

**THEORY OF THE FIREBALL - HANS A. BETHE**

**(ΘΕΩΡΙΑ ΤΗΣ ΔΙΑΠΥΡΗΣ ΣΦΑΙΡΑΣ)**

**ΜΕΤΑΦΡΑΣΗ: ΣΠΑΝΟΥΔΑΚΗΣ ΕΛΕΥΘΕΡΙΟΣ**





## Contents

Περίληψη του συγγραφέα .....	5
1. Εισαγωγή του συγγραφέα .....	6
2. ΦΑΣΕΙΣ ΑΝΑΠΤΥΞΗΣ .....	9
3. ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑ ΠΙΣΩ ΑΠΟ ΤΟ ΣΟΚ .....	13
a. Ο ρόλος του NO <sub>2</sub> .....	13
b. Κατανομή Θερμοκρασίας πίσω από το σοκ .....	14
c. Μέση Ελεύθερη Διαδρομή και Θερμοκρασία Ακτινοβολίας.....	18
d. Παροχή Ενέργειας.....	20
4. ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΕΣ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗΣ.....	24
a. Υπέρυθρο.....	24
b. Ορατό.....	26
c. Υπεριώδες.....	30
5. ΤΟ ΨΥΚΤΙΚΟ ΚΥΜΑ.....	33
a. Θεωρία των Zel 'donich κ.ά. ....	33
b. Εσωτερική Δομή της Διάπυρης Σφαίρας, Στρώμα Φραγμού .....	36
c. Ταχύτητα του Ψυκτικού Κύματος .....	38
d. Αδιαβατική Διαστολή μετά την Ψύξη. Θερμοκρασία Ακτινοβολίας.....	41
e. Ξεκίνημα του Ισχυρού Ψυκτικού Κύματος.....	44
f. Μέγιστη Εκπομπή.....	47
g. Ασθενές Ψυκτικό Κύμα .....	50
6. ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΩΝ ΤΡΙΩΝ ΔΙΑΣΤΑΣΕΩΝ .....	51
a. Αρχικές συνθήκες και υποθέσεις.....	51
b. Συρρίκνωση της Ισοθερμικής Σφαίρας.....	53
c. Το Θερμό Στρώμα .....	57
7. ΔΙΑΦΑΝΗΣ ΔΙΑΠΥΡΗ ΣΦΑΙΡΑ.....	59



## Περίληψη του συγγραφέα

Στην Ενότητα 2 ορίζονται τα διαδοχικά στάδια της διάπυρης σφαίρας από μία πυρηνική έκρηξη. Το έγγραφο αυτό αφορά κυρίως το Στάδιο C, από την ελάχιστη θερμοκρασία όπου η διάπυρη σφαίρα είναι αδιάφανη μέχρι το σημείο όπου γίνεται διάφανη. Στο πρώτο μέρος αυτού του σταδίου (C I), το σοκ από την έκρηξη (που προηγουμένως ήταν αδιάφανο) γίνεται διάφανο λόγω της ελάττωσης της πίεσης. Η ακτινοβολία προέρχεται από μία περιοχή στην οποία η κατανομή θερμοκρασίας δίνεται ουσιαστικά από τη λύση Taylor· το στρώμα ακτινοβολίας δίνεται από την προϋπόθεση ότι η μέση ελεύθερη διαδρομή είναι περίπου το  $1/50$  της ακτίνας (Ενότητα 3). Στη διάρκεια του σταδίου αυτού η θερμοκρασία ακτινοβολίας αυξάνει περίπου το ίδιο με  $p^{-1/4}$ , όπου  $p$  είναι η πίεση.

Για την παροχή ενέργειας για την ακτινοβολία, ένα ψυκτικό κύμα μεταβαίνει από το εξωτερικό μέρος στο θερμό εσωτερικό. Όταν το κύμα αυτό φτάσει την ισοθερμική σφαίρα, η θερμοκρασία βρίσκεται στο δεύτερό της μέγιστο. Από εκεί και πέρα ο χαρακτήρας της λύσης αλλάζει· τώρα υπερέχει το ψυκτικό κύμα (Στάδιο C II). Αν το πρόβλημα ήταν μονοδιάστατο η θερμοκρασία θα ελαττωνόταν αργά (όπως το  $p^{1/6}$ ), αλλά στη πραγματικότητα πιθανότατα να παραμένει σχεδόν σταθερή στην περίπτωση των τριών διαστάσεων. Η επιφάνεια ακτινοβολίας συρρικνώνεται αργά. Το ψυκτικό κύμα «τρώει» την ισοθερμική σφαίρα μέχρι αυτή να εξαντληθεί τελείως. Το ενδότερο μέρος της ισοθερμικής σφαίρας, δηλαδή το μέρος στο οποίο δεν έχει φτάσει ακόμα το ψυκτικό κύμα, συνεχίζει να διαστέλλεται αδιαβατικά· ως εκ τούτου ψύχεται πολύ αργά και παραμένει αδιάφανο.

Αφού εξαντληθεί ολοκληρωτικά η ισοθερμική σφαίρα, η διάπυρη σφαίρα γίνεται διάφανη και η ακτινοβολία πέφτει ραγδαία. Κατά συνέπεια η διάπυρη σφαίρα παραμένει σε μία κάπως υψηλή θερμοκρασία (Ενότητα 7), περίπου  $5000^\circ\text{K}$ .

Το ψυκτικό κύμα φτάνει την ισοθερμική σφαίρα με μία καθορισμένη πίεση  $p_c \approx 5(\rho_1/\rho_0)^{1/3} \text{ bars}$ , όπου  $\rho_1$  είναι η πυκνότητα περιβάλλοντος και  $\rho_0$  η πυκνότητα στο επίπεδο της θάλασσας. Η θερμοκρασία ακτινοβολίας εκείνη τη στιγμή είναι περίπου  $10000^\circ\text{K}$ . Η μικρή εξάρτηση από τις φυσικές ιδιότητες σχετικά με την απόδοση παρουσιάζεται με προσεγγιστικούς τύπους.

## 1. Εισαγωγή του συγγραφέα

Η ακτινοβολία από την διάπυρη σφαίρα έχει μελετηθεί εντατικά από πολλούς συγγραφείς. Οι Bethe και Teller<sup>1</sup> σε μελέτη τους βρήκαν ότι η ενέργεια που μεταδίδεται από μία πυρηνική έκρηξη στον αέρα μετατρέπεται σε ακτίνες X, και μελέτησαν τα ποιοτικά χαρακτηριστικά της μετάδοσης αυτών των ακτίνων. Στο Los Alamos, ο Marshak<sup>2</sup> και άλλοι έδειξαν ότι αυτή η ακτινοβολία διαδίδεται ως κύμα με οξύ μέτωπο. Οι Hirschfelder και Magee<sup>3</sup> έδωσαν την πρώτη ολοκληρωμένη αντιμετώπιση αυτής της πρώιμης φάσης ανάπτυξης της διάπυρης σφαίρας, και επίσης μελέτησαν κάποιες από τις μεταγενέστερες φάσεις, ειδικότερα το ρόλο του  $NO_2$ .

Πολλές οπτικές παρατηρήσεις έχουν γίνει στις πολυάριθμες δοκιμές των ατομικών όπλων. Μερικά από τα αποτελέσματα περιέχονται στο «Effects of Nuclear Weapons»<sup>4</sup> σελ. 70-84 (βλ. επίσης σελ. 316-368). Μία συνοπτική παρουσίαση των φασματοσκοπικών παρατηρήσεων έως το 1956 συντάχθηκε από τον DeWitt<sup>5</sup>. Ενδελεχής εξέταση του εκτενούς παρατηρητικού υλικού θα δώσει αναμφίβολα πληθώρα περαιτέρω πληροφοριών.

Από θεωρητικής πλευράς, υπήρξε κάποια αναλυτική και καλή συμφωνία των αριθμητικών εργασιών. Αναλυτικές εργασίες έχουν επικεντρωθεί στις αρχικές φάσεις. Μία από αυτές σχετικά με την αρχική ροή της ακτινοβολίας (Στάδιο A στην ενότητα 2) είναι του Freeman<sup>6</sup>. Οι Brode και Gilmore<sup>7</sup> μελέτησαν επίσης το Στάδιο B, την ακτινοβολία από το κύμα κρούσης, με ιδιαίτερη έμφαση στην εξάρτηση από το ύψος.

Ο πιο πλήρης αριθμητικός υπολογισμός έγινε από τον Brode<sup>8</sup> σε μία έκρηξη μεγατόνων στο επίπεδο της θάλασσας. Θα χρησιμοποιήσουμε τα αποτελέσματά του σε μεγάλο βαθμό αλλά για λόγους ευκολίας θα τα μεταφράσουμε σε απόδοση 1 μεγατόνου. Όπου τα φαινόμενα είναι καθαρά υδροδυναμικά, μπορούμε απλά να βάλουμε σε κλίμακα τις γραμμικές διαστάσεις και τον χρόνο με την κυβική ρίζα της απόδοσης, και αυτή είναι η κύρια χρήση των αποτελεσμάτων του Brode που θα κάνουμε, π.χ. στην υποενότητα 3β. Όπου η ακτινοβολία είναι σημαντική, η κλίμακα αυτή θα δώσει μόνο μία γενική εικόνα. Ο Brode υπολόγισε πιέσεις, θερμοκρασίες, πυκνότητες κ.τ.λ. ως συναρτήσεις του χρόνου και της ακτίνας, για χρόνους σε κλίμακα από  $10^{-7}$  sec έως

10 sec. Οι υπολογισμοί δείχνουν ξεκάθαρα τα στάδια ανάπτυξης της διάπυρης σφαίρας και του σοκ, όπως ορίζονται στην Ενότητα 2, τουλάχιστον στα Στάδια Α έως C.

Οι Brode και Meyerott<sup>9</sup> εξέτασαν τα φυσικά φαινόμενα που εμπλέκονται στο οπτικό «άνοιγμα» του σοκ μετά το ελάχιστο της ακτινοβολίας, Στάδιο C I στην ονοματολογία στην Ενότητα 2, ιδίως την ελάττωση της αδιαφάνειας που οφείλεται στην ελαττωμένη πυκνότητα και στη διάσπαση του  $NO_2$ .

Οι Zel'dovich, Kompaneets και Raizer<sup>10</sup> διερεύνησαν τον τρόπο που παρέχεται η ενέργεια για την ακτινοβολία μετά το ελάχιστο της ακτινοβολίας και εισήγαγαν την έννοια του «ψυκτικού κύματος» το οποίο κινείται προς το εσωτερικό της θερμής διάπυρης σφαίρας. Η παρούσα αναφορά αφορά σε μεγάλο βαθμό την επέξταση των ιδεών των Zel'dovich κ.ά. στην πραγματική περίπτωση της μεταβολής της πυκνότητας με τον χρόνο, την πιο γενική λειτουργία της αδιαφάνειας, τη μεταβολή της απορρόφησης ακτινοβολίας με το μήκος κύματος κ.τ.λ.

Έχει αφιερωθεί μεγάλη προσπάθεια για τον υπολογισμό διάπυρων σφαιρών μπαλών σε διάφορα υψόμετρα. Ο Brode<sup>11</sup> έκανε τέτοιους υπολογισμούς το 1958, σε συνδυασμό με τη σειρά δοκιμών του εν λόγω έτους. Ο Gilmore<sup>12</sup> έκανε μία πρόβλεψη για την έκρηξη Bluegill το 1962. Από τότε έχουν γίνει ακριβέστεροι υπολογισμοί για αυτήν την έκρηξη.

Για την κατανόηση των φαινομένων της διάπυρης σφαίρας είναι καλό να έχουμε μία καλή καταστατική εξίσωση για τον αέρα και καλούς πίνακες των συντελεστών απορρόφησης. Για την καταστατική εξίσωση του αέρα έχουμε χρησιμοποιήσει τους πίνακες του Gilmore<sup>13</sup>, αν και ο Hilsenrath<sup>14</sup> δίνει περισσότερες λεπτομέρειες σε κάποια σημεία. Οι δύο υπολογισμοί συμφωνούν. Η εξίσωση του Gilmore προσεγγίστηκε αναλυτικά από τον Brode.

Για τον συντελεστή απορρόφησης χρησιμοποιήσαμε τους πίνακες των Meyerott κ.ά.<sup>15, 16</sup>, που εκτείνονται έως τους  $12.000^\circ K$ . Αυτοί οι πίνακες συμπληρώθηκαν από τη δουλειά των Kivel και Bailey<sup>17</sup> και από τη δουλειά των Taylor και Kivel<sup>18</sup> για τις μεταβάσεις ελεύθερων ηλεκτρονίων στο πεδίο των ουδετέρων ατόμων και μορίων. Σε υψηλότερες θερμοκρασίες υπάρχουν υπολογισμοί από τους Gilmore και Latter<sup>19</sup>, τους Karzas και Latter<sup>20</sup> και καμπύλες από τον Gilmore<sup>21</sup>.

Ο πιο πρόσφατος (Σ.τ.Μ.: για το έτος που συγγράφηκε η αναφορά από τον Bethe) υπολογισμός για την απορρόφηση του αέρα από 18000°K και πάνω έγινε από τους Stuart και Pyatt<sup>22</sup>. Αυτή η περιοχή θερμοκρασίας δεν έχει μεγάλη σημασία για το πρόβλημα του παρόντος εγγράφου, αλλά είναι σημαντική για τη διαστολή της ισοθερμικής σφαίρας στο εσωτερικό του κρουστικού κύματος πριν φτάσει σε αυτή το ψυκτικό κύμα.

Ο Brode<sup>8</sup> χρησιμοποίησε το μεσο όρο του συντελεστή απορρόφησης προς τη συχνότητα, την αδιαφάνεια, η οποία επαρκεί για την αντιμετώπιση της εσωτερικής ροής της ακτινοβολίας. Μία ρεαλιστική αντιμετώπιση της ροής προς το εξωτερικό απαιτεί το συντελεστή απορρόφησης να είναι συνάρτηση της συχνότητας· ο Brode απλώς ήθελε να βρει συνολικά λογικά αποτελέσματα για αυτή τη ροή. Ο ίδιος προσέγγισε την αδιαφάνεια με μία αναλυτική έκφραση. Επίσης στις περισσότερες από τις προαναφερθείσες εργασίες έχει χρησιμοποιηθεί ένας μέσος όρος της αδιαφάνειας με εξαίρεση σε μία εργασία σχετικά με τη ροή ακτινοβολίας από εκρήξεις σε μεγάλο ύψος (Bluegill), όπου η εξάρτηση από τη συχνότητα πρέπει να ληφθεί, και έχει ληφθεί, υπ' όψιν. Ο Gilmore<sup>21</sup> υπολόγισε και κατέστησε διαθέσιμες καμπύλες για την ενεργό αδιαφάνεια, στις οποίες η μέση ελεύθερη διαδρομή της ακτινοβολίας ήταν κατά μέσο όρο μόνο ως προς τις συχνότητες για τις οποίες η μέση ελεύθερη διαδρομή είναι μικρότερη από 1 χιλιόμετρο.

Η λίστα των αναφορών για τις εργασίες σχετικά με την δυναμική της διάπυρης σφαίρας και της αδιαφάνειας είναι κάθε άλλο παρά ολοκληρωμένη.



## 2. ΦΑΣΕΙΣ ΑΝΑΠΤΥΞΗΣ

Η ενέργεια από μία πυρηνική έκρηξη μεταδίδεται διαμέσου των εξωτερικών τμημάτων του όπλου, συμπεριλαμβανομένου και του περιβλήματός του, είτε με μορφή ακτινοβολίας (ακτίνες X), είτε με σοκ ή και με τα δύο. Όποιος κι αν είναι ο τρόπος μετάδοσης στο εσωτερικό του όπλου, άπαξ και η ενέργεια φτάσει στον περιβάλλοντα αέρα, ενέργεια θα μεταδίδεται με τη μορφή ακτίνων X. Αυτό συμβαίνει επειδή ο αέρας θερμαίνεται σε τόσο υψηλή θερμοκρασία (ένα εκατομμύριο βαθμούς ή και περισσότερο) όπου η διάδοση υπό μορφή ακτίνων X είναι πολύ ταχύτερη σε σχέση με την υδροδυναμική. Αυτό το στάδιο διάδοσης ενέργειας (Στάδιο A) έχει μελετηθεί εκτενώς από πολλούς συγγραφείς (π.χ. οι Hirschfelder και Magee στην αναφορά LA-2000) και ως εκ τούτου δε θα εξεταστούν περαιτέρω εδώ.

Κατά τη διάρκεια του Σταδίου A, οι θερμοκρασίες είναι πολύ υψηλές. Το φάσμα Planck του αέρα βρίσκεται στην περιοχή των ακτίνων X ή των μακρινών υπεριωδών ακτίνων, και ως εκ τούτου απορροφάται αμέσως από τον περιβάλλοντα αέρα. Επομένως ο πολύ θερμός αέρας περιβάλλεται από ένα ψυχρό περίβλημα, και μόνον αυτό το περίβλημα είναι ορατό σε παρατηρητές οι οποίοι βρίσκονται σε κάποια απόσταση. Ως εκ τούτου η παρατηρήσιμη θερμοκρασία έχει μικρή φυσική σημασία. Έχει παρατηρηθεί ότι το μέγεθος της φωτεινής σφαίρας αυξάνεται γρήγορα· επίσης αυξάνεται και η συνολική εκπομπή έως ένα πρώτο μέγιστο.

Όταν η θερμοκρασία της κεντρικής σφαίρας του αέρα έχει μειωθεί, με διαδοχική εκπομπή και επαναπορρόφηση ακτίνων X, σε  $300.000^{\circ}\text{K}$ , δημιουργείται υδροδυναμικό σοκ. Το σοκ αυτό κινείται πιο γρήγορα από όσο μπορεί να διαδοθεί η θερμοκρασία με τη μετάδοση ακτινοβολίας. Το σοκ, κατά συνέπεια, διαχωρίζεται από την πολλή θερμή, σχεδόν ισοθερμική σφαίρα στο κέντρο. Αυτό είναι το Στάδιο B κατά την ανάπτυξη. Το σοκ κινείται με απλή υδροδυναμική. Το μέτωπο του κύματος υπακούει στις σχέσεις Hugoniot, και η πυκνότητα δίνεται από την (3.4). Πίσω από το μέτωπο, ο αέρας διαστέλεται αδιαβατικά, και στο 80% της ακτίνας του σοκ, η πυκνότητα είναι δυνατόν να έχει ελαττωθεί κατά ένα παράγοντα 10 ή μεγαλύτερο, σε σύγκριση με την πυκνότητα του σοκ, ενόσω η θερμοκρασία έχει αυξηθεί κατά ένα συγκρίσιμο παράγοντα, (3.16). Έτσι το εσωτερικό είναι σε πολύ

χαμηλή πυκνότητα, και συνεπώς η πίεση θα πρέπει να είναι σχεδόν σταθερή (αλλιώς θα υπήρχαν πολύ μεγάλες επιταχύνσεις οι οποίες θα εξίσωναν γρήγορα την πίεση). Αυτό απλοποιεί σε μεγάλο βαθμό τη δομή του σοκ, και μας οδηγεί σε τέτοιες απλές σχέσεις όπως η (3.2) μεταξύ της ακτίνας σοκ και της πίεσης.

Στο εσωτερικό του σοκ, η ισοθερμική σφαίρα ακολουθεί μία ξεχωριστή διαδικασία. Συνεχίζει να «καταπίνει» περισσότερο υλικό, επειδή συνεχίζεται η ροή ακτινοβολίας, αν και με μειωμένο ρυθμό. Ο Brode υπολόγισε το ιστορικό θερμοκρασιών αρκετών υλικών σημείων, βασιζόμενος στο έγγραφο του RM-2248. Αυτό το ιστορικό δείχνει ξεκάθαρα τη διαστολή της ισοθερμικής σφαίρας σε υλικές συντεταγμένες. Η ισοθερμική σφαίρα παραμένει απομονωμένη από το έξω κόσμο έως ότου φτάσει σε αυτή το ψυκτικό κύμα, Ενότητα 5.

Η ακτινοβολία στο εξωτερικό προέρχεται τώρα από το σοκ. Νωρίς στο Στάδιο B, το σοκ έχει έναν πρόδρομο χαμηλότερης θερμοκρασίας, που οφείλεται στην υπεριώδη ακτινοβολία από το σοκ και η παρατηρήσιμη θερμοκρασία είναι ακόμα κάτω από τη θερμοκρασία του σοκ (Στάδιο B I). Ωστόσο, η παρατηρήσιμη ακτίνα είναι πολύ κοντά στην ακτίνα του σοκ. Αργότερα, καθώς το κρουστικό κύμα ψύχεται, το σοκ ακτινοβολεί άμεσα, και η θερμοκρασία της γίνεται άμεσα παρατηρήσιμη (Στάδιο B II). Το πρώτο μέγιστο στην ορατή ακτινοβολία πιθανότατα εμφανίζεται μεταξύ των Σταδίων B I και B II. Καθώς πέφτει η θερμοκρασία του σοκ, η ακτινοβολία από το κρουστικό κύμα ελαττώνεται, και η παρατηρήσιμη θερμοκρασία ελαττώνεται έως ένα ελάχιστο  $2000^{\circ}\text{K}$  περίπου (Αναφ. 4, παρ. 2.113 σελ. 75).

Όταν το σοκ έχει ψυχθεί επαρκώς, το μέτωπο του κρουστικού κύματος γίνεται διάφανο, ώστε είναι δυνατόν κάποιος να το εξετάσει σε υψηλότερες θερμοκρασίες (Στάδιο C). Ωστόσο η κεντρική ισοθερμική σφαίρα παραμένει αδιάφανη, και για λίγο χρόνο, αόρατη. Επειδή τώρα εμφανίζονται υψηλότερες θερμοκρασίες η συνολική ακτινοβολία αυξάνει σε ένα δεύτερο μέγιστο. Αυτό το στάδιο, έχει εξεταστεί πολύ λίγο θεωρητικά, πέρα από κάποιους αριθμητικούς υπολογισμούς, αποτελεί το αντικείμενο της παρούσας αναφοράς.

Θα δείξουμε ότι για ορισμένο χρόνο στο Στάδιο C, η ακτινοβολία προέρχεται από τον αέρα μεταξύ ισοθερμικής σφαίρας και κρουστικού κύματος (Στάδιο C I). Στο χρόνο αυτό, η ακτινοβολία μπορεί να

υπολογιστεί ουσιαστικά από την κατανομή θερμοκρασίας που δημιουργείται από την αδιαβατική διαστολή του υλικού πίσω από το σοκ (Εν. 3 και υποεν. 5στ και 5ζ). Η θερμοκρασία και η συνολική ένταση της ακτινοβολίας αυξάνονται με το χρόνο προς το μεγαλύτερο, δεύτερο μέγιστο.

Η ενέργεια για την ακτινοβολία παρέχεται σε μεγάλο βαθμό από ένα ψυκτικό κύμα (Εν. 5), το οποίο σταδιακά καταναλώνει το θερμό εσωτερικό. Όταν το ψυκτικό κύμα φτάσει την ισοθερμική σφαίρα, η θερμοκρασία της ακτινοβολίας φτάνει στο μέγιστο (υποεν. 5ε) και ελαττώνεται ξανά καθώς το ψυκτικό κύμα καταναλώνει όλο και πιο βαθιά την ισοθερμική σφαίρα (Στάδιο C II). Αυτή η διαδικασία ολοκληρώνεται με την ισοθερμική σφαίρα να έχει καταναλωθεί τελείως (Εν. 6).

Αφού συμβεί αυτό, ολόκληρη η διάπυρη σφαίρα, και η ισοθερμική σφαίρα και το ψυχρό περίβλημα, είναι διάφανη στη θερμική της ακτινοβολία (Στάδιο D). Οι μοριακές ζώνες, που προηγουμένως εμφανίστηκαν στην απορρόφηση, εμφανίζονται τώρα στην εκπομπή (Στάδιο D I). Η εκπομπή θα οδηγήσει σε περαιτέρω ψύξη της διάπυρης σφαίρας, αλλά με μικρότερο ρυθμό σε σχέση με πριν. Σύντομα όταν η θερμοκρασία πέσει κάτω από τους  $6000^{\circ}K$  περίπου, η εκπομπή εξασθενεί αρκετά, και η επακόλουθη ψύξη είναι σχεδόν εξ'ολοκλήρου αδιαβατική (Στάδιο D II). Στο επίπεδο της θάλασσας, η πίεση μπορεί να πέσει σε 1 bar πριν πέσει η θερμοκρασία κάτω από τους  $6000^{\circ}K$ · σε αυτήν την περίπτωση δεν υφίσταται Στάδιο D II. Συνήθως το Στάδιο D II υπάρχει σε μεγαλύτερα υψόμετρα.

Η πύρινα μπάλα τότε θα παραμείνει θερμή, στους  $6000^{\circ}K$  ή σε μία ελαφρώς χαμηλότερη θερμοκρασία, λόγω αδιαβατικής διαστολής στο Στάδιο D II. Η μόνη διαδικασία που μπορεί τώρα να οδηγήσει σε περαιτέρω ψύξη, είναι η αύξηση της διάπυρης σφαίρας, που οδηγεί σε περαιτέρω αδιαβατική διαστολή, και κυρίως στην τυρβώδη ανάμιξη στην επιφάνεια με τον ατμοσφαιρικό αέρα (Στάδιο E). Ο χρόνος που απαιτείται για να γίνει αυτό είναι συνήθως 10 δευτερόλεπτα ή περισσότερο, και καθορίζεται από την άνωση.

Σε πολύ μεγάλα υψόμετρα, το κρουστικό κύμα δεν παίζει ποτέ σημαντικό ρόλο, αλλά η διάδοση ακτινοβολίας συνεχίζεται έως ότου η θερμοκρασία γίνει τόσο χαμηλή ώστε να μην αρκεί για αποτελεσματική εκπομπή. Με άλλα λόγια, το Στάδιο A συνεχίζει ως το

τέλος. Σαφώς και δημιουργείται σοκ, αλλά είναι τόσο μικρής σημασίας που παίζει μικρό ρόλο στην κατανομή ενέργειας. Σε μέτρια υψόμετρα, ως πούμε 10 με 30 χιλιόμετρα, τα στάδια είναι περίπου ίδια όπως και στο επίπεδο της θάλασσας, αλλά το κρουστικό κύμα γίνεται διάφανο νωρίτερα, δηλαδή, σε υψηλότερη θερμοκρασία, επειδή η πυκνότητα είναι χαμηλότερη· αυτό σημαίνει ότι η ελάχιστη εκπομπή έρχεται νωρίτερα. Το Στάδιο C εξελίσσεται παρόμοια όπως και στο επίπεδο της θάλασσας, αλλά στο δεύτερο μέγιστο της ακτινοβολίας η πίεση εξακολουθεί να είναι πολύ μεγαλύτερη από την ατμοσφαιρική, και ως εκ τούτου στο Στάδιο C II έχουμε μεγαλύτερη ακτινική διαστολή της ισοθερμικής σφαίρας από ό, τι στο επίπεδο της θάλασσας η οποία προχωράει συγχρόνως με την προς τα μέσα κίνηση του ψυκτικού κύματος. Επιπλέον υπάρχει μεγάλη αδιαβατική διαστολή μετά τη διείσδυση του ψυκτικού κύματος στο κέντρο. Η θερμοκρασία στην οποία σταματάει η ακτινοβολία είναι υψηλότερη, λόγω της ελαττωμένης πυκνότητας.

### 3. ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑ ΠΙΣΩ ΑΠΟ ΤΟ ΣΟΚ

#### a. Ο ρόλος του $\text{NO}_2$

Τα διατομικά μόρια στον αέρα σε θερμοκρασία περιβάλλοντος, τόσο τα ουδέτερα όσο και τα ιόντα, παρουσιάζουν πολύ μικρή απορρόφηση στην περιοχή του ορατού σε θερμοκρασίες μέχρι περίπου  $4000^\circ\text{K}$ . Αυτό φαίνεται καθαρά στους πίνακες από τον Meyerott κ.ά.<sup>16</sup>. Για τους σκοπούς του παρόντος εγγράφου θα ορίσουμε την περιοχή του ορατού, αυθαίρετα και λανθασμένα, το εύρος συχνοτήτων

$$\begin{aligned} h\nu &= 1/2 \text{ έως } 2 - 3/4 \text{ eV} \\ &= 4050 \text{ έως } 22.300 \text{ cm}^{-1} \\ &= 2,48 \text{ έως } 0,45 \text{ }\mu\text{m}, \quad (3.1) \end{aligned}$$

Τότε, ακόμη και σε πυκνότητα τόσο υψηλή όσο  $10\rho_0$  (όπου  $\rho_0 = 1.29 \times 10^{-3} \text{ gr/cm}^3$ , η πυκνότητα του αέρα σε Κ.Σ.), η μέση ελεύθερη διαδρομή δεν είναι ποτέ μικρότερη από  $100 \text{ m}$  στους  $4000^\circ\text{K}$ ,  $1000 \text{ m}$  στους  $3000^\circ\text{K}$ , ενώ είναι ακόμη μεγαλύτερη σε χαμηλότερες θερμοκρασίες. Αυτές οι τιμές αναφέρονται σε  $h\nu = 2 - 5/8 \text{ eV}$  για χαμηλότερες συχνότητες η μέση ελεύθερη διαδρομή είναι ακόμα μεγαλύτερη.

Σε ένα κρουστικό κύμα από μια έκρηξη μεγατόνων στο επίπεδο της θάλασσας, η περιοχή θερμοκρασίας  $3000^\circ\text{K}$  με  $4000^\circ\text{K}$  καταλαμβάνει μια απόσταση περίπου  $10 \text{ m}$ . Έτσι αυτή η περιοχή είναι σίγουρα διάφανη, ακόμη και στην υψηλότερη δυνατή πυκνότητα που είναι περίπου  $10\rho_0$ . Το συμπέρασμα αυτό ισχύει ακόμη περισσότερο για εκρήξεις σε μεγαλύτερο υψόμετρο. Οι πίνακες του Meyerott κ.ά. δεν περιλαμβάνουν απορρόφηση από τριατομικά (και πιο πολύπλοκα) μόρια. Από αυτά το  $\text{NO}_2$  είναι γνωστό ότι έχει ισχυρές ζώνες απορρόφησης στην περιοχή του ορατού. (Μετά την ολοκλήρωση του εγγράφου ο συγγραφέας έλαβε από τον Gilmore<sup>23</sup> νέους υπολογισμούς οι οποίοι συμπεριελάμβαναν την επίδραση του  $\text{NO}_2$ ). Το αποτέλεσμα είναι εξαιρετικά εντυπωσιακό όπως φαίνεται στον Πίνακα 1, ο οποίος μας δίνει το συντελεστή απορρόφησης για την «χαρακτηριστική» συχνότητα  $h\nu = 2 - 1/8 \text{ eV}$ , και για διάφορες θερμοκρασίες και

πυκνότητες (η απορρόφηση είναι ισχυρή από  $1 - 3/4$  έως  $2 - 3/4$  eV).

Πίνακας 1. Συντελεστές Απορρόφησης για  $h\nu=2-1/8$  eV με και χωρίς  $NO_2$

$\rho/\rho_0$	10	10	10	10	1
$T$	2000	3000	4000	6000	3000
Χωρίς $NO_2$	0	$1,7 \times 10^{-8}$	$8,3 \times 10^{-6}$	$3,1 \times 10^{-2}$	$1,7 \times 10^{-9}$
Με $NO_2$	$5,3 \times 10^{-3}$	$1,2 \times 10^{-2}$	$1,5 \times 10^{-2}$	$3,1 \times 10^{-2}$	$3,7 \times 10^{-4}$

Επειδή το  $NO_2$  είναι τριατομικό, η απορρόφηση του εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από την πυκνότητα. Καθώς το αέριο που βρίσκεται υπό την επίδραση του κρουστικού κύματος διαστέλλεται, το  $NO_2$  διασπάται και το αέριο γίνεται διάφανο. Οι Brode και Meyerott **Error! Bookmark not defined.** υπολόγισαν βάσει εύλογων υποθέσεων, τις επιδράσεις αυτής της διάσπασης στις οπτικές ιδιότητες της διάπυρης σφαίρας. Δε θα συζητήσουμε την επίδραση του  $NO_2$  περαιτέρω, αλλά θα πρέπει να υποθέσουμε ότι αυτή η ουσία έχει εξαφανιστεί κατά τον χρόνο τον οποίο εξετάζουμε.

### b. Κατανομή Θερμοκρασίας πίσω από το σοκ

Θέλουμε να υπολογίσουμε την κατανομή θερμοκρασίας πίσω από το σοκ. Αυτό μπορούμε να το κάνουμε επειδή το υλικό που έχει περάσει από το σοκ διαστέλλεται σχεδόν αδιαβατικά, εφόσον δεν έχει καταβροχθιστεί από την θερμή ισοθερμική σφαίρα. Το χρονικό διάστημα που μας ενδιαφέρει είναι από όταν η θερμοκρασία του σοκ πηγαίνει από  $4000^\circ K$  μέχρι μερικές εκατοντάδες βαθμούς, δηλαδή μέχρι να ξεκινήσει το ισχυρό ψυκτικό κύμα (Εν. 5). Για μία έκρηξη 1-μεγατόνου, το χρονικό διάστημα αυτό αντιστοιχεί από  $t = 0,05$  έως  $0,25$  sec.

Σε μία δεδομένη χρονική στιγμή, η πίεση είναι σχεδόν σταθερή στο μεγαλύτερο μέρος του όγκου στο εσωτερικό του κρουστικού κύματος, εκτός από τα άμεσα γειτονικά σημεία του σοκ· η πίεση του σοκ είναι περίπου διπλάσια αυτής της σταθερής εσωτερικής πίεσης. Συγκρίνοντας δύο υλικά στοιχεία στην «εσωτερική» περιοχή, μπορούμε να υπολογίσουμε τις σχετικές θερμοκρασίες τους, εάν γνωρίζουμε τις θερμοκρασίες τους όταν τα διαπερνά το σοκ, και από εκεί και πέρα να υποθέσουμε αδιαβατική διαστολή.

Ένα υλικό στοιχείο το οποίο αρχικά βρίσκεται στο σημείο  $r$  θα νιώσει την επίδραση του σοκ όταν η ακτίνα του σοκ γίνει ίση με  $r$ . Η πίεση του σοκ τώρα είναι:

$$P_s(r) = 20(\gamma'_{AV} - 1)Yr^{-3}, \quad (3.2)$$

Όπου:

$Y$  η απόδοση σε μεγατόνους,

$r$  η ακτίνα σε χιλιόμετρα,

$$\gamma' - 1 = \frac{P}{\rho E} = \frac{\text{Πίεση}}{\text{Ενέργεια ανά μονάδα όγκου}}, \quad (3.3)$$

και ο μέσος όρος του  $\gamma$  λαμβάνεται ως προς τον όγκο στο εσωτερικό του σοκ. Η βάση της (3.2) είναι ότι η συνολική ενέργεια στον όγκο υπό την επίδραση του σοκ,  $Y$ , είναι ο όγκος επί τη μέση ενέργεια ανά μονάδα όγκου, όπου το τελευταίο είναι η μέση πίεση διαιρεμένη με το  $\gamma' - 1$  και η μέση πίεση είναι κοντά στο μισό της πίεσης του σοκ.

Η πυκνότητα στο σοκ είναι

$$\rho_s = \frac{\gamma'_s + 1}{\gamma'_s - 1} \rho_0 \approx \frac{2}{\gamma'_s - 1} \rho_0, \quad (3.4)$$

Όπου ο δείκτης “s” αναφέρεται σε συνθήκες σοκ. Οι πίνακες του Gilmore **Error! Bookmark not defined.** μας δείχνουν ότι το  $\gamma'$  δεν αλλάζει πολύ κατά μήκος μιας αδιαβατικής καμπύλης. Ως παράδειγμα παραθέτουμε στον πίνακα 2 ορισμένες ποσότητες που αναφέρονται σε μερικές αδιαβατικές καμπύλες οι οποίες είναι ιδιαίτερα σημαντικές για τη θεωρία μας. Αυτές είναι οι καμπύλες για τις οποίες η θερμοκρασία  $T$  βρίσκεται μεταξύ  $4.000^\circ\text{K}$  και  $12.000^\circ\text{K}$  σε πυκνότητα  $0,1\rho_0$ . Στη δεύτερη γραμμή παραθέτουμε τη θερμοκρασία  $T_s$  για την ίδια εντροπία  $S$  σε πυκνότητα  $\rho_s = 10\rho_0$ . Η πυκνότητα αυτή είναι πολύ κοντά στην πυκνότητα του σοκ (3.4) έτσι ώστε μπορούμε να θεωρήσουμε το  $T_s$  ως τη θερμοκρασία του ίδιου υλικού όταν το κρουστικό κύμα πέρασε μέσα από αυτό. (Αδιαβατική διαστολή, δηλαδή υποθέτουμε μη διάδοση ακτινοβολίας). Η τρίτη γραμμή δίνει το  $\gamma' - 1$  για τις «παρούσες» συνθήκες,  $\rho = 0,1\rho_0$  και  $T$ , και η τέταρτη γραμμή είναι η ίδια ποσότητα υπό συθήκες σοκ. Είναι φανερό ότι η ποσότητα  $\gamma' - 1$  είναι σχεδόν σταθερή για  $T = 4.000^\circ\text{K}$  και  $6000^\circ\text{K}$ , και λιγότερο σταθερή για  $T = 8.000^\circ\text{K}$  και  $12.000^\circ\text{K}$ . Κατά μέσο όρο έχουμε  $\gamma' - 1 \approx 0,18$ . Οι δύο

τελευταίες γραμμές του Πίνακα 2 δίνουν τον αριθμό των σωματιδίων (άτομα, ιόντα, ηλεκτρόνια) ανά αρχικό μόριο αέρα υπό τις «παρούσες» συνθήκες και υπό συνθήκες σοκ.

Πίνακας 2. Αδιαβατικές

	«Παρούσα» πυκνότητα	$0,1\rho_0$	Πυκνότητα σοκ	$10\rho_0$
$T$	$4.000^\circ K$	$6.000^\circ K$	$8.000^\circ K$	$12.000^\circ K$
$T_s$	$9.000^\circ K$	$10.500^\circ K$	$18.000^\circ K$	$28.000^\circ K$
$\gamma' - 1$	0,213	0,194	0,144	0,153
$\gamma_s - 1$	0,208	0,190	0,190	0,20
$Z$	1,13	1,27	1,68	2,06
$Z_s$	1,3	1,6	2,06	3

Υποθέτοντας μία αδιαβατική με σταθερό  $\gamma = \gamma'$ , η πυκνότητα ενός στοιχείου μάζας είναι

$$\rho = \rho_s \left( \frac{p}{p_s} \right)^{1/\gamma}, \quad (3.5)$$

Τώρα το  $\rho_s$  είναι σταθερό, και σε οποιαδήποτε χρονική στιγμή, το  $p$  είναι το ίδιο για όλα τα στοιχεία μάζας εκτός από αυτά που είναι πολύ κοντά στο σοκ, ως εκ τούτου

$$\rho \sim p_s^{-1/\gamma}, \quad (3.6)$$

Αν εισάγουμε τώρα τη συντομογραφία

$$m = r^3, \quad (3.7)$$

η οποία είναι ανάλογη της μάζας που βρίσκεται μέσα στο στοιχείο μάζας που εξετάζουμε, και χρησιμοποιήσουμε την (3.2), βρίσκουμε ότι για κάθε δεδομένη χρονική στιγμή

$$\rho \sim m^{1/\gamma}, \quad (3.8)$$

Η ακτίνα  $R$  δίνεται από τον τύπο

$$R^3 = \int \frac{dm}{\rho} \sim \int \frac{dm}{m^{1/\gamma}} = m \frac{\gamma - 1}{\gamma} - C, \quad (3.9)$$

όπου  $C$  σταθερός αριθμός. Θα θέσουμε  $C = 0$ , που ισοδυναμεί με την (εσφαλμένη) υπόθεση ότι η εξίσωση (3.8) ισχύει μέχρι  $m = 0$ . Στην



πραγματικότητα, η ισοθερμική σφαίρα προσδίδει στη σταθερά αυτή μία πεπερασμένη θετική τιμή.

Για να βρούμε την κατανομή θερμοκρασίας, σημειώνουμε ότι η ενθαλπία  $H$  ισούται με

$$H = \frac{\gamma'}{\gamma' - 1} \frac{p}{\rho}, \quad (3.10)$$

Χρησιμοποιούμε την ενθαλπία και όχι την εσωτερική ενέργεια, επειδή το εσωτερικό του σοκ βρίσκεται υπό σταθερή πίεση και όχι υπό σταθερή πυκνότητα. Η θερμοδυναμική εξίσωση για την ενθαλπία είναι

$$TdS = dH - v dp, \quad (3.11)$$

Για δοσμένη πίεση, δηλαδή σε δεδομένη χρονική στιγμή οι (3.8) και (3.10) δίνουν

$$H \sim \rho^{-1} \sim m^{-1/\gamma} \sim R^{-3/(\gamma-1)}, \quad (3.12)$$

Η προσέγγιση τώρα της σχέσης μεταξύ της εσωτερικής ενέργειας και της θερμοκρασίας δίνεται από τον Gilmore **Error! Bookmark not defined.**, Σχ. 5, ήτοι<sup>i</sup>

$$E = 4,2_5 \times 10^{11} \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{-0,1} T'^{1,5} \text{ erg/gm}, \quad (3.13)$$

όπου  $T'$  είναι η θερμοκρασία σε  $10^4$  βαθμούς. Λύνοντας την (3.3) ως προς  $\rho$  και θέτοντας  $\gamma' = 1,18$ , που είναι ένας λογικός μεσος όρος (Πίνακας 2), μπορούμε να ξαναγράψουμε την (3.13) ως εξής

$$E = 7,0 \times 10^{11} p^{-1/9} T'^{5/3}, \quad (3.14)$$

όπου  $p$  είναι η πίεση σε bars. Αφού το  $H$  είναι ανάλογο του  $E$ , οι (3.12) και (3.14) δίνουν

$$T \sim H^{3/5} \sim R^{-1,8/(\gamma-1)} \equiv R^{-\alpha}, \quad (3.15)$$

Χρησιμοποιώντας  $\gamma' - 1 = 0,18$ , που δεν απέχει πολύ από τον μέσο όρο του Πίνακα 2 έχουμε

---

<sup>i</sup> Η θερμοδυναμική σχέση  $\left( \frac{\partial E}{\partial v} \right)_T = T \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - p$  οδηγεί σε μία σχέση μεταξύ του  $\gamma - 1$  και των εκθετών της εξίσωσης  $E = A \rho^{-x} T^y$  η οποία είναι η  $x = (\gamma - 1)(y - 1)$ . Αφού επιλέξαμε  $\gamma = 1,18$  και  $y = 1,5$  η σχέση αυτή δίνει  $x = 0,09$ . Αυτό είναι σε επαρκή συμφωνία με το  $x = 0,1$  που χρησιμοποιήσαμε στην (3.13).

$$T \sim R^{-10}, \quad (3.16)$$

Οι αριθμητικοί υπολογισμοί του BrodeError! Bookmark not defined. είναι σε καλή συμφωνία με αυτό στους σχετικούς χρόνους από 0,05 sec έως 0,5 sec.

Σημειώνουμε ότι η εξίσωση (3.16) ελήφθη χωρίς ολοκλήρωση των υδροδυναμικών σχέσεων· προκύπτει απλά από την καταστατική εξίσωση. Οι ασθενέστερες παραδοχές είναι 1<sup>ον</sup> η σχέση μεταξύ  $E$  και  $T$ , (3.13), και 2<sup>ον</sup> η αγνόηση της σταθεράς στην (3.9). Σε κάθε περίπτωση όμως το  $T$  θα είναι μία πολύ υψηλή δύναμη του  $R$ .

### γ. Μέση Ελεύθερη Διαδρομή και Θερμοκρασία Ακτινοβολίας

Η εκπομπή ακτινοβολίας από μία σφαίρα μεταβλητής θερμοκρασίας εξαρτάται από τον συντελεστή απορρόφησης. Για το ορατό φως, ο συντελεστής απορρόφησης αυξάνεται ραγδαία με τη θερμοκρασία<sup>16</sup>. Για οποιοδήποτε δοσμένο μήκος κύματος, η εκπομπή τώρα θα έρθει από ένα στρώμα το οποίο αποτελεί μία μέση οπτική ελεύθερη διαδρομή στο εωτερικό του θερμού υλικού<sup>ii</sup>.

Υποθέτουμε ότι η μέση ελεύθερη διαδρομή είναι

$$\ell = \ell_1 T'^{-n}, \quad (3.17)$$

όπου ο εκθέτης  $n$  και ο συντελεστής  $\ell_1$  εξαρτώνται από το μήκος κύματος. Τότε το οπτικό βάθος για δεδομένο  $R$  είναι

$$D(R) = \int_R^\infty \frac{dR'}{\ell(R')}, \quad (3.18)$$

<sup>ii</sup> Στην πραγματικότητα η μέγιστη εκπομπή προέρχεται από πιο βαθειά εντός της διάπυρης σφαίρας. Για να το δούμε αυτό υπολογίζουμε την εκπομπή κάθετα προς την επιφάνεια

$J = \int dr \mathcal{E}(R) e^{-D(R)} dR$  όπου  $\mathcal{E} = \frac{2h\nu^3}{c^2\ell} e^{-h\nu/kT}$  είναι η ικανότητα εκπομπής. Το ολοκλήρωμα έχει ένα μέγιστο στο  $R^*/\ell^* = n\alpha + \alpha h\nu/kT^*$ . Το οπτικό βάθος στο μέγιστο είναι  $D^* = D(R^*) = \frac{n\alpha + \alpha h\nu/kT^*}{n\alpha - 1}$  που είναι περίπου 2 και όχι 1 στο μπλε. Με απότομες καθόδους και με περιστασιακή χρήση του  $1/n\alpha = 0$  προκύπτει ότι

$J = \frac{\sqrt{2\pi}}{e} \sqrt{1 + \frac{h\nu}{kT^*}} B(\nu, T^*)$ , μεγαλύτερο κατά ένα συντελεστή περίπου 2 από ό,τι το  $J$  που χρησιμοποιήσαμε στο κείμενο.

Χρησιμοποιώντας τις (3.15) και (3.17)

$$\begin{aligned} D(R) &= \frac{1}{\ell(R)} \int_R^\infty \left( \frac{T(R')}{T(R)} \right)^n dR' \\ &= \frac{1}{\ell(R)} \int_R^\infty \left( \frac{R}{R'} \right)^{n\alpha} dR' \\ &= \frac{R}{(n\alpha - 1)\ell(R)}, \quad (3.19) \end{aligned}$$

Μία τυπική τιμή για το  $n$  είναι το 5 [βλ. (5.52)], και για το  $\alpha$  το 10 ή λίγο μεγαλύτερη. Έτσι για να έχουμε

$$D(R) = 1, \quad (3.20)$$

χρειαζόμαστε

$$\ell(R) \approx \frac{1}{50} R, \quad (3.21)$$

Δεδομένου ότι οι τιμές του  $R$  που μας ενδιαφέρουν είναι της τάξης των μερικών εκατοντάδων μέτρων, το στρώμα εκπομπής θα καθορίζεται από το γεγονός ότι η μέση ελεύθερη διαδρομή είναι περίπου 5 με 10 μέτρα.

Οι εξισώσεις (3.18) έως (3.21) ισχύουν για εκπομπή σε ακριβώς ακτινική κατεύθυνση. Αν υπάρχει απόκλιση από την ακτίνα κατά γωνία  $\theta$  παίρνουμε

$$\ell(R, \theta) = \frac{\ell(R)}{\cos \theta}, \quad (3.22)$$

Η φαινόμενη θερμοκρασία του στρώματος εκπομπής είναι σύμφωνα με την (3.17)

$$T(R, \theta) = T(R, 0)(\cos \theta)^{1/n}, \quad (3.23)$$

όπου  $T(R, 0)$  είναι η θερμοκρασία εκπομπής για εκπομπή σε ακτινική κατεύθυνση. Η ένταση της εκπομπής είναι γνωστή συνάρτηση του μήκους κύματος και της θερμοκρασίας. Δεδομένου ότι η φαινόμενη θερμοκρασία μειώνεται (αν και με αργό ρυθμό) με τη γωνία  $\theta$ , σύμφωνα με την (3.23) θα υπάρξει συσκότιση των άκρων. Από τις αρκετές φωτογραφίες των ατομικών εκρήξεων, θα έπρεπε να είναι

δυνατόν να παρατηρηθεί αυτό το σκούρο χρώμα των άκρων κι έτσι να ελέγξουμε τις τιμές του  $n$ .

Η σχέση (3.17) χρειάζεται να ισχύει μόνο στις κοντινές τιμές του  $\ell$  στην (3.21), και είναι ως εκ τούτου αρκετά γενικές όσο το  $\ell$  ελαττώνεται με την αύξηση της θερμοκρασίας. Ο εκθέτης  $n$  θα πρέπει να καθοριστεί σε σταθερή πίεση. Για ορισμένα μήκη κύματος, ιδιαίτερα στο υπεριώδες, η (3.17) δεν είναι έγκυρη· αυτά τα μήκη κύματος απορροφούνται ισχυρά από κρύο ή ψυχρό αέρα (υποεν. 4c). Για παράδειγμα, για  $\rho = \rho_0$  και  $T = 2000^\circ K$ , η μέση ελεύθερη διαδρομή είναι μικρότερη από 1 μέτρο για όλα τα φωτόνια<sup>16</sup> με  $h\nu > 4,7 \text{ eV}$  ( $\lambda < 0,26 \mu m$ ). Δεδομένου ότι η εκπομπή φωτός με τέτοιο μήκος κύματος από τόσο ψυχρό αέρα είναι αμελητέα, η διάπυρη σφαίρα δε θα εκπέμψει καθόλου ακτινοβολία.

Θα μιλήσουμε λεπτομερώς για τον συντελεστή απορρόφησης στην περιοχή του ορατού στην υποεν. 4b. Όπως φαίνεται από τους πίνακες του Meyerott κ.ά.<sup>16</sup> και από τον Πίνακα 6, για  $\rho = \rho_0$  η μέση ελεύθερη διαδρομή είναι της τάξης των 5 μέτρων στους  $6000^\circ K$  περίπου. Αυτό αντιστοιχεί σε πίεση **Error! Bookmark not defined.** περίπου 25 bars. Για  $\rho = 0,1\rho_0$  η απαιτούμενη μέση ελεύθερη διαδρομή μερικών μέτρων επιτυγχάνεται στους  $10.000^\circ K$  περίπου, με  $p \approx 7 \text{ bars}$ . Έτσι, για μία σχετικά μέτρια ελάττωση στην πίεση, η ενεργή θερμοκρασία της ακτινοβολίας αυξάνεται από τους  $6.000^\circ K$  στους  $10.000^\circ K$ , που αντιστοιχεί σε μία πολύ σημαντική αύξηση στην ένταση της ακτινοβολίας. Αυτός είναι ο μηχανισμός της αύξησης της ακτινοβολίας προς το δεύτερο μέγιστο. Πιο λεπτομερής συζήτηση θα γίνει στην Εν. 5.

#### d. Παροχή Ενέργειας

Όσο η θερμοκρασία ακτινοβολίας είναι χαμηλή, πολύ λίγη ενέργεια θα εκπεμφθεί με τη μορφή ακτινοβολίας, και αυτή η εκπομπή θα τροποποιήσει ελαφρώς μόνο την ψύξη του υλικού λόγω αδιαβατικής διαστολής. Ωστόσο όταν η θερμοκρασία ακτινοβολίας αυξάνεται, η ψύξη της ακτινοβολίας θα υπερβαίνει την αδιαβατική ψύξη σε αυξανόμενο βαθμό. Τότε καθίσταται αναγκαία η παροχή ενέργειας από το εσωτερικό προς την επιφάνεια ακτινοβολίας.

Το μεγαλύτερο μέρος της ακτινοβολίας προέρχεται από το πάχος μίας οπτικής μέσης ελεύθερης διαδρομής κοντά στην ακτίνα στην οποία η (3.21) ικανοποιείται. Έστω  $J$  η ακτινοβολία που εκπέμπεται ανά μονάδα επιφάνειας ανά δευτερόλεπτο (η οποία θα είναι της τάξης

της ακτινοβολίας του μέλανος σώματος· βλ. παρακάτω και υποεν. 4c)· τότε η απώλεια ενθαλπίας λόγω ακτινοβολίας, ανά γραμμάριο ανά δευτερόλεπτο θα είναι

$$-\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_{rad} = \frac{J}{\ell\rho}, \quad (3.24)$$

Η αδιαβατική διαστολή, σύμφωνα με την (3.11), θα δώσει μία αλλαγή στην ενθαλπία

$$\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_{adi} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial t}, \quad (3.25)$$

Όσο το σοκ είναι ισχυρό, δηλαδή όσο το  $p$  είναι μεγάλο σε σύγκριση με την πίεση περιβάλλοντος  $p_1$ , η πίεση συμπεριφέρεται ως

$$p \sim t^{-1,2}, \quad (3.26)$$

όπου  $t$  είναι ο χρόνος από την έκρηξη· επομένως

$$-\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_{adi} = \frac{1,2}{\rho} \frac{p}{t}, \quad (3.27)$$

Η ακτινοβολία θα είναι μία σχετικά μικρή διατάραξη όσο η (3.24) είναι μικρότερη από την (3.27). Αυτό θα πάψει να ισχύει όταν

$$\frac{J}{\ell} = 1,2 \frac{p}{t}, \quad (3.28)$$

Χρησιμοποιώντας τώρα την (3.21) η (3.28) δίνει

$$\frac{1,2}{50} p \frac{R}{t} = J, \quad (3.29)$$

Λόγω της απότομης εξάρτησης της θερμοκρασίας από το  $R$ , (3.16), η επιφάνεια ακτινοβολίας θα είναι κοντά στο μέτωπο του κρουστικού κύματος  $R_s$ . Τώρα οι σχέσεις Hugoniot δηλώνουν ότι για  $\gamma$  κοντά στο 1

$$\dot{R}_s = \left(\frac{2p}{\rho_1}\right)^{1/2}, \quad (3.30)$$

όπου  $\rho_1$  είναι η πυκνότητα περιβάλλοντος και  $p_s = 2p$  είναι η πίεση του σοκ. Επιπλέον στην περίπτωση ισχυρού σοκ,

$$R_s \sim t^{0,4}$$

$$\frac{R_s}{t} = 2,5\dot{R}_s, \quad (3.31)$$

Εισάγοντάς την στην (3.29),

$$0,06\sqrt{2}p^{3/2} = J\rho_1^{1/2}, \quad (3.32)$$

Η ακτινοβολία μέλανος σώματος σε θερμοκρασία  $10^4 T'$  είναι

$$J_0 = 5,7 \times 10^{11} T'^4 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec}, \quad (3.33)$$

Στην πραγματικότητα μόνο η ακτινοβολία μέχρι  $h\nu_0 = 2,75 \text{ eV}$  είναι δυνατόν να εκπεμφθεί σε μεγάλες αποστάσεις, επειδή η απορρόφηση είναι πολύ μεγάλη για ακτινοβολία υψηλότερης συχνότητας (βλ. παραπάνω και υποεν. 4c). Το μέρος του φάσματος του μέλανος σώματος που μπορεί να εμπεμφθεί δίνεται με καλή προσέγγιση από την

$$\varepsilon = \frac{1}{6} \int_0^{u_0} u^3 du e^{-u} = 1 - e^{-u_0} \left( 1 + u_0 + \frac{1}{2} u_0^2 + \frac{1}{6} u_0^3 \right), \quad (3.34)$$

Όπου

$$u_0 = \frac{h\nu_0}{kT}, \quad (3.35)$$

Για  $T = 8.000^\circ\text{K}$ , έχουμε  $u_0 = 4$  και η αποτελεσματική εκπομπή είναι

$$\varepsilon(4) = 0,57, \quad (3.36)$$

Στην (3.34) αγνοήσαμε το γεγονός ότι η υπέρυθη ακτινοβολία, κάτω από  $1/2 \text{ eV}$  περίπου, επίσης δεν μπορεί να εκπεμφθεί (υποεν. 4a), και προσεγγίσαμε το  $(e^u - 1)^{-1}$  στο φάσμα Planck με το  $e^{-u}$ . και οι δύο αυτές «διορθώσεις» είναι μικρές. Επιλέξαμε  $T_0 = 8.000^\circ\text{K}$  ως μία λογική μέση θερμοκρασία (βλ. Εν. 5). Κοντά σε αυτή τη θερμοκρασία το  $\varepsilon$  μεταβάλλεται ανάλογα με το  $T^{-1,5}$ , έτσι ώστε η πραγματική ακτινοβολία σε μεγάλες αποστάσεις είναι περίπου

$$\begin{aligned} J &= 5,7 \times 10^{11} T_0'^4 \varepsilon(4) \left( \frac{T'}{T_0} \right)^{2,5} \\ &= 2,3 \times 10^{11} T'^{2,5}, \end{aligned} \quad (3.37)$$

Λύνοντας την (3.32) ως προς  $p$  με  $\rho_0 = 1,29 \times 10^{-3}$  (πυκνότητα αέρα σε Κ.Σ.) μας δίνει

$$p = 20 \left( \frac{\rho_1}{\rho_0} \right)^{1/3} T'^{5/3} \text{ bars}, \quad (3.38)$$

Για  $\rho_1 = \rho_0$  και  $T' = 0,8$  έχουμε  $p = 14 \text{ bars}$ .

Σε υψηλότερη θερμοκρασία ( $T' > 1$ ), η υπεριώδης ακτινοβολία μεταφέρεται το ίδιο εύκολα όσο η ορατή αν και δε μπορεί να διαφύγει σε μεγάλες αποστάσεις (υποεν. 4c). Τότε είναι λογικό να χρησιμοποιήσουμε την πλήρη ακτινοβολία του μέλανος σώματος (3.33) για την εκπομπή. Εισάγοντάς την στην (3.32) έχουμε

$$p = 40 \left( \frac{\rho_1}{\rho_0} \right)^{1/3} T'^{8/3}, \quad (3.39)$$

Για  $\rho_1 = \rho_0$  και  $T' = 1,0$  έχουμε  $p = 40 \text{ bars}$ .

Έτσι για  $p$  μεγαλύτερο από 40 bars, η ακτινοβολία είναι μόνο ένα μέρος της αδιαβατικής ψύξης, για χαμηλότερη πίεση η ψύξη της ακτινοβολίας είναι πιο σημαντική. Στις χαμηλότερες πιέσεις, η ενέργεια πρέπει να παρέχεται από το εσωτερικό για να διατηρηθεί η ακτινοβολία. Αυτό δημιουργεί ένα «ψυκτικό κύμα» που κινείται προς τα μέσα, όπως θα συζητηθεί στην Εν. 5.

Είναι ενδιαφέρον το γεγονός ότι ο όρος (3.38) αναφέρεται μόνο στην πίεση. Δεν εισάγονται ούτε η τοπική πυκνότητα ούτε και η καταστατική εξίσωση. Η αδιαφάνεια του αέρα εισέρχεται μόνο στο βαθμό που καθορίζει τη θερμοκρασία ακτινοβολίας  $T'$  μέσω της (3.21).

Μία πιο ακριβής έκφραση για τον περιορισμό της πίεσης θα ληφθεί στην υποεν. 5e. Θα αποδειχθεί ότι είναι αισθητά χαμηλότερη, περίπου 5 bars.

## 4. ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΕΣ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗΣ

### a. Υπέρυθρο

Η κύρια απορρόφηση στο υπέρυθρο οφείλεται στις μεταβάσεις ελεύθερων ηλεκτρονίων. Αυτές αντιμετωπίζονται εσφαλμένα στο έγγραφο από τον Meyerott κ.ά.<sup>16</sup>, στο οποίο υποτίθεται ότι τέτοιες μεταπτώσεις συμβαίνουν μόνο στο πεδίο των ιόντων. Στις σημαντικές θερμοκρασίες των  $8.000^{\circ}K$  και κάτω, ο βαθμός ιονισμού είναι  $10^{-3}$  ή μικρότερος. Επομένως, οι μεταβάσεις ελεύθερων ηλεκτρονίων στο πεδίο των ουδετέρων ατόμων και μορίων είναι πιο σημαντικές από ό,τι στο πεδίο των ιόντων, ακόμα κι αν κάθε άτομο συνεισφέρει πολύ λιγότερο από κάθε ιόν.

Η αποτελεσματικότητα των ουδετέρων ατόμων και ιόντων στην επαγωγή των μεταβάσεων ελεύθερων ηλεκτρονίων έχει υπολογιστεί και εξηγηθεί από τους Taylor και Kivel<sup>18</sup> στο εργαστήριο Avco-Everett. Σε σύγκριση με ένα ιόν, η αποτελεσματικότητα των σημαντικότερων ουδετέρων ατόμων είναι

$$N_2: \quad 2,2 \pm 0,3 \times 10^{-2}$$

$$N: \quad 0,9 \pm 0,4 \times 10^{-2}$$

$$O: \quad 0,2 \pm 0,3 \times 10^{-2}$$

Έτσι, το άζωτο, είτε μοριακό είτε ατομικό, συνεισφέρει περίπου το ίδιο, ενώ η συμβολή του οξυγόνου είναι πολύ μικρή. Ως αποτέλεσμα ένα άτομο αέρα είναι ισοδύναμο με  $\alpha = 0,8 \times 10^{-2}$  ιόντα (της μονάδας φορτίου).

Ο συντελεστής απορρόφησης για τα ελεύθερα ηλεκτρόνια είναι

$$\begin{aligned} \mu_{ff} &= 0,87 \times 10^3 a T'^{-1/2} \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 (e^-)(h\nu)^{-3} \\ &= 7,0 T'^{-1/2} \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 (e^-)(h\nu)^{-3}, \quad (4.1) \end{aligned}$$

όπου  $e^-$  είναι ο αριθμός των ηλεκτρονίων ανά άτομο αέρα, η ποσότητα που συνοψίζεται στον πίνακα του Gilmore **Error! Bookmark not defined.**, και  $h\nu$  είναι η κβαντική ενέργεια σε  $eV$ . Ο Πίνακας 3 δίνει κάποια αριθμητικά αποτελέσματα για  $h\nu = 1 eV$ , τέσσερις θερμοκρασίες και



τρεις πυκνότητες. Στους  $8.000^{\circ}K$ , η απορρόφηση από ελεύθερα ηλεκτρόνια είναι ουσιαστικής σημασίας, ενώ σε χαμηλότερες θερμοκρασίες είναι αμελητέα. Στους  $12.000^{\circ}K$  οι μεταβάσεις γίνονται κυρίως στο πεδίο των ιόντων, τα νούμερα του Meyerott χρειάζονται μόνο μία μικρή διόρθωση, και η απορρόφηση είναι μεγάλη.

Πίνακας 3. Συντελεστές Απορρόφησης Ελεύθερων Ηλεκτρονίων ( $cm^{-1}$ ) για  $h\nu = 1 eV$

$T$	$\rho/\rho_0 = 1$	$\rho/\rho_0 = 0,1$	$\rho/\rho_0 = 0,01$
$4.000^{\circ}K$	$6,8 \times 10^{-6}$	$1,9 \times 10^{-7}$	$4,1 \times 10^{-9}$
$6.000^{\circ}K$	$5,5 \times 10^{-4}$	$1,05 \times 10^{-5}$	$1,9 \times 10^{-7}$
$8.000^{\circ}K$	$4,1 \times 10^{-3}$	$8,7 \times 10^{-5}$	$2,4 \times 10^{-6}$
$12.000^{\circ}K$	$2,1 \times 10^{-1}$	$1,50 \times 10^{-2}$	$1,12 \times 10^{-3}$

Ένα άλλο αίτιο της απορρόφησης στο υπέρυθρο είναι οι ζώνες ταλάντωσης  $NO$ , οι οποίες έχουν δύναμη ταλαντωτή περίπου  $10^{-5}$  και  $h\nu = 1/4 eV$ . Ο συντελεστής απορρόφησης που προκύπτει είναι

$$\mu_{NO} = 0,2 \frac{\rho}{\rho_0} (NO), \quad (4.2)$$

όπου  $(NO)$  είναι ο αριθμός των μορίων του  $NO$  ανά άτομο αέρα. Αυτό είναι ένα μικρό ποσοστό στο  $\rho/\rho_0 = 1$  και στους  $T = 4.000^{\circ}K$  έως  $8.000^{\circ}K$ , και δίνει  $\mu = 2 \times 10^{-3} cm^{-1}$  έως  $10^{-2} cm^{-1}$ . Ενώ αυτό το αποτέλεσμα είναι της τάξης μεγέθους που απαιτείται για εκπομπή, (3.21), είναι μικρό σε σύγκριση με την απορρόφηση από ελεύθερα ηλεκτρόνια σε αυτή τη χαμηλή συχνότητα, εκτός αν  $T < 5.000^{\circ}K$ . Ως εκ τούτου η κύρια επίδρασή του είναι να μειωθεί κάπως η θερμοκρασία ακτινοβολίας στο υπέρυθρο.

Δεδομένου ότι οι μεταβάσεις ελεύθερων ηλεκτρονίων αποτελούν την κύρια αιτία της υπέρυθρης απορρόφησης, η πυκνότητα των ηλεκτρονίων ρυθμίζει τη θερμοκρασία και την εξάρτηση από την πυκνότητα. Για  $\rho/\rho_0 \geq 10^{-1}$  και  $T \leq 8.000^{\circ}K$ , τα κύρια είδη θετικών ιόντων είναι τα  $NO^+$ . Η ενέργεια ιονισμού του  $NO$  είναι  $9,25 eV$ . ως εκ τούτου, η πυκνότητα ηλεκτρονίων είναι περίπου ανάλογη του

$$\rho^{3/2} e^{-\frac{9,25 eV}{2kT}}, \quad (4.3)$$

Από του  $6.000^{\circ}K$  έως τους  $8.000^{\circ}K$ , αυτό μας δίνει ένα συντελεστή περίπου 10 στην πυκνότητα ηλεκτρονίων, σύμφωνα με τους πίνακες

του Gilmore. Κοντά στους  $8.000^{\circ}K$  μπορούμε να γράψουμε κατά προσέγγιση

$$\mu_{ff} \sim (e^-) \sim \rho^{3/2} T^7, \quad (4.4)$$

Γράφοντας  $\rho \sim p T^{-1,5}$  η (4.4) δίνει

$$\mu_{ff} \sim p^{3/2} T^5, \quad (4.5)$$

Η εξάρτηση της απορρόφησης από τη θερμοκρασία στο ορατό θα αποδειχθεί ότι είναι περίπου η ίδια.

## b. Ορατό

Στο ορατό και για θερμοκρασίες κάτω από  $10.000^{\circ}K$ , οι κύριες αιτίες της απορρόφησης είναι οι μοριακές ζώνες των

$N_2$  (πρώτη θετική) από 1 έως 2 – 1/4 eV  
 $N_2^+$  (πρώτη αρνητική) από 2 – 1/2 έως 3 – 3/4 eV  
 NO(β ζώνες) από 2 – 1/2 έως 6 eV

και η συνεχής απορρόφηση λόγω της φωτοαπόσπασης του  $O^-$  από 1 – 1/2 eV. Η δεύτερη αρνητική του  $N_2$  και η ζώνη Schumann-Runge για το  $O_2$ , μολονότι συμβάλλουν, είναι συνήθως ασθενέστερες από το συνδυασμό της πρώτης αρνητικής του  $N_2^+$  και του NO και καλύπτουν την ίδια περιοχή του φάσματος (ή μικρότερη). Η φωτοαπόσπαση του  $O^-$  είναι ως επί πλείστον σημαντική στη μεγαλύτερη πυκνότητα  $\rho/\rho_0 = 1$ . Συνήθως υπάρχει ένα «παράθυρο» χαμηλής απορρόφησης κάτω από 1 eV, μεταξύ της ελεύθερης απορρόφησης και  $N_2(1^+)$ , κι ένα άλλο στα 2 – 1/2 eV περίπου, μεταξύ  $N_2$  και άλλων ζωνών (Πίνακας 4). Το τελευταίο από αυτά τα δύο «παράθυρα» έχει συμπληρωθεί από τη φωτοαπόσπαση του  $O^-$ . Σε μεγαλύτερη θερμοκρασία, όπως στους  $12.000^{\circ}K$ , το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο στο N και στο O γίνεται σημαντικό και οι μοριακές ζώνες σχεδόν εξαφανίζονται· ο συντελεστής απορρόφησης είναι σχεδόν ομοιόμορφος σε όλο το φάσμα.

Ο πίνακας των Meyerott κ.ά., πρέπει να ληφθεί υπ' όψιν για λεπτομέρειες. Χώρια από τις μεταβάσεις των ελεύθερων ηλεκτρονίων, ο πίνακας αυτός φαίνεται να είναι λάθος για την απορρόφηση του  $N_2(1^+)$  στους  $8.000^{\circ}K$  η οποία θα πρέπει να αυξηθεί κατά ένα παράγοντα 4. Με αυτές τις διορθώσεις, ο Πίνακας 4 δίνει τους συντελεστές απορρόφησης στους  $8.000^{\circ}K$  για μερικές συχνότητες και πυκνότητες, αναφέροντας σε κάθε περίπτωση μόνο τα πιο σημαντικά απορροφητικά είδη. Για  $\rho/\rho_0 = 0,1$  και  $0,01$ , η συνεισφορά των NO

και  $O_2$  στην περιοχή του μήκους κύματος που εξετάζουμε είναι αμελητέα. Τα «παράθυρα» στο 1 eV και πάνω από τα 2 eV είναι αξιοσημείωτα στον πίνακα· πέρα από τα 3 eV υπάρχει μία ραγδαία αύξηση στην απορρόφηση.

Πίνακας 4. Συνεισφορές στους Συντελεστές Απορρόφησης στους 8000°K

$h\nu$ (eV)	5/8	1-1/8	1-5/8	2-1/8	2-5/8	3-1/8
$\rho/\rho_0 = 1$						
$ff$	$1,7^{-2}$	$0,3^{-2}$	$0,10^{-2}$	$0,04^{-2}$	$0,02^{-2}$	$0,01^{-2}$
$N_2$		$1,1^{-2}$	$2,1^{-2}$	$0,84^{-2}$	$0,04^{-2}$	$0,56^{-2}$
$O^-$			$0,21^{-2}$	$0,28^{-2}$	$0,31^{-2}$	$0,32^{-2}$
$NO, N_2^+, O_2$					$0,31^{-2}$	$2,2^{-2}$
Σύνολο	$1,7^{-2}$	$1,4^{-2}$	$2,4^{-2}$	$1,16^{-2}$	$0,68^{-2}$	$3,1^{-2}$
$\rho/\rho_0 = 0,1$						
$ff$	$0,36^{-3}$	$0,06^{-3}$	$0,02^{-3}$	$0,01^{-3}$		
$N_2$		$0,61^{-3}$	$1,12^{-3}$	$0,46^{-3}$	$0,02^{-3}$	$0,30^{-3}$
$O^-$			$0,05^{-3}$	$0,06^{-3}$	$0,07^{-3}$	$0,07^{-3}$
$N_2^+$					$0,55^{-3}$	$4,2^{-3}$
Σύνολο	$0,36^{-3}$	$0,67^{-3}$	$1,2^{-3}$	$0,53^{-3}$	$0,64^{-3}$	$4,6^{-3}$
$\rho/\rho_0 = 0,01$						
$ff$	$1,0^{-5}$	$0,17^{-5}$	$0,05^{-5}$	$0,02^{-5}$	$0,01^{-5}$	$0,01^{-5}$
$N_2$		$1,39^{-5}$	$2,6^{-5}$	$1,03^{-5}$	$0,05^{-5}$	
$O^-$			$0,13^{-5}$	$0,17^{-5}$	$0,2^{-5}$	$0,2^{-5}$
$N_2^+$				$0,03^{-5}$	$4,4^{-5}$	$34^{-5}$
Σύνολο	$1,0^{-5}$	$1,6^{-5}$	$2,8^{-5}$	$1,25^{-5}$	$4,7^{-5}$	$34^{-5}$

Η συγκέντρωση όλων των ειδών απορρόφησης εξαρτάται έντονα από τη θερμοκρασία: η πρώτη θετική απορρόφηση του  $N_2$  ξεκινάει από την ηλεκτρονική στάθμη A, η οποία έχει ενέργεια διέγερσης 5,7 eV· για το σχηματισμό του  $NO$  απαιτείται υψηλή θερμοκρασία· και τα  $N_2^+$  και  $O^-$  είναι ιόντα των οποίων η συγκέντρωση συμπεριφέρεται όπως η συγκέντρωση ηλεκτρονίων, που συζητήθηκε παραπάνω στην υποεν. 4a. Ως εκ τούτου, η απορρόφηση εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από τη θερμοκρασία. Η πρώτη θετική του  $N_2$  είναι η σημαντικότερη, και η θερμοκρασιακή εξάρτηση (σε σχέση με τη θεμελιώδη κατάσταση του  $N_2$ ) είναι περίπου

$$e^{-\frac{5,7 \text{ eV}}{kT}}, \quad (4.6)$$

Η συγκέντρωση του  $N_2$  μέχρι  $6.000^\circ K$  είναι σχεδόν ανεξάρτητη από την πυκνότητα, αλλά στους  $8.000^\circ K$  είναι περίπου ανάλογη του  $\rho^{1/2}$  (ανά άτομο αέρα) έτσι ώστε κοντά στους  $8.000^\circ K$

$$\mu_{N_2} \sim \rho^{3/2} T^8, \quad (4.7)$$

η οποία είναι σχεδόν ίδια με την εξάρτηση που προκύπτει από την (4.4) για τις μεταβάσεις ελεύθερων ηλεκτρονίων. Με όρους πίεσης παίρνουμε

$$\mu_{N_2} \sim p^{3/2} T^6, \quad (4.8)$$

Ο Πίνακας 5 δίνει τους συντελεστές απορρόφησης για τέσσερις θερμοκρασίες, τρεις πυκνότητες, και έξι μήκη κύματος. Στο ορατό (1-1/8 έως 2-5/8) η έντονη αύξηση της απορρόφησης με τη θερμοκρασία είναι εμφανής, συγκεκριμένα κατά ένα συντελεστή 200 από τους  $4.000^\circ K$  μέχρι τους  $6.000^\circ K$ , περίπου 10 από τους  $6.000^\circ K$  μέχρι τους  $8.000^\circ K$  εκτός από τη χαμηλότερη πυκνότητα, και 10 έως 50 από  $8.000^\circ K$  μέχρι τους  $12.000^\circ K$ . Στις περισσότερες περιπτώσεις, η εξάρτηση από το μήκος κύματος είναι μικρή μέχρι τη ραγδαία αύξηση της απορρόφησης στο υπεριώδες η οποία ορίζεται στα  $2,5 \text{ eV}$  για τους  $4.000^\circ K$ , στα  $3 \text{ eV}$  για τους  $6.000^\circ K$  και  $8.000^\circ K$  και καθόλου στους  $12.000^\circ K$ . Η ιδιαίτερα ισχυρή αύξηση στους  $4.000^\circ K$  οφείλεται στις ζώνες Schumann-Runge, οι οποίες δεν είναι πολύ ευαίσθητες στη θερμοκρασία (βλ. υποεν. 4c).

Στην υποενότητα 5d θα χρειαστούμε την μέση ελεύθερη διαδρομή σε  $gm/cm^2$ , και τον κατάλληλο μέσο όρο αυτής ως προς τη «διαφανή» περιοχή. Από τον Πίνακα 5 φαίνεται ότι μία λογική εκτίμηση για αυτήν την περιοχή είναι από  $h\nu = 1/2 \text{ eV}$  έως  $2 - 3/4 \text{ eV}$ . Έχουμε το μέσο όρο  $\rho/\mu$  όπως υπολογίζεται από τον Πίνακα 5, με τον συντελεστή στάθμισης

$$u^3 e^{-u}, \quad u = \frac{k \times 8.000^\circ K}{h\nu}, \quad (4.9)$$

ο οποίος δεν μεταβάλλεται πολύ (από 0,84 έως 1,33) μεταξύ  $1 - 1/8 \text{ eV}$  και  $2 - 5/8 \text{ eV}$ . Το αποτέλεσμα δίνεται στον Πίνακα 6.

Πίνακας 5. Συντελεστές Απορρόφησης στο Ορατό ( $cm^{-1}$ )

$\rho/\rho_0$	$T$	$h\nu = 5/8$	$1 - 1/8$	$1 - 5/8$	$2 - 1/8$	$2 - 5/8$	$3 - 1/8$
1	4.000°K	$27^{-6}$	$7,5^{-6}$	$5,3^{-6}$	$1,5^{-6}$	$52^{-6}$	$8900^{-6}$
	6.000°K	$2,3^{-3}$	$1,10^{-3}$	$2,1^{-3}$	$1,53^{-3}$	$1,66^{-3}$	$11^{-3}$
	8.000°K	$1,7^{-2}$	$1,4^{-2}$	$2,4^{-2}$	$1,16^{-2}$	$0,68^{-2}$	$3,1^{-2}$
0,1	4.000°K	$7,8^{-7}$	$4,2^{-7}$	$4,2^{-7}$	$1,05^{-7}$	$35^{-7}$	$4100^{-7}$
	6.000°K	$4,3^{-5}$	$7,6^{-5}$	$13,7^{-5}$	$7,5^{-5}$	$4,8^{-5}$	$8900^{-6}$
	8.000°K	$3,6^{-4}$	$6,7^{-4}$	$12^{-4}$	$5,3^{-4}$	$6,4^{-4}$	$46^{-4}$
	12.000°K	$6,1^{-2}$	$1,2^{-2}$	$1,5^{-2}$	$0,84^{-2}$	$0,85^{-2}$	$1,42^{-2}$
0,01	4.000°K	$1,7^{-8}$	$3,3^{-8}$	$4,0^{-8}$	$0,90^{-8}$	$16^{-8}$	$900^{-8}$
	6.000°K	$0,8^{-6}$	$5,7^{-6}$	$10,3^{-6}$	$4,8^{-6}$	$2,8^{-6}$	$25^{-6}$
	8.000°K	$1,0^{-5}$	$1,6^{-5}$	$2,8^{-5}$	$1,25^{-5}$	$4,7^{-5}$	$34^{-5}$
	12.000°K	$4,6^{-3}$	$0,48^{-3}$	$1,30^{-3}$	$0,72^{-3}$	$0,68^{-3}$	$0,91^{-3}$

Πίνακας 6. Μέσος Όρος Μέσων Ελεύθερων Διαδρομών ( $gm/cm^2$ )

$T$	$\rho/\rho_0 = 1$	0,1	0,01
6.000°K	0,86	1,34	3,15
8.000°K	0,105	0,20	0,76
12.000°K		$1,25^{-2}$	$1,82^{-2}$

Μία καλή προσέγγιση του Πίνακα 6 είναι

$$\frac{\rho}{\mu} = 2,7 \times 10^{-2} \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{-0,3} T'^{-7}, \quad (4.10)$$

Η καταστατική εξίσωση του Gilmore μπορεί να προσεγγιστεί κοντά στις τιμές  $T' = 1$ ,  $\rho/\rho_0 = 0,1$  από την

$$p = 55 \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{0,9} T'^{3/2}, \quad (4.11)$$

Οι (4.11) και (4.10) μαζί δίνουν

$$\frac{\rho}{\mu} = 0,10 p^{-1/3} T'^{-6,5} gm/cm^2, \quad (4.12)$$

### c. Υπεριώδες

Η απορρόφηση στο υπεριώδες είναι γενικά υψηλή σε όλες τις θερμοκρασίες. Στις χαμηλές θερμοκρασίες η απορρόφηση οφείλεται κυρίως στις ζώνες Schumann-Runge· σε υψηλές θερμοκρασίες ( $8.000^{\circ}K$ ) οφείλεται στις  $\beta$  και  $\gamma$  ζώνες του  $NO$ , και σε υψηλότερες θερμοκρασίες ( $12.000^{\circ}K$ ) οφείλεται στη φωτοηλεκτρική απορρόφηση στα  $O^-$ ,  $N$  και  $O$ . Οι ζώνες Schumann-Runge ξεκινούν από το θεμελιώδες ενεργειακό επίπεδο των ηλεκτρονίων του  $O_2$ , και ως εκ τούτου είναι διαθέσιμες στις χαμηλές θερμοκρασίες· σε πιο υψηλές θερμοκρασίες, η φασματική περιοχή της ισχυρής απορρόφησης εξαπλώνεται λόγω διέγερσης των καταστάσεων ταλάντωσης· σε ακόμα υψηλότερες θερμοκρασίες, το οξυγόνο διασπάται και οι ζώνες εξαφανίζονται (στους  $8.000^{\circ}K$  συμβάλλουν λιγότερο από το 10% της απορρόφησης). Η φωτοηλεκτρική απορρόφηση στο  $N$  και στο  $O$  απαιτεί όχι μόνο την παρουσία αυτών των ατόμων αλλά και την ηλεκτρονιακή τους διέγερση<sup>iii</sup>, κι επομένως δεν παίζει ρόλο μέχρι τους  $10.000^{\circ}K$  περίπου.

Ο Πίνακας 7 δίνει, για πυκνότητα  $\rho = 0,1\rho_0$ , τις φασματικές περιοχές της ισχυρής απορρόφησης. Σύμφωνα με την υποεν. 3b, ορίζουμε το συντελεστή για την ισχυρή απορρόφηση  $\mu > 10^{-3}$  (μέση ελεύθερη διαδρομή μικρότερη από 10 μέτρα) ή  $\mu > 10^{-2}$  ( $\ell < 1 m$ ). Ο πίνακας δείχνει ότι η ισχυρή απορρόφηση καλύπτει μία ιδιαίτερα ευρεία φασματική περιοχή στους  $4.000^{\circ}K$ , και συρρικνώνεται σημαντικά στους  $6.000^{\circ}K$ . Πολύ ισχυρή απορρόφηση,  $\mu > 10^{-2} cm^{-1}$ , πραγματοποιείται σε μία αρκετά μεγάλη φασματική περιοχή για  $T = 4.000^{\circ}K$ , η οποία συρρικνώνεται σε σχεδόν τίποτα στους  $6.000^{\circ}K$  και σε απολύτως τίποτα στους  $8.000^{\circ}K$ . Στους  $12.000^{\circ}K$  πραγματοποιείται ξανά ισχυρή απορρόφηση αλλά αυτή τη φορά στο ορατό.

Η ισχυρή απορρόφηση στο υπεριώδες ( $h\nu > 3,5 eV$ ) σημαίνει πρώτα απ' όλα ότι η υπεριώδης ακτινοβολία δεν εκπέμπεται σε μεγάλες αποστάσεις και ως εκ τούτου δε μπορεί να παρατηρηθεί· π.χ. για  $T = 4.000^{\circ}K$  και για  $h\nu = 3,5 eV$  έχουμε

$$u = \frac{h\nu}{kT} = 10$$

---

<sup>iii</sup> Θα πρέπει επίσης να προσθέσουμε τη φωτοηλεκτρική απορρόφηση από τις διεγερμένες καταστάσεις του  $NO$ , οι οποίες θα πρέπει να είναι ιδιαίτερα αισθητές στους  $8.000^{\circ}K$ .

Το ποσοστό του φάσματος Planck πέρα από  $u = 10$  είναι μόνο 1% περίπου, έτσι ώστε η εκπομπή αυτών των συχνοτήτων είναι αμελητέα.

Πίνακας 7. Απορρόφηση στο Υπεριώδες: Φασματικές Περιοχές ( $h\nu$  σε eV) με την Ισχυρή Απορρόφηση ως Συνάρτηση της Θερμοκρασίας για  $\rho = 0,1\rho_0$ .

$T$	$\mu > 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$	$\mu > 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$
2.000°K	4,7 – 7,2	5,5 – 7,2
3.000°K	3,9 – 7,2	4,7 – 7,2
4.000°K	3,5 – 7,2	4,6 – 7,2
6.000°K	4,0 – 7,1	5,8 – 6,0
8.000°K	2,7 – 6,3	Τίποτα
12.000°K	Όλα	2,7 – 3,5

Το υπεριώδες μπορεί πάντως να μεταδίδεται εύκολα στους 8.000°K και ακόμα πιο εύκολα στους 12.000°K εφόσον υπάρχει μία θερμοβαθμίδα. Μία τέτοια βαθμίδα είναι πάντα διαθέσιμη, είτε έχουμε αδιαβατικές συνθήκες (υποεν. 3b και 5f), είτε ένα ισχυρό ψυκτικό κύμα (υποε. 5d). Ως εκ τούτου θα υπάρξει μία ροή της υπεριώδους ακτινοβολίας στη θερμοκρασία ακτινοβολίας, που ορίζεται στην Εν. 5, και η οποία θα δειχθεί ότι είναι περίπου 10.000°K ή ελαφρώς μικρότερη (υποεν. 5d και 5f). Για τον υπολογισμό αυτής της ροής, θα πρέπει να προσδιοριστεί η θερμοβαθμίδα από εκτιμήσεις όπως οι υποεν. 5d και 5f, και στη συνέχεια να την εισάγουμε στην εξίσωση ροής της ακτινοβολίας. Αυτή είναι παρόμοια με την (5.3), με την εξαίρεση ότι μόνο η υπεριώδης θα πρέπει να ληφθεί υπόψιν στο ότι συνεισφέρει στη ροή.

Όταν γίνεται αυτό σε περίπτωση με σταθερό συντελεστή απορρόφησης (ανεξάρτητος από συχνότητα), η μετάδοση της υπεριώδους σχετίζεται με τη μετάδοση της ορατής ακτινοβολίας όπως οι αντίστοιχες εντάσεις στο φάσμα Planck. Η κατάσταση αυτή φαίνεται να πραγματοποιείται κοντά στους 12.000°K. Στους 8.000°K, η απορρόφηση στην εγγύς υπεριώδη ακτινοβολία (2,75 eV έως 4,2 eV) είναι περίπου τριπλάσια απ' ό,τι στην ορατή· τότε η μεταφορά της υπεριώδους θα είναι το ένα-τρίτο αυτής που αντιστοιχεί στην ένταση Planck. Δεδομένου ότι κοντά στο 2ο μέγιστο της ακτινοβολίας η θερμοκρασία ακτινοβολίας βρίσκεται μεταξύ 8.000°K και 10.000°K, η πραγματική μετάδοση της υπεριώδους ακτινοβολίας θα είναι μεταξύ του ενός-τρίτου και της πλήρους τιμής Planck, σε σχέση με την ορατή ακτινοβολία. Σύμφωνα με την (3.36), η υπεριώδης ακτινοβολία

περιέχει περίπου το 43% της έντασης Planck στους 8.000°K· ως εκ τούτου η συνολική μεταφορά ακτινοβολίας είναι περίπου

$$57 + 1/3 \times 43 = 71\%$$

της ακτινοβολίας μέλανος σώματος. Στους 12.000°K παίρνουμε την πλήρη τιμή για το μέλαν σώμα. Για λόγους ευκολίας, υποθέσαμε στην Εν. 5, την πλήρη ακτινοβολία του μέλανος σώματος, παρόλο που η υπεριώδης ακτινοβολία δεν εκπέμπεται σε μεγάλες αποστάσεις. Αυτό το πρόβλημα όμως θα μπορούσε και θα έπρεπε να αντιμετωπιστεί με μεγαλύτερη ακρίβεια.

Έχοντας συζητήσει την επίδραση της υπεριώδους στη συνολική ροή ακτινοβολίας, μπορούμε τώρα να εξετάσουμε τί συμβαίνει στην υπεριώδη ακτινοβολία αφού έχει περάσει μέσα από το «στρώμα ακτινοβολίας», δηλαδή το στρώμα που εκπέμπει το ορατό φως σε μεγάλες αποστάσεις. Η πολύ κοντινή υπεριώδης, 2,75 eV έως 3,5 eV, θα απορροφηθεί μερικώς στους 4.000°K με 6.000°K, ειδικά αν η στρώση της ύλης σε αυτές τις ενδιάμεσες θερμοκρασίες πυκνώσει, 0,3 gm/cm<sup>2</sup> με 0,5 gm/cm<sup>2</sup> περίπου. Πέρα από τα 3,5 eV η υπεριώδης ακτινοβολία θα απορροφηθεί ισχυρά στους 4.000°K. Έτσι τα στρώματα του αέρα σε ενδιάμεσες θερμοκρασίες αποκτούν αποκτούν επιπλέον θερμότητα η οποία αντενεργεί και μπορεί ακόμα και να υπερβεί την αδιαβατική ψύξη. Αυτή θα τείνει να αυξήσει το πάχος του στρώματος μέσης θερμοκρασίας. Αυτό με τη σειρά του θα μειώσει ελαφρά τη θερμοκρασία ακτινοβολίας, αλλά τρισδιάστατες επιδράσεις ενεργούν με τον αντίθετο τρόπο (Εν. 6).



## 5. ΤΟ ΨΥΚΤΙΚΟ ΚΥΜΑ

### a. Θεωρία των Zel 'dovich κ.ά.

Οι Zel 'dovich, Kompaneets και Raizer<sup>10</sup>, μελέτησαν την απώλεια ακτινοβολίας από θερμό υλικό όταν ο συντελεστής απορρόφησης για την ακτινοβολία αυξάνεται μονοτονικά με τη θερμοκρασία. Έδειξαν ότι στην περίπτωση αυτή ένα ψυκτικό κύμα προχωρά από το εξωτερικό μέρος μέσα στο θερμό υλικό. Αυτό σημαίνει ότι η ψυχρή θερμοκρασία στο εξωτερικό μέρος, σταδιακά καταναλώνει το δρόμο της προς το θερμό υλικό, ενώ το υλικό στο κέντρο παραμένει ανεπηρέαστο και απλά διαστέλλεται αδιαβατικά.

Για λόγους ευκολίας, ο Zel 'dovich κ.ά. μελέτησαν μία περίπτωση μονοδιάστατη. Επιπλέον, υπέθεσαν ότι η ειδική θερμότητα είναι σταθερή και εξέφρασαν τη θεωρία τους σε σχέση με τη θερμοκρασία. Αυτό είναι κάτι που δεν είναι απαραίτητο· απλά θα υποθέσουμε ότι τόσο η ενθαλπία  $H$  όσο και ο συντελεστής απορρόφησης για την ακτινοβολία είναι αυθαίρετες αλλά μονοτονικές αύξουσες συναρτήσεις της θερμοκρασίας. Όπως οι Zel 'dovich, Kompaneets και Raizer, θα υποθέσουμε, μόνο σε αυτή την υποενότητα, ότι η μετάδοσης της ακτινοβολίας μπορεί να περιγραφεί από τη μέση αδιαφάνεια Rosseland, αντί να εξετάσουμε το κάθε μήκος κύματος ξεχωριστά.

Η βασική δήλωση των Zel 'dovich, Kompaneets και Raizer είναι ότι το ψυκτικό κύμα διατηρεί το σχήμα του, δηλαδή ότι η ενθαλπία (και άλλες συναρτήσεις της θερμοκρασίας) δίνεται από

$$H = H(x + ut), \quad (5.1)$$

Εδώ το  $t$  είναι ο χρόνος, το  $x$  η Λαγκραντζιανή συντεταγμένη και  $u$  η Λαγκραντζιανή ταχύτητα του ψυκτικού κύματος. Γράψαμε  $x + ut$  έτσι ώστε το ψυκτικό κύμα να κινείται προς μικρότερα  $x$ , δηλαδή προς το εσωτερικό. Η  $H$  είναι φυσικά μία φθίνουσα συνάρτηση του  $x + ut$ . Η Λαγκραντζιανή συντεταγμένη μετριέται καλύτερα σε  $gm/cm^2$  και ορίζεται ως

$$x = \int \rho dX, \quad (5.2)$$

όπου  $X$  είναι η γεωμετρική συντεταγμένη. Για δεδομένη πίεση  $p$ , η πυκνότητα  $\rho$  είναι συνάρτηση του  $H$  έτσι ώστε η  $X(x)$  μπορεί να

υπολογιστεί από την (5.2). Η Λαγκραντζιανή ταχύτητα  $u$ , μετρημένη σε  $gm/cm^2 sec$ , είναι σταθερή.

Για οποιοδήποτε συγκεκριμένο  $H$ , γνωρίζουμε τη θερμοκρασία  $T$ , ως εκ τούτου την αδιαφάνεια  $K$  και τη ροή ακτινοβολίας

$$J = -\frac{4}{3} \frac{a}{K(T)} \frac{\partial T^4}{\partial x}, \quad (5.3)$$

όπου  $a$  η σταθερά Steffan-Boltzmann  
 $a = 5.7 \times 10^{-5} \text{ erg/cm}^2 \text{ sec deg}^4$ . Η εξίσωση συνέχειας είναι

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{\partial J}{\partial x}, \quad (5.4)$$

Η ενέργεια στην ακτινοβολία έχει παραμεληθεί, η οποία δικαιολογείται σε όλες πρακτικές περιπτώσεις. Χρησιμοποιώντας την (5.1), η (5.4) μπορεί να ολοκληρωθεί ως προς  $x$  για να πάρουμε

$$uH + J = C, \quad (5.5)$$

όπου  $C$  είναι σταθερά. Αυτό είναι το βασικό αποτέλεσμα των Zel'dovich, Kompaneets και Raizer.

Αν η αδιαφάνεια αυξάνεται μονότονα με το  $H$ , τότε στο εσωτερικό μέρος το  $J$  θα είναι πολύ κοντά στο μηδέν, και ως εκ τούτου

$$C = uH_0, \quad (5.6)$$

όπου  $H_0$  είναι η ενθαλπία στην αδιάταρακτη εσωτερική θερμή περιοχή. Η εξίσωση (5.5) γίνεται

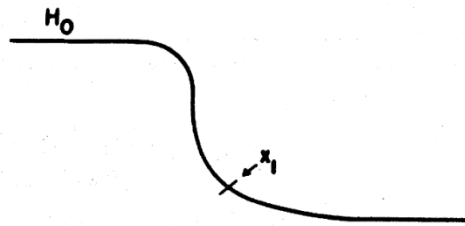
$$J = u(H_0 - H), \quad (5.7)$$

και χρησιμοποιώντας την (5.3)

$$dx = -\frac{4}{3} a \frac{dT^4}{K(T, p)(H_0 - H)}, \quad (5.8)$$

η οποία μπορεί να ολοκληρωθεί για να δώσει το  $x(T)$ , εφόσον τα  $H(T)$  και  $K(T, p)$  είναι γνωστές συναρτήσεις. Έχουμε αποδείξει το γεγονός ότι το  $K$  εξαρτάται και από την πίεση πέρα από τη θερμοκρασία. Στο μεγαλύτερο μέρος του εύρους της θερμοκρασίας, το  $K(T)$  είναι η πιο γρήγορα μεταβαλλόμενη (αύξουσα) συνάρτηση της θερμοκρασίας και η διακύμανση του  $H_0 - H$  είναι λιγότερο σημαντική· ως εκ τούτου η  $T(x)$  γίνεται πιο απότομη όσο αυξάνει η θερμοκρασία·

αλλά όταν το  $H$  είναι πολύ κοντά στο  $H_0$ , η πιο γρήγορα μεταβαλλόμενη συνάρτηση στην (5.8) είναι η  $H_0 - H$ , και το  $H$  πλησιάζει το  $H_0$  εκθετικά όπως η συνάρτηση  $e^{ax}$  για μικρές τιμές του  $x$ . Η ποιοτική συμπεριφορά του  $T(x)$  φαίνεται στο Σχήμα 1, σύμφωνα με τους Zel'dovich, Kompaneets και Raizer. Για να αποκτήσουμε το σχήμα αυτό είναι σημαντικό ότι η  $K(T)$  αυξάνεται πολύ πιο γρήγορα από το  $T^3$ .



Σχήμα 1. Κατανομή θερμοκρασίας στο Ψυκτικό Κύμα

Στο εξωτερικό μέρος, φτάνουμε τελικά σε ένα σημείο  $x_1$  όπου μόνο μία οπτική μέση ελεύθερη διαδρομή είναι έξω από το  $x_1$ . Από αυτό το σημείο έχουμε εκπομπή μέλανος σώματος, δηλαδή η (5.3) αντικαθίσταται από την

$$J(x_1) \equiv J_1 = aT_1^4, \quad (5.9)$$

Χρησιμοποιώντας την (5.9) στην (5.7) βρίσκουμε

$$u = \frac{J_1}{H_0 - H(T_1)}, \quad (5.10)$$

Για να προσδιορίσουμε το  $u$  πρέπει να προχωρήσουμε ως εξής: 1<sup>ο</sup> βρίσκουμε τη θερμοκρασία  $T_1$  στην οποία η αδιαφάνεια  $K(T_1)$  είναι τέτοια ώστε να υπάρχει μία οπτική μέση ελεύθερη διαδρομή έξω από το  $x_1$ , δηλαδή

$$\int_0^{T_1} K(T) dx(T) = 1, \quad (5.11)$$

Για το σκοπό αυτό, πρέπει να γνωρίζουμε την κατανομή θερμοκρασίας  $T(x)$  για  $T < T_1$ . 2ον προσδιορίζουμε το  $J(T_1)$  από την (5.9) και το  $H(T_1)$  από την καταστατική εξίσωση.

Γνωρίζοντας την ενθαλπία  $H_0$  στο εσωτερικό μέρος βρίσκουμε το  $u$  από την (5.10). Σημειώνουμε ότι το  $u$  είναι η Λαγκραντζιανή ταχύτητα του ψυκτικού κύματος. Έχει τις σωστές διαστάσεις.

Για τη λύση του πρώτου προβλήματος, οι Zel'dovich, Kompaneets και Raizer υπέθεσαν ότι το υλικό που έχει περάσει μέσα από το κύμα ψύξης θα επεκταθεί αδιαβατικά. Θα διαπιστώσουμε ότι αυτή είναι μία λογική υπόθεση στις περισσότερες περιπτώσεις (υποεν. 5d) αλλά σε αρχικά στάδια (υποεν. 5f) και σε ορισμένα μετέπειτα στάδια ισχύουν άλλες θεωρήσεις (υποεν. 6b).

### **b. Εσωτερική Δομή της Διάπυρης Σφαίρας, Στρώμα Φραγμού**

Στα αρχικά στάδια (Στάδιο B I), αμέσως μετά το σχηματισμό του κρουστικού κύματος, η ισοθερμική σφαίρα εξαπλώνεται με διάχυση ακτινοβολίας μέσα στο υλικό το οποίο έχει θερμανθεί από το σοκ. Η διαδικασία αυτή εξαρτάται από τη θερμοκρασία και την θερμοβαθμίδα στην ισοθερμική σφαίρα. Για να συμβεί αυτό, είναι σημαντικό η αδιαφάνεια να μειώνεται με την αύξηση της θερμοκρασίας. Έχουν γίνει πολλοί υπολογισμοί για το  $K(T)$  σε αυτό το εύρος θερμοκρασιών. Έχουν συγκεντρωθεί καμπύλες, κυρίως από τον Gilmore<sup>21</sup>, οι οποίες αναθεωρήθηκαν καθώς περισσότερες πληροφορίες έγιναν διαθέσιμες. Ο πιο εκτεταμένος υπολογισμός έγινε από τους Stuart και Pyatt<sup>22</sup>.

Όλοι οι υπολογισμοί συμφωνούν ότι η ποσότητα  $T^3/K(T)$ , η οποία είναι η σημαντική ποσότητα σύμφωνα με την (5.3), έχει ένα έντονο ελάχιστο στα  $T' = 2$ ,  $T = 2.000^\circ\text{K}$ . (Η θερμοκρασία του ελαχίστου αυξάνεται ελαφρώς με την αύξηση της πυκνότητας). Τα μόρια δεν είναι πλέον παρόντα σε αυτές τις θερμοκρασίες, και η απορρόφηση είναι κυρίως από τις μεταπτώσεις μη δεσμευμένων ηλεκτρονίων στα άτομα και στα ιόντα ατόμων, με κάποια συμβολή από διευρυμένες ατομικές γραμμές (δεσμευμένες μεταβάσεις) ο υπολογισμός των οποίων είναι ο πιο δύσκολος. Η διάδοση ακτινοβολίας, στη συνέχεια, είναι πιο δύσκολη γύρω στους  $T_b = 20.000^\circ\text{K}$ , και θερμοκρασίες κοντά στο  $T_b$  αποτελούν ένα στρώμα φραγμού για την ακτινοβολία.

Μέχρι περίπου μισό δευτερόλεπτο, η κεντρική θερμοκρασία μίας έκρηξης ενός μεγατόνου στο επίπεδο της θάλασσας είναι μεγαλύτερη από την  $T_b$  σύμφωνα με τους υπολογισμούς του Brode<sup>8</sup>. Η ροή

ακτινοβολίας μπορεί να θεωρηθεί ότι πραγματοποιείται χωριστά σε μία εσωτερική και μία εξωτερική περιοχή. Η εσωτερική ροή καθορίζεται από την κεντρική θερμοκρασία  $T_c$ , και αυτή η ροή ελαττώνεται γενικά με το χρόνο επειδή ελαττώνεται η  $T_c$  και μαζί με αυτή και η ποσότητα  $T^3/K$ . Η εξωτερική ροή κυριαρχείται από το ψυκτικό κύμα και αυξάνεται με το χρόνο, επειδή η ελάττωση της πυκνότητας προκαλεί ελάττωση της αδιαφάνειας για οποιαδήποτε δεδομένη θερμοκρασία. Οι δύο περιοχές ροής χωρίζονται από ένα στρώμα φραγμού στο οποίο η θερμοκρασία είναι κοντά στο  $T_b$ , και στο οποίο η κατανομή θερμοκρασίας είναι ουσιαστικά ό,τι καθορίστηκε αρχικά από το σοκ και την επακόλουθη αδιαβατική διαστολή. Η εξίσωση (3.16),  $T \sim R^{-10}$ , αναφέρεται σε αυτήν την κατάσταση.

Η ροή ακτινοβολίας διαμέσου του στρώματος φραγμού είναι

$$J_b = -\frac{4}{3} a T_b^4 \frac{\ell_b}{R_b} 4 \frac{d \log T}{d \log R}, \quad (5.12)$$

Η μέση ελεύθερη διαδρομή για την ακτινοβολία στο στρώμα φραγμού (στους  $18.000^\circ K$ ) σύμφωνα με τον Gilmore<sup>21</sup>, είναι περίπου

$$\ell_b = 0,8 \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{-1,3} \text{ cm}, \quad (5.13)$$

Η ακτίνα  $R_b$  στην οποία εμφανίζεται αυτή η θερμοκρασία, για μία έκρηξη ενός μεγατόνου στο επίπεδο της θάλασσας είναι 300 με 400 μέτρα. Χρησιμοποιώντας την (3.16), παίρνουμε

$$J_b = 7 \times 10^9 \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{-1,3}, \quad (5.14)$$

Αυτό ισοδυναμεί με την εκπομπή μέλανος σώματος στην ενεργό θερμοκρασία

$$T_{eff,b} = 3.300 \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{-0,325}, \quad (5.15)$$

Χρησιμοποιώντας την καταστατική εξίσωση στους  $18.000^\circ K$ ,

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left( \frac{p}{150} \right)^{1,1}, \quad (5.16)$$

όπου η πίεση μετριέται σε bars. Η (5.15) γίνεται

$$T_{eff,b} = 20.000 p^{-0,36}, \quad (5.17)$$

Το «στρώμα φραγμού» αξίζει το όνομα αυτό μόνο αν η θερμοκρασία ακτινοβολίας είναι μεγαλύτερη από  $T_{eff,b}$ .

### c. Ταχύτητα του Ψυκτικού Κύματος

Η ταχύτητα του ψυκτικού κύματος δίνεται από την (5.10), όπου  $H_0$  είναι η ενθαλπία στο σημείο όπου έχει προχωρήσει το ψυκτικό κύμα. Αν μέσα σε αυτό το σημείο υπάρχει μία αισθητή ροή ακτινοβολίας,  $J_0$ , η (5.16) πρέπει να γενικευθεί έτσι ώστε

$$u = \frac{J_1 - J_0}{H_0 - H(T_1)}, \quad (5.18)$$

Συνήθως, η κύρια εξάρτηση από τις εξωτερικές συνθήκες είναι μέσω του  $H_0$ , η επίδραση του  $J_0$  είναι λιγότερο σημαντική.

Καθώς αυξάνεται το  $H_0$ , δηλαδή όσο το κύμα προχωρά περισσότερο προς το εσωτερικό, η ταχύτητα του κύματος θα μειωθεί. Το όριο θα επιτευχθεί όταν το ψυκτικό κύμα διαπεράσει την ισοθερμική σφαίρα· τότε το  $H_0$  είναι η ενθαλπία σε αυτή τη σφαίρα και το  $J_0$  είναι μηδέν. Θα χρησιμοποιήσουμε τώρα την εξίσωση μέλανος σώματος (3.33) για την εκπομπή ακτινοβολίας στην επιφάνεια ακτινοβολίας  $T_1$ , την (3.14) για την εσωτερική ενέργεια στην ισοθερμική σφαίρα θερμοκρασίας  $T_c$  και  $\gamma' = 1,15$  σε αυτή τη σφαίρα· η (5.18) γίνεται

$$\begin{aligned} u_c &= \frac{5,7 \times 10^{11} T_1'^4}{8,2 \times 10^{11} p^{-1/9} (T_c'^{5/3} - T_1'^{5/3})} \\ &= 0,70 p^{1/9} \frac{T_1'^4}{T_c'^{5/3} - T_1'^{5/3}} \text{ gm/cm}^2 \text{ sec}, \quad (5.19) \end{aligned}$$

Τυπικά,  $p = 5$ ,  $T_1' = 1$ ,  $T_c' = 3$ · τότε  $u = 0,15 \text{ gm/cm}^2 \text{ sec}$ . Η έκφραση (3.33) περιλαμβάνει όλη την ακτινοβολία του μέλανος σώματος. Εάν μόνο η ακτινοβολία που εκπέμπεται πραγματικά σε μεγάλες αποστάσεις πρέπει να περιληφθεί (που είναι λογικό για χαμηλότερες θερμοκρασίες,  $T_1' < 0,8$ ) θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί η εξίσωση (3.37)· τότε η  $u$  θα είναι μικρότερη από,  $0,1 \text{ gm/cm}^2 \text{ sec}$  ή λιγότερο.

Πριν το ψυκτικό κύμα φτάσει στην ισοθερμική σφαίρα, το  $H_0$  είναι μικρότερο. Αυτό αντισταθμίζεται εν μέρει από το γεγονός ότι  $J_0 > 0$ . Μία ενδιαφέρουσα ενδιάμεση κατάσταση είναι όταν το ψυκτικό κύμα

έχει μόλις φτάσει το στρώμα φραγμού. Τότε χρησιμοποιώντας  $T'_b = 1,8$  και την (5.14)

$$u_b = \frac{J_1 - J_b}{H_0 - H_1}, \quad (5.20)$$

$$= 0,7p^{1/9} \frac{T_1'^4 - 16p^{-1,44}}{2,7 - T_1'^{5/3}}, \quad (5.21)$$

Είναι προφανές ότι αυτό έχει νόημα μόνο αν  $T_1'^4 > 16p^{-1,44}$ , δηλαδή όταν η πίεση είναι αρκετά υψηλή. Καθώς η πίεση ελαττώνεται κάτω από 10 bars περίπου, το στρώμα φραγής «ανοίγει» και παύει να εμποδίζει τη ροή ακτινοβολίας.

Στην αρχή, όταν το ψυκτικό κύμα ξεκινά, η κορυφή της θερμοκρασίας του ψυκτικού κύματος  $T_0$ , είναι κοντά στη θερμοκρασία ακτινοβολίας  $T_1$ . Τότε η (5.18) γίνεται

$$u_1 = - \left( \frac{dJ}{dH} \right)_{T_1}, \quad (5.22)$$

Αν, χρησιμοποιήσουμε την (5.12) για το  $J$ , υποθέσουμε ότι το  $\frac{d \log T}{d \log R}$  και το  $R$  είναι σταθερές, και χρησιμοποιήσουμε την (3.14), τότε

$$u_1 \sim - \left( \frac{d(\ell T^4)}{T^{2/3} dT} \right)_{T_1}, \quad (5.23)$$

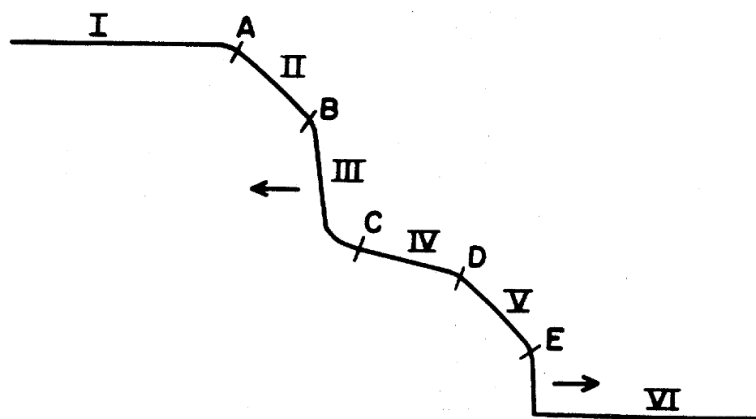
Περαιτέρω συζήτηση στην υποεν. 5f.

Καθώς αυξάνει το  $T$ , το  $u$  ελαττώνεται από την (5.23) μέσω της (5.21) στην (5.19). Αφού το ψυκτικό κύμα έχει εισχωρήσει στην ισοθερμική σφαίρα, το  $u$  τείνει αν αυξηθεί πάλι επειδή το  $T$  στον παρονομαστή της (5.19) θα ελαττωθεί λόγω αδιαβατικής διαστολής της ισοθερμικής σφαίρας. Έτσι η ταχύτητα  $u$  τείνει στο ελάχιστο όταν το ψυκτικό κύμα έχει μόλις φτάσει την ισοθερμική σφαίρα.

Η διακύμανση του  $u$  με το χρόνο δεν είναι πολύ μεγάλη. Ομοίως το σχήμα του ψυκτικού κύματος αλλάζει αργά με το χρόνο. Το σχήμα βρίσκεται αν ολοκληρώσουμε την (5.8)· εξαρτάται από το χρόνο επειδή το  $K$  είναι (μία κάπως αργή μεταβλητή) συνάρτηση της πίεσης, και το  $H$  είναι μία (αργή) συνάρτηση του χρόνου. Αυτό αιτιολογεί στο περίπου τη βασική παραδοχή (5.1) των Zel'dovich, Kompaneets και

Raizer: το ψυκτικό κύμα αν δε διατηρεί το σχήμα του ακριβώς, τότε το κάνει κατά προσέγγιση.

Τότε η εικόνα που έχουμε είναι ότι σε κάθε δεδομένη χρονική στιγμή  $t$  υπάρχουνε μέχρι και πέντε περιοχές πίσω από το σοκ. Στο σχήμα 2 η θερμοκρασία απεικονίζεται σχηματικά έναντι της συντεταγμένης Lagrange  $r$ . Ξεκινώντας από το κέντρο, υπάρχει πρώτα η ισοθερμική σφαίρα (Σχήμα 2, περιοχή I).



Εικόνα 2. Σχηματική αναπαράσταση κατανομής θερμοκρασίας. I: Ισοθερμική Σφαίρα, III: Ψυκτικό Κύμα, VI: Αδιατάρακτος Αέρας, E: Κρουστικό Κύμα. II, IV και V διαστέλλονται αδιαβατικά.

Αυτή μπορεί να ακολουθείται από μία περιοχή II στην οποία η κατανομή θερμοκρασίας είναι ουσιαστικά αυτή που καθιερώθηκε από την αδιαβατική διαστολή πίσω από το σοκ, εξίσωση (3.15). Έπειτα έρχεται το ψυκτικό κύμα III στο οποίο η θερμοκρασία πέφτει πιο απότομα, σύμφωνα με την (5.8). (Σε μεταγενέστερους χρόνους, η περιοχή II εξαφανίζεται, και η III ακολουθεί αμέσως μετά την I). Η περιοχή IV περιλαμβάνει το υλικό που έχει περάσει από το ψυκτικό κύμα, και τώρα ψύχεται αδιαβατικά· ως εκ τούτου η θερμοκρασία πέφτει αργά με το  $r$  (υποεν. 5d). Το D είναι το υλικό σημείο από όπου ξεκίνησε αρχικά το ψυκτικό κύμα· η περιοχή V, έξω από αυτό το σημείο, επεκτείνεται επίσης αδιαβατικά, αλλά λόγω των συνθηκών του σοκ· για αυτό είναι η συνέχεια της περιοχής II. Τέλος η περιοχή VI είναι αέρας στον οποίο δεν έχει επιδράσει ακόμα το σοκ. Με την πάροδο του χρόνου το ψυκτικό κύμα III κινείται προς τα μέσα, αφανίζοντας την περιοχή II και εν συνεχεία καταβροχθίζει την περιοχή I. Η περιοχή IV



αυξάνεται ανάλογα προς το εσωτερικό, αλλά το εξωτερικό άκρο D παραμένει σταθερό. Η περιοχή V επεκτείνεται στην VI με το σοκ.

Σημειώνουμε άλλη μία φορά ότι το  $u$  είναι η ταχύτητα σε Λαγκραντζιανές συντεταγμένες, και μετριέται σε  $gm/cm^2 sec$ . Το πρόβλημα γίνεται πιο περίπλοκο στις τρεις διαστάσεις και την αδιαβατική διαστολή, βλ. Εν. 6, αλλά τα κύρια χαρακτηριστικά παραμένουν ίδια.

#### d. Αδιαβατική Διαστολή μετά την Ψύξη. Θερμοκαρσία Ακτινοβολίας

Όταν ένα δεδομένο υλικό στοιχείο έχει περάσει από το ψυκτικό κύμα, αφήνεται στη θερμοκρασία ακτινοβολίας  $T_1$ . Στη συνέχεια θα διασταλλεί αδιαβατικά. Η εξίσωση (3.25) δείχνει ότι για αδιαβατική διαστολή

$$\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_{adi} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial t}, \quad (5.24)$$

ή, χρησιμοποιώντας την (3.10)

$$\frac{\partial \log H}{\partial t} = \frac{\gamma' - 1}{\gamma'} \frac{\partial \log p}{\partial t}, \quad (5.25)$$

Όσο το σοκ είναι ισχυρό, η (3.26) ισχύει και ως εκ τούτου

$$\frac{\partial \log H}{\partial \log t} = -1,2 \frac{\gamma' - 1}{\gamma'}, \quad (5.26)$$

Οι πίνακες του I1 και I5 του Gilmore<sup>13</sup> δείχνουν ότι για  $T = 5.000^\circ K$  έως  $8.000^\circ K$ , και  $p = 1$  έως  $10$  bars, το  $\gamma'$  ποικίλει μεταξύ 1,13 και 1,20, έτσι

$$\frac{\partial \log H}{\partial \log t} = -0,14 \text{ έως } -0,20, \quad (5.27)$$

Σε μεταγενέστερους χρόνους, το  $p$  πλέον δεν ελαττώνεται τόσο γρήγορα όσο το  $t^{-1,2}$ , και άρα και το  $H$  ελαττώνεται επίσης πιο αργά, αλλά η (5.25) εξακολουθεί να ισχύει.

Θα χρησιμοποιήσουμε τώρα την προσέγγιση της καταστατικής εξίσωσης (3.14) (μαζί με την  $H = \gamma' E$ ) και θα βρούμε

$$T' \sim p^{1/15} H^{3/5} \sim p^{\frac{1}{15} + \frac{3}{5} \frac{\gamma' - 1}{\gamma'}} \equiv p^\beta, \quad (5.28)$$

με

$$\beta = \frac{2}{3} \frac{\gamma' - 0,9}{\gamma'} = 0,136 \text{ έως } 0,167, \quad (5.29)$$

με χρήση της (5.25) και για  $\gamma' = 1,13$  με  $1,20$ . Ένα δεδομένο υλικό στοιχείο το οποίο έχει περάσει από το ψυκτικό κύμα με θερμοκρασία  $T'_m$  και πίεση  $p_m$  θα έχει (σε πίεση  $p$ ) θερμοκρασία

$$T' = T'_m \left( \frac{p}{p_m} \right)^\beta, \quad (5.30)$$

Αν υποθέσουμε ότι το  $T'_m$  δεν εξαρτάται από το χρόνο, τότε σε δεδομένη χρονική στιγμή στην αδιαβατική περιοχή (IV στο Σχήμα 2)

$$\frac{\partial \log T'}{\partial x} = -\beta \frac{\partial \log p_m}{\partial x} = \frac{\beta}{u} \frac{\partial \log p_m}{\partial t_m}, \quad (5.31)$$

$$= -\frac{1,2\beta}{ut_m} = -\frac{0,8}{ut_m} \frac{\gamma' - 0,9}{\gamma'}, \quad (5.32)$$

όπου  $t_m$  είναι ο χρόνος στον οποίο το υλικό στοιχείο  $x$  ακτινοβολούσε. Στο τελευταίο βήμα στην (5.31) θεωρούμε ότι η ταχύτητα του κύματος ακτινοβολίας είναι σταθερή αλλά ισχύει για οποιαδήποτε χρονική εξίσωση της πίεσης· η (5.32) δίνει  $p \sim t^{-1,2}$ , δηλαδή συνθήκες ισχυρού σοκ. Πρέπει να σημειωθεί ότι το  $t$  στη σχέση  $p \sim t^{-1,2}$ , και κατ' επέκταση και το  $t_m$  στην (5.32), είναι ο ολικός χρόνος από τη στιγμή της πυρηνικής έκρηξης.

Η ταχύτητα του ψυκτικού κύματος υπολογίστηκε στην υποεν. 5c, (5.18), (5.19), κ.τ.λ. Η προϋπόθεση για την επιφάνεια ακτινοβολίας τώρα, όπως και στην υποεν. 3c, είναι ότι υπάρχει μία οπτική μέση ελεύθερη διαδρομή έξω από αυτή για το «ορατό» φως, όπως ορίζεται στην υποεν. 4b. Δεδομένου ότι τώρα χρησιμοποιούμε υλικές συντεταγμένες σε  $gm/cm^2$ , θα πρέπει να χρησιμοποιήσουμε την ίδια μονάδα μέτρησης για τις μέσες ελεύθερες διαδρομές. Ο Πίνακας 6 και οι εξισώσεις (4.10) και (4.12) δίνουν τις απαιτούμενες πληροφορίες. Γράφουμε την (4.12) στη μορφή

$$\frac{\rho}{\mu} = Ap^{-1/3}T'^{-n}, \quad (5.33)$$

με  $A = 0.10 \text{ gm/cm}^2$  και  $n = 6,5$ .

Το οπτικό βάθος είναι, σύμφωνα με τις (5.32) και (5.33)

$$D = \int_{x_1}^{\infty} \frac{dx}{\rho/\mu} = \left( -\frac{dx}{d \ln T'} \right) \frac{p^{1/3}}{A} \int_0^{T'_1} \frac{d \ln T'}{T'^{-n}}, \quad (5.34)$$

$$= \frac{1}{n} \frac{ut}{0,8} \frac{\gamma'}{\gamma' - 0,9} \frac{p^{1/3} T_1'^n}{A}, \quad (5.35)$$

Θέτοντας  $D = 1, \gamma' = 1,15, A = 0,10$  και  $n = 6,5$  παίρνουμε

$$T_1'^{6,5} = \frac{0,11 \text{ gm/cm}^2}{ut} p^{-1/3}, \quad (5.36)$$

Αυτή είναι μία σαφής έκφραση για τη θερμοκρασία ακτινοβολίας σε όρους ταχύτητας ψυκτικού κύματος. Η τελευταία, με τη σειρά της, εξαρτάται από τη θερμοκρασία ακτινοβολίας, αυξάνεται με το  $T_1'^4$ , έτσι ώστε το  $T_1'$  εμφανίζεται ολόκληρο στη δύναμη 10,5 κι έτσι μπορεί να προσδιοριστεί με μεγάλη ακρίβεια.

Η εξίσωση (5.36) μπορεί να μειωθεί περαιτέρω χρησιμοποιώντας τη σχέση μεταξύ πίεσης και χρόνου η οποία, για ένα ισχυρό σοκ, είναι προσεγγιστικά

$$tp^{5/6} = 1,0Y^{1/3} \left( \frac{\rho_1}{\rho_0} \right)^{1/2}, \quad (5.37)$$

όπου  $t$  σε sec,  $p$  σε bars και  $Y$  σε μεγατόνους, και  $\rho_1$  είναι η πυκνότητα του περιβάλλοντος αδιατάρακτου αέρα. Τότε η (5.36) γίνεται

$$uT_1'^{6,5} = 0,11Y^{-1/3} \left( \frac{\rho_0}{\rho_1} \right)^{1/2} p^{1/2}, \quad (5.38)$$

Το δεξί μέλος της (5.38) δίνει την πλήρη εξάρτηση από τα  $Y$  και  $\rho_1$ , δεδομένου ότι, κατά τον υπολογισμό της (5.36), έχουμε χρησιμοποιήσει μόνο το νόμο της αδιαφάνειας (5.33) και την αδιαβατική ψύξη του αέρα, (5.32), εκ των οποίων και τα δύο είναι ανεξάρτητα της εκρηκτικής απόδοσης  $Y$  και της πυκνότητας του περιβάλλοντος αέρα.

Τώρα εισάγουμε το  $u$  από την (5.19)· κατόπιν παίρνουμε

$$\frac{T_1'^{10,5}}{T_c'^{5/3} - T_1'^{5/3}} = 0,16 Y^{-1/3} \left(\frac{\rho_0}{\rho_1}\right)^{1/2} p^{7/18}, \quad (5.39)$$

Αυτή η εξίσωση δίνει τη θερμοκρασία ακτινοβολίας σε όρους της κεντρικής θερμοκρασίας  $T_c$  και των ποσοτήτων που βρίσκονται στο δεξί μέλος. Η θερμοκρασία ακτινοβολίας είναι ανάλογη μίας μικρής δύναμης της κεντρικής θερμοκρασίας (περίπου εις την  $1/6$ )· έτσι όσο το εσωτερικό ψύχεται, η ακτινοβολία ελαττώνεται (βλ. υποεν. 5e για λεπτομέρειες). Ελαττώνεται επίσης αργά με το χρόνο λόγω του συντελεστή πίεσης στο δεξί μέλος,  $T_1' \sim p^{1/27}$ . Για δεδομένα  $p$  και  $T_c$ , η θερμοκρασία ακτινοβολίας είναι υψηλότερη για χαμηλότερη απόδοση,  $T_1' \sim Y^{-0,032}$ , και για μεγαλύτερα υψόμετρα,  $T_1' \sim \rho_1^{-1/21}$ .

Στο επίπεδο της θάλασσας, για  $Y = 1$  και  $p = 5 \text{ bars}$  (βλ. υποεν. 5e για την επιλογή αυτή) οι υπολογισμοί του Brode δίνουν  $T_c' \approx 3,6$ · η (5.39) τότε αποδίδει  $T_1' = 0,8$ , ή μία θερμοκρασία ακτινοβολίας  $10.800^\circ K$ . Αυτό είναι ένα λογικό αποτέλεσμα, αν και υπερβαίνει αισθητά τις θερμοκρασίες που παρατηρούνται συνήθως. Ωστόσο, όπως θα δείξουμε στις υποεν. 5e και 5f, ο υπολογισμός μάς δίνει τη μέγιστη θερμοκρασία που επιτυγχάνεται, και είναι πιθανόν να είναι κάπως υπερβολικά υψηλή λόγω των προσεγγίσεων που κάναμε.

### e. Ξεκίνημα του Ισχυρού Ψυκτικού Κύματος

Η εξίσωση (5.19) δίνει την ταχύτητα του ψυκτικού κύματος με την οποία κινείται προς το εσωτερικό σε  $\text{gm/cm}^2\text{sec}$ . Για την ακρίβεια, αυτή είναι η ταχύτητα στην οποία το σημείο με θερμοκρασία  $T_1$  (θερμοκρασία ακτινοβολίας) κινείται σε σχέση με το υλικό, αφού το ψυκτικό κύμα έχει μονιμοποιηθεί. Αλλά ακόμα κι αν δεν υπάρχει ψυκτικό κύμα, δηλαδή αν έχουμε απλή αδιαβατική διαστολή πίσω από το σοκ, ένα σημείο δεδομένης θερμοκρασίας  $T_1$  θα κινηθεί προς τα μέσα. Αυτή η «αδιαβατική κίνηση» είναι η ελάχιστη ταχύτητα που μπορεί να έχει το σημείο  $T_1$ . Ως εκ τούτου, εάν η αδιαβατική ταχύτητα είναι μεγαλύτερη από την (5.19), τότε θα είναι η σωστή ταχύτητα. Φυσικά, θα εξακολουθεί να υπάρχει ένα ψυκτικό κύμα, διότι είναι απαραίτητο για την παροχή ενέργειας για την ακτινοβολία· αυτό το «ασθενές ψυκτικό κύμα» θα περιγραφεί στην Εν. 5g. Αλλά η κίνησή του προς το εσωτερικό, ακριβέστερα η ταχύτητα της βάσης του (σημείο C στο Σχήμα 2), δε θα καθορίζεται από την απαίτηση της επαρκούς ροής

ενέργειας, (5.19), αλλά από την «αδιαβατική ταχύτητα» την οποία θα εξάγουμε από την (3.15). Η περιοχή IV στο Σχήμα 2 τώρα θα είναι απούσα. Έτσι, έξω από το ψυκτικό κύμα, στο σημείο C, η περιοχή V θα ξεκινήσει άμεσα, με κατανομή θερμοκρασίας που δίνεται από την (3.15).

Είναι επομένως σημαντικό να προσδιοριστεί ο χρόνος  $t_a$  (και η πίεση  $p_a$ ) στα οποία το  $u$  της εξίσωσης (5.19) γίνεται μεγαλύτερο από την αδιαβατική ταχύτητα της θερμοκρασίας  $T_1$ . Πριν από το χρόνο  $t_a$ , έχουμε ένα ασθενές ψυκτικό κύμα. Ονομάζουμε αυτή το στάδιο C I· έπειτα, το ψυκτικό κύμα είναι ισχυρό, και η ακτινοβολία περιγράφεται ουσιαστικά από τη θεωρία της υποεν. 5d (Στάδιο C II). Ο προσδιορισμός του σημείου διαχωρισμού  $p_a$  μεταξύ των δύο αυτών Σταδίων είναι μία εκλέπτυνση των εκτιμήσεων της υποεν. 3d.

Η θερμοκρασία στο αδιαβατικά διαστελλόμενο υλικό πίσω από το σοκ είναι συνάρτηση του χρόνου και της θέσης, και δίνεται από την υδροδυναμική και την καταστατική εξίσωση. Η προς το εσωτερικό κίνηση ενός σημείου δεδομένης θερμοκρασίας σε σχέση με το υλικό δίνεται από την

$$-\rho \frac{dr}{dt} = \frac{(\partial \log T / \partial t)_r}{(\partial \log T / \rho \partial R)_t}, \quad (5.40)$$

όπου ο δείκτης  $r$  σημαίνει ότι η μερική παράγωγος πρέπει να ληφθεί σε δεδομένο υλικό σημείο  $r$ , και όχι σε δεδομένη γεωμετρική ακτίνα  $R$ . Από την (3.15) έχουμε

$$-\frac{\partial \log T}{\rho \partial R} = \frac{1,8}{(\gamma' - 1)\rho R}, \quad (5.41)$$

Ομοίως, από την (5.28)

$$-\left(\frac{\partial \log T}{\partial t}\right)_r = \beta \frac{\partial \log p}{\partial t} = -\frac{1,2\beta}{t} = -\frac{0,8}{t} \frac{\gamma' - 0,9}{\gamma'}, \quad (5.42)$$

θεωρώντας τη σχέση  $p \sim t^{-1,2}$  για ισχυρό σοκ. Ο λόγος (5.40) είναι τότε

$$-\rho \frac{dr}{dt} = \frac{0,8}{1,8} \frac{(\gamma' - 0,9)(\gamma' - 1)}{\gamma'} \frac{\rho R}{t}, \quad (5.43)$$

Εδώ χρησιμοποιούμε τη σχέση (3.10)

$$\rho = \frac{\gamma'}{\gamma' - 1} \frac{p}{H}, \quad (5.44)$$

και βρίσκουμε

$$-\rho \frac{dr}{dt} = \frac{4}{9} (\gamma' - 0,9) p \frac{R}{t} \frac{1}{H_1}, \quad (5.45)$$

όπου το  $H$  έχει επισημανθεί ως  $H_1$  επειδή αναφέρεται στη θερμοκρασία ακτινοβολίας. Εδώ εισάγουμε τις (3.30) και (3.31),

$$\frac{R}{t} = \frac{5}{2} \sqrt{2} \sqrt{\frac{p}{\rho_1}}, \quad (5.46)$$

Στη συνέχεια μπορούμε να συγκρίνουμε το αποτέλεσμα με την (5.18), την ταχύτητα του ψυκτικού κύματος (θέτοντας  $J_0 = 0$ )

$$u = \frac{J_1}{H_0 - H_1}, \quad (5.47)$$

Η σύγκριση δίνει

$$\frac{10\sqrt{2}}{9} (\gamma' - 0,9) \frac{p^{3/2}}{\rho_1^{1/2}} = \frac{H_1}{H_0 - H_1} J_1, \quad (5.48)$$

Εισάγοντας την (3.33) για το  $J_1$ , και αλλάζοντας τη μονάδα μέτρησης της πίεσης από  $dynes/cm^2$  σε  $bars = 10^6 dynes/cm^2$  παίρνουμε

$$p_1^{3/2} = 570 \sqrt{\rho_0} \frac{9}{10\sqrt{2}} \frac{1}{\gamma' - 0,9} \frac{T_1'^{17/3}}{T_c'^{5/3} - T_1'^{5/3}}$$

για  $\rho_0 = 1,29 \times 10^{-3}$  και  $\gamma' = 1,15$  αυτή γίνεται

$$p_1 = 14 \left( \frac{\rho_1}{\rho_0} \right)^{1/3} \frac{T_1'^{34/9}}{T_c'^{10/9}} \left[ 1 - \left( \frac{T_1'}{T_c'} \right)^{5/3} \right]^{-2/3}, \quad (5.49)$$

Θέτοντας τώρα  $\rho_1 = \rho_0$  και επιλέγοντας, όπως στην υποεν. 5d,  $T_c' = 3,6$  και  $T_1' = 1,08$ , παίρνουμε

$$p_1 = 5,0 \text{ bars}, \quad (5.50)$$

Επομένως η κρίσιμη πίεση είναι 5 bars, η οποία ήταν ο λόγος για την επιλογή αυτού του αριθμού στο τέλος της υποεν. 5d. Εκεί αποδείχθηκε ότι για  $p = 5$  bars και  $T'_c = 3,6$  οδηγεί σε  $T'_1 = 1,08$ , έτσι ώστε οι αριθμοί μας να είναι συνεπείς.

Έπρεπε να βασιστούμε στη λύση του Brode για να βρούμε το  $T_c$  για ένα δεδομένο  $p$ : αυτό θα μπορούσε να αποφευχθεί μόνο με μία αναλυτική λύση για την ισοθερμική σφαίρα. Πέρα από αυτό, η αντιμετώπισή μας είναι αναλυτική, κάνοντας χρήση της καταστατικής εξίσωσης και των χαρακτηριστικών απορρόφησης του αέρα.

### f. Μέγιστη Εκπομπή

Σε αυτήν την ενότητα εξετάζουμε το Στάδιο C I, δηλαδή την κατάσταση όπου η πίεση είναι μεγαλύτερη από  $p_a$ , (5.50). Τότε η επιφάνεια ακτινοβολίας βρίσκεται στην αδιαβατική περιοχή που περιγράφηκε στην υποεν. 3c. Η προϋπόθεση για τη θέση της είναι, (3.21),  $\ell = \frac{R}{50}$ . Από τις καμπύλες του Brode, η θέση ενός σημείου θερμοκρασίας  $T'$  κοντά στο 1 δίνεται προσεγγιστικά από την

$$R = 0,78Y^{1/3}T'^{-0,10}p^{-1/4}, \quad (5.51)$$

Η έκφραση αυτή προέρχεται αποκλειστικά από αριθμητικό υπολογισμό, εκτός από το ότι έχει εισαχθεί η σωστή εξάρτηση από την απόδοση. Το  $Y$  μετράται σε μεγατόνους, το  $p$  σε bars, και το  $R$  σε χιλιόμετρα. Η εξίσωση (5.51) ισχύει από  $p = 5$  έως 100 bars μέσα σε ένα ποσοστό 5%. Ο συντελεστής απορρόφησης δίνεται στην (4.10) η οποία αποδίδει

$$\ell = \frac{1}{\mu} = \frac{2,7 \times 10^{-2}}{\rho_0} \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{1,3} T'^{-7} = 8 \times 10^3 p^{-1,45} T'^{-4,9}, \quad (5.52)$$

με χρήση της καταστατικής εξίσωσης (4.11). Εξισώνοντας αυτό με το  $1/50$  της (5.51) δίνει

$$T'^{4,8} = 4,5Y^{-1/3}p^{-1,20}, \quad (5.53)$$

$$T' = 1,37Y^{-0,07}p^{-0,25}, \quad (5.54)$$

Επομένως η θερμοκρασία της ακτινοβολίας αυξάνεται όσο ελαττώνεται η πίεση. Αφού  $p \sim t^{-1,2}$ , τότε

$$T' \sim t^{0,3}, \quad (5.55)$$

δηλαδή η αύξηση στη θερμοκρασία σε σχέση με το χρόνο είναι αρκετά γρήγορη. Αυτό οφείλεται εξ ολοκλήρου στο «άνοιγμα» του σοκ, δηλαδή στην ελάττωση της απορρόφησης με ελάττωση της πυκνότητας (πίεσης).

Για δεδομένη πίεση, η θερμοκρασία ακτινοβολίας (5.54) είναι ελαφρώς υψηλότερη για μικρότερη απόδοση, μία επίδραση που έχει παρατηρηθεί. Ένας συντελεστής 1.000 στην απόδοση, αντιστοιχεί σε ένα συντελεστή 1,6 στη θερμοκρασία, και ως εκ τούτου σε ένα συντελεστή 7 στην ακτινοβολία ανά μονάδα επιφάνειας. Η συνολική ισχύς της ακτινοβολίας είναι ανάλογη του

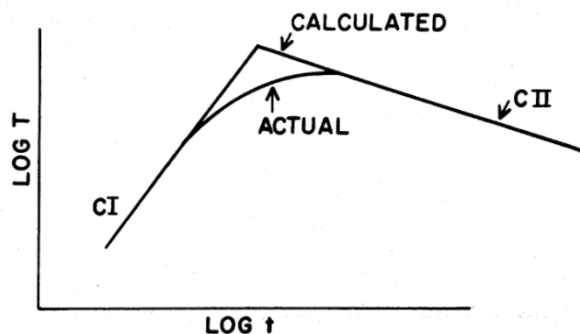
$$R^2 T'^4 \sim Y^{2/3-0,26} p^{-2/3-1} \sim Y^{40} p^{-5/3}, \quad (5.56)$$

Η σχετικά χαμηλή ισχύς της απόδοσης είναι αξιοσημείωτη σε αυτόν τον τύπο, ο οποίος περιγράφει το Στάδιο C I. Δεδομένου ότι η συνολική ενέργεια που ακτινοβολείται θα πρέπει να είναι, κατά προσέγγιση, ανάλογη με το  $Y$ , η διάρκεια του Σταδίου C I είναι τότε ανάλογη του  $Y^{0,60}$ . Το παρατηρούμενο χρονικό διάστημα έως το δεύτερο μέγιστο της ακτινοβολίας είναι περίπου ανάλογο του  $Y^{0,5}$ . Ως εκ τούτου η θεωρητική μας εξάρτηση από το  $T'$  στην απόδοση είναι κάπως υπερβολικά ισχυρή. Η χρονική εξάρτηση της (5.56) είναι αρκετά ισχυρή, περίπου  $t^2$ .

Στη μονοδιάστατη θεωρία μας, το τέλος του Σταδίου C I σηματοδοτεί το μέγιστο της ακτινοβολίας, τόσο στη θερμοκρασία όσο και στη συνολική εκπομπή. Στο Στάδιο C I η θερμοκρασία ακτινοβολίας αυξάνεται με την ελάττωση της πίεσης, (5.54), επειδή το υλικό γίνεται περισσότερο διάφανο. Στο Στάδιο C II έχουμε την αντίστροφη περίπτωση, (5.39), επειδή το υλικό που έχει περάσει από το ψυκτικό κύμα γίνεται παχύτερο με το χρόνο, (5.32). Το υλικό αυτό παρέχει αδιαφάνεια για το ορατό φως από τη διάπυρη σφαίρα· δεδομένου ότι γίνεται όλο και περισσότερο αδιάφανο, η ακτινοβολία πρέπει τώρα να προέρχεται από ένα στρώμα με μικρότερο συντελεστή απορρόφησης, (5.35), και ως εκ τούτου με χαμηλότερη θερμοκρασία. Όπως δείχνει η (5.36), η αύξηση του πάχους (το  $t$  στον παρονομαστή) είναι πιο σημαντική από τη συνεχή ελάττωση της πυκνότητας (παράγοντας  $p^{1/3}$ ). Αυτά τα αποτελέσματα θα τροποποιηθούν στην τρισδιάστατη θεωρία, Εν. 6.



Η μέγιστη θερμοκρασία υπολογίστηκε σε  $T' = 0,92$  ή  $1,08$ , από τους δύο υπολογισμούς μας· είναι προφανές ότι βρίσκονται κοντά στην τιμή 1, δηλαδή  $10.000^{\circ}K$ . Ο αριθμός αυτός δεν αποκλίνει πάρα πολύ από την παρατήρηση θεωρώντας ότι έχουμε υπολογίσει ένα μέγιστο. Στην πραγματικότητα, η μετάβαση από το Στάδιο C I στο Στάδιο C II δε μπορεί να είναι ξαφνική όπως έχουμε υποθέσει· το ψυκτικό κύμα πρέπει να ξεκινάει σταδιακά, και ως εκ τούτου η κορυφή της θερμοκρασίας που έχουμε υπολογίσει πράγματι θα αποκοπεί (Σχήμα 3). Το παρατηρούμενο μέγιστο μπορεί άνετα να είναι κατά  $1.000^{\circ}K$  χαμηλότερο από τον υπολογισμό μας.



Σχήμα 3. Η υπολογισμένη αύξηση στη θερμοκρασία στο Στάδιο C I, και μείωση στο Στάδιο C II (ευθείες γραμμές), και η εκτιμώμενη πραγματική συμπεριφορά.

Η ακτίνα της επιφάνειας ακτινοβολίας αυξάνεται με το χρόνο στο Στάδιο C I. Εισάγοντας την (5.54) στην (5.51) παίρνουμε

$$R \sim Y^{0,34} p^{-0,225} \sim t^{0,27}, \quad (5.57)$$

Στο Στάδιο C II, η επιφάνεια κινείται κάπως ραγδαία προς τα μέσα σε σχέση με το υλικό, λόγω του ψυκτικού κύματος. Επιπλέον, για εκρήξεις στο επίπεδο της θάλασσας τουλάχιστον, η πίεση δεν είναι πολύ πάνω από αυτή του περιβάλλοντος, έτσι ώστε η προς τα έξω κίνηση του υλικού επιβραδύνεται. Έτσι η γεωμετρική ακτίνα της επιφάνειας ακτινοβολίας δεν αυξάνεται πλέον πολύ, και σύντομα αρχίζει να ελαττώνεται. Ως εκ τούτου, η συνολική ακτινοβολία θα φτάσει το μέγιστό της στον ίδιο χρόνο με, ή πολύ σύντομα μετά το μέγιστο της θερμοκρασίας.

### g. Ασθενές Ψυκτικό Κύμα

Στο Στάδιο C II το ψυκτικό κύμα επικρατεί της ακτινοβολίας (υποεν. 5d). Το ψυκτικό κύμα υπάρχει επίσης και στο Στάδιο C I, επειδή πρέπει να παρέχεται η ενέργειας της ακτινοβολίας. Ωστόσο η ταχύτητα με την οποία το κύμα κινείται προς το εσωτερικό διέπεται πλέον από την αδιαβατική διαστολή, (5.45). Προκειμένου να επιτευχθεί η σωστή ροή της ακτινοβολίας  $J_1$  στην επιφάνεια ακτινοβολίας, πρέπει ως εκ τούτου να χρησιμοποιήσουμε την (5.18) σε αντιστροφή· η θερμοκρασία  $T_0$  στο εσωτερικό άκρο του ψυκτικού κύματος (σημείο B στο Σχήμα 2) θα αυτορυθμιστεί με τέτοιο τρόπο ώστε η (5.18) να ικανοποιείται, με  $u$  δοσμένο από την (5.45). Με χρήση της (5.46) παίρνουμε της εξής κατάσταση

$$\frac{10\sqrt{2}}{9} (\gamma' - 0,9) \frac{p^{3/2}}{\sqrt{\rho_1}} = \frac{H_1}{H_0 - H_1} (J_1 - J_0), \quad (5.58)$$

ή λύνοντας ως προς  $H_0$  και εισάγοντας νούμερα

$$\frac{H_0 - H_1}{H_1} \frac{1}{1 - J_0/J_1} = \frac{13}{\gamma' - 0,9} \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_0}} p^{-3/2} T_1'^4, \quad (5.59)$$

Αγνοώντας το  $J_0$ , βρίσκουμε ότι το  $H_0$  αυξάνεται γρήγορα όσο ελαττώνεται η πίεση. Εισάγοντας την (5.54) βρίσκουμε ότι το δεξί μέλος ποικίλει ανάλογα με  $p^{-5/2} \sim t^3$ . Έτσι το ψυκτικό κύμα αρχίζει πολύ αδύναμα και στη συνέχεια αυξάνει ραγδαία σε δύναμη. Το «κεφάλι» του (σημείο B Σχήμα 2) είναι αρχικά κοντά στη βάση του (σημείο C). Με την πάροδο του χρόνου, κινείται πιο βαθιά προς το θερμό υλικό, καταναλώνοντας την περιοχή II στο Σχήμα 2. Η ενέργεια που διατίθεται για την ακτινοβολία είναι ουσιαστικά η διαφορά  $H_0 - H_1$ : η θερμοκρασία του υλικού πέφτει ξαφνικά από  $T_0$  σε  $T_1$  καθώς το ψυκτικό κύμα σαρώνει το υλικό, και η διαφορά ενέργειας είναι ελεύθερη για την ακτινοβολία.

Ο όρος  $J_0$  εξαρτάται από τα  $H_0$ ,  $p$  και τη θερμοβαθμίδα στην περιοχή μέσα στο ψυκτικό κύμα (περιοχή II). Εάν αυτή η περιοχή είναι αδιαβατική, η θερμοβαθμίδα μπορεί να υπολογιστεί από την (3.15). Αφού το  $J_1$  επίσης σχετίζεται με τη θερμοβαθμίδα στην αδιαβατική περιοχή IV, ο λόγος  $J_0/J_1$  τείνει στη μονάδα καθώς το  $H_0$  τείνει στο  $H_1$ . Έτσι το αριστερό μέλος της (5.59) θα έχει μία ορισμένη ελάχιστη τιμή. Αυτό φαίνεται να δείχνει ότι δεν υπάρχει καθόλου ψυκτικό κύμα μέχρι

η πίεση να πέσει κάτω από μία ορισμένη κρίσιμη τιμή. Αυτό το σημείο δεν έχει διερευνηθεί λεπτομερώς. Είναι πιθανό ότι απλά σχετίζεται με την απόσχιση του φωτεινού μετώπου από το κρουστικό κύμα, δηλαδή με την αρχή του Σταδίου C.

Η εξίσωση (5.59) περιγράφει το ασθενές ψυκτικό κύμα στο Στάδιο C I ανεξάρτητα από την κατανομή θερμοκρασίας στην περιοχή II. Το Στάδιο έρχεται στο τέλος του, όταν το  $H_0$  φφτάνει τη μέγιστη δυνατή τιμή,  $H_c$ . Στη συνέχεια το κύμα που περιγράφεται από την (5.39) δεν επαρκεί για να παρέχει την ενέργεια της ακτινοβολίας: δεδομένου ότι η ενθαλπία δε μπορεί πλέον να αυξηθεί, η ταχύτητα του ψυκτικού κύματος πρέπει να αυξηθεί. Αυτή η ταχύτητα δίνεται κατόπιν από την (5.19), και το Στάδιο C II έχει αρχίσει.

## 6. ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΩΝ ΤΡΙΩΝ ΔΙΑΣΤΑΣΕΩΝ

### a. Αρχικές συνθήκες και υποθέσεις

Το γεγονός ότι η διάπυρη σφαίρα έχει σχήμα σφαίρας προκαλεί κάποιες αποκλίσεις από τη μονοδιάστατη θεωρία της Εν. 5. Σε αυτήν την ενότητα θα συζητήσουμε το Στάδιο C II, τη διεύθυνση του ψυκτικού κύματος μέσα στη ισοθερμική σφαίρα, στις τρεις διαστάσεις. Αρχικά υποθέτουμε ότι το ψυκτικό κύμα έχει μόλις φτάσει την ισοθερμική σφαίρα· καλούμε το αντίστοιχο χρονικό διάστημα  $t = t_a$ , και η πίεση είναι η κρίσιμη πίεση  $p_a = 5 \text{ bars}$  που λάβαμε στην υποεν. 5d. Στη συνέχεια η μάζα της ισοθερμικής σφαίρας ελαττώνεται λόγω του ψυκτικού κύματος.

Υποθέτουμε ότι το υλικό, το οποίο βρίσκεται σε θερμοκρασία  $T > T_m = 4.000^\circ K$  στον αρχικό χρόνο  $t_a$ , θα παραμείνει σε αυτό το εύρος θερμοκρασίας καθ' όλη τη διάρκεια του Σταδίου C II. Αυτό είναι λογικό διότι το υλικό θα θερμαίνεται από την υπεριώδη ακτινοβολία που προέρχεται από το εσωτερικό, λόγω της ισχυρής απορρόφησης του αέρα σε μέση θερμοκρασία ( $3.000^\circ K$  με  $6.000^\circ K$ ) για την υπέρυθη ακτινοβολία (υποεν. 4c). Η θέρμανση από την υπεριώδη αναμένεται να αντισταθμίσει περίπου την ψύξη λόγω της αδιαβτικής διαστολής του υλικού αυτού· αυτό επιβεβαιώνεται από πρόχειρες εκτιμήσεις της θέρμανσης και της ψύξης. Δε ξέρουμε πώς διανέμεται η θερμοκρασία στο «θερμό στρώμα» μεταξύ της θερμοκρασίας ακτινοβολίας  $T_1$  και της θερμοκρασίας  $T_m = 4.000^\circ K$ · αυτό θα

μπορούσε να καθοριστεί μόνο από λεπτομερή υπολογισμό της ροής της υπεριώδους ακτινοβολίας σε αυτήν την περιοχή. Υποθέτουμε ότι η κατανομή είναι ομαλή, όπως στο Στάδιο C I, και ως εκ τούτου το πάχος του «θερμού στρώματος» σε  $gm/cm^2$  είναι ευθέως ανάλογο με την απαιτούμενη μέση ελεύθερη διαδρομή του ορατού φωτός στη θερμοκρασία ακτινοβολίας (επίσης σε  $gm/cm^2$ ) η οποία με τη σειρά της καθορίζει την  $T_1$ .

Παίρνουμε τις αρχικές συνθήκες από τον Brode<sup>8</sup>, χρησιμοποιώντας τις καμπύλες του σε έναν χρόνο όπου η εσωτερική πίεση είναι 4,1 bars, που είναι πιο κοντά στο  $p_a = 5$  bars από όλες τις καμπύλες που δημοσίευσε. Αυτό αντιστοιχεί σε μία κλίμακα χρόνου  $t_c = 0,325$  sec. Σε αυτόν το χρόνο, οι σημαντικές φυσικές ποσότητες είναι όπως δίνονται στον Πίνακα 8 (διαστάσεις σε κλίμακα 1 μεγατόνου). Η τελευταία στήλη του πίνακα δε δίνεται από τον Brode αλλά θα εξηγηθεί στην υποεν. 6c. Στον πίνακα έχουμε ορίσει μία ποσότητα ανάλογη ως προς τη μάζα

$$m = \rho_0^{-1} \int_0^R \rho(R)R^2 dR, \quad (6.1)$$

όπου το  $R$  μετριέται σε εκατοντάδες μέτρα. Είναι ενδιαφέρον το γεγονός ότι η μάζα του θερμού στρώματος είναι πολύ μεγαλύτερη (4,6 φορές) από εκείνη της ισοθερμικής σφαίρας. Ο όγκος του είναι περίπου 2,4 φορές μεγαλύτερος στους υπολογισμούς του Brode.

Πίνακας 8. Συνθήκες όταν το Ψυκτικό Κύμα φτάνει την Ισοθερμική Σφαίρα, σύμφωνα με τον Brode

	Ισοθερμική Σφαίρα	Θερμό Στρώμα (Brode)	Θερμό Στρώμα (υποεν. 6c)
Εξωτερική ακτίνα σε μέτρα	385	577	438
Μέση πυκνότητα/ $\rho_0$	$0,79 \times 10^{-2}$	$2,20 \times 10^{-2}$	$11 \times 10^{-2}$
Μάζα $m$ από την (6.1)	0,150	0,99	0,99
Μέση θερμοκρασία $T'$	3,0	--	0,70

### b. Συρρίκνωση της Ισοθερμικής Σφαίρας

Συμβολίζουμε τη «μάζα» της ισοθερμικής σφαίρας, όπως ορίζεται από την (6.1), με  $m_1$ . Στη συνέχεια αυτή η μάζα θα ελαττωθεί, λόγω της πορείας του ψυκτικού κύματος προς το εσωτερικό, σύμφωνα με την

$$\frac{dm_1}{dt} = -\frac{u}{\rho_0} R_1^2, \quad (6.2)$$

Προσέξτε το  $\rho_0$  στον παρονομαστή και την απουσία του συντελεστή  $4\pi$ , λόγω του ορισμού (6.1). Η πυκνότητα της ισοθερμικής σφαίρας είναι σχεδόν ομοιόμορφη και θα τη συμβολίσουμε με  $\rho_{is}$ . Οι αρχικές τιμές στο χρόνο  $t_a$  θα συμβολίζονται με τον δείκτη  $a$ . Η ισοθερμική σφαίρα διαστέλλεται αδιαβατικά, ως εκ τούτου

$$\rho_{is} = \rho_a \left( \frac{p}{p_a} \right)^{1/\gamma}, \quad (6.3)$$

και άρα σε οποιαδήποτε χρονική στιγμή  $t$

$$\left( \frac{R_1}{R_a} \right)^3 = \left( \frac{m_1}{m_a} \right) \left( \frac{p_a}{p} \right)^{1/\gamma}, \quad (6.4)$$

Η ταχύτητα του ψυκτικού κύματος δίνεται από την (5.10), έτσι

$$u = \frac{J_1}{H_0 - H_1}, \quad (6.5)$$

όπου το  $J_0$  το θέσαμε ίσο με το μηδέν επειδή δεν υπάρχει αξιόλογη ροή ακτινοβολίας μέσα στη σφαίρα. Η ποσότητα  $H_0$  είναι η ενθαλπία στο εσωτερικό της σφαίρας, η οποία συστέλλεται αδιαβατικά

$$H_0 = H_a \left( \frac{p}{p_a} \right)^{(\gamma-1)/\gamma}, \quad (6.6)$$

Η ποσότητα  $H_1$  είναι η ενθαλπία στην επιφάνεια ακτινοβολίας. Θα δειχθεί στην υποεν. 6c ότι η θερμοκρασία  $T_1$  είναι σχεδόν σταθερή με το χρόνο, έτσι ώστε, σε καλή προσέγγιση, να είναι σταθερά τα  $H_1$  και  $J_1$  στην (6.5). Θα κάνουμε επίσης την όχικαι τόσο καλή προσέγγιση ότι  $H_1 \ll H_0$ . Τότε οι (6.5) και (6.6) δίνουν

$$u = u_a \left( \frac{p_a}{p} \right)^{(\gamma-1)/\gamma}, \quad (6.7)$$

Εισάγοντας τις (6.4) και (6.7) στην (6.2) και καθιστώντας την εξίσωση άνευ διαστάσεων

$$\frac{d}{d(t/t_a)} \left( \frac{m}{m_a} \right) = - \frac{u_a t_a R_a^2}{\rho_0 m_a} \left( \frac{R_1}{R_a} \right)^2 \frac{u}{u_a} = -3 \frac{u_a t_a}{\rho_a R_a} \left( \frac{m_1}{m_a} \right)^{1-\frac{1}{3\gamma}}, \quad (6.8)$$

Ορίζουμε

$$x = \frac{t}{t_a}$$

$$y = \left( \frac{m}{m_a} \right)^{1/3}$$

$$f(x) = \frac{p_a}{p}$$

$$A = \frac{u_a t_a}{\rho_a R_a}, \quad (6.9)$$

και αποκτούμε την απλή διαφορική εξίσωση

$$\frac{dy}{dx} = -A f(x)^{1-\frac{1}{3\gamma}}, \quad (6.10)$$

η οποία αποδίδει μαζί με τις συνοριακές συνθήκες

$$y = 1 - A \int_1^x f(x')^{1-\frac{1}{3\gamma}}, \quad (6.11)$$

Η σταθερά  $A$  μπορεί να προσδιοριστεί από την υποεν. 5ε. Η κατάσταση εκεί είναι

$$u_a = -\rho \frac{dr}{dt}, \quad (6.12)$$

όπου  $\rho$  είναι η πυκνότητα έξω από το ψυκτικό κύμα. Σύμφωνα με την (5.44)

$$\frac{\rho}{\rho_a} = \frac{H_c}{H_1}, \quad (6.13)$$

Στη συνέχεια με χρήση της (5.43)

$$\frac{u_a}{\rho_a} = \frac{H_a}{H_1} \frac{4}{9} \frac{(\gamma' - 0,9)(\gamma' - 1)}{\gamma'} \frac{R_a}{t_a}, \quad (6.14)$$

Για  $T'_a = 3,6$   $T'_1 = 0,98$   $H \sim T^{5/3}$  βρίσκουμε  $H_a/H_1 = 8,7$ . Επιπλέον για  $\gamma' = 1,18$  το  $A$  στην (6.9) γίνεται

$$A = 8,7 \times \frac{4}{9} \times \frac{0,18 \times 0,28}{1,18} = 0.166, \quad (6.15)$$

που είναι μικρός καθαρός αριθμός: ο υπολογισμός θα μπορούσε να βελτιωθεί χωρίς να αγνοήσουμε το  $H_1$  συγκρινόμενο με το  $H_a$ .

Σύμφωνα με την (6.11) η διάπυρη σφαίρα έχει εξαντληθεί κατά το χρόνο  $x$  που ορίζεται από

$$\int_1^x f(x')^{1-\frac{1}{3\gamma}} dx' = \frac{1}{A} = 6, \quad (6.16)$$

Η σχέση αυτή είναι έγκυρη (με τις προσεγγίσεις που έχουμε κάνει) ανεξάρτητα από τη σχέση μεταξύ πίεσης και χρόνου,  $f(x)$ . Αυτή η γενικότητα είναι χρήσιμη για εκρήξεις στο επίπεδο της θάλασσας, όπου το  $p_a$  είναι μόνο 5 φορές η πίεση περιβάλλοντος: η σχέση μεταξύ  $p$  και  $t$  μπορεί στη συνέχεια να ληφθεί από μία υπολογιστική μηχανή (ή από παρατήρηση).

Για μεγαλύτερα υψόμετρα, ας πούμε  $h > 10 \text{ km}$ , το  $p_a = 5(\rho_1/\rho_0)^{1/3}$  είναι αρκετά πιο πάνω από την πίεση του περιβάλλοντος,  $\rho_1/\rho_0$ , έτσι ώστε το σοκ είναι ακόμα ισχυρό και μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την

$$f(x) = x^{1,2}, \quad (6.17)$$

Τότε η (6.11) γίνεται

$$y = 1 - A \frac{x^{2,2-0,4/\gamma} - 1}{2,2 - 0,4/\gamma}, \quad (6.18)$$

Για  $\gamma = 1,18$

$$y = \frac{12,2 - x^{1,86}}{11,2}, \quad (6.19)$$

και η ισοθερμική σφαίρα εξαφανίζεται για

$$x_2 = 12,2^{1/1,86} = 3,84, \quad (6.20)$$

Για αυτά τα μεγαλύτερα υψόμετρα ο χρόνος που η ισοθερμική σφαίρα εξαφανίζεται, είναι ένα σταθερό πολλαπλάσιο του χρόνου στον οποίο το ψυκτικό κύμα φτάνει σε αυτή. Αυτό το πολλαπλάσιο εξαρτάται μόνο από το  $\gamma$ , και από το λόγο  $H_c/H_1$ , της εσωτερικής προς την εξωτερική ενθαλπία στο χρόνο  $t_a$ . Η πίεση στο χρόνο  $x_2$  είναι

$$p_2 = p_a x_2^{-1,2} = 1,0 \left( \frac{\rho_1}{\rho_0} \right)^{1/3}, \quad (6.21)$$

Για το επίπεδο της θάλασσας, η  $f(x)$  αυξάνεται πιο αργά (η πίεση ελαττώνεται πιο αργά) με το χρόνο· ως εκ τούτου χρειάζεται λίγο περισσότερο χρόνο για να εξαπληθεί η ισοθερμική σφαίρα.

Αντιστρόφως, η πίεση κατά τη χρονική στιγμή  $t_2 = t_a x_a$  θα έχει ελαττωθεί κατά ένα συντελεστή μικρότερο του  $p_a$ .

Για την απλή περίπτωση μεγαλύτερων υψομέτρων, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την (6.19) για να υπολογίσουμε το λόγο μάζας  $y^3$ , η οποία θα εξακολουθεί να είναι στην ισοθερμική σφαίρα, την ακτίνα  $R_1/R_c$ , και άλλα φυσικά δεδομένα. Κάποια από αυτά δίνονται στον Πίνακα 9. Από τον πίνακα φαίνεται ότι η μάζα μειώνεται, πρώτα αρκετά ομοιόμορφα και γρήγορα (όπως αν θα πήγαινε στο μηδέν για  $x = 2,8$ ), μετά πιο αργά (επειδή είναι ανάλογη του  $y^3$ ), ενώ η ακτίνα επεκτείνεται πρώτα ελαφρώς, μετά συρρικνώνεται αργά και στο τέλος πολύ γρήγορα. Το τελευταίο φαινόμενο, η ταχεία συρρίκνωση της διάπυρης σφαίρας, δεν είναι δυνατόν να παρατηρηθεί, επειδή τα θραύσματα από τη βόμβα γίνονται ορατά, και είναι πιθανό να είναι ακόμα αδιαφανής. Αλλά μία κάποια συρρίκνωση της διάπυρης σφαίρας θα μπορεί να είναι δυνατόν να παρατηρηθεί.



Πίνακας 9. Ανάπτυξη της Ισοθερμικής Σφαίρας και του Θερμού Στρώματος λόγω του Ψυκτικού Κύματος

$x = t/t_a$	1,0	1,2	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	3,84
	1	0,964	0,899	0,766	0,599	0,402	0,188	0
$m_1/m_a = y^3$	1	0,895	0,726	0,450	0,215	0,065	0,0066	0
$R_1/R_a$	1	1,029	1,031	0,970	0,818	0,584	0,287	0
$R_2/R_a$	1,137	1,194	1,248	1,296	1,326	1,362	1,426	1,483
$L'$	0,137	0,129	0,126	0,129	0,150	0,180	0,214	0,247

Οι δύο τελευταίες γραμμές του Πίνακα 9 θα εξηγηθούν στην υποεν. 6c.

### c. Το Θερμό Στρώμα

Θέλουμε να λάβουμε ότι το εξωτερικό άκρο του θερμού στρώματος, το επίπεδο θερμοκρασίας  $4.000^\circ\text{K}$ , παραμένει σταθερό στο υλικό (υποεν. 6a). Επιθυμούμε να υπολογίσουμε το πάχος του θερμού στρώματος σε  $\text{gm}/\text{cm}^2$

$$L = \int_{R_1}^{R_2} \rho(R) dR, \quad (6.22)$$

όπου  $R_2$  είναι το εξωτερικό άκρο του στρώματος. Η αρχική μάζα του θερμού στρώματος  $m_W$  είναι πολύ μεγαλύτερη από εκείνη της ισοθερμικής σφαίρας

$$\frac{m_W}{m_a} = B = 6.6, \quad (6.23)$$

Σε μεταγενέστερο χρόνο, η μάζα του θερμού στρώματος είναι

$$m_2 = m_a(B + 1 - y^3), \quad (6.24)$$

η οποία δε μεταβάλλεται πολύ.

Η θερμοκρασία στο θερμό στρώμα μεταβαίνει από τους  $1.000^\circ\text{K}$  στους  $4.000^\circ\text{K}$ . Για λόγους απλότητας υποθέτουμε ότι η πυκνότητα αντιστοιχεί στη μέση θερμοκρασία των  $7.000^\circ\text{K}$ . Στη συνέχεια, στην αρχική πίεση που χρησιμοποιείται στον Πίνακα 8,  $p_a = 4,1 \text{ bars}$ , η πυκνότητα του θερμού στρώματος είναι  $\rho_W = 11 \times 10^{-2} \rho_0 = 14\rho_a$ . Αυτή είναι πού υψηλότερη από ότι στους υπολογισμούς του Brode, Πίνακας 8: στους υπολογισμούς του, το ψυκτικό κύμα δεν έχει φτάσει ακόμα την ισοθερμική σφαίρα· στις υποθέσεις που κάναμε εμείς όμως έχει φτάσει. Η διαφορά οφείλεται στις διαφορετικές αδιαφάνειες που έχουν υποτεθεί· αυτό έχει ως συνέπεια ότι το θερμό στρώμα μας είναι

γεωμετρικά πολύ λεπτότερο από ό, τι του Brode (Πίνακας 8 τελευταία στήλη). Στη συνέχεια η πυκνότητα ελαττώνεται με την πίεση, όχι αδιαβατικά αλλά ισοθερμικά· σύμφωνα με τον τύπο του Gilmore (3.13) θεωρούμε

$$\rho_2 = \rho_w \left(\frac{p}{p_a}\right)^{1,11} = \rho_a C \left(\frac{p}{p_a}\right)^{1,11}, \quad (6.25)$$

με  $C = 14$ .

Βάσει αυτού υπολογίζουμε την εξωτερική ακτίνα  $R_2$  του θερμού στρώματος και βρίσκουμε

$$R_2^3 = R_1^3 + R_a^3 \frac{B + 1 - y^3}{C} [f(x)]^{10/9}, \quad (6.26)$$

Χρησιμοποιώντας την (6.17) μπορούμε στη συνέχεια να υπολογίσουμε το λόγο  $R_2/R_a$ . Δίνουμε αυτήν την ποσότητα στην προτελευταία γραμμή του Πίνακα 9. Στην τελευταία γραμμή έχουμε παραθέσει το υλικό πάχος του θερμού στρώματος, σε σχετικές μονάδες

$$L' = \frac{\rho_2 R_2 - R_1}{\rho_a R_a}, \quad (6.27)$$

Από τον πίνακα φαίνεται ότι το  $R_2$  αυξάνει αργά· η κύρια αλλαγή στην ποσότητα  $R_2 - R_1$  σε μεταγενέστερους χρόνους οφείλεται επομένως στην ελάττωση του  $R_1$ . Το πάχος  $L'$  του υλικού αρχικά ελαττώνεται ελαφρώς· αυτό συνεχίζεται για όσο χρονικό διάστημα το  $R_1$  αυξάνει, και οφείλεται στο γεγονός ότι περίπου η ίδια μάζα του θερμού υλικού διανέμεται σε μεγαλύτερη επιφάνεια. Αργότερα, το  $L'$  αυξάνεται ενώ το  $R_1$  ελαττώνεται. Μέχρι  $x = 2,5$  η μεταβολή του  $L'$  παραμένει μικρότερη από 10% και μετά από  $x = 2,5$  ο υπολογισμός είναι μάλλον χωρίς νόημα επειδή εμφανίζονται τα θραύσματα της βόμβας. Επομένως, μπορούμε να θεωρήσουμε το  $L$  σταθερό, κι έτσι ο συντελεστής οπτικής απορρόφησης μάζας (σε  $cm^2/gm$ ) στο στρώμα ακτινοβολίας θα είναι επίσης σταθερός. Σε αντίθεση με αυτό το αποτέλεσμα των θεωρήσεων στις τρεις διαστάσεις, ο μονοδιάστατος τύπος (5.35) αποδίδει μία ελάττωση του  $\mu/\rho$  όπως το  $t^{-1}$ .

Χρησιμοποιώντας την (5.33), ένας σταθερός συντελεστής απορρόφησης μάζας απαιτεί

$$T_1' \sim p^{-1/3n} \sim p^{-1/20}, \quad (6.28)$$

Έτσι στις τρεις διαστάσεις, η θερμοκρασία συνεχίζει να αυξάνει αργά αφού το ψυκτικό κύμα έχει φτάσει την ισοθερμική σφαίρα. Αν υποθέσουμε ότι οι χρόνοι έως  $x = 2,5$  στον Πίνακα 9 είναι σημαντικοί, η πίεση ελαττώνεται κατά ένα συντελεστή περίπου 3 στο Στάδιο C II, και η θερμοκρασία του στρώματος ακτινοβολίας αυξάνει κατά 5% περίπου, σύμφωνα με την (6.28). Η ακτινοβολούμενη ισχύς, που είναι ανάλογη του  $R_1^2 T_1'^4$ , μπορεί να αυξηθεί κατά 10% περίπου μέχρι  $x = 2$ , και στη συνέχεια ελαττώνεται λόγω της συρρίκνωσης της επιφάνειας ακτινοβολίας.

Μία πρόβλεψη αυτής της θεωρίας είναι ότι η θερμοκρασία, καθώς επίσης και η ακτινοβολούμενη ισχύς, έχει κάπως επίπεδο δεύτερο μέγιστο ενώ η ισοθερμική σφαίρα ακτινοβολεί μακριά την ενέργειά της. Η αργή μεταβολή του  $T_1$  δικαιολογεί την αντιμετώπιση του  $J_1$  ως σταθερά στην υποεν. 6b.

## 7. ΔΙΑΦΑΝΗΣ ΔΙΑΠΥΡΗ ΣΦΑΙΡΑ

Μετά την εξάλειψη της ισοθερμικής σφαίρας από το ψυκτικό κύμα, η διάπυρη σφαίρα είναι διάφανη αν αγνοήσουμε την επίδραση από τα θραύσματα της βόμβας. Κατά το χρόνο αυτό η πίεση δίνεται από την (6.21), η μέση θερμοκρασία της «θερμής» περιοχής είναι περίπου  $7.000^\circ K$ , και η αντίστοιχη πυκνότητα είναι περίπου

$$\frac{\rho_b}{\rho_0} = 2,3 \times 10^{-2} \left( \frac{\rho_1}{\rho_0} \right)^{0,37}, \quad (7.1)$$

Αν υποθέσουμε ότι η ακτίνα  $R_a$  της ισοθερμικής σφαίρας κλιμακώνεται μαζί με  $\rho_1^{-1/3}$  (που μπορεί να είναι λάθος) η ακτίνα της θερμής σφαίρας είναι τώρα

$$R_b = 570 \left( Y \frac{\rho_0}{\rho_1} \right)^{1/3} m, \quad (7.2)$$

όπου το  $Y$  είναι σε μεγατόνους. Επομένως, κατά μήκος μίας ακτίνας, η ποσότητα του θερμού υλικού είναι περίπου

$$\rho_b R_b = 1,7 Y^{1/3} gm/cm^2, \quad (7.3)$$

σχεδόν ανεξάρτητη από την πυκνότητα του περιβάλλοντος αέρα.

Παίρνοντας  $\rho_b/\rho_0 = 10^{-2}$  (που αντιστοιχεί σει  $\rho_1/\rho_0 \approx 10^{-1}$ ) και μία μέση θερμοκρασία  $7.000^\circ K$ , οι πίνακες του Meyerott δίνουν για το ορατό

$$\frac{\mu}{\rho} \approx 0,4 \text{ cm}^2/\text{gm}, \quad (7.4)$$

έτσι ώστε η ακτίνα αντιπροσωπεύει το 0,7 της οπτικής μέσης ελεύθερης διαδρομής για 1 μεγατόνο. Αυτή είναι σχεδόν διαφανής, και η διάπυρη σφαίρα γίνεται πιο γρήγορα διαφανής καθώς ψύχεται από την περαιτέρω εκπομπή ακτινοβολίας. Η εκπομπή ακτινοβολίας είναι τότε ανάλογη της αδιαφάνειας: για κάθε υλικό στοιχείο

$$\frac{dE}{dt} = -4KaT^4, \quad (7.5)$$

όπου  $a$  είναι η σταθερά Steffan-Boltzmann και  $K$  η αδιαφάνεια σε  $\text{cm}^2/\text{gm}$ , δηλαδή ο κατά μέσο όρο συντελεστής απορρόφησης ως προς ένα φάσμα Planck (παραβλέποντας φασματικές περιοχές που είναι ακόμη μαύρες). Εφόσον το  $K$  αυξάνει γρήγορα με τη θερμοκρασία, η θερμότερη περιοχή κοντά στο κέντρο θα ψυχθεί ταχύτερα, έτσι ώστε η θερμοκρασία τείνει να γίνει περισσότερο ομοιόμορφη.

Για τον ίδιο λόγο, η ακτινοβολία ψύξης θα σταματήσει αποτελεσματικά σε μία θερμοκρασία περίπου  $5.000^\circ K$ . Σε αυτή τη θερμοκρασία και για  $\rho = 0,01\rho_0$ , παίρνει περίπου 5 δευτερόλεπτα για να ψυχθεί η διάπυρη σφαίρα κατά 10%. Στους  $4.000^\circ K$  παίρνει περίπου 20 δευτερόλεπτα. Ο Gilmore<sup>25</sup> υπολόγισε καμπύλες των χρόνων ψύξης για διαφανή σώματα σε διάφορες πυκνότητες ως συνάρτηση της τελικής θερμοκρασίας. Ανάλογα με την πυκνότητα του περιβάλλοντος, η πίεση μπορεί, ή και όχι, να έχει ελαττωθεί στην πίεση περιβάλλοντος όταν η θερμοκρασία έχει μειωθεί στους  $5.000^\circ K$ . Ακόμα κι αν δεν έχει μειωθεί, η μετέπειτα αδιαβατική διαστολή δε θα μειώσει περαιτέρω τη θερμοκρασία. (Η θεωρία μας δεν είναι εφαρμόσιμη σε πολύ χαμηλές πυκνότητες περιβάλλοντος, επειδή εκεί η μόνωση της ισοθερμικής σφαίρας από το εξωτερικό δε λαμβάνει ποτέ χώρα. Πιθανώς το όριο της εφαρμογής είναι περίπου  $\rho_1/\rho_0 = 10^{-2}$ . Επομένως, και λόγω της μικρης τιμής του  $\gamma - 1$ , η διαστολή δε μπορεί να είναι μεγάλη). Ως εκ τούτου, με το (αποτελεσματικό) πέρας της ακτινοβολίας και της υδροδυναμικής, η διάπυρη σφαίρα αφήνεται σε μία θερμοκρασία όχι πολύ κάτω από τους  $5.000^\circ K$ .

Οποιαδήποτε περαιτέρω ψύξη μπορεί να επιτευχθεί μόνο με την ύψωση της διάπυρης σφαίρας λόγω της άνωσής της, και της τυρβώδους ανάμιξης που σχετίζεται με αυτήν την ύψωση. Αυτή είναι μία αργή διαδικασία που παίρνει δεκάδες δευτερόλεπτα.

Εφόσον η εκπομπή είναι τώρα ανάλογη του συντελεστή απορρόφησης, οι μοριακές ζώνες θα εμφανιστούν τώρα κατά την εκπομπή, ενώ στα πρώτα στάδια αμφανίζονται κατά την απορρόφηση, κάτι το οποίο έχει παρατηρηθεί.

Τα θραύσματα στο κέντρο της διάπυρης σφαίρας, περιέχουν μέταλλα, και ως εκ τούτου είναι πιθανό να είναι αδιαφανής σε χαμηλότερες θερμοκρασίες. Ως εκ τούτου τα θραύσματα μπορεί κάλλιστα να είναι αδιαφανή αφού όλος ο αέρας έχει γίνει διαφανής. Τα θραύσματ συνήθως έχουν ακανόνιστο σχήμα λόγω της αστάθειας Taylor. Ο Longmire<sup>26</sup> έδωσε μία ενδεικτική ποσοτική θεωρία αυτής της αστάθειας στην επέκταση των θραυσμάτων. Εξαιτίας της υψηλής αδιαφάνειας των θραυσμάτων, αυτά μπορούν να ψυχθούν σε θερμοκρασία χαμηλότερη από τον περιβάλλοντα αέρα.

- 
- <sup>1</sup> H. A. Bethe and E. Teller, 1942.
  - <sup>2</sup> R. E. Marshak, Report LA-230, 1945.
  - <sup>3</sup> J. O. Hirschfelder και J. L. Magee, Chap. 3 in Report LA-2000, 1947.
  - <sup>4</sup> Samuel Glasstone, Ed., "Effects of Nuclear Weapons", Department of Defense and Atomic Energy Commission, U.S. Government Printing Office, 1962.
  - <sup>5</sup> H. E. DeWitt et al., Report LAMS-1935, 1955.
  - <sup>6</sup> B. E. Freeman, General Atomic Report GAMD-4106, 1963.
  - <sup>7</sup> H. L. Brode and F. R. Gilmore, Rand Report RM-1983, 1957.
  - <sup>8</sup> H. L. Brode, Rand Report RM-2248, 1959.
  - <sup>9</sup> H. L. Brode and R. E. Meyerott, Rand Report RM-1851, 1956.
  - <sup>10</sup> Zel 'dovich, Kompaneets, and Raizer, JETP 7, 882 and 1001 (1958) (English Translation).
  - <sup>11</sup> H. L. Brode, Rand Reports RM-2247 and RM-2959, 1958.
  - <sup>12</sup> F. R. Gilmore, Rand Report RM-2959, 1962.
  - <sup>13</sup> F. R. Gilmore, Rand Report RM-1543, 1955.
  - <sup>14</sup> Hilsenrath, Green, and Beckett, Nat. Bur. Standards, ASTIA Document AD-96303, 1957.
  - <sup>15</sup> Armstrong, Sokoloff, Nicholls, Holland, and Meyerott, J. Quant. Spectry. Radiative Transfer 1, 143 (1962).
  - <sup>16</sup> Meyerott, Sokoloff, and Nicholls, Geophysical Research Papers, No. 68, Geophysics Research Directorate, Bedford, Mass., 1960.
  - <sup>17</sup> B. Kivel and K. Bailey, Avco-Everett Research Note 43, 1957.
  - <sup>18</sup> R. L. Taylor, J. Chem. Phys. 39, 2354 (1963)· also R. L. Taylor and B. Kivel, J. Quant. Spectry. Radiative Transfer 4, 239 (1964).
  - <sup>19</sup> F. R. Gilmore and A. L. Latter, Rand Report RM-1617, 1956.
  - <sup>20</sup> W. Karzas and A. L. Latter.
  - <sup>21</sup> F. R. Gilmore, curves and opacities and effective opacities as function of temperature and density, informal publications by the Rand Corporation· also Reports RM-2959, 1962, and RM-3571, 1963.
  - <sup>22</sup> J. C. Stuart and K. D. Pyatt, Jr., Report SWC-TR-61-71, Vols, I, II, and III, 1961.
  - <sup>23</sup> F. R. Gilmore, Rand Report RM-3997-ARPA, 1964.
  - <sup>24</sup> Keck, Allen, and Taylor, Avco-Everett Research Report 149, 1963.
  - <sup>25</sup> F. R. Gilmore, informal publication from Rand Corporation.
  - <sup>26</sup> C. Longmire, private conversation with the original author