα μοντέλα που βασίζονται στην διαφάνεια της φυσαλίδας μερικές φορές αναφέρονται και ως “μοντέλα ασθενώς ιονισμένων αερίων” (weakly ionized gas models) επειδή ένας μικρός βαθμός ιονισμού του αερίου είναι καθοριστικός.

Για ένα εκπομπό όγκου, η ένταση του φωτός από ένα στοιχείο του όγκου αυτού εξαρτάται από την θέση του στοιχείου μέσα στον όγκο (δηλαδή από το βάθος s). Χρησιμοποιώντας τους νόμους της απορρόφησης και της εκπομπής σε ένα μέσο τότε η εκπεμπόμενη ένταση σε μήκος κύματος λ , και από βάθος s μέσα στο μέσο γίνεται

$$I_\lambda(s, t) = \int_0^s \kappa_\lambda [T(s', t)] \times \exp\left(-\int_0^{s'} \kappa_\lambda [T(s'', t)] ds''\right) I_\lambda^{Pl}[T(s', t)] ds' \quad (2.51)$$

Εδώ θα πρέπει να σημειωθεί ότι συνάρτηση πηγής είναι ακόμα η I_λ^{Pl} (η ένταση εκπομπής για ένα μέλαν σώμα), επειδή διατηρείται η τοπική θερμοδυναμική ισορροπία. Κρατώντας την προσέγγιση για ομοιόμορφη θερμοκρασία σε ολόκληρη την φυσαλίδα μετατρέπει την εξίσωση (2.51) σε

$$I_\lambda(s, t) = I_\lambda^{Pl}[T(t)](1 - \exp\{-\kappa_\lambda [T(t)]s\}), \quad 0 < s < 2R. \quad (2.52)$$

Στο όριο ενός οπτικά χοντρού μέλανος σώματος ($\kappa_\lambda \rightarrow \infty$), η εξίσωση (2.52) δίνει την $I_\lambda^{Pl}(t)$ ενώ για μικρούς συντελεστές απορρόφησης κ_λ (όριο διαφάνειας) η εκπεμπόμενη ένταση μειώνεται σημαντικά και γίνεται ανάλογη της αδιάστατης απορροφητικότητας $\kappa_\lambda s$.

Για να ληφθεί η φασματική ακτινοβόληση πρέπει να ολοκληρωθεί η εκπεμπόμενη ένταση (εξ 2.52) ανά μονάδα επιφάνειας και ανά σταθερή γωνία πάνω στην προβαλλόμενη διατομή της φυσαλίδας, το πάχος s της φυσαλίδας μεταβάλλεται ως $s=2R\cos(\theta)$ όπου θ είναι η γωνία από την ευθεία παρατήρησης. Το αποτέλεσμα είναι η εκπεμπόμενη δύναμη από την διατομή ολόκληρης της φυσαλίδας ανά μονάδα στερεάς γωνίας. Υποθέτοντας ισοτροπικότητα της ακτινοβολίας της SBSL η φασματική ακτινοβόληση είναι

$$P_\lambda(t)d\lambda = 4\pi^2 R^2 I_\lambda^{Pl}[T(t)] \left(1 + \frac{\exp(-2\kappa_\lambda R)}{\kappa_\lambda R} + \frac{\exp(-2\kappa_\lambda R)-1}{2\kappa_\lambda^2 R^2}\right) d\lambda \quad (2.53)$$

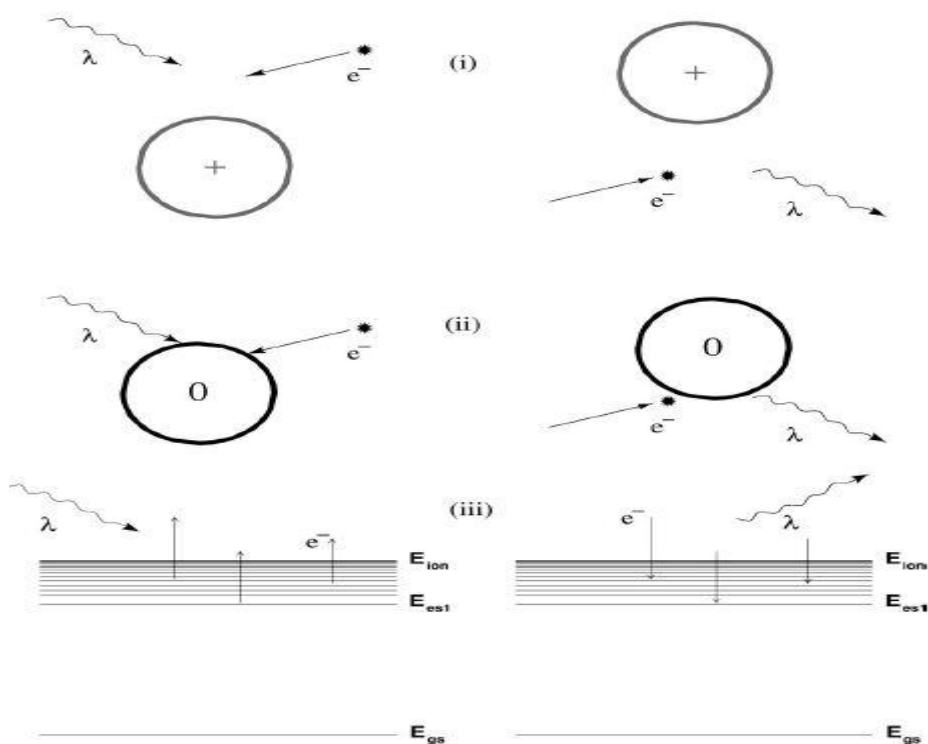
Από την εξίσωση (2.53) γίνεται αντιληπτό ότι η φασματική ακτινοβόληση για ένα μέλαν σώμα (εξ 2.49) πολλαπλασιάζεται με ένα παράγοντα το μέγεθος του οποίου μεταβάλλεται μεταξύ 0 και 1, αναλόγως του οπτικού πάχους $\tau_\lambda=2\kappa_\lambda R$. Καθώς το οπτικό πάχος τείνει στο άπειρο ($\tau_\lambda \rightarrow \infty$) λαμβάνεται η φασματική ακτινοβόληση του μέλανος σώματος του Planck. Στο όριο της διαφάνειας δηλαδή όταν $2\kappa_\lambda R \ll 1$ η εξίσωση (2.53) μειώνεται στην

$$P_\lambda^{trans}(t)d\lambda = 4\pi\kappa_\lambda I_\lambda^{Pl}[T(t)] \frac{4\pi R^3}{3} d\lambda = \frac{4}{3}\kappa_\lambda R P_\lambda^{Pl}(t)d\lambda, \quad (2.54)$$

μια φασματική ακτινοβόληση η οποία είναι κατά πολύ μικρότερη από αυτή της εκπομπής του μέλανος σώματος.

Για να επεκταθεί περισσότερο η ανάλυση της φυσαλίδας ως θερμικός εκπομπός πρέπει να προσδιοριστεί η εξάρτηση των συντελεστών εκπομπής κ_λ από τις παραμέτρους. Εν αντιθέσει με το μοντέλο του μέλανος σώματος το οποίο είναι ένα πολύ απλουστευμένο μοντέλο, εδώ απαιτείται η αναγνώριση των πιο σημαντικών φυσικών διαδικασιών που συνεισφέρουν στην απορρόφηση φωτονίων στο αέριο μέσα σε μια ηχοφωταυγούσα φυσαλίδα. Εδώ δεν είναι μόνο η θερμοκρασία σημαντική, αλλά επίσης και η αλληλεπίδραση φωτονίων-ύλης. Στην αρχική του δουλειά ο Moss (1997) εξήγαγε πινακοποιημένες τιμές για τους συντελεστές εκπομπής κ_λ στο πλαίσιο της ηχοφωταύγειας. Αργότερα ο ίδιος και άλλοι μελετητές χρησιμοποίησαν ένα πλήρες μοντέλο για την αδιαφάνεια της φυσαλίδας για να επεκτείνουν αυτούς τους υπολογισμούς. Εδώ θα συνοψισθεί ένα απλό μοντέλο για τους συντελεστές εκπομπής κ_λ με βάση τις μελέτες των Hilgenfeldt et al(1999) [62] και Hammer & Frommhold (2001). [61]

Το μοντέλο αυτό υποθέτει ότι η εκπομπή του φωτός προέρχεται κυρίως από τον ιονισμό ενός ευγενούς αερίου, και ότι ούτε τα μοριακά αέρια ούτε οι υδρατμοί παίζουν σημαντικό ρόλο. Επίσης υποθέτει ότι η μέγιστη θερμοκρασία είναι της τάξης των 10^4 K, ενώ η βιβλιογραφία για την απορρόφηση και εκπομπή ακτινοβολίας προτείνει ότι υπάρχουν τρεις σημαντικές διαδικασίες οι οποίες δείχνονται και στο σχήμα 2-33: η απορρόφηση ή εκπομπή φωτονίων από (i) ελεύθερα ηλεκτρόνια κοντά σε ιόντα (αντίστροφο bremsstrahlung), (ii) ελεύθερα ηλεκτρόνια κοντά σε ουδέτερα άτομα (αντίστροφο ουδέτερο bremsstrahlung), και (iii) δεσμευμένα διεγερμένα ηλεκτρόνια τα οποία φτάνουν σε συνεχής ενέργειες μετά την απορρόφηση φωτονίων.



Σχήμα 2-33 Επικρατούσες διαδικασίες απορρόφησης και εκπομπής φωτονίων σε τυπικές θερμοκρασίες και πυκνότητες σε μία ηχοφωταυγούσα φυσαλίδα. Αριστερά: απορρόφηση, δεξιά: εκπομπή. Οι τρεις διαδικασίες είναι (i) ηλεκτρόνιο-ίον (αντίστροφο bremsstrahlung), (ii) ηλεκτρόνιο-άτομο (αντίστροφο ουδέτερο bremsstrahlung) και (iii) ακτινοβολία ανασυνδυασμού.

Και οι τρεις διαδικασίες εξαρτώνται σημαντικά από την πυκνότητα των ελεύθερων ηλεκτρονίων μέσα στο αέριο, η οποία μπορεί να ληφθεί από την εξίσωση του Saha. [68] Σε θερμοκρασία περίπου $T \sim 10^4$ K, ένα ευγενές αέριο όπως το αργό ιονίζεται ασθενώς (δηλαδή η αριθμητική πυκνότητα των ηλεκτρονίων n_e είναι πολύ μικρότερη από αυτή των ουδέτερων ατόμων n). Αυτό συμβαίνει επειδή $K_B T \ll E_{ion}$, με την ενέργεια ιονισμού του αργού να είναι $E_{ion} \approx 15.8 eV$. Οι Zel'dovich & Raizer (1966) [68] έδειξαν ότι ο βαθμός ιονισμού $\alpha = n_e/n$ τότε γίνεται

$$a[T] = \left(\frac{2\pi m_e K_B T}{h^2} \right)^{3/4} \left(\frac{2u_+}{nu_0} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_{ion}}{2K_B T}\right), \quad (2.55)$$

όπου m_e είναι η μάζα του ηλεκτρονίου και u_+, u_0 είναι τα στατιστικά βάρη για τις ιοντικές και ουδέτερες μηδενικές καταστάσεις αντίστοιχα. Για τις ηχοφωταυγούσες φουσαλίδες αργού το α τυπικά δεν υπερβαίνει το 1%.

Εδώ θα πρέπει να σημειωθεί ότι για τις τρεις διαδικασίες που αναφέρθηκαν πιο πριν, η συχνότητα αντίδρασης ηλεκτρονίου-ιόντος για την πρώτη είναι ανάλογη του a^2 ενώ για τις άλλες δύο είναι ανάλογη του a μόνο. Έτσι ένα μικρό a φαίνεται να ευνοεί τις διαδικασίες (ii) και (iii) ως επικρατούσες, όμως η διατομή της αλληλεπίδρασης των ηλεκτρονίων και των ιόντων είναι πολύ μεγαλύτερη από αυτή των ηλεκτρονίων και των ουδέτερων ατόμων, κάτι το οποίο κάνει την διαδικασία (i) ένα σημαντικό παράγοντα απορρόφησης φωτονίων.

Δεδομένου του βαθμού ιονισμού α , μπορούν να υπολογιστούν οι συντελεστές απορρόφησης κ_λ για τις διαδικασίες (i)-(iii) για ιονισμένα άτομα ευγενών αερίων. Η εκτίμηση του κ_λ για την διαδικασία (iii) απαιτεί γνώση των ολοκληρωμένων ατομικών επιπέδων των ατόμων του ευγενούς αερίου. Αφού η ενέργεια που απαιτείται για διέγερση στο πρώτο επίπεδο διέγερσης είναι ήδη ένα μεγάλο μέρος της συνολικής ενέργειας ιονισμού (σχήμα 2-33), τα υψηλότερα επίπεδα μπορούν να προσεγγιστούν περίπου ως μέρος ενός συνεχούς τμήματος ενός ατόμου παρόμοιο με το υδρογόνο. Σε αυτό το όριο η μόνη σημαντική παράμετρος είναι η ενέργεια E_2 του πρώτου επιπέδου διέγερσης, ή ισοδύναμα, το αντίστοιχο μήκος κύματος του φωτονίου $\lambda_2 = hc/E_2$. Ακολουθώντας την δουλειά των Zel'dovich & Raizer (1966), μπορεί να αποδειχθεί ότι το άθροισμα κ_λ^{ion} των συνεισφορών στο κ_λ από τις διαδικασίες (i) και (iii) είναι

$$\kappa_\lambda^{ion}[T] = \frac{16\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{e^6 K_B T n}{(4\pi\epsilon_0)^3 h^4 c^4} \lambda^3 \times \exp\left(-\frac{E_{ion} - \frac{hc}{\max\{\lambda, \lambda_2\}}}{K_B T}\right) \quad (2.56)$$

Η συνεισφορά της διαδικασίας (ii) (ηλεκτρόνιο-ουδέτερο άτομο, αντίστροφο ουδέτερο bremsstrahlung) είναι σπάνια σημαντική σε συνηθισμένες διεργασίες πλάσματος, όπου ο βαθμός ιονισμού είναι συχνά ψηλός. Για ένα ασθενώς ιονισμένο αέριο στο πλαίσιο της ηχοφωταύγειας και με τις υποθέσεις που έχουν γίνει μέχρι τώρα, πολλές φορές ο επικρατών παράγοντας στο κ_λ γράφεται ως

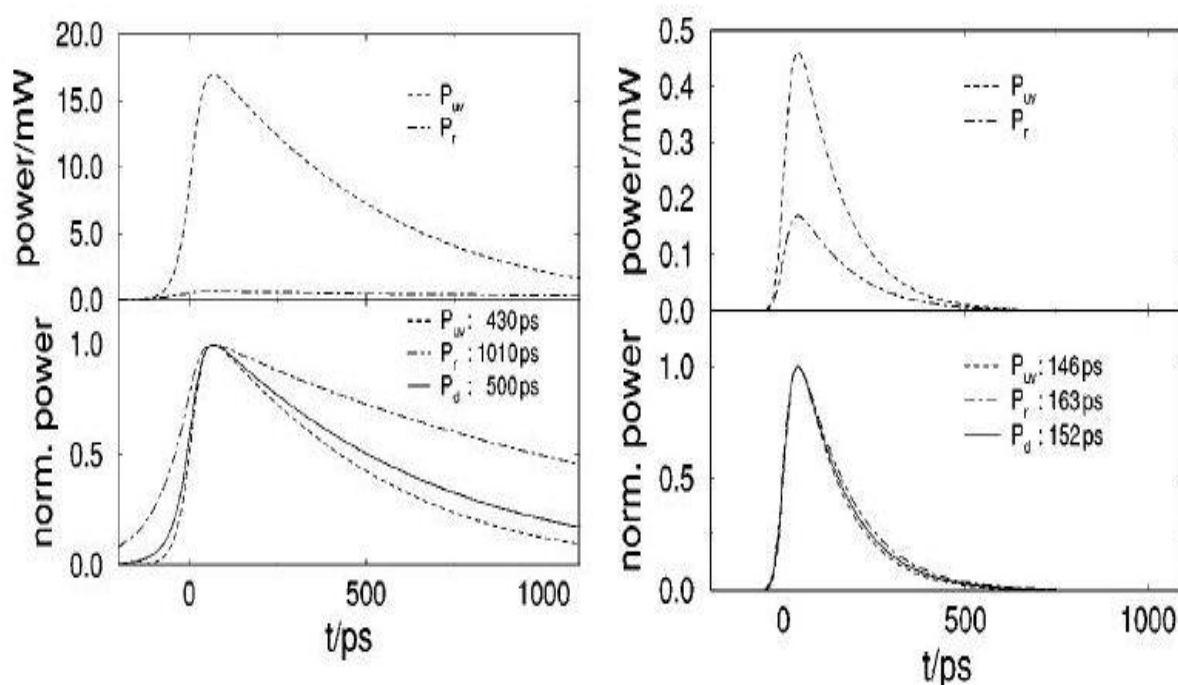
$$\kappa_\lambda^0[T] = 4 \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{(2K_B T)^{9/4} n^{3/2}}{h^{3/2} c^3 m_e^{3/4} \pi^{3/4}} \lambda^2 \times \left(c_{tr} + \frac{d_{tr}}{3K_B T} \right) \exp\left(-\frac{E_{ion}}{2K_B T}\right). \quad (2.57)$$

Όπου τα c_{tr} και d_{tr} είναι οι συντελεστές που περιγράφουν την διατομή της διασποράς μεταφοράς ηλεκτρονίων-ατόμων. Η ακρίβεια της εξίσωσης (2.57) περιορίζεται από τις υποθέσεις της. Οι Hammer & Frommhold (2001) αξιολόγησαν την συνεισφορά των

ηλεκτρονίων-ουδέτερων ατόμων (διαδικασία ii) χρησιμοποιώντας κβαντομηχανικούς υπολογισμούς για το πρόβλημα της διασποράς ηλεκτρονίων-ατόμων. Συμπεράναν ότι σε μεγάλα μήκη κύματος οι υπολογισμοί συμφωνούν με τις προσεγγίσεις και την απλή θεωρία που παρουσιάζεται πιο πάνω, όμως σε μικρά μήκη κύματος οι κβαντικοί υπολογισμοί τους είναι αρκετά πιο έντονοι.

Από τις εξισώσεις (2.56) και (2.57) λαμβάνεται ο συνολικός συντελεστής απορρόφησης $\kappa_\lambda = \kappa_\lambda^0 + \kappa_\lambda^{ion}$. Το αδιάστατο οπτικό πάχος τ_λ ικανοποιεί την απαίτηση $\tau_\lambda < 1$ κατά την διάρκεια της κατάρρευσης για όλα τα μήκη κύματος, και $\tau_\lambda \ll 1$ για το επικρατών υπεριώδες μέρος της εκπομπής.

Το σχήμα 2-34 παρουσιάζει μια θεωρητική σύγκριση για την εκπομπή φωτός για το μοντέλο του μέλανος σώματος (αριστερό μέρος) και για το μοντέλο της θερμικής εκπομπής μέσω του όγκου (δεξιά μέρος) για τις ίδιες συνθήκες.



Σχήμα 2-34 Θεωρητικός υπολογισμός της εκπομπής του φωτός για φυσαλίδα ακτίνας $R_0=5\mu\text{m}$ οδηγούμενη υπό πίεση $P_\alpha=1.3\text{ atm}$ και συχνότητα $f=20\text{ kHz}$, υπό την υπόθεση, (α) του μέλανος σώματος (αριστερά), και (β) της θερμικής εκπομπής μέσω του όγκου (δεξιά). Πάνω σχήματα: απόλυτη ένταση. Κάτω σχήματα: κανονικοποιημένη ένταση στην μονάδα. (P_{uv}) παλμοί στο υπεριώδες, (P_r) παλμοί στο κόκκινο, (P_d) παλμοί στα ανιχνεύσιμα μήκη κύματος.

Πηγή Hilgenfeldt, Grossmann & Lohse (1999)[62]

Για τον υπολογισμό της εκπομπής του μέλανος σώματος χρησιμοποιήθηκε η εξίσωση (2.49) ενώ για τον υπολογισμό θερμικής εκπομπής μέσω του όγκου χρησιμοποιήθηκε η εξίσωση (2.53). Συγκρίνοντας τα δύο μοντέλα εκπομπής μπορεί κάποιος να παρατηρήσει ότι η συνολική ένταση της εκπομπής μειώνεται δραματικά (σε μερικά 10^5 φωτόνια ανά παλμό) στο μοντέλο της θερμικής εκπομπής σε σχέση με το μοντέλο του μέλανος σώματος. Αυτό συμβαίνει επειδή το μικρό οπτικό πάχος στην εξίσωση (2.54), οδηγεί στην δραστική μείωση της ακτινοβολίας σε σύγκριση με μία αδιαφανή φυσαλίδα. Δεύτερο, οι παλμοί στην θερμική

εκπομπή είναι σημαντικά μικρότεροι, και τέλος, η εξάρτηση των παλμών από το μήκος κύματος στην θερμική εκπομπή έχει σχεδόν εξαφανιστεί. Όλες αυτές οι ιδιότητες των παλμών στο μοντέλο της θερμικής εκπομπής είναι σε πολύ καλή συμφωνία με τα πειραματικά αποτελέσματα που παρατηρούνται για την SBSL. Αμφότερα το μικρότερο πλάτος των παλμών και η ανεξαρτησία από το μήκος κύματος είναι συνέπειες της εκθετικής εξάρτησης του βαθμού ιονισμού από την θερμοκρασία T στην εξίσωση (2.55). Αφού ισχύει ότι $K_B T \ll E_{ion}$, αυτή η εκθετική “αλλαγή” (του βαθμού ιονισμού) είναι εξαιρετικά ευαίσθητη στις αλλαγές της θερμοκρασίας T . Μόλις η θερμοκρασία πέσει λίγο καθώς η φυσαλίδα ξεκινά να μεγαλώνει ξανά, τα α και κ_l μειώνονται σημαντικά. Συνεπώς η εκπομπή (εξ 2.54) διακόπτεται γρήγορα ανεξαρτήτως του μήκους κύματος.

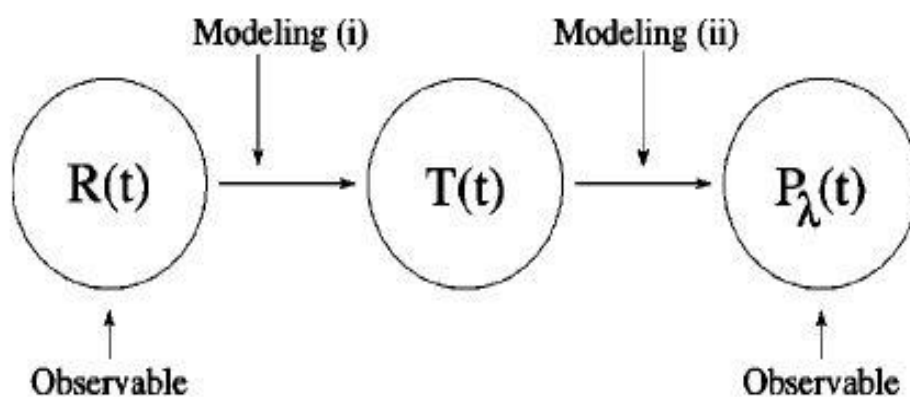
Προσδιορίζοντας τις σημαντικότερες συνεισφορές στους συντελεστές απορρόφησης αυτομάτως προσδιορίζονται οι κυριότεροι μηχανισμοί εκπομπής της SBSL. Αυτό προκύπτει από τον νόμο του Kirchhoff, ο οποίος δηλώνει ότι κάθε διαδικασία απορρόφησης πρέπει να εξισορροπεί μια αντίστοιχη διαδικασία εκπομπής, γι’ αυτό η φασματική ακτινοβολήση P_λ στην εξίσωση (2.53) μεγαλώνει με την αύξηση της απορρόφησης. Αναστρέφοντας τις διαδικασίες απορρόφησης (i)–(iii) προσδιορίζεται η εκπομπή φωτός της SBSL ως ένας συνδυασμός (i) εκπομπής bremsstrahlung ηλεκτρονίου-ιόντος, (ii) εκπομπής bremsstrahlung ηλεκτρονίου-ουδέτερου ατόμου, και (iii) ακτινοβολούμενου ανασυνδυασμού (δεξιά μέλος του σχήματος 2-33). Καμία από τις τρεις διαδικασίες δεν δείχνει να είναι επικρατούσα σε όλο το εύρος του χώρου παραμέτρων της SBSL.

Τέλος θα πρέπει να αναφερθεί ότι η απλή θεωρία που παρουσιάστηκε πιο πάνω δεν μπορεί να αναπαράγει τις απόλυτες εντάσεις εκπομπής του φωτός για κάθε συνδυασμό παραμέτρων. Αυτό έτσι και αλλιώς δεν πρέπει να αναμένεται, αφού σημαντικοί παράγοντες όπως η επιρροή των υδρατμών στην θερμοκρασία της φυσαλίδας είναι απόντες από αυτό το μοντέλο. Παρόλα αυτά το μοντέλο αυτό αποδίδει τις σωστές σχετικές εντάσεις και την εξάρτηση τους από το πλάτος του παλμού, λογικά φάσματα, και πλάτη παλμών ανεξάρτητα από το μήκος κύματος. Η συμφωνία αυτή με τα πειράματα υποδηλώνει ότι η απαραίτητη φυσική αντιπροσωπεύεται επαρκώς και το σενάριο της φυσαλίδας ως θερμικός εκπομπός μέσω του όγκου της είναι πιθανώς σωστό.

Ακόμα και έτσι, πρέπει να τονιστεί ότι η καλή συμφωνία μεταξύ του μοντέλου και των πειραμάτων δεν επιλύει το θέμα της προέλευσης της εκπομπής του φωτός οριστικά επειδή ένας αριθμός σημαντικών φαινομένων δεν έχει συμπεριληφθεί, πιο συγκεκριμένα, η παρουσία υδρατμών και χημικών αντιδράσεων μέσα στην φυσαλίδα και η επιπλέον δυνατότητα εκπομπής του φωτός από μοριακά συστατικά του αερίου. Αυτές όπως και άλλες διαδικασίες θα μπορούσαν να δράσουν καταστέλλοντας ή ενισχύοντας την εκπομπή του φωτός, και από όσα γνωρίζουμε μέχρι σήμερα καμία ποσοτική θεωρία δεν έχει ενσωματώσει στα μοντέλα όλες αυτές τις επιρροές. Στην θεωρία που διατυπώθηκε πιο πάνω ο αριθμός των εκπεμπόμενων φωτονίων είναι σε συμφωνία με τα πειράματα, αλλά είναι αρκετά πιθανόν αυτό να συμβαίνει επειδή μερικά παραμελημένα φαινόμενα αλληλοεξουδετερώνονται. Το τμήμα που ακολουθεί υποδεικνύει κάποιες προσθήκες στην μοντελοποίηση που θα μπορούσαν να επηρεάσουν το αποτέλεσμα του υπολογισμού της εκπομπής του φωτός, και θα μπορούσαν να οδηγήσουν σε ένα πιο ολοκληρωμένο μοντέλο για την ακτινοβολία της SBSL.

2.4.4.5 Αβεβαιότητες της μοντελοποίησης της εκπομπής του φωτός

Ο αριθμός των φωτονίων ανά κύκλο ταλάντωσης στην ηχοφωταύγεια είναι η πιο ευδιάκριτη πειραματική παρατήρηση που μπορεί να γίνει, ωστόσο είναι και η πιο δύσκολη να προβλεφθεί, ιδιαίτερα στο πλαίσιο του μοντέλου της θερμικής εκπομπής μέσω του όγκου. Ο κύριος λόγος που συμβαίνει αυτό είναι επειδή η ένταση του φωτός εξαρτάται εκθετικά από την θερμοκρασία μέσα στην φυσαλίδα, η οποία με την σειρά της εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από τις υποθέσεις της μοντελοποίησης, ενώ επιπλέον, μέχρι και σήμερα δεν έχουν καταφέρει να μετρηθούν ακριβώς οι θερμοκρασίες μέσα στην φυσαλίδα. Αυτά που μπορούν να μετρηθούν με καλή ακρίβεια είναι η ακτίνα $R(t)$ και η φασματική ακτινοβολήση $P_\lambda(t)$ της SBSL. Αυτές οι δύο ποσότητες συνδέονται με την θερμοκρασία $T(t)$ της φυσαλίδας, επομένως απαιτείται μοντελοποίηση για την λήψη της θερμοκρασίας $T(t)$ από την ακτίνα $R(t)$ όπως και για την λήψη της φασματικής ακτινοβολήσης $P_\lambda(t)$ από την θερμοκρασία $T(t)$. Η κατάσταση αυτή απεικονίζεται στο σχήμα 2-35. Και τα δύο βήματα της μοντελοποίησης εξαρτώνται από τις υποθέσεις που εισέρχονται στις αντίστοιχες θεωρίες και συχνά η εξάρτηση είναι αρκετά ευαίσθητη. Πιο κάτω θα αναθεωρηθούν μερικές από τις σημαντικότερες πηγές αβεβαιοτήτων στην μοντελοποίηση.



Σχήμα 2-35 Η δυσκολία στην μοντελοποίηση της SBSL. Η θερμοκρασία της φυσαλίδας $T(t)$ λαμβάνεται από την ακτίνα $R(t)$, και η φασματική ακτινοβολήση $P_\lambda(t)$ με την σειρά της συνάγεται από την θερμοκρασία. Αντιθέτως με τις $R(t)$ και $P_\lambda(t)$ η θερμοκρασία δεν μπορεί να μετρηθεί απευθείας.

Πηγή Brenner, Hilgenfeldt & Lohse(2002)[17]

Κάθε αβεβαιότητα στην μοντελοποίηση της υδροδυναμικής και ως εκ τούτου της θερμοκρασίας μέσα στην φυσαλίδα αντικατοπτρίζεται άμεσα σε κάποια ανακρίβεια για την εκπομπή του φωτός. Αρχικά ήταν δημοφιλής η άποψη ότι ο νόμος της θερμοκρασίας είναι αρχικά ισοθερμικός και μετά αλλάζει απότομα σε αδιαβατικός μόλις η φυσαλίδα επιταχύνει επαρκώς. Πλέον υπάρχουν λίγο πιο εξελιγμένες εκδοχές στις οποίες ο πολυτροπικός εκθέτης αλλάζει συνεχώς. Ακριβώς την στιγμή που ο νόμος της θερμοκρασίας αλλάζει από ισοθερμικός σε αδιαβατικός επηρεάζει έντονα τόσο το πλάτος των παλμών όσο και τον συνολικό αριθμό των εκπεμπόμενων φωτονίων.

Οι Storey & Szeri (2000) έχουν πραγματοποιήσει πλήρης αριθμητικές προσομοιώσεις δείχνοντας ότι αυτές οι προσεγγίσεις είναι εύλογα αξιόπιστες για τυπικούς συνδυασμούς παραμέτρων. Ωστόσο μέχρι σήμερα δεν έχει μελετηθεί πλήρως ολόκληρος ο χώρος παραμέτρων, και έτσι δεν έχουν τεκμηριωθεί ποσοτικά τα σφάλματα στα απλά μοντέλα για

την θερμοκρασία. Χωρίς μια τέτοια εκτίμηση των σφαλμάτων, είναι δύσκολο να εκτιμηθεί ποιο ποσοστό της ανακρίβειας για την ένταση της εκπομπής του φωτός προέρχεται από την υδροδυναμική της φυσαλίδας.

Όπως έχει αναφερθεί και σε προηγούμενες ενότητες οι υδρατμοί μέσα στην φυσαλίδα μπορούν να μειώσουν δραστικά τις θερμοκρασίες μέσα σε αυτή, λόγω του μειωμένου πολυτροπικού εκθέτη και λόγω της ενδοθερμικής διάσπασης του νερού. Λόγω των μικρότερων θερμοκρασιών θα πρέπει να προκύψει λιγότερο φως. Από την άλλη τα προϊόντα αντίδρασης του νερού (O και H) έχουν δυναμικό ιονισμού (≈ 13.6 eV και για τα δύο) πολύ παρόμοιο με αυτό του αργού, και ως εκ τούτου θα συνεισφέρουν και αυτά στην εκπομπή του φωτός, αυξάνοντας πάλι την ποσότητα των φωτονίων.

Ο Moss (1998) υπέδειξε ότι οι πιο πάνω παρατηρήσεις μπορούν να ληφθούν υπόψη όταν θεωρείται η εκπομπή φωτός από σωματίδια O και H τα οποία δημιουργούνται από διάσπαση του νερού. Τα σωματίδια αυτά εκπέμπουν φως πολύ πιο εύκολα από κάποια ευγενή αέρια όπως το νέο (Ne) και το ήλιο (He) των οποίων οι ενέργειες ιονισμού είναι σημαντικά ψηλότερες. Σε μια φυσαλίδα νέου ή ηλίου η ένταση της εκπομπής από τα προϊόντα διάσπασης των υδρατμών ξεπερνά την μικρή συμβολή των αερίων στην εκπομπή του φωτός. Έτσι η εκπομπή φωτός σε φυσαλίδες νέου ή ηλίου θα μπορούσε να προέρχεται από τους υδρατμούς μέσα στην φυσαλίδα παρά από το ευγενές αέριο. Η μέτρηση γραμμών εκπομπής υδροξυλίου (OH) στο φάσμα μίας SBSL φυσαλίδας από τον Young (2001) [53] υποστηρίζει αυτή την θεωρία, καταδεικνύοντας άμεσα εκπομπή φωτός από προϊόντα διάσπασης του νερού.

Ένας άλλος σημαντικός ρόλος των υδρατμών μέσα στη φυσαλίδα είναι ότι μπορούν να σβήσουν το φως στην SBSL. Κατά την διάρκεια των αλλαγών στον πολυτροπικό εκθέτη και στις ενδοθερμικές χημικές αντιδράσεις, μπορούν να μειώσουν την θερμοκρασία τόσο πολύ που όχι απλά θα μειωθεί η ένταση του φωτός αλλά θα σταματήσει εντελώς η εκπομπή του. Σε φυσαλίδες που περιέχουν πιο βαριά ευγενή αέρια, το φαινόμενο αυτό ξεπερνά κατά πολύ τον ρόλο των υδρατμών ως εκπομπών φωτός. Οι Vazquez & Putterman (2000) βρήκαν μια ωραία επίδειξη του φαινομένου αυτού, στην οποία δύο SBSL φυσαλίδες που εμφάνιζαν σχεδόν ταυτόσημη δυναμική (πολύ παρόμοιες R_0 και P_w), διέφεραν στην ένταση της εκπομπής του φωτός κατά ένα παράγοντα περίπου 5 λόγω των διαφορετικών πιέσεων των υδρατμών μέσα σε αυτές σε διαφορετικές θερμοκρασίες. [69]

Επιπλέον οι υπολογισμοί της θερμοκρασίας οι οποίοι λαμβάνουν υπόψη τις χημικές αντιδράσεις υποφέρουν από σημαντικές αβεβαιότητες επειδή οι συντελεστές των αντιδράσεων των υδρατμών δεν είναι γνωστοί κάτω από τις εξαιρετικά ψηλές πυκνότητες και πιέσεις που επιτυγχάνονται μέσα στην φυσαλίδα. Παραδείγματος χάριν ο Toegel et al. (2002) έλαβε υπόψη την μείωση του ρυθμού διάσπασης του νερού που προκαλείται από τις ψηλές πυκνότητες μέσα στην φυσαλίδα και υπολόγισε μέχρι και 50% ψηλότερες θερμοκρασίες από την περίπτωση που αυτός ο παράγοντας δεν λαμβανόταν υπόψη. [70]

Όλοι οι παράγοντες που αναφέρθηκαν πιο πάνω αφορούν τις αβεβαιότητες της μοντελοποίησης της θερμοκρασίας $T(t)$ από την ακτίνα της φυσαλίδας $R(t)$ (αριστερό μέλος του σχήματος 2-35). Από την άλλη πολύ λιγότερη δουλειά έχει γίνει για να αξιολογηθεί πόσο πολύ τα ποσοτικά λάθη επηρεάζουν τις απλουστευμένες υποθέσεις που γίνονται στις εξισώσεις (2.55)–(2.57) για την εκπομπή του φωτός(αβεβαιότητες της μοντελοποίησης της

φασματικής ακτινοβολίας $P_\lambda(t)$ από την θερμοκρασία $T(t)$). Τα πειράματα που έχουν γίνει μέχρι τώρα δείχνουν να είναι σε αρκετά καλή συμφωνία με αυτό το απλό μοντέλο, όμως και άλλοι παράγοντες μπορεί να παίζουν σημαντικό ρόλο, ειδικότερα αυτοί που σχετίζονται με τις εξαιρετικά μεγάλες πυκνότητες μέσα στην συμπιεσμένη φυσαλίδα.

Επίσης η εξίσωση του Saha μπορεί να απαιτεί διορθώσεις λόγω των επιδράσεων πολλών-σωμάτων, που οδηγούν σε διαφορετικούς βαθμούς ιονισμού και διαφορετικούς συντελεστές απορρόφησης. Επιπλέον τα δυναμικά ιονισμού των ατόμων του ευγενούς αεριού θα μπορούσαν να ολισθήσουν λόγω μιας μεγάλης πυκνότητας ηλεκτρονίων. Οι Hammer & Frommhold (2001) κατέδειξαν ότι το τελευταίο φαινόμενο τείνει να ενισχύσει την εκπομπή του φωτός, επειδή οι αλληλεπιδράσεις ηλεκτρονίου-ηλεκτρονίου αυξάνουν το δυναμικό ιονισμού, έτσι ιονίζονται περισσότερα άτομα με αποτέλεσμα περισσότερο φως.

Ακόμα δεν επιχειρήθηκε να κατασκευαστεί ένα ποσοτικό μοντέλο για το μέγεθος όλων των επιδράσεων που αναφέρθηκαν πιο πάνω στο πλαίσιο της ηχοφωταύγειας. Ένα τέτοιο μοντέλο θα ήταν πολύ χρήσιμο προκειμένου να αξιολογηθεί σε ποιο σημείο των δύο βημάτων της μοντελοποίησης (βλέπε σχήμα 2-35) εισάγονται τα πιο σημαντικά σφάλματα.

Εν τέλει θα πρέπει να αναφερθεί ότι ο μόνος τρόπος για να ξεπεραστούν αυτές οι αβεβαιότητες στην μοντελοποίησης της εκπομπής του φωτός είναι μέσω λεπτομερών πειραμάτων σε ένα όσο το δυνατόν μεγαλύτερο εύρος παραμέτρων. Αν και έχουν γίνει κάποια πειράματα προς αυτή την κατεύθυνση από τους Vazquez & Putterman (2000), Toegel (2000), Gompf (2000), πολλά ακόμα πειράματα αυτού του τύπου είναι απαραίτητα για την βελτίωση των μοντέλων που συνδέουν, από την μία την ακτίνα $R(t)$ με την θερμοκρασία $T(t)$, και από την άλλη την θερμοκρασία $T(t)$ με την φασματική ακτινοβολία $P_\lambda(t)$. Δεδομένων των ασυνήθιστων συνθηκών μέσα στην φυσαλίδα, αυτή είναι μια κατεύθυνση έρευνας τα πλεονεκτήματα της οποίας δεν θα είναι μόνο η εξήγηση της εκπομπής φωτός της SBSL, αλλά και η αποσαφήνιση της φύσης της ύλης σε μια κατάσταση που δεν έχει μελετηθεί λεπτομερώς πιο πριν. Από αυτή την σκοπιά η SBSL είναι ένα ιδανικό μικροεργαστήριο για υδροδυναμική ψηλών πιέσεων και πυκνοτήτων, χημικών αντιδράσεων και διαδικασιών πλάσματος. Έτσι η φύση των ερωτήσεων που αφορούν την SBSL, ίσως πρέπει να παρεκκλίνει από το πεδίο των μηχανισμών εκπομπής της σε μια κατεύθυνση προβλημάτων που αφορούν τις εφαρμογές της έτσι ώστε να μπορέσουμε να αποκομίσουμε κάτι πιο ουσιαστικό από αυτή.

Εάν αυτό το μοντέλο καταφέρει να εξηγήσει τα σημαντικότερα χαρακτηριστικά της SBSL, δεν θα χρειάζεται καμιά εξωτική “νέα φυσική” για να εξηγήσει το φαινόμενο. Λαμβάνοντας υπόψη τις θεωρίες κλασσικής υδροδυναμικής, τις χημικές διαδικασίες διάσπασης, την θερμοδυναμική, και τις θεωρίες για την απορρόφηση και εκπομπή φωτός από θερμά αέρια, τα γνωστά αποτελέσματα από τα διαφορετικά αυτά πεδία φαίνεται πλέον να ταιριάζουν σε ένα συνεπές σύνολο για την εξήγηση του φαινομένου της SBSL.

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ

3.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Στο κεφάλαιο αυτό γίνεται η λεπτομερής παρουσίαση της πειραματικής διάταξης και του εξοπλισμού που χρησιμοποιήθηκε, καθώς και των απαιτούμενων χαρακτηριστικών του εξοπλισμού για να είναι δυνατή η επίτευξη της ηχοφωταύγειας. Επίσης παρουσιάζεται η προετοιμασία της φιάλης για χρήση της ως σκεύος για την ηχοφωταύγεια, καθώς και η κατασκευή του ηλεκτρικού κυκλώματος που απαιτείται για την επίτευξη της ηχοφωταύγειας. Το πείραμα διεξήχθη στο γραφείο του κύριου Χατζηθεοδωρίδη Ηλία, επίκουρου καθηγητή ορυκτολογίας και πετρολογίας της σχολής Μεταλλείων-Μεταλλουργών.

3.2 ΛΙΣΤΑ ΜΕ ΤΟΝ ΕΞΟΠΛΙΣΜΟ ΚΑΙ ΤΑ ΥΛΙΚΑ

Για την διεξαγωγή του πειράματος χρησιμοποιήθηκε ο ακόλουθος εξοπλισμός

- Γεννήτρια συχνοτήτων 8904A MULTIFUNCTION SYNTHESIZER DC-600 kHz HP
- Ενισχυτής CROWN XLS 202
- Παλμογράφος GW INSTRON GOS-620
- Πηνίο μεταβλητής επαγωγικότητας

Επίσης χρησιμοποιήθηκαν τα εξής υλικά

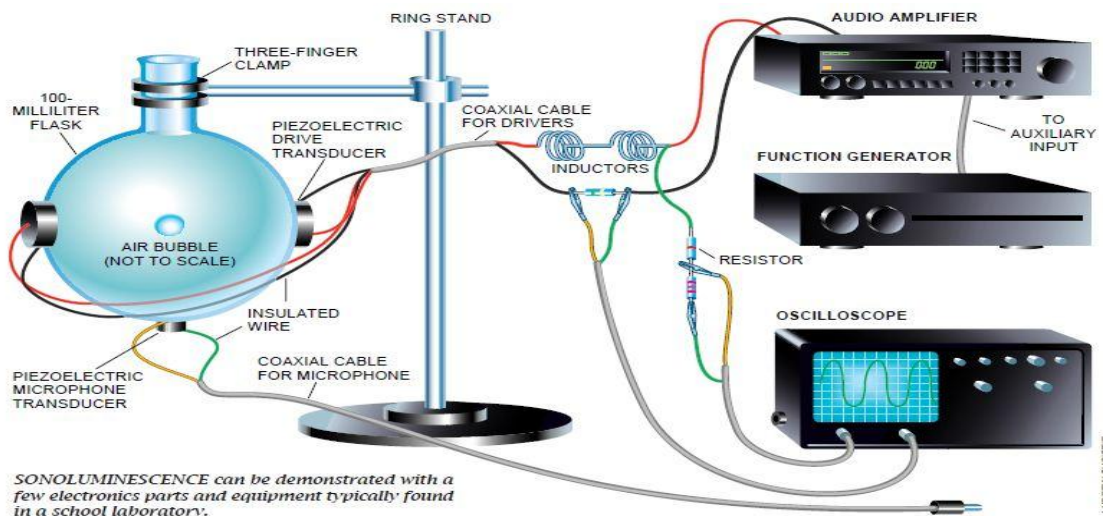
- Δύο μεγάλοι πιεζοηλεκτρικοί αισθητήρες διαστάσεων: 16mm διάμετρος και 5.88mm πάχος
- Ένας μικρός πιεζοηλεκτρικός αισθητήρας διαστάσεων: 3mm διάμετρος και 1mm πάχος
- Σφαιρική φιάλη των 100ml και κωνική φιάλη των 1000ml με το αεροστεγές πώμα της
- Μικρή σύριγγα
- Εργαστηριακό Σταντ
- Σφιγκτήρας με τρία δάκτυλα με επένδυση από φελλό
- Ηλεκτρικό εργαστηριακό μάτι βρασμού
- Τρεις αντιστάσεις των 1Ω, 1KΩ, και 1MΩ αντίστοιχα

- Θωρακισμένα Ομοαξονικά καλώδια των 50 ohm
- Θωρακισμένο καλώδιο ήχου
- Λεπτά σύρματα (7/0.2mm) κόκκινα και μαύρα
- Connectors για τα σύρματα
- Βύσματα BNC
- Εποξική κόλλα δύο στοιχείων

3.3 ΠΡΟΕΤΟΙΜΑΣΙΑ ΤΗΣ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΔΙΑΤΑΞΗΣ

Η συναρμολόγηση της πειραματικής διάταξης είναι βασισμένη στο άρθρο των Hiller & Barber (1995) [71] που δημοσιεύτηκε στο περιοδικό Scientific American με τίτλο “The Amateur scientist, Producing Light From A Bubble Of Air”. Ενώ αρκετές συμβουλές λήφθηκαν από μια μελέτη του W.A. Steer με τίτλο “Sonoluminescence experiment: Sound Into Light” [72] ο οποίος αναπαρέστησε το ίδιο πείραμα με τους Hiller & Barber αλλά μπήκε σε περισσότερη λεπτομέρεια καθώς βρήκε το άρθρο των Hiller & Barber αρκετά ασαφές σε αρκετούς τομείς. Αυτή είναι σε γενικές γραμμές η ίδια διάταξη που χρησιμοποίησε και ο Gaitan (1989) για την παραγωγή της SBSL για πρώτη φορά η οποία έχει μείνει περίπου η ίδια σχεδόν σε όλα τα πειράματα για την SBSL που έχουν γίνει από τότε.

Φυσικά πιο εξελιγμένα εργαστήρια έχουν την δυνατότητα να χρησιμοποιήσουν καλύτερο και πιο εκλεπτυσμένο εξοπλισμό όπως φασματόμετρα, Laser, φωτοπολλαπλασιαστικούς σωλήνες (PMTs) κλπ, έτσι ώστε να πάρουν ποσοτικές μετρήσεις των χαρακτηριστικών της SBSL όπως η ακτίνα $R(t)$, το φάσμα κ.α. Η πειραματική διάταξη που περιγράφεται στην παρούσα διπλωματική περιλαμβάνει μόνο τον απαραίτητο εξοπλισμό που χρειάζεται για την αναπαράσταση του φαινομένου και την παρατήρηση της εκπομπής του φωτός, χωρίς την απαίτηση να ληφθούν κάποιες ποσοτικές μετρήσεις. Τέλος αξίζει να αναφερθεί ότι ο εξοπλισμός που χρησιμοποιείται εδώ είναι αρκετά απλός και μπορεί να βρεθεί στα εργαστήρια σχεδόν οποιουδήποτε εκπαιδευτικού ιδρύματος. Η πειραματική διάταξη όπως την προτείνουν οι Hiller & Barber φαίνεται στο σχήμα 3-1.



Σχήμα 3-1 Η πειραματική διάταξη από τους Hiller & Barber

Πηγή Hiller & Barber (1995) [71]

3.3.1 Προδιαγραφές του εξοπλισμού

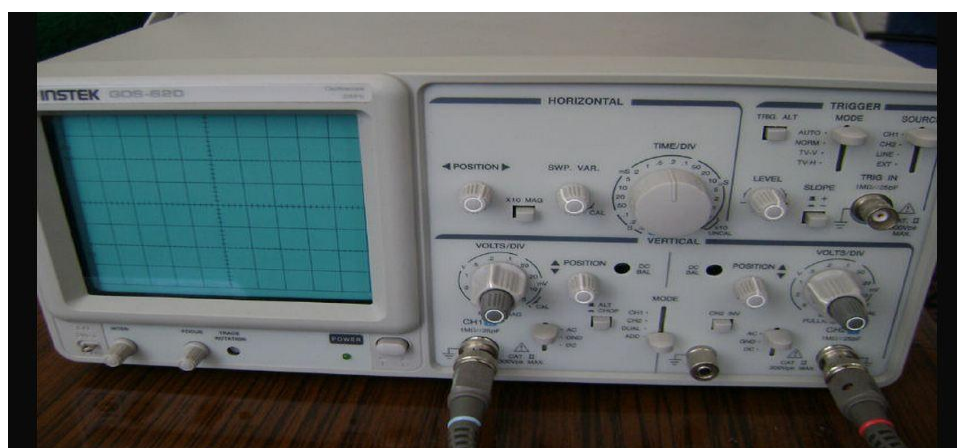
Η γεννήτρια συχνοτήτων που χρησιμοποιήθηκε ήταν μία ψηφιακή γεννήτρια τύπου 8904A MULTIFUNCTION SYNTHESIZER DC-600 kHz HP. Αν και οι Hiller & Barber προτείνουν ότι οποιαδήποτε γεννήτρια συχνοτήτων είναι επαρκής, αυτό δεν ισχύει. Η γεννήτρια που θα χρησιμοποιηθεί είναι απαραίτητο να έχει βήμα το πολύ 30 Hz και το πλάτος της κυματομορφής να μην ξεφεύγει καθώς μεταβάλλεται η συχνότητα, επίσης δεν πρέπει να ολισθαίνει πολύ με την πάροδο του χρόνου. Η γεννήτρια που χρησιμοποιήθηκε είχε την δυνατότητα να ρυθμίζει την συχνότητα με ακρίβεια ενός Hz και κρίθηκε πολύ επαρκής για την συγκεκριμένη εφαρμογή, γλιτώνοντας μας από πολύ κόπο και χρόνο.



Σχήμα 3-2 Γεννήτρια Συχνοτήτων MULTIFUNCTION SYNTHESIZER DC-600 kHz HP

Πηγή Φωτογραφία από την πειραματική Διάταξη

Ο παλμογράφος που χρησιμοποιήθηκε ήταν ένας αναλογικός παλμογράφος GW INSTEK GOS-620 δύο καναλιών. Οποιοσδήποτε παλμογράφος χρησιμοποιηθεί είναι επαρκής. Δεν είναι απαραίτητο ο παλμογράφος να είναι δύο καναλιών, το πείραμα μπορεί να γίνει και με παλμογράφο ενός καναλιού, αλλά προτείνεται να είναι δύο καναλιών σε περίπτωση που θέλει κάποιος να παρατηρήσει ταυτόχρονα το ρεύμα και την τάση των αισθητήρων κατά τον συντονισμό του ηλεκτρικού κυκλώματος, κάτι το οποίο θα εξηγηθεί πιο κάτω.



Σχήμα 3-3 Παλμογράφος GW INSTEK GOS-620

Πηγή Φωτογραφία από την πειραματική Διάταξη

Χρησιμοποιήθηκε ένας ενισχυτής CROWN XLS 202 των 500 Watt η είσοδος του οποίου συνδέθηκε στην έξοδο της γεννήτριας συχνοτήτων, όπως φαίνεται και στο σχήμα 3-1. Αρκετές αναφορές(κυρίως στο διαδίκτυο) δηλώνουν ότι η ηχοφωταύγεια απαιτεί ισχυρούς ενισχυτές των 100 Watt και πάνω. Κατ' ακρίβεια όμως περίπου μόνο ένα Watt καταναλώνεται στο σύστημα αισθητήρες/κύκλωμα οδήγησης κατά την διάρκεια της ηχοφωταύγειας. Πιο δυνατοί ενισχυτές χρησιμοποιούνται μόνο για να ξεπεράσουν τον κακό συντονισμό του κυκλώματος με ωμή δύναμη.



Σχήμα 3-4 Ενισχυτής CROWN XLS 202

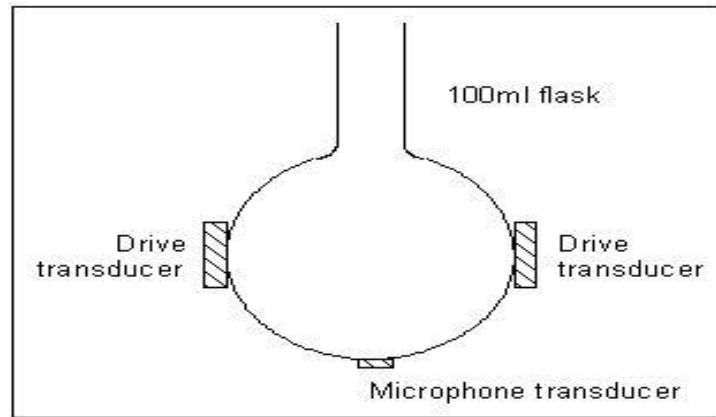
Πηγή Φωτογραφία από την πειραματική Διάταξη

3.3.2 Προετοιμασία της φιάλης ως σκεύος για την Ηχοφωταύγεια

Η συναρμολόγηση της πειραματικής διάταξης ξεκίνησε με την προετοιμασία της φιάλης στην οποία έγινε το πείραμα της ηχοφωταύγειας. Η φιάλη ήταν μια σφαιρική φιάλη των 100 ml με στρογγυλό πάτο. Εδώ θα πρέπει να σημειωθεί ότι είναι απαραίτητο ο πάτος της φιάλης να είναι στρογγυλός και ο λαιμός της να είναι όσο πιο στενός γίνεται έτσι ώστε το σχήμα της να είναι όσο πιο σφαιρικό γίνεται.

Όλοι οι αισθητήρες ήταν τύπου PIC 155 και αγοράστηκαν από την εταιρία PI Ceramic. [73] Αρχικά προετοιμάστηκαν οι δύο μεγάλοι αισθητήρες. Κολλήθηκαν στην μια πλευρά του κάθε αισθητήρα τρία μικρά κομμάτια καλώδιο(κόκκινου χρώματος) περίπου 10 cm το καθένα αντιδιαμετρικά σε ίσες περίπου αποστάσεις μεταξύ τους. Οι αισθητήρες έχουν πολικότητα έτσι προσέχαμε να κολλήσουμε τα καλώδια στην πλευρά με την ίδια πολικότητα του κάθε αισθητήρα. Κολλήθηκαν τρία κομμάτια καλώδιο σε κάθε αισθητήρα αν και χρησιμοποιήθηκε μόνο το ένα από αυτά για δύο κυρίως λόγους, επειδή η πλευρά αυτή είναι η πλευρά που θα κολληθεί στην φιάλη, αφενός για να εφαρμόζει καλά η επιφάνεια του αισθητήρα στην φιάλη και να μην κολληθεί στραβά και αφετέρου για να έχουμε δύο έξτρα καλώδια σε περίπτωση που χαλάσει η κόλληση του πρώτου και έτσι να μην χρειαστεί να ξεκολλήσουμε τον αισθητήρα από την φιάλη για να βάλουμε άλλο καλώδιο. Στην άλλη πλευρά του κάθε αισθητήρα κολλήθηκε από ένα καλώδιο(μαύρου χρώματος) περίπου των 10 cm και αυτό. Στον μικρό αισθητήρα που χρησιμοποιήθηκε ως μικρόφωνο κολλήθηκε ένα καλώδιο ήχου, στην μια πλευρά του αισθητήρα κολλήθηκε ο πυρήνας του καλωδίου και στην άλλη η θωράκιση του. Στην άλλη άκρη του καλωδίου εφαρμόστηκε ένα βύσμα BNC. Η δουλειά αυτή έγινε στο εργαστήριο ηλεκτρονικής της σχολής Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών όπου υπήρχαν τα κατάλληλα εργαλεία. Τέλος θα πρέπει να αναφερθεί ότι οι αισθητήρες έχουν θερμοκρασία Curie στους περίπου 345 C° , και έτσι δουλεύαμε γρήγορα για να μην καταστραφούν οι αισθητήρες.

Αφού προετοιμάστηκαν κατάλληλα οι αισθητήρες στην συνέχεια κολλήθηκαν στη φιάλη με την εποξική κόλλα. Οι δύο μεγάλοι αισθητήρες κολλήθηκαν στο πλάι της φιάλης σε αντιδιαμετρικές θέσεις, ενώ ο μικρός αισθητήρας κολλήθηκε στον πάτο της φιάλης (βλέπε σχήμα 3-5). Μια λεπτή στρώση κόλλας ανάμεσα στον κάθε αισθητήρα και την φιάλη ήταν αρκετή, η κόλλα όμως κάλυπτε όλη την επιφάνεια του αισθητήρα και επίσης δεν επέτρεπε στον αισθητήρα και την φιάλη να έρθουν σε απευθείας επαφή.

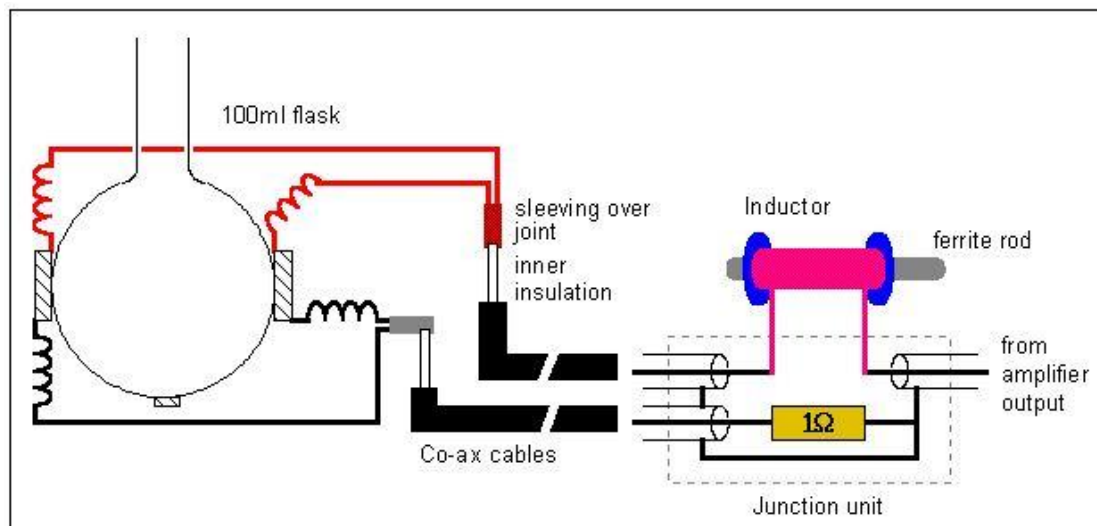


Σχήμα 3-5 Η θέση των αισθητήρων στην φιάλη

Πηγή Steer, A (2007)[72]

3.3.3 Κατασκευή του κυκλώματος οδήγησης

Μετά την προετοιμασία της φιάλης κατασκευάστηκε το κύκλωμα οδήγησης. Επειδή οι πιεζοηλεκτρικοί αισθητήρες συμπεριφέρονται σαν πυκνωτές (έχουν χωρητικότητα), ένα κατάλληλο πηνίο και μια αντίσταση του ενός ohm πρέπει να συνδεθούν σε σειρά μαζί τους (οι δύο αισθητήρες είναι συνδεδεμένοι παράλληλα μεταξύ τους) για να σχηματιστεί ένα συντονισμένο RLC κύκλωμα. Το πώς θα συντονιστεί το κύκλωμα θα αναφερθεί πιο κάτω.



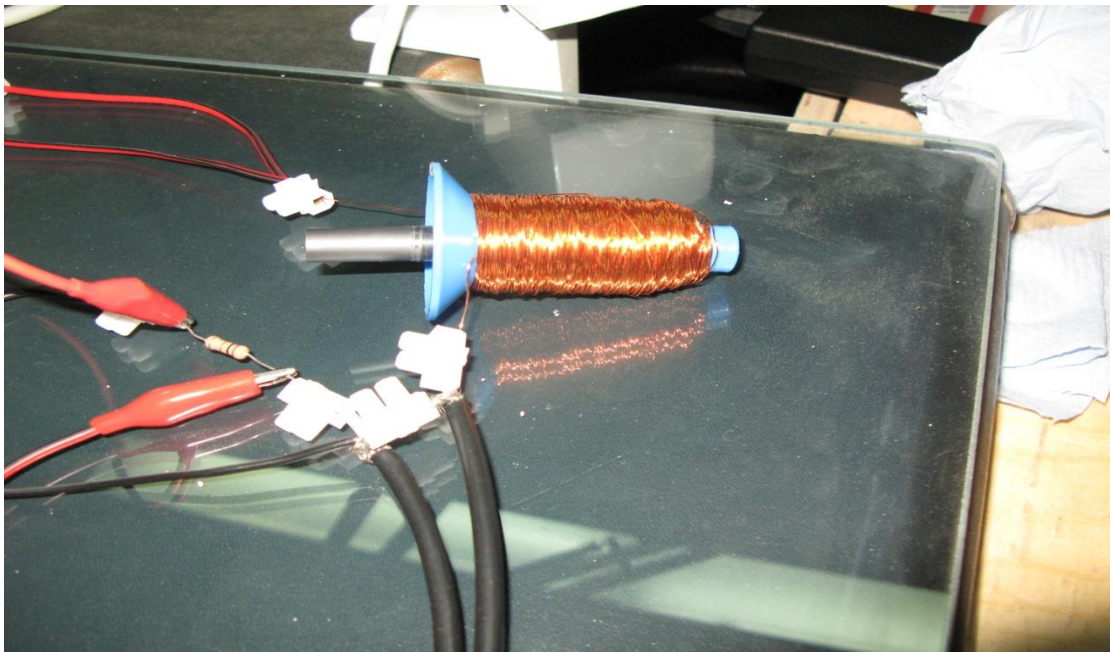
Σχήμα 3-6 Το κύκλωμα οδήγησης (φυσικό διάγραμμα)

Πηγή Steer, A (2007)[72]

Αρχικά οι δύο αισθητήρες συνδέθηκαν παράλληλα, δηλαδή τα κόκκινα καλώδια μεταξύ τους και τα μαύρα μεταξύ τους. Αυτές οι δύο ενώσεις συνδέθηκαν η κάθε μια στον πυρήνα δύο ξεχωριστών ομοαξονικών καλωδίων των 50 ohm, μήκους περίπου ενός μέτρου το καθένα, ενώ στην πλευρά αυτή των ομοαξονικών καλωδίων η θωράκιση κόπηκε από όπου έξεχε και καλύφθηκε με μονωτική ταινία για ασφάλεια. Η άλλη άκρη του ομοαξονικού που ήταν συνδεδεμένο με τα κόκκινα καλώδια των αισθητήρων συνδέθηκε στο πηνίο, ενώ η άλλη άκρη του ομοαξονικού που ήταν συνδεδεμένο με τα μαύρα καλώδια των αισθητήρων συνδέθηκε στην αντίσταση του ενός ohm όπως φαίνεται στο σχήμα 3-6. Στην πλευρά αυτή οι δύο θωρακίσεις συνδέθηκαν μεταξύ τους και στη συνέχεια συνδέθηκαν με την άλλη πλευρά της αντίστασης του ενός ohm η οποία με την σειρά της συνδέθηκε στην επιστροφή του ενισχυτή. Η άλλη πλευρά του πηνίου συνδέθηκε με το σήμα από τον ενισχυτή. Συνδέσαμε το πηνίο στο σήμα και την αντίσταση στην επιστροφή, και όχι ανάποδα καθαρά για λόγους ασφαλείας. Για να έχουμε την τάση στην πλευρά των αισθητήρων που είναι κολλημένη στην φιάλη και έτσι να μην υπάρχει περίπτωση να την αγγίζουμε.

3.3.4 Κατασκευή του κατάλληλου πηνίου

Όσον αφορά το πηνίο, λόγω του ότι χρειαζόμασταν μεταβλητή επαγωγικότητα της τάξης των 10-50 mH έπρεπε να το κατασκευάσουμε μόνοι μας επειδή τέτοια πηνία δεν είναι διαθέσιμα στο εμπόριο. Για την κατασκευή του πηνίου τυλίξαμε περίπου 23 m εμαγιέ σύρμα χαλκού διαμέτρου 0.5 mm και περίπου 55 m εμαγιέ σύρμα χαλκού διαμέτρου 0.3 mm συνδεδεμένα σε σειρά γύρω από ένα πλαστικό καρούλι. Ως πυρήνας χρησιμοποιήθηκε μια ράβδος φερίτη μήκους περίπου 6 cm, την οποία μετακινούσαμε μέσα και έξω στο κέντρο του καρουλιού για να μεταβάλλουμε την επαγωγικότητα.



Σχήμα 3-7 Το κύκλωμα οδήγησης αποτελούμενο από ένα πηνίο και μια αντίσταση του ενός ohm

Πηγή Φωτογραφία από την πειραματική Διάταξη

Έχοντας προετοιμάσει την φιάλη και το κύκλωμα οδήγησης το μόνο που απέμενε ήταν η σύνδεση ολόκληρης της πειραματικής διάταξης. Συνδέσαμε την έξοδο της γεννήτριας συχνοτήτων στην είσοδο του ενισχυτή και το σήμα του τελευταίου στην ελεύθερη άκρη του πηνίου, ενώ στην επιστροφή του ενισχυτή συνδέθηκε η αντίσταση του ενός Ω m. Τέλος θα πρέπει να αναφερθεί ότι εφοδιάσαμε δύο ομοαξονικά καλώδια με κροκοδειλάκια στην μία τους πλευρά και βύσματα BNC στην άλλη. Με τα καλώδια αυτά παρατηρούσαμε το ρεύμα στα άκρα της αντίστασης του ενός Ω m και την τάση στα άκρα των αισθητήρων, δημιουργώντας ένα διαιρέτη τάσης 1:1000 στην έξοδο του ενισχυτή, χρησιμοποιώντας μία αντίσταση του ενός $K\Omega$ και μία αντίσταση του ενός $M\Omega$ (βλέπε σχήμα 3-1). Έτσι κατασκευάστηκε η πειραματική συνδεσμολογία που πρότειναν οι Hiller & Barber (1995).



Σχήμα 3-8 Η ολοκληρωμένη πειραματική διάταξη

Πηγή Φωτογραφία από την πειραματική Διάταξη

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ

4.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Στο κεφάλαιο αυτό γίνεται λεπτομερής περιγραφή της πειραματικής διαδικασίας που ακολουθήθηκε έτσι ώστε να επιτευχθεί η ηχοφωταύγεια. Ξεκινώντας η περιγραφή από την εύρεση της ακουστικής και της ηλεκτρικής συχνότητας, συνεχίζει στον συντονισμό των δύο συχνοτήτων και μετά επεκτείνεται στην απευθείας παρατήρηση του φαινομένου με το γυμνό μάτι.

Ενώ θα πρέπει να αναφερθεί ότι το φαινόμενο είναι πολύ ευαίσθητο και επηρεάζεται από πολλούς παράγοντες, έτσι μέχρι να το πετύχουμε χρειάστηκε αρκετός χρόνος και κόπος. Ως εκ τούτου στο κεφάλαιο αυτό θα γίνει μια προσπάθεια να παρουσιαστούν οι παράγοντες που εισήγαγαν δυσκολίες στην δουλεία μας και το πώς αυτές ξεπεράστηκαν έτσι ώστε η παρούσα εργασία να αποτελεί ένα καλό οδηγό για πειραματικές μελέτες του φαινομένου στο μέλλον.

4.2 ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ ΠΟΥ ΑΚΟΛΟΥΘΗΘΗΚΕ

Έχοντας συναρμολογήσει την πειραματική διάταξη ήμασταν έτοιμοι να ξεκινήσουμε το πείραμα. Γεμίσαμε την φιάλη με αποσταγμένο και εξαερωμένο νερό το οποίο προμηθευτήκαμε έτοιμο από το εργαστήριο γεωχημείας του τομέα γεωλογικών επιστημών της σχολής Μηχανικών Μεταλλείων-Μεταλλουργών, έτσι δεν χρειάστηκε να το προετοιμάσουμε μόνοι μας. Αρχικά έγινε ο συντονισμός του κυκλώματος και στην συνέχεια όταν πληρούνταν όλοι οι περιορισμοί επιτεύχθηκε η ηχοφωταύγεια.

4.2.1 Συντονισμός του συστήματος.

Το πρώτο βήμα ήταν να βρούμε την ακουστική συχνότητα της φιάλης μας. Η θεωρητική ακουστική συχνότητα δίνεται από τον τύπο $f_d = v/d$ όπου v είναι η ταχύτητα του ήχου στο νερό η οποία είναι περίπου 1500m/s σε θερμοκρασία δωματίου και d είναι η απόσταση μεταξύ των δύο αισθητήρων, στην συγκεκριμένη περίπτωση δηλαδή είναι η διάμετρος της φιάλης. Για την φιάλη των 100ml που χρησιμοποιήσαμε η διάμετρος ήταν περίπου 65mm. Επίσης τα γυάλινα τοιχώματα της φιάλης προκαλούν την αύξηση της ακουστικής συχνότητας περίπου κατά 10%, έτσι η θεωρητική ακουστική συχνότητα είναι $f_d = \frac{1500}{0.065} + \frac{1500}{0.065} \times 0.1 \text{ Hz}$

= 25.4 kHz. Αυτή είναι η θεωρητική ακουστική συχνότητα και όχι η πρακτική, αλλά μας έδειξε περίπου που θα είναι η πραγματική ακουστική συχνότητα.

Για να βρούμε την πραγματική ακουστική συχνότητα θέσαμε σε λειτουργία την γεννήτρια συχνοτήτων και τον ενισχυτή δίνοντας έτσι τάση στους εκπομπούς, ενώ βάλαμε το σήμα του μικροφώνου (αισθητήρα στον πάτο της φιάλης) στον παλμογράφο παρατηρώντας έτσι το σήμα μέσα στην φιάλη. Ρυθμίσαμε την γεννήτρια συχνοτήτων να δίνει ημιτονοειδή έξοδο και θέσαμε το βήμα στην συχνότητα να είναι 10Hz(δεν χρειάζεται το βήμα να είναι μικρότερο, τα 10Hz είναι αρκετά). Επίσης αφαιρέσαμε την ράβδο φερίτη από το καρούλι παρακάμπτοντας έτσι το πηνίο. Ξεκινήσαμε να μεταβάλλουμε της συχνότητα με το βήμα των 10Hz που θέσαμε πιο πριν και παρατηρούσαμε το σήμα του μικροφώνου στον παλμογράφο. Η ακουστική συχνότητα είναι αυτή για την οποία το σήμα του μικροφώνου γινόταν μέγιστο. Μεταβάλλαμε την συχνότητα σε ένα εύρος από περίπου 23kHz έως 27kHz (περίπου ± 2 kHz από την θεωρητική). Στο διάστημα αυτό βρήκαμε δύο μέγιστα συχνοτήτων, ένα περίπου στα $f_{r1} = 25280 \text{ Hz}$ και ένα περίπου στα $f_{r2} = 26300 \text{ Hz}$. Η ακουστική συχνότητα είναι αυτή στην οποία παρουσιάζεται το συνολικό μέγιστο το οποίο ήταν στα $f=26400 \text{ Hz}$, εμφανίζοντας σήμα μικροφώνου περίπου $150mV_{p-p} - 200mV_{p-p}$. Σε κάποιες περιπτώσεις εμφανίζονται περισσότερα από δύο μέγιστα, η ακουστική συχνότητα είναι πάντα αυτή για την οποία παρατηρείται το μεγαλύτερο μέγιστο, ενώ ηχοφωταύγεια μπορεί να παρατηρηθεί υπό προϋποθέσεις και για τα υπόλοιπα μέγιστα. Τέλος θα πρέπει να αναφερθεί ότι η ακουστική συχνότητα εξαρτάται από την θερμοκρασία του υγρού στην φιάλη και από το πώς η φιάλη είναι στερεωμένη στο σταντ και έτσι μπορεί να μεταβάλλεται κατά μερικές δεκάδες ή και εκατοντάδες Hz με τις μεταβολές της θερμοκρασίας και σε διαφορετικές εκτελέσεις του πειράματος.

Μετά την εύρεση της ακουστικής συχνότητας έπρεπε να εξισώσουμε την ακουστική αυτή συχνότητα με την ηλεκτρική συχνότητα συντονισμού του κυκλώματος οδήγησης. Η εξίσωση των δύο αυτών συχνοτήτων ενισχύει το σήμα των εκπομπών περισσότερο από μια τάξη μεγέθους καθιστώντας τους έτσι ικανούς να παγιδεύσουν μια φυσαλίδα στο κέντρο της φιάλης. Σε αυτό ακριβώς το σημείο εισέρχεται και ο ρόλος της μεταβλητής επαγωγικότητας, την ακουστική συχνότητα δεν μπορούσαμε να την μεταβάλλουμε αφού εξαρτάται μόνο από την ταχύτητα του ήχου στο νερό και την διάμετρο της φιάλης, άρα μεταβάλλαμε την επαγωγικότητα στο πηνίο αλλάζοντας έτσι της ηλεκτρική συχνότητα συντονισμού για να την εξισώσουμε με την ακουστική συχνότητα.

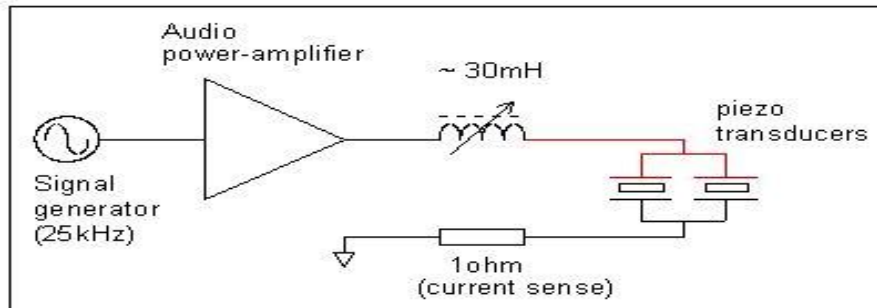
Σε ένα RLC κύκλωμα η ηλεκτρική συχνότητα συντονισμού είναι η συχνότητα για την οποία η τάση και η ένταση του κυκλώματος είναι σε φάση και έτσι η συνολική αντίσταση του κυκλώματος είναι καθαρά ωμική. Ένα τέτοιο RLC κύκλωμα σχημάτιζε το κύκλωμα οδήγησης μαζί με τους αισθητήρες οι οποίοι όπως έχει αναφερθεί και πιο πάνω έχουν χωρητικότητα και συμπεριφέρονται σαν πυκνωτές.

Η χωρητικότητα των αισθητήρων που χρησιμοποιήσαμε δίνεται από τον τύπο:

$$C = 13.9 \times e \times \frac{d^2}{h} \text{ pF/m}, [74]$$

όπου d είναι η διάμετρος των αισθητήρων, h είναι το πάχος των αισθητήρων και e είναι η διηλεκτρική σταθερά των αισθητήρων. Για τους αισθητήρες που χρησιμοποιήσαμε (PIC 155) είχαμε $d=16\text{mm}$, $h= 5.88\text{mm}$, και $e=1450$. [73] Έτσι η χωρητικότητα του καθενός βρέθηκε να

είναι $C = 13.9 \times 1450 \times 0.016^2 / 0.00588 = 877.5 \text{ pF}$, και επειδή οι δύο αισθητήρες ήταν συνδεδεμένοι παράλληλα η συνολική χωρητικότητα του RLC κυκλώματος ήταν $877.5 \times 2 = 1755 \text{ pF}$, αφού ως γνωστόν η συνολική χωρητικότητα δύο πυκνωτών συνδεδεμένων παράλληλα είναι το άθροισμα των επί μέρους χωρητικοτήτων τους.



Σχήμα 4-1 Το RLC κύκλωμα μεταξύ των αισθητήρων του πηνίου και της αντίστασής του ενός ohm.

Πηγή Steer, A (2007)[72]

Επίσης η ηλεκτρική συχνότητα συντονισμού του RLC κυκλώματος δίνεται από τον τύπο: $f_e = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$, όπου φυσικά C είναι η χωρητικότητα των αισθητήρων, και L η επαγωγικότητα του πηνίου. Λύνοντας την πιο πάνω ως προς L, παίρνουμε: $L = \frac{1}{C(2\pi f)^2}$, για την δεδομένη χωρητικότητα των αισθητήρων μας (1755 pF) και την ακουστική συχνότητα της φιάλης που βρήκαμε πιο πάνω ($f=25240 \text{ Hz}$), η επαγωγικότητα του πηνίου υπολογίζεται στα $L = \frac{1}{1755 \cdot 10^{-12} (2\pi \cdot 25240)^2} = 23 \text{ mH}$. Αυτό δεν σημαίνει ότι η επαγωγικότητα θα ήταν ακριβώς 23mH άλλα θα ήταν κάπου εκεί κοντά, επίσης η θεωρητική αυτή τιμή μας έδωσε την τάξη μεγέθους της επαγωγικότητας που χρειαζόταν και μας βοήθησε έτσι στην κατασκευή ενός κατάλληλου πηνίου.

Πρακτικά ο συντονισμός του κυκλώματος (δηλαδή εξίσωση της ακουστικής με την ηλεκτρική συχνότητα) έγινε με τον εξής τρόπο. Αφού είχαμε βρει την ακουστική με τον τρόπο που εξηγήθηκε πιο πάνω, και με την γεννήτρια συχνοτήτων να μας παρέχει την ακουστική συχνότητα ξεκινήσαμε να βάζουμε σιγά σιγά την ράβδο φερίτη στο καρούλι αλλάζοντας έτσι την επαγωγικότητα και ταυτόχρονα παρατηρούσαμε το σήμα του μικροφώνου στον παλμογράφο. Κατά τον συντονισμό το σήμα του μικροφώνου παρουσιάζει μια πολύ μεγάλη αύξηση, περισσότερο από μια τάξη μεγέθους, άρα μετακινώντας την ράβδο του φερίτη μέσα και έξω στο καρούλι πετύχαμε τον συντονισμό στο σημείο όπου μεγιστοποιήθηκε το σήμα του μικροφώνου.

Ένας άλλος τρόπος να συντονιστεί το σύστημα είναι όταν είμαστε στην ακουστική συχνότητα συντονισμού, αντί να βάλουμε στον παλμογράφο το σήμα του μικροφώνου, να βάλουμε στο ένα κανάλι την τάση από τα άκρα των αισθητήρων και στο άλλο το ρεύμα που διαρρέει την αντίσταση του ενός ohm και να τα παρατηρούμε ταυτόχρονα (σχήμα 3-1). Με τον φερίτη έξω από το καρούλι οι δύο αυτές κυματομορφές έχουν κάποια διαφορά φάσης, για να συντονιστεί το σύστημα φτάνει να μετακινούμε την ράβδο του φερίτη μέσα στο καρούλι μέχρι να εξαφανιστεί αυτή η διαφορά και οι δύο κυματομορφές να έρθουν σε φάση.

4.2.2 Επίτευξη της Ηχοφωταύγειας

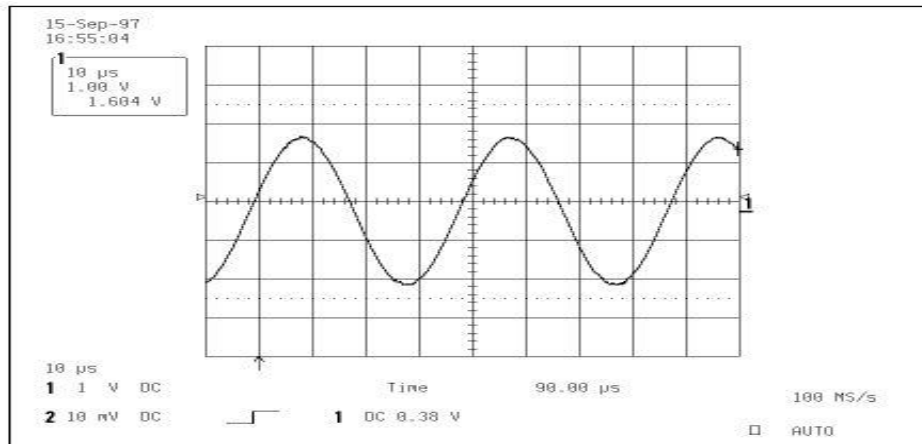
Έχοντας βρει τις απαιτούμενες συχνότητες και αφού συντονίσαμε το σύστημα το μόνο που απέμενε ήταν να πετύχουμε και να παρατηρήσουμε την ηχοφωταύγεια. Ρυθμίσαμε την οδήγηση έτσι ώστε το σήμα του μικροφώνου στον παλμογράφο να είναι περίπου $300mV_{p-p}$. Το σήμα ενώ έπρεπε να είναι καθαρό ημίτονο δεν ήταν, παρουσίαζε κάποιο κυματισμό, αυτό μπορεί να συνέβαινε για κυρίως δύο λόγους, είτε το νερό περιείχε μεγαλύτερη ποσότητα αέρα από την αποδεκτή, είτε υπήρχε κακή επαφή μεταξύ των αισθητήρων και της φιάλης. Για να υπάρχει η σωστή επαφή μεταξύ φιάλης αισθητήρων πρέπει η εποξική κόλλα να καλύπτει όλη την επιφάνεια του αισθητήρα και δεν πρέπει να υπάρχουν φυσαλίδες μεταξύ της φιάλης και των αισθητήρων καθώς συμπεριφέρονται σαν περιοχές αντανάκλασης. Αφού αλλάξαμε το νερό με φρέσκο εξαερωμένο και ο κυματισμός στο σήμα του μικροφώνου δεν εξαφανίστηκε φτάσαμε στο συμπέρασμα ότι φταίει η κακή κόλληση της φιάλης με τους αισθητήρες. Πράγματι παρατηρήσαμε ότι η εποξική κόλλα που χρησιμοποιήσαμε, κατά την ανάμιξη της δημιουργούσε πολλές φυσαλίδες οι οποίες μεταφέρονταν κατά την κόλληση μεταξύ της φιάλης και των αισθητήρων.

Για να αντιμετωπίσουμε το πρόβλημα αυτό προσπαθήσαμε να χρησιμοποιήσουμε άλλο είδος κόλλας. Ξεκολλήσαμε τους αισθητήρες προσεκτικά από την φιάλη έτσι ώστε να μην την σπάσουμε, κάτι για το οποίο σπαταλήσαμε πού κόπο αφού οι εποξικές κόλλες είναι πολύ δυνατές. Όταν τελικά τα καταφέραμε αντί για δεύτερη εποξική κόλλα χρησιμοποιήσαμε ζεστή κόλλα εγχυμένη με πιστολάκι, λόγω του ότι ήταν πιο παχύρρευστη και δεν εισήγαγε καθόλου φυσαλίδες. Όμως στην προσπάθειά μας να βρούμε την ακουστική συχνότητα της φιάλης μετά την αλλαγή της κόλλας παρατηρήσαμε ότι αυτό ήταν αδύνατο, οι νέες ακουστικές συχνότητες απόκλιναν πολύ από τις αρχικές και επίσης ήταν πολύ μικρότερες σε πλάτος. Έτσι φτάσαμε στο συμπέρασμα ότι το μέσο που θα κολλήσουμε τους αισθητήρες στην φιάλη πρέπει να είναι κάτι σκληρό και άκαμπτο παρά μαλακό και ελαστικό, επειδή στην τελευταία περίπτωση προκαλείται μεγάλο ποσοστό απόρριψης της συχνότητας μέσα στο ελαστικό μέσο καθιστώντας την ηχοφωταύγεια αδύνατη.

Προμηθευτήκαμε μια άλλη εποξική κόλλα, με στοιχεία λίγο πιο παχύρρευστα έτσι ώστε να μην εισάγουμε φυσαλίδες μεταξύ αισθητήρων και φιάλης και κολλήσαμε ξανά τους αισθητήρες στην φιάλη, προσπαθώντας να εισάγουμε όσο το δυνατόν λιγότερες φυσαλίδες, όμως εξακολουθούσε να υπάρχει ένας σημαντικός αριθμός φυσαλίδων στην εποξική κόλλα. Συντονίσαμε ξανά το κύκλωμα κατά τα γνωστά, ρυθμίσαμε την οδήγηση έτσι ώστε να πάρουμε τάση περίπου $300mV_{p-p}$ στον παλμογράφο και παρατηρήσαμε την κυματομορφή η οποία όμως παρουσίαζε τον ίδιο κυματισμό με πριν.

Αφού η αλλαγή της εποξικής κόλλας δεν βελτίωσε καθόλου το σύστημα μας, αποφασίσαμε να εξαερώσουμε περισσότερο το νερό. Το νερό που προμηθευόμαστε να μην ήταν ήδη αποσταγμένο και εξαερωμένο, όμως οι υπεύθυνοι του εργαστηρίου από το οποίο δανειζόμαστε το νερό δεν ήξεραν ακριβώς σε ποιο ποσοστό αυτό ήταν εξαερωμένο. Πήραμε φρέσκο νερό από το εργαστήριο και το βάλαμε σε μία κωνική φιάλη των 1000 ml, βάλαμε περίπου 500 ml νερού στην φιάλη. Επειδή το νερό κατά τον βρασμό του όπως είναι λογικό χάνει σε όγκο, για αυτό τον λόγο ξεκινήσαμε με 500 ml νερού έτσι ώστε μετά τον βρασμό να έχουμε τα 100 ml που χρειαζόμαστε. Με την χρήση ενός εργαστηριακού ηλεκτρικού ματιού για βρασμό το οποίο είχαμε διαθέσιμο, βράσαμε το νερό αφήνοντας το να κοχλάζει για περίπου 25 λεπτά. Μετά μόλις το κατεβάσαμε από το ηλεκτρικό μάτι, το

κλείσαμε αμέσως με ένα αεροστεγές πώμα και το αφήσαμε να κρυώσει. Με αυτή την μέθοδο το νερό εξαερώνεται επαρκώς αφού όταν κοχλάζει απελευθερώνει τα μόρια αέρα που υπάρχουν στον όγκο του, έτσι κλείνοντας το αεροστεγώς μόλις σταματήσει ο βρασμός του το αποτρέπουμε από το να πάρει πίσω τον αέρα που απέβαλε, έτσι εξαερώνουμε το νερό. Με το φρέσκο νερό το οποίο είχαμε εξαερώσει εμείς, ήμασταν έτοιμοι να επαναλάβουμε το πείραμα.



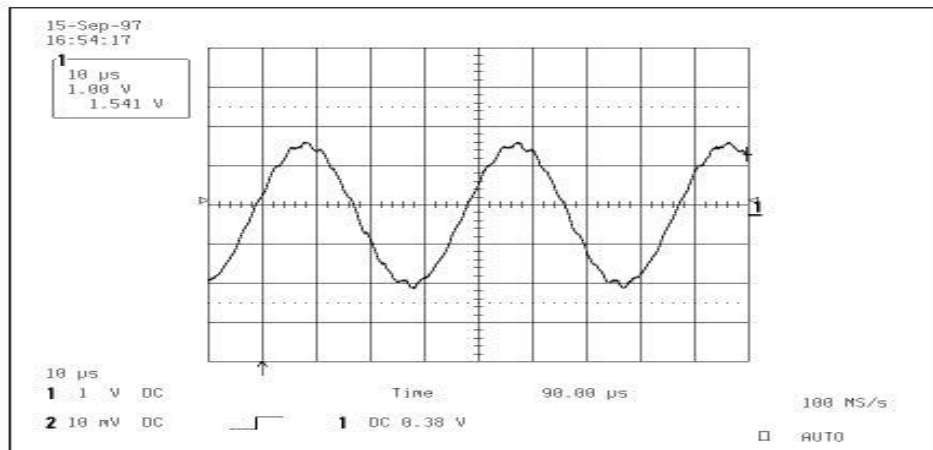
Σχήμα 4-2 Το σήμα του μικροφώνου όταν το σύστημα είναι συντονισμένο και τηρούνται όλοι οι περιορισμοί για την παραγωγή της ηχοφωταύγειας

Πηγή Steer, A (2007)[72]

Αντικαταστήσαμε το παλιό νερό με το φρέσκο εξαερωμένο νερό και συντονίσαμε ξανά το κύκλωμα κατά τα γνωστά, ρυθμίσαμε την οδήγηση έτσι ώστε να πάρουμε τάση περίπου $300mV_{p-p}$ στον παλμογράφο και παρατηρήσαμε την κυματομορφή η οποία αυτή την φορά ήταν καθαρό ημίτονο, άρα ήμασταν καθόλα έτοιμοι να ξεκινήσουμε. Επιπλέον φτάσαμε στο συμπέρασμα ότι οι φυσαλίδες στην εποξική κόλλα μεταξύ φιάλης και αισθητήρων δεν επηρεάζουν καθόλου το σύστημα μας.

Χρησιμοποιώντας μια μικρή σύριγγα αφαιρέσαμε λίγο νερό από την φιάλη (1 ή 2 ml) και κρατώντας την σύριγγα λίγο πάνω από την επιφάνεια του νερού το αφήσαμε να πέσει πίσω στην φιάλη δημιουργώντας έτσι κάποιες φυσαλίδες μέσα στην φιάλη. Εδώ θα πρέπει να πούμε ότι ίσως να χρειαστεί αρκετή εξάσκηση για να καταφέρει κάποιος να τελειοποιήσει την τεχνική του στην εισαγωγή των φυσαλίδων μέσα στην φιάλη. Μετά την εισαγωγή των φυσαλίδων στην φιάλη κάποιες διαλύθηκαν ενώ κάποιες άλλες κινήθηκαν προς το κέντρο της φιάλης και συμπύκνησαν σε μία φυσαλίδα. Για να είναι πιο εύκολα ορατή η φυσαλίδα καλό είναι να χρησιμοποιηθεί ένας φακός πίσω από την φιάλη για να την φωτίζει ενώ το φόντο πίσω από την φιάλη πρέπει να είναι σκούρο. Στην περίπτωση μας επειδή δεν μπορούσαμε να συσκοτίσουμε πλήρως το δωμάτιο οι φυσαλίδες δεν ήταν εύκολα διακριτές. Έτσι αντί να παρακολουθούμε απευθείας την φυσαλίδα παρακολουθήσαμε το σήμα του μικροφώνου. Όταν παγιδευτεί η φυσαλίδα το σήμα του μικροφώνου παρουσιάζει κάποιο κυματισμό εις ένδειξη ότι έχει παγιδευτεί η φυσαλίδα (σχήμα 4-3). Ο κυματισμός αυτός εξακολουθεί να είναι ορατός ακόμα και αν η φυσαλίδα είναι πολύ μικρή για να μπορεί να παρατηρηθεί με γυμνό μάτι. Ενώ θα πρέπει να αναφερθεί ότι αν ο κυματισμός αυτός μετά την παγίδευση της φυσαλίδας εξαφανίζεται πολύ γρήγορα τότε σημαίνει ότι η οδήγηση είναι πολύ ψηλή, θα πρέπει να μειωθεί λίγο.

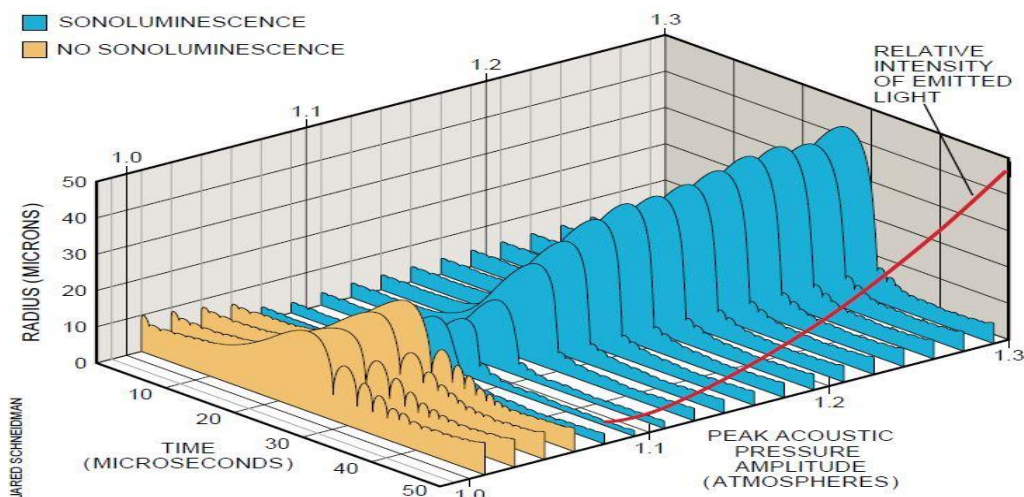
Έχοντας παγιδεύσει την φυσαλίδα στο κέντρο της φιάλης, το δωμάτιο συσκοτίστηκε όσο το δυνατόν περισσότερο και ξεκινήσαμε να αυξάνουμε το πλάτος της οδήγησης σιγά σιγά μέχρι που παρατηρήσαμε ένα θολό μπλε φώς στο κέντρο της φιάλης, Ηχοφωταύγεια! Εάν το πλάτος αυξανόταν ακόμα περισσότερο το φώς γινόταν ακόμα πιο έντονο ακριβώς κάτω από το κατώφλι Blake, όπου η ηχοφωταύγεια είναι στο πιο έντονο σημείο της(σχήμα 4-4). Με



Σχήμα 4-3 Το σήμα στον παλμογράφο όταν παγιδευτεί η φυσαλίδα

Πηγή Steer, A (2007)[72]

περαιτέρω αύξηση της οδήγησης περνούσαμε πάνω από το κατώφλι αστάθειας Blake και η φυσαλίδα εξαφανιζόταν, τότε το σήμα στο μικρόφωνο γινόταν και πάλι καθαρό ημίτονο όπως το σχήμα 4-2. Όταν η φυσαλίδα χαθεί, το πλάτος της οδήγησης μπορεί να μειωθεί λίγο και μια νέα φυσαλίδα να εισαχθεί, μετά που θα σταθεροποιηθεί για ένα περίπου δευτερόλεπτο η νέα φυσαλίδα θα πρέπει να λάμπει όπως και πριν. Σε κάθε περίπτωση η καλύτερη ηχοφωταύγεια παρατηρήθηκε όταν η φιάλη κρεμόταν από τον σφιγκτήρα όσο το δυνατόν πιο χαλαρά.



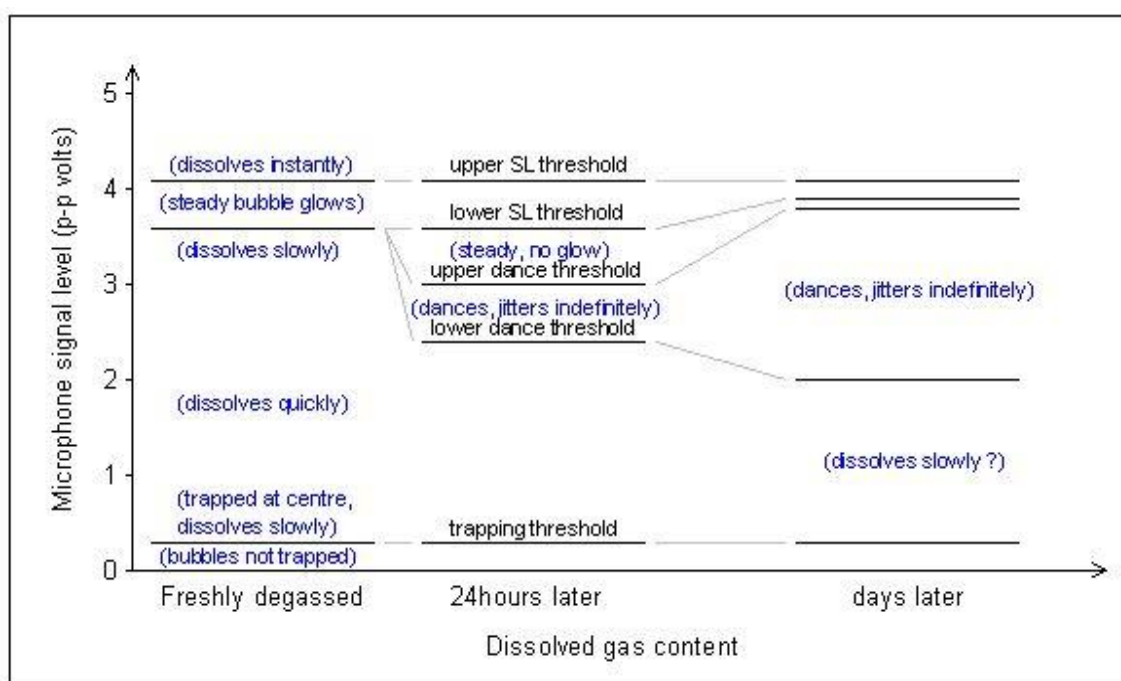
Σχήμα 4-4 Τρισδιάστατο σχήμα της ακτίνας της φυσαλίδας συναρτήσει του χρόνου και του πλάτους της οδήγησης μέχρι την αποκοπή της ηχοφωταύγειας όταν ξεπεραστεί το κατώφλι Blake. Με την κόκκινη γραμμή φαίνεται η ένταση του εκπεμπόμενου φωτός.

Πηγή Putterman, J (1995)[3]

4.2.3 Η συμπεριφορά της παγιδευμένης φυσαλίδας

Με την εξάσκηση, έγινε αρκετά ευκολότερο να παγιδεύσουμε μια φυσαλίδα και να την κάνουμε να εκπέμπει φώς. Επίσης καθώς κερδίζαμε εμπειρία μπορούσαμε πιο εύκολα να ερμηνεύσουμε τις καταστάσεις και την συμπεριφορά της φυσαλίδας υπό διαφορετικές συνθήκες και να κάνουμε εύστοχα τις απαιτούμενες διορθώσεις που απαιτούνταν για να πετύχουμε την ηχοφωταύγεια. Η γενική συμπεριφορά της φυσαλίδας σε διαφορετικά επίπεδα οδήγησης και διαφορετικά επίπεδα διαλυμένου αέρα στο νερό φαίνεται στο σχήμα 4-5.

Υπάρχουν αρκετές πρακτικές δυσκολίες στο να παρατηρούμε κάθε φορά ένα ακριβές μοτίβο της πιο πάνω συμπεριφοράς. Παραδείγματος χάριν δεν μπορεί να καθοριστεί χειροπιαστά η διαφορά του “διαλύεται αργά” από το “ διαλύεται γρήγορα”, οι δύο αυτές περιπτώσεις είναι αρκετά σχετικές και ο καθένας μπορεί να τις αντιλαμβάνεται διαφορετικά. Επίσης παρατηρούνταν αλλαγές στα επίπεδα των κατωφλιών μεταξύ διαφορετικών εκτελέσεων του πειράματος. Ένας άλλος παράγοντας που επηρέαζε τις δοκιμές μας είναι ότι η συνεχόμενη έγχυση φυσαλίδων στο νερό αύξανε τα ποσοστά διαλυμένου αέρα σ’ αυτό, σαμποτάροντας έτσι εμείς οι ίδιοι κατά κάποιο τρόπο το σύστημα που προσπαθούσαμε να μετρήσουμε. Παρ’ όλες αυτές τις δυσκολίες, το διάγραμμα του σχήματος 4-5 δίνει αρκετά καλές ενδείξεις για τα κύρια χαρακτηριστικά της παγιδευμένης φυσαλίδας, παρέχοντας μας έτσι ένα αρκετά καλό οδηγό που μας βοήθησε αρκετά στα πειράματά μας.



Σχήμα 4-5 Η συμπεριφορά της παγιδευμένης φυσαλίδας για σε διαφορετικά επίπεδα οδήγησης και διαφορετικές συγκεντρώσεις διαλυμένου αέρα στο νερό

Πηγή Steer, A (2007)[72]

Πιο συγκεκριμένα, με πολύ καλά εξαερωμένο νερό βλέπουμε ότι για το μεγαλύτερο μέρος του ήχου η φυσαλίδα διαλύεται γρήγορα, μόνο λίγο κάτω από το κάτω κατώφλι της ηχοφωταύγειας η φυσαλίδα διαλύεται αργά. Συνεπώς στην περίπτωση αυτή η ηχοφωταύγεια μπορεί να επιτευχθεί μόνο όταν είμαστε ήδη στην σωστή περιοχή του ήχου. Η ηχοφωταύγεια

τότε είναι πολύ σταθερή όμως το πρόβλημα είναι ότι τα περιθώρια για τα οποία μπορεί να παγιδευτεί η φυσαλίδα χωρίς να διαλυθεί είναι πολύ στενά καθιστώντας έτσι το έργο μας πιο δύσκολο.

Ένα μικρό ποσοστό διαλυμένου αέρα επιτρέπει τον σχηματισμό μιας ενεργειακής ζώνης μέσα στην οποία η φυσαλίδα παγιδεύεται επ' αόριστον χωρίς να διαλυθεί, “χορεύοντας” και “τρέμοντας” όπως φαίνεται και στο σχήμα 4-4. Η περίπτωση αυτή σε σχέση με την πιο πάνω παρουσιάζει λίγο πιο ασταθή ηχοφωταύγεια εκπέμποντας ελαφρά λιγότερο φως, όμως έχει το πλεονέκτημα ότι έχει μεγαλύτερα περιθώρια στα οποία μπορεί να παγιδεύσει την φυσαλίδα χωρίς αυτή να διαλυθεί δίνοντας μας έτσι μεγαλύτερη ευχέρεια στον έλεγχο και την οδήγηση της φυσαλίδας. Παρατηρούμε ότι τα όρια στα οποία μπορεί να επιτευχθεί η ηχοφωταύγεια είναι τα ίδια με την πρώτη περίπτωση και επιπλέον δημιουργούνται δύο επιπλέον κατώφλια, το πάνω και κάτω κατώφλι που χορεύει φυσαλίδα. Εντός αυτών των δύο κατωφλίων η φυσαλίδα φυσικά χορεύει, ενώ πάνω από το άνω κατώφλι για το οποίο η φυσαλίδα χορεύει αυτή σταθεροποιείται δίνοντας μας την ένδειξη ότι βρισκόμαστε λίγο κάτω από το κάτω κατώφλι της ηχοφωταύγειας. Το καθεστώς αυτό είναι το πιο κατάλληλο για να πετύχουμε πιο εύκολα την ηχοφωταύγεια γιατί μας δίνει την δυνατότητα να παγιδεύσουμε την φυσαλίδα με χαμηλή οδήγηση και να φτάσουμε στην περιοχή στην οποία η φυσαλίδα εκπέμπει φως αυξάνοντας σιγά σιγά την οδήγηση.

Καθώς το νερό, γερνά ανακτώντας περισσότερο διαλυμένο αέρα στον όγκο του, οι αποστάσεις μεταξύ του άνω κατωφλίου της ηχοφωταύγειας και του άνω κατωφλίου για το οποίο η φυσαλίδα χορεύει μειώνονται πάρα πολύ ενώ μεγαλώνουν πολύ τα όρια στα οποία η φυσαλίδα “χορεύει” και “τρέμει” επ' αόριστον. Στην περίπτωση αυτή η ηχοφωταύγεια γίνεται πιο ασταθής, και επίσης πιο δύσκολο να επιτευχθεί λόγω των στενών ορίων.

Σε νερό που περιέχει πολύ μεγάλες ποσότητες αέρα, σχηματίζονται μικρές φυσαλίδες στην γειτονία της παγιδευμένης φυσαλίδας, οι οποίες την τρέφουν μερικές φορές μέχρι το σημείο της αστάθειας όπου η φυσαλίδα διαλύεται ή ανεβαίνει στην επιφάνεια. Αρκετές φορές ξεκινάει ένας κύκλος στον οποίο πολλές μικρές φυσαλίδες ενώνονται στο κέντρο σχηματίζοντας μια φυσαλίδα η οποία μετά καταρρέει. Επίσης επιπλέον φυσαλίδες μπορούν να σχηματιστούν στα τοιχώματα της φιάλης, αναστατώνοντας την συμμετρία του πεδίου, προκαλώντας την κεντρική φυσαλίδα να χορεύει ανεξέλεγκτα για ένα μεγάλο εύρος της οδήγησης χωρίς να μπορούμε να την οδηγήσουμε στην ηχοφωταύγεια. Ο “χορός” της φυσαλίδας γίνεται σταδιακά χειρότερος και η φυσαλίδα κινείται σε όλη την φιάλη καθώς το νερό ανακτά όλο και περισσότερο αέρα στον όγκο του.

Μια τυπική περιγραφή της φυσαλίδας σε εξαερωμένο νερό με ένα μικρό ποσοστό αέρα σ' αυτό θα ήταν ως εξής: Ένα μικρό πλάτος οδήγησης είναι αρκετό για να παγιδεύσει την φυσαλίδα στο κέντρο της φιάλης. Καθώς αυξάνεται το πλάτος της οδήγησης η φυσαλίδα ξεκινά να “τρέμει” και να “χορεύει” στο κέντρο της φιάλης διανύοντας απόσταση περίπου ενός ή δύο μιλιμέτρων. Με μεγαλύτερη αύξηση της οδήγησης η φυσαλίδα γίνεται ελαφρώς μεγαλύτερη και θολή, ενώ καθώς συνεχίζεται η αύξηση του πλάτους της οδήγησης το τρέμουλο αρχίζει να υποχωρεί και η φυσαλίδα γίνεται αρκετά μικρή και σταθερή. Στο σημείο αυτό είμαστε λίγο κάτω από το κάτω όριο της ηχοφωταύγειας. Με μια ελαφρώς μεγαλύτερη αύξηση της οδήγησης θα μεταφέρει την φυσαλίδα εντός των ορίων της ηχοφωταύγειας και ένα θολό μπλε φως θα είναι ορατό στο κέντρο της φιάλης αν το δωμάτιο συσκοτιστεί αρκετά. Με ακόμα μεγαλύτερη αύξηση του πλάτους της οδήγησης η φυσαλίδα περνάει πάνω από το

πάνω κατώφλι της ηχοφωταύγειας (κατώφλι Blake) και ξαφνικά εξαφανίζεται στο κέντρο της φιάλης.

Τέλος θα πρέπει να αναφερθεί ότι κυρίως στην αρχή χρειάζεται μεγάλη υπομονή μέχρι να επιτευχθεί για πρώτη φορά η ηχοφωταύγεια, όμως μόλις κάποιος τα καταφέρει μετά θα είναι ικανός να την αναπαράγει αρκετά εύκολα χωρίς ιδιαίτερες δυσκολίες.

4.3 ΚΑΤΑΓΡΑΦΗ ΤΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ

Αρχικά θα πρέπει να αναφερθεί ότι λόγω της ευαισθησίας του φαινομένου σε αρκετούς παράγοντες, όπως η θερμοκρασία του νερού, το ποσοστό αέρα στο νερό, το πόσο σφιχτά είναι συνδεδεμένη η φιάλη στο σταντ κ.λ.π. Παρατηρήσαμε την ηχοφωταύγεια αρκετές φορές από τότε που καταφέραμε να την πετύχουμε για πρώτη φορά όμως τα αποτελέσματα, κυρίως η φωτεινότητα της φυσαλίδας και η ένδειξη του μικροφώνου δεν ήταν πάντα τα ίδια άλλα μεταβάλλονταν σε κάθε διαφορετική εκτέλεση της διαδικασίας. Εδώ θα γίνει μια προσπάθεια της καταγραφής των πειραματικών αποτελεσμάτων και των ενδείξεων των οργάνων στο εύρος για το οποίο παρατηρήσαμε την ηχοφωταύγεια.

4.3.1 Πειραματικά Αποτελέσματα

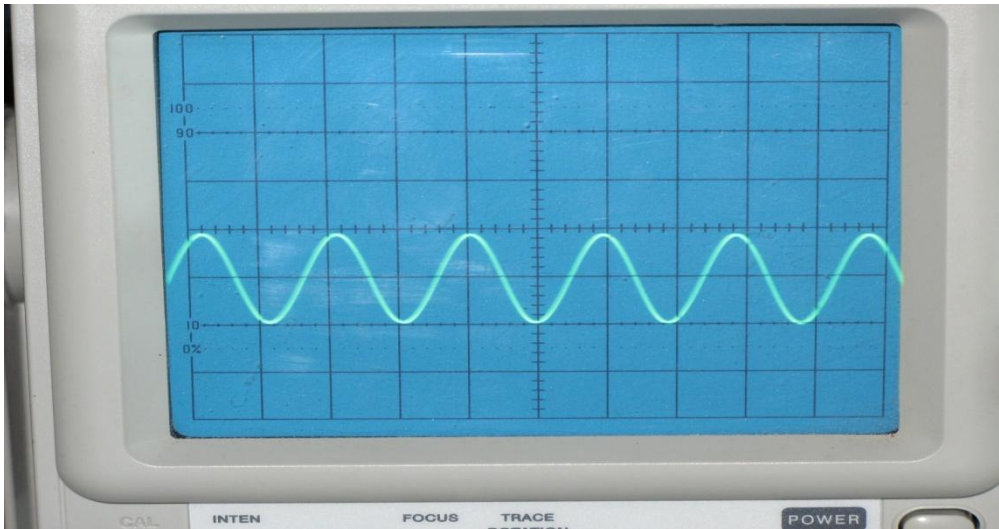
Σε διαφορετικές εκτελέσεις του πειράματος παρατηρούνταν διαφοροποιήσεις στα κατώφλια μέσα στα οποία παρατηρούσαμε την ηχοφωταύγεια. Πετύχαμε την ηχοφωταύγεια σε αρκετές περιπτώσεις με την ένδειξη του μικροφώνου σε όλες αυτές τις περιπτώσεις να βρίσκεται περίπου μεταξύ των $500 mV_{p-p}$ και των $2.5 V_{p-p}$. Η ηχοφωταύγεια μπορεί να εμφανιστεί οπουδήποτε μέσα σε αυτά τα όρια, ενώ εμείς παρατηρήσαμε την πιο φωτεινή ηχοφωταύγεια όταν είχαμε πιο κρύο νερό στην φιάλη (όπως αναμενόταν) και τα όρια του μικροφώνου στα οποία συνέβαινε αυτό ήταν από τα $500 mV_{p-p}$ έως τα $620 mV_{p-p}$ όπου και η φυσαλίδα εξαφανιζόταν. Για την συγκεκριμένη εκτέλεση η πιο φωτεινή ηχοφωταύγεια ήταν λίγο κάτω από τα $620 mV_{p-p}$, δυστυχώς όμως δεν μπορέσαμε να την πετύχουμε τόσο φωτεινή και στις επόμενες εκτελέσεις μας. Ενώ εδώ θα πρέπει να αναφερθεί ότι τα συγκεκριμένα όρια στα κατώφλια ισχύουν για τους αισθητήρες που χρησιμοποιήσαμε εμείς, ενώ για κάποιους άλλους αισθητήρες πιθανόν οι ενδείξεις του μικροφώνου να είναι διαφορετικές. Παραδείγματος χάριν ο A. Steer στο δικό του πείραμα όπου χρησιμοποίησε άλλη μάρκα αισθητήρων παρατήρησε την ηχοφωταύγεια για ενδείξεις του μικροφώνου μεταξύ των $3 V_{p-p}$ και $7 V_{p-p}$. [72]

Επίσης μετρήσαμε την τάση στα άκρα των αισθητήρων μας και το ρεύμα που διέρρεε την αντίσταση του ενός ohm. Η τάση στους αισθητήρες ήταν περίπου 60V και το ρεύμα που διέρρεε την αντίσταση ήταν περίπου 150 mA. Οι δύο αυτές ποσότητες ήταν σταθερές καθ' όλη την διάρκεια εκτέλεσης του πειράματος και δεν μεταβάλλονταν με τις μεταβολές στην ενίσχυση του σήματος οδήγησης. Πάλι οι τιμές αυτές είναι ενδεικτικές των συγκεκριμένων αισθητήρων, σε άλλα πειράματα κάποιιοι παρατήρησαν για τους δικούς τους αισθητήρες τάσεις μέχρι και 700V.

4.3.2 Οι κυματομορφές στον παλμογράφο

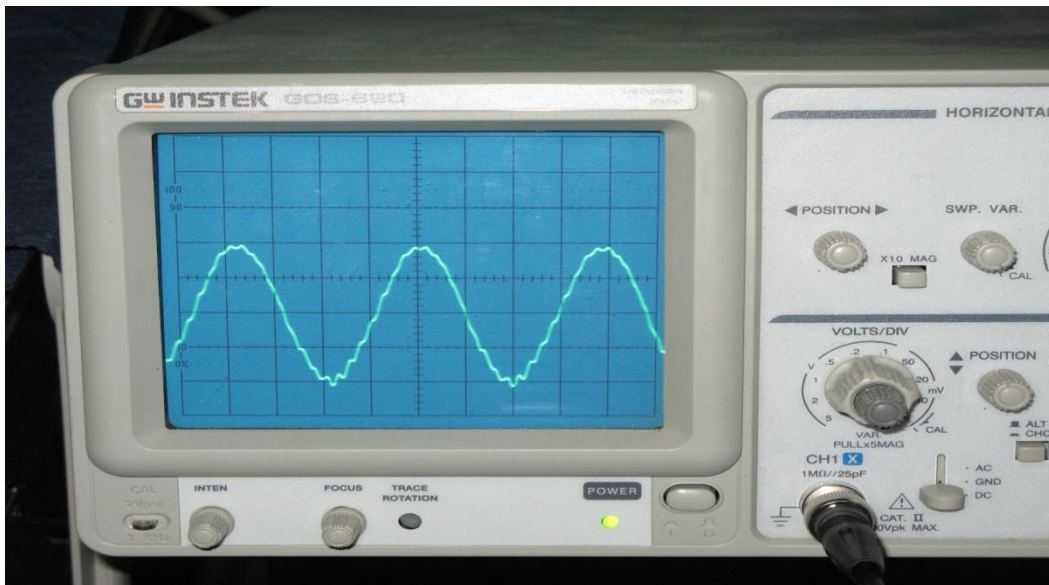
Κατά την διάρκεια των πειραμάτων μας παρατηρούσαμε τις ενδείξεις στον παλμογράφο, οι οποίες ήταν σε πλήρη συμφωνία με τις αναμενόμενες. Όταν δεν είχαμε παγιδευμένη φυσαλίδα η κυματομορφή ήταν καθαρό ημίτονο, ενώ όταν παγιδεύαμε μια φυσαλίδα το

ημίτονο παραμορφώνεται παρουσιάζοντας ένα ποσοστό κυματισμού. Οι δύο φωτογραφίες που λήφθηκαν από τον παλμογράφο και οι οποίες συμφωνούν πλήρως με τα θεωρητικά σχήματα 4-2 και 4-3 φαίνονται πιο κάτω.



Σχήμα 4-6 Η κυματομορφή στον παλμογράφο όταν δεν υπάρχει παγιδευμένη φυσαλίδα

Πηγή Φωτογραφία από την πειραματική Διάταξη



Σχήμα 4-7 Η κυματομορφή στον παλμογράφο όταν υπάρχει παγιδευμένη φυσαλίδα στο κέντρο της φιάλης

Πηγή Φωτογραφία από την πειραματική Διάταξη

4.3.3 Φωτογραφίες της ηχοφωταγούσας φουσαλίδας

Κατά την διεξαγωγή του πειράματος προσπαθήσαμε να πάρουμε και φωτογραφίες της ηχοφωταγούσας φουσαλίδας. Αρχικά αυτό ήταν πολύ δύσκολο γιατί η φωτογραφική που είχαμε δεν ήταν επαρκής. Όταν χρησιμοποιήσαμε μια καλύτερη φωτογραφική πήραμε πολύ καλές φωτογραφίες της φουσαλίδας όταν έκπεμπε φώς. Πληροφοριακά οι φωτογραφίες αυτές λήφθηκαν για ηχοφωταγούσα φουσαλίδα σε συχνότητα $f_r = 26\ 180\ \text{Hz}$ και με ένδειξη μικροφώνου στα $1.6 V_{p-p}$. Πιο κάτω παρατίθενται δύο φωτογραφίες της ηχοφωταγούσας φουσαλίδας, η μία σε συσκοτισμένο και η άλλη σε πλήρως φωτισμένο δωμάτιο. Στην περίπτωση του φωτισμένου δωματίου η φουσαλίδα δεν ήταν ορατή με γυμνό μάτι.



Σχήμα 4-8 Η φουσαλίδα όταν εκπέμπει φώς σε συσκοτισμένο δωμάτιο

Πηγή Φωτογραφία από την πειραματική Διάταξη



Σχήμα 4-9 Η φουσαλίδα όταν εκπέμπει φώς σε πλήρως φωτισμένο δωμάτιο

Πηγή Φωτογραφία από την πειραματική Διάταξη

ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ, ΠΡΟΟΠΤΙΚΕΣ, ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΚΑΙ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΟΣΟΝ ΑΦΟΡΑ ΤΗΝ ΗΧΟΦΩΤΑΥΓΕΙΑ

5.1 ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΤΗΣ ΗΧΟΦΩΤΑΥΓΕΙΑΣ

Ένα από τα ερωτήματα που αφορούν την ηχοφωταύγεια είναι εάν υπάρχουν κάποια πεδία στα οποία μπορεί να εφαρμοστεί, και ποια είναι αυτά τα πεδία. Μια εμπορική χρήση του φωτός της ηχοφωταύγειας μοιάζει απίθανη λόγω του ότι μόνο ένα πολύ μικρό κλάσμα (περίπου $\sim 10^{-4}$) της ενέργειας κατά την κατάρρευση της φυσαλίδας καταλήγει σε ορατά φωτόνια.

Οι Grieser & Ashokkumar (2001) έδειξαν ότι η ηχοφωταύγεια μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την διέγερση φθοριούχων μορίων, έτσι ώστε να εκπέμπουν φως και αυτά, το οποίο συχνά έχει πολύ μεγαλύτερη ένταση από το φως που εκπέμπει η ηχοφωταύγεια. Οι συγγραφείς ονόμασαν την διαδικασία αυτή ηχοφωτοφωταύγεια (sonophotoluminescence). [75]

Το φως της ηχοφωταύγειας μπορεί επίσης να χρησιμοποιηθεί ως δείκτης για την ηχοχημεία (sonochemistry), με την οποία συνδέονται στενά. Η ηχοχημεία είναι το φαινόμενο κατά το οποίο χημικές αντιδράσεις προκύπτουν λόγω της ακουστικής σπηλαίωσης (ο σχηματισμός ανάπτυξη και επακόλουθη κατάρρευση φυσαλίδων) σε ένα υγρό μέσο. Ακριβώς ο ίδιος μηχανισμός βρίσκεται πίσω και από την ηχοφωταύγεια, άρα μπορεί κάποιος να ισχυριστεί ότι η ηχοφωταύγεια είναι μια υποκατηγορία της ηχοχημείας. Αυτήν ακριβώς την ιδιότητα εκμεταλλευόμαστε για να χρησιμοποιήσουμε την ηχοφωταύγεια ως δείκτη για την ηχοχημεία. [76] Τα χημικά αποτελέσματα δεν προκύπτουν ως απευθείας αντίδραση των υπερήχων με τα μοριακά είδη, αλλά οι υπερήχοι δρουν ως καταλύτες. Ακόμα και αν ένας μεγάλος αριθμός φυσαλίδων πάρουν μέρος στην αντίδραση τα αποτελέσματα πολλών ηχοχημικών αντιδράσεων εξακολουθούν να είναι απελπιστικά χαμηλά. Έτσι αν και κάποιες χημικές διεργασίες που χρησιμοποιούν υπερήχους, πλέον πλησιάζουν στην εφαρμογή τους σε βιομηχανική κλίμακα όπως η επεξεργασία υγρών αποβλήτων, [77] η αποδοτικότητα των αντιδράσεων θα πρέπει να βελτιωθεί αισθητά πριν μια ευρεία χρήση της ηχοχημείας, άρα και της ηχοφωταύγειας γίνει εφικτή. Μια προσέγγιση ώστε να επιτευχθούν ψηλότερες αποδόσεις

όπως μελετήθηκε από τους Beckett & Hua (2001) είναι η έρευνα για την βέλτιστη συχνότητα των υπερήχων οδήγησης. [76]

Η ηχοφωταύγεια δεν έχει κάποιες άλλες απ' ευθείας εφαρμογές, όμως ένας μεγάλος αριθμός εφαρμογών σε κάποια άλλα πεδία στηρίζεται σε μεγάλο βαθμό στην μεγάλη συγκέντρωση της ενέργειας από καταρρέουσες φυσαλίδες (ακουστική σπηλαιώση), δηλαδή έχουμε μια πιο έμμεση εφαρμογή της ηχοφωταύγειας. Η επιστήμη των υλικών δεν χρησιμοποιεί μόνο τις υψηλές πιέσεις και θερμοκρασίες μέσα στην φυσαλίδα, αλλά επίσης και τον τεράστιο ρυθμό ψύξης της φυσαλίδας αμέσως μετά την κατάρρευση ο οποίος υπερβαίνει κατά πολύ τα 10^{10} K/s. Αυτός ο ρυθμός ψύξης δεν επιτυγχάνεται με καμιά άλλη τεχνική και επιτρέπει την δημιουργία άμορφων μεταλλικών νανοσωματιδίων τα οποία αποδεικνύονται να είναι πολύ αποδοτικοί καταλύτες σε περεταίρω χημικές αντιδράσεις, όπως δείχθηκε από τους Suslick & Casadonte (1987). [78]

Στον καθαρισμό με υπερήχους, η πίεση και οι δυνάμεις διάτμησης γύρω από τις καταρρέουσες φυσαλίδες χρησιμοποιούνται για την απαλλαγή από επιφανειακές μολύνσεις του υλικού. Εάν όμως αυτή η επιφανειακή διάβρωση προχωρήσει πιο βαθιά και επηρεάσει τις ιδιότητες του υλικού τότε έχουμε ζημιές σπηλαιώσης. [48] [50]

Από τότε που ο λόρδος Rayleigh (1917) απέδειξε ότι οι φυσαλίδες που δημιουργούνται από ακουστική σπηλαιώση ευθύνονταν για την διάβρωση στις προπέλες των πλοίων (ζημιές σπηλαιώσης), αυτό αποτέλεσε ένα τεράστιο κίνητρο για μεγαλύτερη μελέτη της ακουστικής σπηλαιώσης. Ως εκ' τούτου ένα μεγάλο μέρος της ναυτιλιακής βιομηχανίας ασχολείται με το πώς θα αποφεύγονται οι βίαιες καταρρεύσεις φυσαλίδων πάνω στις προπέλες των πλοίων οι οποίες μπορούν να προκαλέσουν ζημιές λόγω διάτμησης, όπως επίσης και μέσω των ωστικών κυμάτων που εκπέμπουν, ή ακόμα και λόγω των λεπτών και γρήγορων πιδάκων που εκτινάσσονται από τις ασυμμετρικά καταρρέουσες φυσαλίδες. [38] [79] Ακόμα και όταν οι δυνάμεις δεν είναι τόσο μεγάλες, η σπηλαιώση μπορεί απλά να διαταράξει την ομαλή γραμμική κίνηση ενός υγρού, με σημαντικές συνέπειες για εφαρμογές όπως η μεταφορά καυσίμων μέσω βαλβίδων και σωλήνων ή η εκτύπωση μέσω ψεκασμού. [80]

Στην βιολογία, σπηλαιώση μπορεί να προκύψει αυτόματα σε δοχεία που μεταφέρουν νερό, μέσα σε εγκαταστάσεις οι οποίες βρίσκονται συχνά κάτω από ψηλές καταπονήσεις. Μια άλλη ενδιαφέρουσα εφαρμογή καταρρέουσων φυσαλίδων προκύπτει από διάφορα είδη γαρίδων. Οι γαρίδες ζουν σε μεγάλες αποικίες κάτω από την θάλασσα και όταν κλείνουν τις δαγκάνες τους δημιουργούν ήχους τόσο δυνατούς που διαταράσσουν την επικοινωνία των υποβρυχίων. Αρχικά θεωρείτο ότι ο ήχος εκπεμπόταν όταν η δαγκάνα της γαρίδας έκλεινε πολύ γρήγορα και οι δύο πλευρές της χτυπούσαν η μία την άλλη. Όμως ο Versluis (2000) έδειξε ότι η προέλευση του ήχου είναι κατ' ακρίβεια η κατάρρευση μίας σπηλαιωμένης φυσαλίδας. [81] Όταν η γαρίδα κλείνει με μεγάλη ταχύτητα τις δαγκάνες της εκτοξεύει ένα μικρό πίδακα νερού με τόσο μεγάλες ταχύτητες, με αποτέλεσμα να αναπτύσσεται μια φυσαλίδα λόγω σπηλαιώσης. Όταν η φυσαλίδα καταρρέει τότε είναι που εκπέμπεται και ο ήχος στην μορφή ενός ωστικού κύματος, ο οποίος είναι τόσο δυνατός που ζαλίζει ή ακόμα σκοτώνει το μικρό θήραμα. Ο Lohse (2001) έδειξε ότι κατά την κατάρρευση της φυσαλίδας δεν εκπέμπεται μόνο ήχος, αλλά και ένας μικρός οπτικός παλμός (περίπου 10^4 φωτόνια). Ονόμασε αυτό το φαινόμενο “γαριδοφωταύγεια” (Shrimploluminescence). [82]

Μερικές από τις πιο υποσχόμενες εφαρμογές της ηχοφωταύγειας βρίσκονται στο πεδίο της ιατρικής. Περισσότερα από 40 χρόνια πριν οι Gramiak & Shah (1968) είχαν ήδη προτείνει

την χρήση φουσαλίδων μικρού μεγέθους ως σκιαγραφικών μέσων για τις διαγνώσεις με υπερήχους. [83] Οι φουσαλίδες έχουν μέγεθος συντονισμού για συχνότητες της τάξης των MHz οι οποίες είναι και οι συχνότητες των διαγνωστικών υπερήχων, και ως εκ' τούτου είναι εξαιρετικά ισχυροί σκέδασης με διατομές μερικές χιλιάδες φορές μεγαλύτερες από τις γεωμετρικές τους διατομές. Όταν εγχέονται ενδοφλέβια οι φουσαλίδες επιτρέπουν φωτεινότερες εικόνες και μεγαλύτερη αντίθεση. Η μη γραμμικότητα της δυναμικής κίνησης των φουσαλίδων και οι βίαιες καταρρεύσεις τους βοηθούν στην αύξηση της ανταπόκρισης τους και αποτυπώνουν επίσης μια χαρακτηριστική υπογραφή στον εκπεμπόμενο ήχο, κάνοντας το έτσι πιο εύκολο να διαχωριστούν οι ήχοι των φουσαλίδων από τις ανεπιθύμητες αντανάκλασεις των ιστών. Όμως εδώ η πιθανότητα για διάφορα είδη “ζημιών σπηλαιώσης” πρέπει να αξιολογηθεί πάρα πολύ προσεκτικά μιας και η εφαρμογή αυτή αφορά ανθρώπινα όντα. Συγκεκριμένα οι “ζημιές σπηλαιώσης” που μπορεί να προκύψουν είναι οι εξής: μηχανικές ζημιές σε ζωντανούς ιστούς, [84] θερμικός κίνδυνος από την απορρόφηση ήχου υψηλών συχνοτήτων σε ιστό και αίμα, [85] ή χημικός κίνδυνος από την ηχοχημική παραγωγή σωματιδίων μέσα στο ανθρώπινο σώμα. [84]

Ο τομέας της ιατρικής αρχίζει επίσης να ανακαλύπτει τα οφέλη των ζημιών σπηλαιώσης, χρησιμοποιώντας τις φουσαλίδες ως μέσα όπως επίσης και την χρήση των φουσαλίδων για θεραπευτικές εφαρμογές. Σχετικά πρόσφατα έχει δειχθεί ότι η κατευθυνόμενη χορήγηση φαρμάκων όπως επίσης και η επιμόλυνση γονιδίων δια μέσω των τοιχωμάτων ζωντανών κυττάρων βελτιώνεται σημαντικά με την παρουσία υπερήχων και μικροφουσαλίδων. [86] Επίσης μια άλλη ενδιαφέρουσα εφαρμογή της ηχοφωταύγειας στην ιατρική είναι η αξιολόγηση του δυναμικού της σπηλαιώσης στις βαλβίδες των μηχανικών καρδίων, [87] ένας από τους κύριους λόγους που οι μηχανικές καρδιές αποτυγχάνουν είναι η σπηλαιώση, έτσι μέσω της ηχοφωταύγειας γίνεται μια προσπάθεια της αξιολόγησης του δυναμικού της σπηλαιώσης αυτής, έτσι ώστε να προληφθεί η κατάρρευση της μηχανικής καρδιάς. Τέλος θα πρέπει να αναφερθεί ότι τα τελευταία χρόνια γίνεται μεγάλη έρευνα όσον αφορά την ακουστική σπηλαιώση στο πεδίο της ιατρικής και είναι σίγουρο ότι στο μέλλον θα προκύψουν και άλλες εφαρμογές της ηχοφωταύγειας τόσο στο διαγνωστικό όσο και στο θεραπευτικό πεδίο της ιατρικής.

Ίσως το πιο σημαντικό πεδίο στο οποίο μπορεί να βρει εφαρμογή η ηχοφωταύγεια είναι το πεδίο της ενέργειας. Λόγω της πολύ μεγάλης συγκέντρωσης ενέργειας στις σπηλαιωμένες φουσαλίδες, η ηχοφωταύγεια θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί για την συλλογή της ενέργειας αυτής για εμπορική χρήση, κυρίως ως ηλεκτρισμό. Μέχρι τώρα έχουν γίνει προσπάθειες και μελέτες για την συλλογή της ενέργειας της ηχοφωταύγειας με την μορφή ηλεκτρισμού, με μετατροπή των θερμοηλεκτρικών ιδιοτήτων των φουσαλίδων σε ηλεκτρική ενέργεια, χωρίς όμως ακόμα οι προσπάθειες αυτές να στεφθούν με επιτυχία. [88]

Αναμφισβήτητα όμως, το μεγάλο στοίχημα της ηχοφωταύγειας είναι η ψυχρή σύντηξη. Κάτι το οποίο αν επιτευχθεί, δηλαδή αν παραχθεί σύντηξη με την απλή επιβολή υπερήχων σε ένα υγρό θα μπορούσαν να παραχθούν πολύ μεγάλες ποσότητες φτηνής ενέργειας πολύ εύκολα και με ελάχιστο κόστος και επιπλέον χωρίς καθόλου περιβαλλοντική μόλυνση, κάτι το οποίο θα έλυνε το ενεργειακό πρόβλημα του πλανήτη για πάντα. Ο καθηγητής του πανεπιστημίου Purdue, Rusi Taleyarkhan και οι συνεργάτες του το 2002 υποστήριξαν ότι παρατήρησαν πειραματικά ενδείξεις για πυρηνική σύντηξη μέσα σε μια ηχοφωταυγούσα φουσαλίδα αέρα μέσα σε δευτεριούχα ακετόνη. [89] Ο ισχυρισμός αυτός προκάλεσε έντονη αντιπαράθεση μέσα στην επιστημονική κοινότητα αφού κάποιοι επιστήμονες αποδέχτηκαν τους ισχυρισμούς του Taleyarkhan ενώ κάποιοι άλλοι τους θεώρησαν εντελώς εξωφρενικούς και

ανυπόστατους. Δύο χρόνια μετά ο Taleyarkhan εξέδωσε μια νέα μελέτη υποστηρίζοντας ότι παρατήρησε περισσότερες ενδείξεις για πυρηνική σύντηξη, [90] όμως η αμφισβήτηση δεν υποχώρησε, πολλοί επιστήμονες ήθελαν περισσότερα στοιχεία για να πειστούν, στοιχεία τα οποία θα ήταν απολύτως αδιάσειστα. Τότε ξεκίνησε μια έρευνα από μια ομάδα από κορυφαίους επιστήμονες στο πεδίο της σύντηξης με σκοπό να εξακριβωθεί η αξιοπιστία του πειράματος του Taleyarkhan και να επιλυθεί το θέμα της ψυχρής σύντηξης μία κα καλή, όμως ο ίδιος αρνήθηκε να βοηθήσει τους ερευνητές, δίνοντας τους τις απαραίτητες πληροφορίες που χρειαζόνταν ώστε να αναπαράγουν τις ίδιες πειραματικές συνθήκες με αυτόν, κάτι το οποίο ενίσχυσε την δυσπιστία προς το πρόσωπο του. Τελικά οι επιστήμονες αυτοί δεν βρήκαν στοιχεία που να αποδεικνύουν πυρηνική σύντηξη μέσα σε μια φυσαλίδα, ενώ και άλλες ομάδες επιστημόνων που ερεύνησαν το ενδεχόμενο αυτό παράλληλα δεν κατέληξαν ούτε και αυτοί σε κάποιο αποτέλεσμα που να δείχνει ότι η μελέτη του Taleyarkhan είναι αληθής. Τελικά ο Taleyarkhan κρίθηκε ένοχος για επιστημονικά παραπτώματα και για την παραποίηση του φακέλου της έρευνας, από μια επιτροπή εξέτασης του πανεπιστημίου Purdue το 2008. [91]

Ο καθηγητής του UCLA Seth Putterman και οι συνεργάτες του επίσης ισχυρίστηκαν ότι πέτυχαν σύντηξη σε δευτέριο, στο εργαστήριο τους με την χρήση ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου δημιουργούμενου από πυροηλεκτρικό κρύσταλλο. [92] Τα αποτελέσματα της μελέτης αυτής είναι πολύ πιο πειστικά από τους προηγούμενους ισχυρισμούς, όμως οι ερευνητές υποστηρίζουν ότι αυτή η μέθοδος για την παραγωγή πυρηνικής σύντηξης δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί για μαζική παραγωγή ενέργειας παρά μόνο για ερευνητικούς σκοπούς.

5.2 ΠΡΟΟΠΤΙΚΕΣ ΚΑΙ ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΤΗΣ ΗΧΟΦΩΤΑΥΓΕΙΑΣ

Παρόλη την δουλειά και την πρόοδο που έχει γίνει μέχρι σήμερα όσον αφορά την μελέτη της ηχοφωταύγειας, ακόμα παραμένουν αρκετά αναπάντητα ερωτήματα που περιμένουν εξερεύνηση. Ακόμα δεν έχει καθοριστεί επακριβώς η δυναμική της φυσαλίδας κατά την χρονική στιγμή της κατάρρευσης της, αφού η εξίσωση Rayleigh-Plesset που περιγράφει την κίνηση της ισχύει σε όλο τον υπόλοιπο κύκλο της όμως αποτυγχάνει κατά την χρονική στιγμή της κατάρρευσης. Ένα άλλο σημαντικό θέμα που δεν έχει διευκρινιστεί ακόμα είναι οι θερμοκρασίες που αναπτύσσονται μέσα στην ηχοφωταυγούσα φυσαλίδα, οι οποίες ακόμα δεν έχουν μετρηθεί ούτε πειραματικά, ούτε έχουν υπολογιστεί θεωρητικά.

Τα δύο ερωτήματα πιο πάνω είναι τα πιο σημαντικά αναπάντητα ερωτήματα όσον αφορά την ηχοφωταύγεια και μέσω της μελλοντικής μελέτης του συναρπαστικού αυτού φαινομένου περιμένουν να απαντηθούν. Εάν καταφέρουν οι επιστήμονες να διευκρινίσουν τις θερμοκρασίες και την δυναμική της φυσαλίδας κατά την κατάρρευση θα δώσουν πληροφορίες πολύ χρήσιμες, έτσι ώστε να κατανοηθεί ο μηχανισμός εκπομπής του φωτός που ακόμα δεν έχει ξεκαθαρίσει πλήρως και είναι υπό συζήτηση.

Ο καθορισμός των θερμοκρασιών εντός της φυσαλίδας ειδικότερα θα αποσαφηνίσει το αν η ηχοφωταύγεια είναι ικανή να παράγει η όχι ψυχρή τήξη. Το οποίο είναι ένα θέμα που έχει φέρει μεγάλες αντιπαραθέσεις στην επιστημονική κοινότητα και επίσης είναι ο κύριος λόγος που έχει γίνει γνωστή η ηχοφωταύγεια στο ευρύ κοινό.

Ήδη από τότε που η ηχοφωταύγεια επεκτάθηκε και σε άλλα διαλύματα εκτός του νερού έχουν συγκεντρωθεί αρκετές επιπλέον πληροφορίες για το φάσμα της και την εκπομπή του φωτός. Επιπλέον μελέτη σε περισσότερα διαλύματα και με συνδυασμούς προσμίξεων διαφόρων αερίων σε διαφορετικές συγκεντρώσεις είναι ένα πεδίο που έχει προσελκύσει αρκετό ενδιαφέρον και αρκετά πειράματα γίνονται προς αυτή την κατεύθυνση.

Επίσης μελέτη μπορεί να γίνει και όσον αφορά την γεωμετρία του σχήματος. Μέχρι σήμερα η πλεονηφία των πειραμάτων γίνεται σε σφαιρικά δοχεία. Η μελέτη του φαινομένου σε δοχεία άλλου σχήματος, όπως κυλινδρικά ή κυβικά δοχεία θα μπορούσε να αποκαλύψει χρήσιμες πληροφορίες για το φαινόμενο. Επίσης θα μπορούσε να παραχθεί η ηχοφωταύγεια υπό την επίδραση μαγνητικών ή/και ηλεκτρικών πεδίων και να παρατηρηθούν οι αντιδράσεις της φυσαλίδας όσον αφορά την ακτινική κίνησης της και την εκπομπή του φωτός (ένταση και διάρκεια).

Τα τελευταία χρόνια έχουν αναπτυχθεί αρκετές εφαρμογές της ηχοφωταύγειας και της ακουστικής σπηλαιώσης γενικότερα, ενώ γίνεται όλο και περισσότερη έρευνα για να εξεταστεί το αν μπορούν να υπάρξουν ακόμα περισσότερες εφαρμογές του φαινομένου και επέκταση του σε ακόμα περισσότερα πεδία. Με την περαιτέρω μελέτη του φαινομένου και την απάντηση όλων των αναπάντητων ερωτημάτων του, το σημαντικότερο ωφέλημα που θα αποκομίσουμε πέρα από την πλήρη κατανόηση του, θα είναι η εξάπλωση των εφαρμογών της ηχοφωταύγειας σε περισσότερα πεδία, κυρίως στους τομείς της ιατρικής και της ενέργειας. Έτσι μπορεί κάποιος εύκολα να αναληφθεί ότι το φαινόμενο της ηχοφωταύγειας είναι ένα φαινόμενο με πολύ μεγάλες δυνατότητες και προοπτικές το οποίο θα απασχολήσει πολύ περισσότερο την επιστημονική κοινότητα και όχι μόνο τα προσεχή χρόνια.

Τέλος αξίζει να αναφερθεί ότι βελτιώσεις μπορούν να γίνουν και στην απλή πειραματική διάταξη που πρότειναν οι Hiller & Barber για την απλή αναπαραγωγή του φαινομένου της ηχοφωταύγειας. Αυτό φυσικά δεν θα βοηθήσει σε τίποτα την εξελιγμένη επιστημονική έρευνα που γίνεται άλλα θα μπορέσει να βοηθήσει κάποιους “ερασιτέχνες επιστήμονες” που θα προσπαθήσουν να αναπαράγουν το φαινόμενο στο μέλλον για τους δικούς τους σκοπούς. Αρχικά θα μπορούσε να σχεδιαστεί ένα σύστημα που θα μπορούσε να αφαιρεί και να επανατοποθετεί τους αισθητήρες στην φιάλη χωρίς να χρειάζεται να κολληθούν με εποξική κόλλα σ’ αυτή. Αυτό θα βοηθούσε πολύ στην αποσύνδεση της φιάλης από το υπόλοιπο σύστημα για τον καθαρισμό της χωρίς τον φόβο να σπάσουν οι κολλήσεις στους αισθητήρες. Επίσης θα μπορούσε το κύκλωμα οδήγησης να τυποποιηθεί σε μια πλακέτα κάνοντας την όλη διάταξη πιο ευκίνητη και εύχρηστη.

5.3 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στην παρούσα εργασία μελετήθηκε το φαινόμενο της ηχοφωταύγειας μιας φυσαλίδας (single bubble sonoluminescence, SBSL) θεωρητικά και πειραματικά. Αρχικά έγινε μια βιβλιογραφική ανασκόπηση, στην οποία μελετήθηκαν οι θεωρητικές πτυχές του φαινομένου, όπως η δυναμική της ακτίνας της φυσαλίδας, οι μηχανισμοί που προσπαθούν να εξηγήσουν της εκπομπή του φωτός και οι διάφοροι παράγοντες που επηρεάζουν την σταθερότητα του συστήματος. Επίσης έγινε μια καταγραφή των χαρακτηριστικών της ηχοφωταύγειας του όπως η διάρκεια του παλμού και ο αριθμός των εκπεμπόμενων φωτονίων του εκπεμπόμενου φωτός αλλά και πολλών άλλων χαρακτηριστικών της ηχοφωταύγειας τα οποία μετρήθηκαν

στα διάφορα πειράματα που έγιναν για την μελέτη του φαινομένου. Η θεωρητική μελέτη του φαινομένου με βοήθησε στην καλή κατανόηση του, δίνοντας μου αρκετά σημαντική βοήθεια μετά στην πειραματική διαδικασία.

Στην συνέχεια μετά από την θεωρητική μελέτη του φαινομένου συναρμολογήθηκε η πειραματική διάταξη σύμφωνα με την αρχική διάταξη των Hiller & Barber και η οποία περιγράφεται στο κεφάλαιο 3 και εκπονήθηκε η πειραματική διαδικασία που περιγράφεται στο κεφάλαιο 4. Μετά από την εκκίνηση του πειράματος πέτυχα την ηχοφωταύγεια μετά από τρεις βδομάδες. Κατά την διάρκεια της διεξαγωγής του πειράματος ξεπέρασα τις όποιες δυσκολίες παρουσιάστηκαν και έμαθα πολλά και σημαντικά πράγματα για την ηχοφωταύγεια στην πράξη.

Οι γνώσεις που είχα ως ηλεκτρολόγος μηχανικός φάνηκαν ιδιαίτερα χρήσιμες στην κατασκευή του ηλεκτρικού κυκλώματος οδήγησης, από το οποίο το μόνο που με προβλημάτισε λίγο ήταν η κατασκευή του κατάλληλου πηνίου. Το μεγαλύτερο μου πρόβλημα ήταν η σωστή εξαέρωση του νερού ώστε να παρατηρήσω όσο το δυνατόν φωτεινότερη ηχοφωταύγεια το οποίο αντιμετώπισα αλλάζοντας τον χρόνο βρασμού του νερού. Ενώ ο υπόλοιπος εξοπλισμός που χρησιμοποίησα ήταν πάρα πολύ καλός ευκολύνοντας έτσι αρκετά το έργο μου.

Ήταν αρκετά καθησυχαστικό το ότι παρατήρησα το φαινόμενο σχετικά γρήγορα μετά την έναρξη της δουλειάς σε αυτή την εργασία. Όλα τα φαινόμενα που παρατήρησα ήταν σε συνέπεια με τα δημοσιευμένα αποτελέσματα. Η ένταση του φωτός αυξανόταν με την αύξηση της οδήγησης μέχρι να “χαθεί” η φυσαλίδα, ενώ εντονότερη ηχοφωταύγεια παρατηρούταν όταν το νερό ήταν πιο κρύο (περίπου 10° C) και η φιάλη ήταν συνδεδεμένη στο σταντ όσο πιο χαλαρά γινόταν. Επίσης οι ενδείξεις του μικροφώνου στον παλμογράφο τις οποίες συμβουλευόμουν σχεδόν συνέχεια αφού αρκετές φορές η φυσαλίδα είναι τόσο μικρή που δεν μπορεί να παρατηρηθεί με γυμνό μάτι, ήταν πολύ καλές.

Κατά την διάρκεια της εκπόνησης της διπλωματικής αυτής εργασίας είχα την ευκαιρία να μελετήσω τόσο θεωρητικά όσο και πειραματικά το φαινόμενο της ηχοφωταύγειας. Ένα φαινόμενο το οποίο είναι από μόνο του συναρπαστικό, όμως επιπλέον έχει λαμπρό μέλλον και μεγάλες προοπτικές. Χαίρομαι ιδιαίτερα που ασχολήθηκα με το συγκεκριμένο θέμα και έχω αποκτήσει κάποια εξοικείωση όσον αφορά το συγκεκριμένο φαινόμενο.

Βιβλιογραφικές Παραπομπές

- [1] L. E. Kinsler, A. R. Frey, A. E. Coppens and J. V. Sanders, *Fundamentals of Acoustics*, London: John Wiley & sons, 1982.
- [2] K. Yasui, T. Tuziuti, M. Sivakumar and Y. Lida, "Sonoluminescence," *Applied Soectroscopy Reviews*, pp. 399-436, 2004.
- [3] S. J. Putterman, "sonoluminescence: sound into light," *scientific american*, pp. 46-51, february 1995.
- [4] K. S. Suslick and D. J. Flannigan, "Inside a Collapsing Bubble: Sonoluminescence and the Conditions During Cavitation," *Annual Reviews of Physical Chemistry*, pp. 659-683, 2007.
- [5] N. Marinesco and J. Trilliant, "Action of supersonic waves upon the photographic plate," *C.R. Acad. Sci.* , pp. 58-60, 1933.
- [6] H. Frenzel and H. Shultes, "Luminescence in water carrying supersonic waves," *Zeitschrift für Physikalische Chemie*, pp. 21-24, 1934.
- [7] F. R. Young, "Sonoluminescence from water containing dissolved gases," *Acoustical Society of America*, pp. 100-104, 1976.
- [8] K. s. Suslick and E. B. Flint, "Sonoluminescence of non-aqueous liquids," *Nature*, pp. 53-55, 1987.
- [9] F. D. Gaitan, "Ph.D. thesis," The Univercity of Mississippi, Mississippi, 1990.
- [10] F. D. Gaitan and L. A. Crum, *Frontiers of NonlinearAcoustics*, London: M. F. Hamilton and D. T.Blackstock, 1990.
- [11] F. D. Gaitan, L. A. Crum, C. C. Church and R. A. Roy, "Sonoluminescence and bubble dynamics for a single, stable,cavitation bubble," *Acoustical Society of America*, pp. 33166-3183, 1992.
- [12] L. A. Crum and G. T. Reynolds, "Sonoluminescence produced by 'stable' cavitation," *Acoustical Society of America*, vol. 78, pp. 137-139, 1985.
- [13] "Google scholar," [Online]. Available: <http://scholar.google.gr>. [Accessed 18 May 2012].
- [14] B. P. Barber, R. A. Hiller, R. Loftstedt, S. J. Putterman and K. R. Weninger, "Defining the unknowns of sonoluminescence," *Physics Reports*, no. 281, pp. 65-143, 1997.
- [15] S. J. Putterman and K. R. Weninger, "Sonoluminescence:How bubbles turn sound into light," *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 32, pp. 445-476, 2000.

- [16] R. Hiller, S. J. Putterman and B. P. Barber, "Spectrum of synchronous picosecond sonoluminescence," *Physical Review Letters*, vol. 69, no. 8, pp. 1182-1184, 1992.
- [17] M. P. Brenner, S. Hilgenfeldt and D. Lohse, "Single-bubble sonoluminescence," *REVIEWS OF MODERN PHYSICS*, vol. 74, pp. 425-484, 2002.
- [18] S. Hatanaka, H. Mitome, T. Tuziuti, T. Kozuka, M. Kuwabara and S. Asai, "Relationship between a standing-wave field and a sonoluminescing field.," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 38, pp. 3053-3057, 1999.
- [19] S. Hatanaka, T. Tuziuti, T. Kozuka and H. Mitome, "Dependence of sonoluminescence intensity on the geometrical configuration of a reactor cell," *IEEE Trans Ultrasonics, Ferroelectrics Frequency Control*, vol. 48, pp. 28-36, 2001.
- [20] Y. T. Didenko, W. B. McNamara III and K. S. Suslick, "Temperature of Multibubble Sonoluminescence in Water," *The Journal of Physical Chemistry*, vol. 103, pp. 10783-10788, 1999.
- [21] D. Manas, "Single Bubble Sonoluminescence," Concordia University of Canada, Montreal, 2000.
- [22] T. G. Leighton, A. J. Walton and M. J. W. Pickworth, "Primary Bjerknes forces," *European Journal of Physics*, vol. 11, pp. 47-50, 1990.
- [23] W. Lauterborn, T. Kurz, R. Mettin and C. Ohl, "Experimental and theoretical bubble dynamics," *Advances in Chemical Physics*, vol. 110, pp. 295-380, 1999.
- [24] K. S. Suslick, N. C. Eddingsaas, D. J. Flannigan, S. D. Hopkins and H. Xu, "Extreme conditions during multibubble cavitation: Sonoluminescence as a spectroscopic probe," *Elsevier Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 18, pp. 842-846, 2011.
- [25] T. J. Matula, R. A. Roy, P. D. Mourad, W. B. McNamara and K. S. Suslick, "Comparison of multibubble and single-bubble sonoluminescence spectra," *Physical Review Letters*, vol. 75, pp. 2602-2605, 1995.
- [26] Y. T. Didenko, W. B. McNamara and K. S. Suslick, "Molecular emission from single-bubble sonoluminescence," *letters to nature*, vol. 407, pp. 877-879, 19 October 2000.
- [27] K. R. Weninger, C. G. Camara and S. J. Putterman, "Observation of bubble dynamics within luminescent cavitation clouds: Sonoluminescence at the nano-scale," *Physical Review*, vol. 63, pp. 1-7, 2001.
- [28] K. S. Suslick, D. A. Hammerton and R. E. Cline, "Sonochemical hot spot," *Journal of the American Chemical Society*, vol. 108, pp. 5641-5642, 1986.

- [29] "The Arrhenius Equation," Shodor, 2008. [Online]. Available: <http://www.shodor.org/unchem/advanced/kin/arrhenius.html>. [Accessed 23May2012].
- [30] J. B. Jeffries, R. A. Copeland and K. S. Suslick, "Thermal equilibration during cavitation," *Science*, vol. 256, p. 248, 1992.
- [31] W. B. McNamara, Y. T. Didenko and K. S. Suslick, "Sonoluminescence temperatures during multi-bubble cavitation," *Nature*, vol. 401, pp. 772-775, 1999.
- [32] W. B. McNamara, Y. T. Didenko and K. S. Suslick, "Pressure during sonoluminescence," *Journal of Physical Chemistry*, vol. 107, pp. 7303-7306, 2003.
- [33] B. E. Noltingk and E. A. Neppiras, "Cavitation produced by Ultrasonics," *Proceedings of the Physical Society*, vol. 63, pp. 674-685, 1950.
- [34] T. K. Sassenka and W. L. Nyborg, "Sonoluminescence from stable cavitation," *Journal of Chemical Physics*, vol. 53, pp. 1722-1734, 1970.
- [35] C. Sehgal, R. G. Sutherland and R. E. Verrall, "Optical spectra of sonoluminescence from transient and stable cavitation in water saturated with various gases," *Journal of Physical Chemistry*, vol. 84, pp. 388-395, 1980.
- [36] E. B. Flint and K. S. Suslick, "Sonoluminescence from alkali-metal salt solutions," *Journal of Physical Chemistry*, vol. 95, pp. 1484-1488, 1991a.
- [37] T. J. Matula, "Single-bubble sonoluminescence in microgravity," *Ultrasonics*, vol. 38, pp. 559-565, 2000.
- [38] C. D. Ohl, O. Lindau and W. Lauterborn, "Luminescence from spherically and aspherically collapsing laser induced bubbles," *Physical Review Letters*, vol. 80, pp. 393-396, 1998.
- [39] S. J. Putterman, "Sonoluminescence: the star in a jar," *Physics World*, pp. 38-42, 1998.
- [40] A. Prosperetti, "Old-fashioned Bubble Dynamics," in *Sonochemistry and sonoluminescence*, London, Kluwer Academic Publishers, 1998, pp. 39-62.
- [41] J. B. Keller and I. I. Kolodner, "Damping of underwater explosion bubble oscillations," *Journal of Applied Physics*, vol. 27, pp. 1152-1161, 1956.
- [42] J. B. Keller and M. J. Miksis, "Bubble oscillations of large amplitude," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 68, p. 628, 1980.
- [43] A. Prosperetti, L. A. Crum and K. W. Commander, "Nonlinear bubble dynamics," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 83, pp. 502-514, 1988.

- [44] A. Prosperetti and A. Lezzi, "Bubble dynamics in a compressible liquid. I. First-order theory," *The Journal of Fluid Mechanics*, vol. 168, pp. 457-478, 1986.
- [45] F. R. Gilmore, "The growth or collapse of a spherical bubble in a viscous compressible liquid," Hydrodynamics Laboratory, California Institute Technology, Pasadena, 1952.
- [46] A. Prosperetti, "Thermal effects and damping mechanisms in the forced radial oscillations of gas bubbles in liquids," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 61, p. 17, 1977.
- [47] J. O. Hirschfelder, C. F. Curtiss and R. B. Bird, *Molecular Theory of Gases and Liquids*, New York: Wiley & Sons, 1954.
- [48] C. E. Brennen, *Cavitation and Bubble Dynamics*, Oxford: Oxford University Press, 1995.
- [49] S. Hilgenfeldt, M. P. Brenner, S. Grossmann and D. Lohse, "Analysis of Rayleigh-Plesset dynamics for sonoluminescing bubbles," *The Journal of Fluid Mechanics*, vol. 365, pp. 171-204, 1998.
- [50] T. G. Leighton, *The Acoustic Bubble*, London: Academic Press, 1994.
- [51] D. Lohse, M. P. Brenner, T. F. Dupont, S. Hilgenfeldt and B. Johnston, "Sonoluminescing air bubbles rectify argon," *Physical Review Letters*, vol. 78, pp. 1359-1362, 1997.
- [52] B. P. Barber, K. Weninger, R. Lofstedt and S. Putterman, "Observation of a new phase of sonoluminescence at low partial pressures," *Physical Review Letters*, vol. 74, pp. 5276-5279, 1995.
- [53] J. B. Young, J. A. Nelson and W. Kang, "Line emission in single-bubble sonoluminescence," *Physical Review Letters*, vol. 86, pp. 2673-2676, 2001.
- [54] O. Baghdassarian, H. C. Chu, B. Tabbert and G. A. Williams, "Spectrum of luminescence from laser-created bubbles in water," *Physical Review Letters*, vol. 86, pp. 4934-4937, 2001.
- [55] J. Schwinger, "Casimir energy for dielectrics: spherical geometry," *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 89, pp. 11118-11120, 1992.
- [56] C. Eberlein, "Sonoluminescence as quantum vacuum radiation," *Physical Review Letters*, vol. 76, pp. 3842-3845, 1996.
- [57] C. Eberlein, "Theory of quantum radiation observed as sonoluminescence," *Physical Review A*, vol. 53, pp. 2772-2787, 1996.
- [58] A. Prosperetti, "A new mechanism for sonoluminescence," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 101, pp. 2003-2007, 1997.

- [59] N. Xu, L. Wang and X. Hu, "Extreme electrostatic phenomena in a single sonoluminescing bubble," *Physical Review Letters*, vol. 83, pp. 2441-2444, 1999.
- [60] L. Frommhold and A. A. Atchley, "Is sonoluminescence due to collision-induced emission?," *Physical Review E*, vol. 73, pp. 2883-2886, 1994.
- [61] D. Hammer and L. Frommhold, "Sonoluminescence: how bubbles glow," *Journal of Modern Optics*, vol. 48, pp. 239-277, 2001.
- [62] S. Hilgenfeldt, S. Grossmann and D. Lohse, "Sonoluminescence light emission," *PHYSICS OF FLUIDS*, vol. 11, pp. 1318-1330, 1999.
- [63] L. Bernstein and M. Zakin, "Confined electron model for single bubble sonoluminescence," *The Journal of Physical Chemistry*, vol. 99, pp. 14619-14627, 1995.
- [64] B. Gompf, R. Gunther, G. Nick, R. Pecha and W. Eisenmenger, "Resolving sonoluminescence pulse width with time-correlated single photon counting," *Physical Review Letters*, vol. 79, pp. 1405-1408, 1997.
- [65] R. A. Hiller, S. J. Putterman and K. R. Weninger, "Time-resolved spectra of sonoluminescence," *Physical Review Letters*, vol. 80, pp. 1090-1093, 1998.
- [66] N. K. Bourne and J. E. Field, "Bubble collapse and the initiation of explosion," *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. 435, pp. 423-435, 1991.
- [67] W. C. Moss, D. B. Clarke and D. A. Young, "Calculated pulse widths and spectra of a single sonoluminescing bubble," *Science*, vol. 276, pp. 1398-1401, 1997.
- [68] Y. B. Zel'dovich and Y. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*, New York: Academic Press, 1966.
- [69] G. E. Vazquez and S. J. Putterman, "Temperature and pressure dependence of sonoluminescence," *Physical Review Letters*, vol. 85, pp. 3037-3040, 2000.
- [70] R. Toegel, S. Hilgenfeldt and D. Lohse, "Suppressing dissociation in sonoluminescing bubbles: The effect of excluded volume," *Physical Review Letters*, vol. 88, p. 034301, 2002.
- [71] R. A. Hiller and B. P. Barber, "Producing Light from a Bubble of Air," *Scientific American*, pp. 96-98, February 1995.
- [72] A. W. Steer, "Sonoluminescence experiment: Sound Into Light," Techmind, 5 may 2007. [Online]. Available: <http://www.techmind.org/sl/index.html>. [Accessed 10 april 2012].
- [73] "PI Ceramic," PI Ceramic GmbH, 2011. [Online]. Available: <http://www.piceramic.com/index.php>. [Accessed 7 May 2012].

- [74] G. Reinhard, "Single Bubble Sonoluminescence HOWTO," macgeisler, May 1996. [Online]. Available: <http://www.macgeisler.de/nld/sbsl-howto.html>. [Accessed 15 April 2012].
- [75] F. Griesler and M. Ashokkumar, "The effect of surface active solutes on bubbles exposed to ultrasound," *Advances in Colloid and Interface Science*, Vols. 89-90, pp. 423-438, 2001.
- [76] M. A. Beckett and I. Hua, "Impact of ultrasonic frequency on aqueous sonoluminescence and sonochemistry," *The Journal of Physical Chemistry A*, vol. 105, pp. 3796-3802, 2001.
- [77] J. P. Russell, L. A. Crum, T. J. Mason, J. L. Reisse and K. J. Suslick, in *Sonochemistry and Sonoluminescence*, Dordrecht, Kluwer Academic publishers, 1999, pp. 372-376.
- [78] K. S. Suslick and D. J. Casadonte, "Heterogeneous sonocatalysis with nickel powder," *Journal of the American Chemical Society*, vol. 109, pp. 3459-3461, 1987.
- [79] J. R. Blake, M. C. Hooton, P. B. Robinson and R. P. Tong, "Collapsing cavities, toroidal bubbles and jet impact," *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, vol. 355, pp. 537-550, 1997.
- [80] J. Dijksman, "Hydro-acoustics of piezoelectrically driven ink-jet print heads," *Flow, Turbulence and Combustion*, vol. 61, pp. 211-237, 1999.
- [81] M. Versluis, A. v. Heydt, B. Schmitz and D. Lohse, "How snapping shrimp snap: through cavitating bubbles," *Science*, vol. 289, pp. 2114-2117, 2000.
- [82] D. Lohse, B. Schmitz and M. Versluis, "Snapping shrimp make flashing bubbles," *Nature (London)*, vol. 413, pp. 477-478, 2001.
- [83] R. Gramiak and P. M. Shah, "Echocardiography of the aortic root," *Investigative Radiology*, vol. 3, pp. 356-366, 1968.
- [84] S. Barnett, "Proceedings of the WFUMB Symposia on Safety of Ultrasound in Medicine," in *Ultrasound Medical Biology supplies*, London, 1986.
- [85] S. Hilgenfeldt, D. Lohse and M. Zomack, "sound scattering and localized heat deposition of pulse-driven microbubbles," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 107, p. 3530, 2000.
- [86] K. Tachibana, T. Uchida, N. Yamashita and K. Tamura, "Induction of cell-membrane porosity by ultrasound," *The Lancet*, vol. 353, p. 1409, 1999.

-
- [87] K. Takiura, T. Chinzei and K. Imachi, "A PRACTICAL APPLICATION OF SONOLUMINESCENCE TO THE EVALUATION OF THE CAVITATION POTENTIAL OF THE MECHANICAL HEART VALVE," in *Fifth International Symposium on Cavitation*, Osaka, 2003.
- [88] J. D. Wrbanek, G. C. Fralick and S. Y. Wrbanek, "Development of Techniques to Investigate Sonoluminescence as a Source of Energy Harvesting," in *43rd Joint Propulsion Conference sponsored by the American Institute of Aeronautics and Astronautics*, Ohio, 2007.
- [89] R. P. Taleyarkhan, C. D. West, J. S. Cho, R. T. Lahey Jr, R. I. Nigmatulin and R. C. Block, "Evidence for Nuclear Emissions During Acoustic Cavitation," *Science*, vol. 295, pp. 1868-1873, 2002.
- [90] R. P. Taleyarkhan, J. S. Cho, C. D. West, R. T. Lahey Jr, R. I. Nigmatulin and R. C. Block, "Additional evidence of nuclear emissions during acoustic cavitation," *Physical Review E*, vol. 69, pp. 0361091-03610911, 2004.
- [91] I. I. Thomas and H. Maugh, "Purdue physicist found guilty of misconduct," *Los Angeles Times*, July 19, 2008.
- [92] B. Naranjo, J. Gimzewski and S. Putterman, "Observation of nuclear fusion driven by a pyroelectric crystal," *Letters to Nature*, vol. 3575, pp. 1-3, 2005.

