



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ
ΚΑΙ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ ΑΠΟΦΑΣΕΩΝ

**Διερεύνηση λειωμένου αγωγού διανομής ηλεκτρικής ενέργειας
ή εσωτερικής ηλεκτρικής εγκατάστασης κτηρίου σε περιβάλλον
πυρκαγιάς, ως προς το ενδεχόμενο να είναι θύμα ή θύτης αυτής**

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

Παναγιώτης Ι. Μουζακίτης

Αθήνα, Μάιος 2024



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ
ΚΑΙ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ ΑΠΟΦΑΣΕΩΝ

**Διερεύνηση λειωμένου αγωγού διανομής ηλεκτρικής ενέργειας
ή εσωτερικής ηλεκτρικής εγκατάστασης κτηρίου σε περιβάλλον
πυρκαγιάς, ως προς το ενδεχόμενο να είναι θύμα ή θύτης αυτής**

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

Παναγιώτης Ι. Μουζακίτης

Συμβουλευτική επιτροπή: Περικλής Δ. Μπούρκας (Επιβλέπων)
Νικόλαος Ι. Θεοδώρου
Ιωάννης Φ. Γκόνος

Εγκρίθηκε από την επταμελή εξεταστική επιτροπή την 16^η Μαΐου 2024.

.....
Π. Μπούρκας
Ομ. Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Ν. Θεοδώρου
Ομ. Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Ι. Γκόνος
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Ι. Ψαράς
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Χρ. Χριστοδούλου
Επικ. Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Ε. Μαρινάκης
Επικ.Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Ε. Πυργιώτη
Καθηγήτρια Πανεπιστημίου Πατρών

Αθήνα, Μάιος 2024

.....

Παναγιώτης Ι. Μουζακίτης

Διδάκτωρ Ηλεκτρολόγος Μηχανικός και Μηχανικός Υπολογιστών Ε.Μ.Π.

Copyright © Παναγιώτης Ι. Μουζακίτης, 2024

Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.

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

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

Περίληψη

Η διατριβή αυτή αφορά θερμικά φαινόμενα εμφανιζόμενα σε γραμμές διανομής μέσης και χαμηλής τάσης, καθώς και σε γραμμές χαμηλής τάσης εντός κατοικημένων χώρων, σε σχέση με την εκδήλωση πυρκαγιάς.

Στο κεφάλαιο 1 γίνεται μια εισαγωγή που αφορά το μεγάλο πρόβλημα των δασικών πυρκαγιών και των πυρκαγιών εσωτερικών χώρων, καθώς και στις σχέσεις που διέπουν τη μετάδοσή τους. Επίσης, γίνεται αναφορά στις σχέσεις που υπολογίζουν την αύξηση των θερμοκρασιών στους ρευματοφόρους αγωγούς, σε περίπτωση υπερέντασης ή βραχυκυκλώματος.

Στο Κεφάλαιο 2 αναλύεται ο σκοπός της παρούσας διατριβής.

Στο Κεφάλαιο 3 αναλύεται το ηλεκτρικό τόξο και το βραχυκύκλωμα στους αγωγούς διανομής μέσης και χαμηλής τάσης του Ελληνικού Δικτύου Διανομής Ηλεκτρικής Ενέργειας.

Στο Κεφάλαιο 4 εξετάζεται η δημιουργία χάλκινων τηγμάτων, η πτώση τους στο έδαφος και οι θερμοκρασίες αυτών κατά τη διάρκεια της πτώσης τους και κατά τη διάρκεια επαφής τους με το έδαφος. Ακολούθως, εξετάζεται η δυνατότητα έναυσης πυρκαγιάς σε ξύλινο δάπεδο (κόντρα πλακέ) λόγω της επαφής του με τα υπό μελέτη τήγματα.

Στο Κεφάλαιο 5 δίδονται τα συμπεράσματα των υπολογισμών για τους αγωγούς αλουμινίου του δικτύου διανομής και τους αγωγούς χαλκού των εσωτερικών ηλεκτρικών εγκαταστάσεων.

Τέλος, στο Κεφάλαιο 6 αναφέρεται η συμβολή της εργασίας στην έρευνα και στις πρακτικές εφαρμογές.

Από την έρευνα προέκυψε ότι κατά το βραχυκύκλωμα μεταξύ αγωγών διανομής μέσης και χαμηλής τάσης δεν δημιουργούνται τήγματα, γιατί οι θερμοκρασίες που προκύπτουν είναι πολύ μικρές. Εντός κατοικημένων χώρων και κυρίως εργοστασίων, όπου το ύψος μπορεί να είναι 15-20 μέτρα περίπου, μπορούν να δημιουργηθούν τήγματα 0.5, 1, 2 ή και 3mm διαμέτρου, τα οποία υπό προϋποθέσεις μπορούν να προκαλέσουν πυρκαγιά αν έρθουν σε επαφή με κατάλληλο υλικό.

Τα δύο Παραρτήματα που ακολουθούν διευκολύνουν τον αναγνώστη στην κατανόηση βασικών εννοιών που αναφέρονται στο κείμενο, αλλά αποτελούν ανεξάρτητο επιστημονικό πεδίο, απαραίτητο, όμως, όπως ο ιονισμός του ατμοσφαιρικού αέρα (Παράρτημα I) και των φαινομένων μεταφοράς θερμότητας (Παράρτημα II).

Λέξεις κλειδιά: βραχυκύκλωμα, ηλεκτρικό τόξο, τήγματα χαλκού, πυρκαγιά, ροή θερμότητας

Abstract

This thesis copes with thermal phenomena occurring in distribution lines, medium and low voltage, as well as low voltage lines within residential areas, in relation to the occurrence of fire.

Chapter 1 provides an introduction to the great problem of wildland fires and indoor fires, as well as the relationships that govern their transmission. Also, reference is made to the relationships that calculate the temperature increase in conductors, in case of overcurrent or short circuit.

In Chapter 2 the purpose of this thesis is analyzed.

In Chapter 3, the electric arc and short circuit in the medium and low voltage distribution lines of the Hellenic Electricity Distribution Network are analyzed.

Chapter 4 examines the creation of copper molten particles, their fall to the ground, and their temperatures during their fall and during their contact with the ground. Next, the possibility of starting a fire on a wooden floor (plywood) due to its contact with the beads under study is examined.

Chapter 5 gives the conclusions of the calculations for the aluminum conductors of the distribution network and the copper conductors of the internal electrical installations.

Finally, Chapter 6 refers to the contribution of the work to research and practical applications.

The research showed that during the short circuit between medium and low voltage distribution conductors no beads are created, because the resulting temperatures are very low. Within inhabited areas and mainly factories, where the height can be approximately 15-20 meters, beads of 0.5, 1, 2 or even 3 mm in diameter can be created, which under certain conditions can cause a fire if they come into contact with suitable material.

The following two Appendices facilitate the reader's understanding of basic concepts mentioned in the text, but they are an independent scientific field, though necessary, such as the ionization of atmospheric air (Appendix I) and heat transfer phenomena (Appendix II).

Key words: short circuit, electric arc, copper beads, fire, heat flow

Στη σύζυγό μου,

Ιωάννα

και τα παιδιά μας

Πρόλογος

Η διατριβή αυτή πραγματοποιήθηκε στο εργαστήριο Υψηλών Τάσεων και Ηλεκτρικών Μετρήσεων του τομέα Ηλεκτρικών Βιομηχανικών Διατάξεων και Συστημάτων Αποφάσεων της σχολής Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών υπό την επίβλεψη του Ομότιμου Καθηγητή κ. Περικλή Μπούρκα.

Οφείλω στο σημείο αυτό να τον ευχαριστήσω από τα βάθη της καρδιάς μου για την έμπρακτη υποστήριξη και βοήθεια τόσο κατά τη διάρκεια της φοίτησής μου, όσο και κατά την εκπόνηση της παρούσας διατριβής. Τον ευχαριστώ για τις επιστημονικές και επαγγελματικές συμβουλές που μου έδωσε, για την υποστήριξη όλα αυτά τα χρόνια και κυρίως γιατί με έμαθε να σκέπτομαι και να ερευνώ ως επιστήμονας μηχανικός.

Ακόμη, ευχαριστώ τους καθηγητές μου κ. Νικόλαο Θεοδώρου και Ιωάννη Γκόνο που με υπομονή συμπαραστάθηκαν στην επίπονη προσπάθειά μου. Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω όλα τα μέλη της επταμελούς εξεταστικής επιτροπής για τη σχολαστική μελέτη της εργασίας μου και τις εποικοδομητικές τους παρατηρήσεις.

Τέλος, αισθάνομαι την ανάγκη να ευχαριστήσω την διδάκτορα κα. Αικατερίνη Πολυκράτη που βοήθησε ποικιλοτρόπως στην επίτευξη του σκοπού μου, διαθέτοντας με καλοσύνη και υπομονή ένα πολύ μεγάλο μέρος από τον πολύτιμο χρόνο της.

Παναγιώτης Ιωάννου Μουζακίτης
Αθήνα, Μάιος 2024

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

Πίνακας Σχημάτων - Εικόνων	15
Κατάλογος Πινάκων	18
Πίνακας συμβόλων	20
1. Εισαγωγή.....	25
2. Σκοπός της εργασίας.....	41
3. Το βραχυκύκλωμα μεταξύ αγωγών του δικτύου διανομής της ηλεκτρικής ενέργειας σε περιβάλλον πυρκαγιάς.....	43
3.1 Το ηλεκτρικό τόξο κατά το βραχυκύκλωμα, που προηγείται χρονικά της επαφής των αγωγών.....	43
3.1.1 Η ελάχιστη απόσταση μόνωσης, η τάση (και η θερμοκρασία) για την τήξη των αγωγών και η τάση (και η θερμοκρασία) για την αποσταθεροποίησή τους.....	49
3.1.2. Υπολογισμός της πτώσης τάσης (ΔU) και της αύξησης της θερμοκρασίας στην περιοχή του αγωγού όπου συμβαίνει η σύγκρουση με την ηλεκτρονική στιβάδα....	50
3.1.3 Τα αποτελέσματα των υπολογισμών στη θέση βραχυκύκλωσης στους συνήθως χρησιμοποιούμενους γυμνούς αγωγούς του ελληνικού δικτύου διανομής για: την πτώση τάσης (ΔU), την αύξηση της θερμοκρασίας κατά την επαφή των αγωγών ($\Delta\theta_{\beta}$), την αύξηση της θερμοκρασίας λόγω του ηλεκτρικού τόξου ($\Delta\theta^*$) και τη συνολική αύξηση της θερμοκρασίας ($\Delta\theta_{ολ}$)	53
3.2 Μία φυσική ερμηνεία για την εικόνα που παρουσιάζουν οι γυμνοί αγωγοί του δικτύου μετά το βραχυκύκλωμα.....	64
3.3 Θερμοκρασία σε στατικούς ηλεκτρικούς συνδέσμους (επαφές) μεταξύ αγωγών του δικτύου διανομής	66
4. Η πτώση τήγματος χαλκού εντός κτηρίου	69
4.1 Υπολογισμός θερμοκρασίας υποθετικού τήγματος χαλκού κατά την πρόσκρουσή του στο δάπεδο	69
4.2 Υπολογισμός θερμοκρασίας και ροής θερμότητας υποθετικού τήγματος χαλκού μετά την πρόσκρουσή του στο έδαφος	74
4.2.1. Μεταφορά θερμότητας από τήγμα σε μη ξύλινο δάπεδο	78
4.2.2. Πυρόλυση του ξύλου	82
4.2.3. Μεταφορά θερμότητας από τήγμα σε ξύλινο δάπεδο	85
4.3. Μεγέθη τηγμάτων χαλκού.....	87
4.4. Ένα παράδειγμα μετάδοσης θερμότητας από υποθετικό τήγμα χαλκού σε δάπεδο από κόντρα πλακέ	90
5. Συμπεράσματα.....	105
5.1. Συμπέρασμα σχετικά με την εικόνα τήξης που μπορεί να παρουσιάζει γυμνός αγωγός του δικτύου διανομής σε περιβάλλον πυρκαγιάς.....	105

5.2. Συμπέρασμα για την θερμοκρασία τήγματος χαλκού (λόγω βραχυκυκλώματος) εντός κτηρίου.....	105
6. Συμβολή της εργασίας στην έρευνα και τις πρακτικές εφαρμογές	109
6.1. Συμβολή της εργασίας στην έρευνα και τις πρακτικές εφαρμογές του δικτύου διανομής της ηλεκτρικής ενέργειας.....	109
6.2. Συμβολή της εργασίας στην έρευνα και τις πρακτικές εφαρμογές σχετικά με την θερμοκρασία μεταλλικού τήγματος, που προήλθε από βραχυκύκλωμα εντός κτηρίου	110
Βιβλιογραφία.....	111
Παράρτημα I - Ο ιονισμός του ατμοσφαιρικού αέρα	117
Παράρτημα II - Αρχές Μεταφοράς Θερμότητας.....	134

Πίνακας Σχημάτων - Εικόνων

Σχήμα 3.1-1: Ένα μακροσκοπικό μοντέλο για τις περιπτώσεις ιονισμού με κρούσεις κατά τη θεωρία Townsend	44
Σχήμα 3.1-2: Ένα απλοποιημένο μοντέλο α) για τη δημιουργία του νέφους των ελεύθερων ηλεκτρονίων (ή της ηλεκτρονικής στιβάδας ή ηλεκτρονικής χιονοστιβάδας) κατά τον ιονισμό με κρούσεις, μέσω ελεύθερων ηλεκτρονίων, και β) την εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας κατά την πρόσκρουση των ελεύθερων ηλεκτρονίων στην άνοδο.....	48
Σχήμα 3.1-3: Σχηματισμός διαδοχικών ηλεκτρονικών στιβάδων λόγω φωτοϊονισμού	48
Σχήμα 3.1.2-1: Απλοποιημένη παράσταση των διαδικασιών ιονισμού όταν η απόσταση μεταξύ των αγωγών γίνει 5,66 cm (επειδή η γραμμή έχει ονομαστική τάση 20 kV)	52
Σχήμα 3.1.3-1: Μορφή και συνιστώσες του ρεύματος βραχυκύκλωσης	54
Εικόνα 3.2-1. Ακτινολογική λυχνία που έχει υποστεί βλάβη. Διακρίνεται ο δίσκος της περιστρεφόμενης ανόδου	65
Εικόνα 3.2-2. Λεπτομέρεια του δίσκου της περιστρεφόμενης ανόδου της ακτινολογικής λυχνίας του Σχ. 3.2-1. Διακρίνονται τα βαθουλώματα, αποτέλεσμα της πρόσκρουσης των ηλεκτρονίων που εκπέμπονται από την κάθοδο	65
Εικόνα 3.2-3. Λεπτομέρεια της ακτινολογικής λυχνίας του Σχ. 3.2-1. Διακρίνεται το λεπτό υμένιο (μαύρισμα) πάνω στο γυάλινο περίβλημα της λυχνίας, ως αποτέλεσμα της εξάτμισης του υλικού της ανόδου	66
Σχήμα 4.1-1: Θερμοκρασία τηγμάτων χαλκού διαφόρων διαμέτρων κατά τη διάρκεια ελεύθερης πτώσης σε εσωτερικό χώρο (απουσία ανέμου), από ύψος 20m.	73
Σχήμα 4.1-2: Θερμοκρασία τηγμάτων χαλκού διαμέτρων 0.5mm και 3mm, κατά τη διάρκεια ελεύθερης πτώσης σε εσωτερικό χώρο από ύψος 20m με θερμοκρασία περιβάλλοντος 25°C και 45°C	74
Σχήμα 4.2-1: Σφαιρικό τήγμα με ακτίνα r_1 σε επαφή με το δάπεδο	76
Σχήμα 4.4-1α: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσεως του χρόνου για τήγμα χαλκού 0,5mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 50%. (δημιουργήθηκε σε ύψος 3m)	94
Σχήμα 4.4-1β: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσεως του χρόνου για τήγμα χαλκού 0,5mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 25%. (δημιουργήθηκε σε ύψος 3m)	94
Σχήμα 4.4-1γ: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσεως του χρόνου για τήγμα χαλκού 0,5mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 5%. (δημιουργήθηκε σε ύψος 3m)	95
Σχήμα 4.4-2α: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσεως του χρόνου για τήγμα χαλκού 1mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 50%. (δημιουργήθηκε σε ύψος 3m)	95

Σχήμα 4.4-7γ: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσει του χρόνου για τήγμα χαλκού 4mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 5%.(δημιουργήθηκε σε ύψος 10m) 104

Κατάλογος Πινάκων

Πίνακας 1-1:Ετήσιος αριθμός προσβαλλόμενων χώρων από αστικές πυρκαγιές και ποσοστό επί του ετήσιου συνόλου ανά είδος κτηρίου (μέσος όρος των ετών από 2010 έως 2021)	25
Πίνακας 1-2: Σχέσεις υπολογισμού ύψους φλόγας κατά τη βιβλιογραφία	30
Πίνακας 1-3: Τιμές του συντελεστή κ ανάλογα με την ένταση του ανέμου	32
Πίνακας 1-4: Ένταση του ηλεκτρικού πεδίου για την εκδήλωση σπινθηρισμών ($E_{σπ}$) και ένταση του ηλεκτρικού πεδίου της διάταξης των αγωγών (E) σε γραμμές 400 V για τους συνήθως χρησιμοποιούμενους γυμνούς αγωγούς αλουμινίου σε κατακόρυφη διάταξη και μεταξύ τους απόσταση $d=30\text{cm}$. 34	
Πίνακας 1-5: Ένταση του ηλεκτρικού πεδίου για την εκδήλωση σπινθηρισμών ($E_{σπ}$) και ένταση του ηλεκτρικού πεδίου της διάταξης των αγωγών (E) σε γραμμές 20 kV με τους συνήθως χρησιμοποιούμενους γυμνούς αγωγούς τύπου ACSR σε οριζόντια διάταξη και μεταξύ τους απόσταση $d=85\text{ cm}$	35
Πίνακας 1-6: Τιμές της εναλλασσόμενης τάσης 50 Hz και της κρουστικής τάσης 1,2/50 μs , για τη διεξαγωγή των διηλεκτρικών δοκιμών.	37
Πίνακας 3.1.1-1: Ελάχιστες αποστάσεις μόνωσης και αποστάσεις προστασίας σε γραμμές του ελληνικού δικτύου μεταφοράς (150 kV) και διανομής (20 kV και 400 V)	49
Πίνακας 3.1.1-2:Τάση αποσταθεροποίησης ($\Delta U_{\text{αποσταθ}}$), τάση τήξης ($\Delta U_{\text{τήξης}}$), θερμοκρασία αποσταθεροποίησης ($\Theta_{\text{αποσταθ}}$), και θερμοκρασία τήξης ($\Theta_{\text{τήξης}}$) για το αλουμίνιο, τον χαλκό και τον χάλυβα	50
Πίνακας 3.1.3-1 : Τιμές των συνιστωσών του ρεύματος βραχυκύκλωσης για τους συνήθεις υποσταθμούς διανομής του ελληνικού δικτύου χαμηλής τάσης.	56
Πίνακας 3.1.3-2: Τιμές αύξησης της θερμοκρασίας κατά την επαφή των αγωγών ($\Delta\theta_{\beta}$) υπό τριφασικό βραχυκύκλωμα (με βάση την σχέση που δίνεται στον πίνακα) για τους συνήθεις συνδυασμούς μετασχηματιστών, ασφαλειών και αγωγών αλουμινίου του ελληνικού δικτύου διανομής.	57
Πίνακας 3.1.3-3: Τιμές $\Delta\theta_{\beta}$, $\Delta\theta^*$ και $\Delta\theta_{\text{ολ}}$ κατά το βραχυκύκλωμα σε γραμμές 20 kV. ..	58
Πίνακας 3.1.3-4:Συνολική αύξηση της θερμοκρασίας ($\Delta\theta_{\text{ολ}}$) υπό τριφασικό βραχυκύκλωμα των αγωγών (με βάση την σχέση που δίνεται στον πίνακα) για τους συνήθεις συνδυασμούς μετασχηματιστών, ασφαλειών και αγωγών αλουμινίου του ελληνικού δικτύου διανομής χαμηλής τάσης.	59
Πίνακας 3.1.3-5 Πτώση τάσης στο τμήμα των αγωγών μέσης τάσης ACSR 16 mm ² , ACSR 35 mm ² , ACSR 95 mm ² , όπου συνέβη η σύγκρουση με την ηλεκτρονική στιβάδα.....	60
Πίνακας 3.1.3-6: Πτώση τάσης (ΔU_2) στο τμήμα των αγωγών αλουμινίου 16 mm ² (που είναι η δυσμενέστερη περίπτωση αγωγού, λόγω της μικρότερης διατομής του από τους αγωγούς αλουμινίου 35 mm ² , 50 mm ² και 70 mm ²), όπου συνέβη η σύγκρουση με την ηλεκτρονική στιβάδα.	61
Πίνακας 3.1.3-7: Πτώση τάσης στο τμήμα των αγωγών αλουμινίου 35 mm ² (όπου συνέβη η σύγκρουση με την ηλεκτρονική στιβάδα)	62
Πίνακας 3.1.3-8: Πτώση τάσης στο τμήμα των αγωγών αλουμινίου 50 mm ² (όπου συνέβη η σύγκρουση με την ηλεκτρονική στιβάδα)	62
Πίνακας 3.1.3-9: Πτώση τάσης στο τμήμα των αγωγών αλουμινίου 70 mm ² (όπου συνέβη	

η σύγκρουση με την ηλεκτρονική στιβάδα)	63
Πίνακας 4-1: Ιδιότητες χαλκού που χρησιμοποιούνται για την επίλυση των εξισώσεων 4.1-1 και 4.1-11.	72
Πίνακας 4.2.2-1: Συντελεστές των ρυθμών των τριών χημικών αντιδράσεων της πυρόλυσης (k_1, k_2, k_3).	83
Πίνακας 4.3-1: Τήγματα διαφόρων διαμέτρων και τα αντίστοιχα μήκη αγωγών από τα οποία υπολογίζεται ότι προήλθαν.	89
Πίνακας 4.3-2: Θερμοκρασίες τηγμάτων διαφόρων διαμέτρων, τη στιγμή που θα φτάσουν στο έδαφος, σε σχέση με το ύψος στο οποίο δημιουργήθηκαν (θερμοκρασία περιβάλλοντος 25°C).	89
Πίνακας 4.4-1: Ιδιότητες ξύλου κόντρα πλακέ.	91
Πίνακας 4.4-2: Τιμές και σχέσεις των φυσικών παραμέτρων που χρησιμοποιήθηκαν στο προτεινόμενο μοντέλο.....	93

Πίνακας συμβόλων

A : η διατομή του αγωγού

$A_{\text{τηγ}}$: η συνολική επιφάνεια του χάλκινου σφαιρικού τήγματος

A_{surc} : τμήμα της επιφάνειας του τήγματος που εφάπτεται στο δάπεδο

A_y : η επιφάνεια του τήγματος προς την κατεύθυνση της κίνησης

A_i : ένας εκθετικός παράγων (s^{-1})

α : θερμοκρασιακή αγωγιμότητα ($\alpha = k_f / \rho c$, m^2/sec)

β : ισόθλιπτη διαστολικότητα ($\beta = 1/\theta_{film}$, K^{-1})

C_d : συντελεστής οπισθέλκουσας

C : η χωρητικότητα του αγωγού.

c ή c_p : η ειδική θερμότητα (ή ειδική θερμοχωρητικότητα)

$c(\theta_{\text{τηγ}})$: η ειδική θερμοχωρητικότητα του τήγματος ($J kg^{-1} K^{-1}$)

c_{pair} : η ειδική θερμοχωρητικότητα του αέρα.

c_δ : η ειδική θερμοχωρητικότητα του δαπέδου

c_w = Ειδική θερμοχωρητικότητα «καθαρού» ξύλου

c_c = Ειδική θερμοχωρητικότητα ξυλάνθρακα

c_g = Ειδική θερμοχωρητικότητα αερίων

c_l = Ειδική θερμοχωρητικότητα υγρασίας

c_v = Ειδική θερμοχωρητικότητα υδρατμών

D : διάμετρος καύτρας

d_{min} : ελάχιστη απόσταση μόνωσης

d : η διάμετρος του τήγματος

ΔH_c : η θερμότητα καύσης (kJ/gr).

$\Delta\theta_\beta$: η αύξηση της θερμοκρασίας κατά την επαφή των αγωγών υπό βραχυκύκλωμα

$\Delta\theta^*$: αύξηση θερμοκρασίας στο τμήμα του αγωγού λόγω πρόσκρουσης της ηλεκτρονικής στιβάδας (του τόξου) στον αγωγό

$\Delta\theta_{ol}$: συνολική αύξηση θερμοκρασίας του αγωγού λόγω βραχυκυκλώματος ($\Delta\theta^* + \Delta\theta_\beta$)

Δh^0 : θερμότητα αντίδρασης ανά μονάδα μάζας

$\Delta\theta$: διαφορά θερμοκρασίας

$E_{\text{σπ}}$: ένταση του ηλεκτρικού πεδίου για την έναρξη των σπινθηρισμών

E : ένταση του ηλεκτρικού πεδίου στη διάταξη των αγωγών

E_i : η ενέργεια της κάθε αντίδρασης πυρόλυσης ($J \text{ mol}^{-1}$) και $i=1,2,3$ είναι οι δείκτες που αντιστοιχούν στην κάθε χημική αντίδραση της πυρόλυσης (μετατροπή σε ξυλάνθρακα, καυσίμων αερίων και υδρατμών, αντίστοιχα)

ε : ο συντελεστής εκπομπής (ακτινοβολίας)

Gr_d : ο αριθμός Grashof

g : η επιτάχυνση της βαρύτητας (m/sec^2)

Z : η κυματική αντίσταση του αγωγού

H ή H_ϕ : το ύψος της φλόγας (m)

H_k : «ύψος κορώνας»

η : λόγος πυκνότητας του ξυλάνθρακα προς τη συνολική πυκνότητα

h : ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας με συναγωγή

$\Theta_{\text{τήξης}}$: θερμοκρασία τήξης αγωγού

$\Theta_{\text{αποσταθ}}$: θερμοκρασία αποσταθεροποίησης αγωγού

$\theta_{\text{τηγ}}$: η θερμοκρασία του τήγματος

θ_0 : η θερμοκρασία του περιβάλλοντος σε Kelvin.

θ_{amb} : θερμοκρασία περιβάλλοντος

θ_{film} : θερμοκρασία του επιφανειακού φιλμ (είναι ο μέσος όρος της θερμοκρασίας του τήγματος και του περιβάλλοντος- σε βαθμούς Κελσίου-)

θ_δ : η θερμοκρασία του ξύλου

I_d : ενεργός τιμή του διαρκούς (θερμικού) ρεύματος βραχυκύκλωσης

I_{NA} : ονομαστικό ρεύμα ασφάλειας

I_A : ενεργός τιμή έντασης

I_N : ονομαστικό ρεύμα

I_S : κρουστικό ρεύμα βραχυκύκλωσης

I_g : συνεχές ρεύμα βραχυκύκλωσης

I_{SW} : το εναλλασσόμενο ρεύμα βραχυκύκλωσης σε A

κ = λόγος ειδικής αντίστασης αγωγού προς την ειδική θερμότητά του (ρ/c).

k_f : η ειδική θερμική αγωγιμότητα του αέρα

k_δ : είναι η θερμική αγωγιμότητα του δαπέδου

L : το μήκος του αγωγού

L_{max} : μέγιστη απόσταση μετάδοσης της πυρκαγιάς με καύτρες

L : η αυτεπαγωγή του αγωγού

L : το χαρακτηριστικό μήκος του τήγματος
 λ_s : μεταβαλλόμενη θερμική αγωγιμότητα κόντρα πλακέ
 λ_c : θερμική αγωγιμότητα ξυλάνθρακα
 λ_w : θερμική αγωγιμότητα «καθαρού» ξύλου
 m_m : είναι η γραμμομοριακή μάζα του τήγματος (kg/mol)
 μ_f : το δυναμικό ιξώδες του αέρα.
 \dot{m}' : η απώλεια μάζας ανά μονάδα επιφανείας και μονάδα χρόνου ($\frac{gr}{m^2s}$)
 Nu : συντελεστής Nusselt (αδιάστατος)
 Pr : ο αριθμός Prandtl
 P_N : ονομαστική ισχύς
 \dot{Q} : ρυθμός απελευθέρωσης θερμότητας (kW)
 $\dot{Q}_{μετ}$: η ροή θερμότητας ανά μονάδα χρόνου με μεταφορά (συναγωγή)
 $\dot{Q}_{ακ}$: η ροή θερμότητας ανά μονάδα χρόνου με ακτινοβολία
 $\dot{Q}_{αγ}$: η ροή θερμότητας με αγωγή (ανά μονάδα χρόνου)
 $Q''_{πυρ}$: το άθροισμα της θερμότητας των τριών χημικών αντιδράσεων που λαμβάνουν χώρα κατά τη διαδικασία της πυρόλυσης
 R : ωμική αντίσταση αγωγού
 R_g : είναι η σταθερά των ιδανικών αερίων ($J mol^{-1} K^{-1}$)
 Re : συντελεστής Reynolds (αδιάστατος)
 Ra_d : ο αριθμός Rayleigh
 ρ : η ειδική αντίσταση αγωγού
 ρ_f : η πυκνότητα του αέρα
 ρ_δ : η πυκνότητα του δαπέδου
 ρ_w : η πυκνότητα του ξύλου (kg/m^3)
 ρ_l : η πυκνότητα του νερού (υγρασίας)(kg/m^3)
 ρ_c = πυκνότητα ξυλάνθρακα
 ρ_s = συνολική πυκνότητα ξύλου
 ρ_w = πυκνότητα «καθαρού» ξύλου
 σ : η σταθερά Stefan-Boltzmann
 T : ένας συντελεστής χρόνου
 T_D : η θερμοκρασία Debye σε Kelvin

t : χρόνος

$U_{\text{τήξης}}$: τάση τήξης αγωγού

$U_{\text{αποσταθ}}$: τάση αποσταθεροποίησης αγωγού

u_k : ονομαστική τάση βραχυκύκλωσης

u_{max} : η μέγιστη τιμή της τάσης του οδεύοντος κύματος

V : όγκος

$v_{\text{φλόγας}}$ = ταχύτητα επέκτασης πυρκαγιάς

v : η ταχύτητα του τήγματος

$v_{\text{κιν}}$: κινηματικό ιξώδες (m^2/sec)

W_{θ} : θερμική ενέργεια

W_{η} : ηλεκτρική ενέργεια

X = ποσοστό υγρασίας στο ξύλο

1. Εισαγωγή

Οι πυρκαγιές διακρίνονται ως προς τον χώρο εκδήλωσής τους σε εσωτερικού χώρου (ή αστικές) και πυρκαγιές υπαίθρου (κυρίως αγροτικές και δασικές πυρκαγιές). Από στοιχεία της Πυροσβεστικής Υπηρεσίας (Π.Υ) οι πυρκαγιές υπαίθρου στην Ελλάδα, καταστρέφουν ετησίως μερικές εκατοντάδες χιλιάδες στρέμματα [1]. Ο μέσος όρος αστικών πυρκαγιών ανά έτος είναι περίπου 19.000, λαμβάνοντας υπ' όψιν την περίοδο από το 2000 έως το 2021. Οι χώροι που προσβάλλονται κάθε χρόνο από τις αστικές πυρκαγιές, κατά μέσο όρο την περίοδο από το 2010 έως το 2021, δίνονται ανά είδος κτηρίου στον Πίνακα 1-1.

α/α	Είδος χώρου	Αριθμός προσβαλλόμενων χώρων από πυρκαγιά	Ποσοστό επί του συνόλου των πυρκαγιών
1	Κατοικίες	3920	67,49%
2	Κτήρια προσωρινής διαμονής (κυρίως ξενοδοχεία)	76	1,32%
3	Χώροι συνάθροισης κοινού (θέατρα, μουσεία κ.λπ.)	372	6,35%
4	Κτήρια εκπαίδευσης	109	1,87%
5	Κτήρια Υγείας & Κοιν. Πρόνοιας	27	0,46%
6	Κτήρια Σωφρονισμού	7	0,13%
7	Χώροι εμπορίου (καταστήματα κ.λπ.)	221	3,79%
8	Κτήρια γραφείων	80	1,33%
9	Κτήρια Βιομηχανίας- Βιοτεχνίας	328	5,64%
10	Χώροι αποθήκευσης	525	9,11%
11	Γκαράζ-Πρατήρια Υγρ. Καυσίμων	46	0,80%
12	Κτήρια λοιπών χρήσεων (αντλιοστάσια, τελωνεία, δημ. τουαλέτες κ.α)	82	1,25%
13	Ανεξάρτητοι ειδικοί χώροι κτηρίων (Λεβητοστάσια, Μηχανοστάσια)	27	0,47%

Πίνακας 1-1: Ετήσιος αριθμός προσβαλλόμενων χώρων από αστικές πυρκαγιές και ποσοστό επί του ετήσιου συνόλου ανά είδος κτηρίου (μέσος όρος των ετών από 2010 έως 2021)

Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία [2, 3, 4] οι πυρκαγιές ξεκινούν συνήθως από μία μικρή εστία όταν συνυπάρχουν οι παρακάτω 4 παράγοντες:

- 1) καύσιμη ύλη
- 2) θερμότητα ικανή να διατηρήσει υψηλή θερμοκρασία (τη θερμοκρασία ανάφλεξης που εξαρτάται από το είδος της καύσιμης ύλης)
- 3) οξυγόνο (ή γενικά κάποιο οξειδωτικό μέσο) που υπάρχει στον ατμοσφαιρικό αέρα σε ποσοστό 21% κατ'όγκο
- 4) διαδικασία αυτοσυντήρησης της φωτιάς

Η πυρκαγιά από αυτανάφλεξη (που βλέπουμε συνήθως να εκδηλώνεται σε χώρους συγκέντρωσης απορριμμάτων), οφείλεται στη δημιουργία εύφλεκτων μιγμάτων αερίων με την αυτόματη έναρξη φλόγας και κατ' επέκταση φωτιάς.

Πολλές φορές, όταν η ποσότητα οξυγόνου είναι περιορισμένη, μπορεί να υφίσταται καύση χωρίς την ύπαρξη φλόγας. Το φαινόμενο ονομάζεται αργή καύση (υποβόσκουσα φωτιά) και εμφανίζεται όταν μία στερεά επιφάνεια υφίσταται ταυτόχρονα πυράκτωση και αποτέφρωση. Αυτή η πυράκτωση είναι μία ένδειξη ότι η θερμοκρασία υπερβαίνει τους 800°C [4]. Χαρακτηριστικά παραδείγματα αργής καύσης είναι η καύση του τσιγάρου και η θράκα των κάρβουνων. Αν διαφοροποιηθούν οι συνθήκες της καύσης, π.χ. αν αυξηθεί η ροή του αέρα (συνεπώς η παρεχόμενη ποσότητα του οξυγόνου στην καιόμενη επιφάνεια), είναι πολύ πιθανόν να εμφανιστεί φλόγα και έτσι η αργή καύση να μετατραπεί σε φλεγόμενη καύση, όπως, για παράδειγμα, συμβαίνει φυσώντας τα πυρακτωμένα κάρβουνα μέσα σε ένα τζάκι [4]. Για την κατάσβεση της πυρκαγιάς πρέπει να απομακρυνθεί τουλάχιστον ένας από τους τέσσερις παράγοντες που προαναφέρθηκαν, δηλαδή η καύσιμη ύλη ή το οξυγόνο ή η θερμότητα ή η αυτοσυντήρηση της φωτιάς. Η κατάσβεση με νερό αφαιρεί θερμότητα ενώ η κατάσβεση με διοξείδιο του άνθρακα προκαλεί μείωση της παρεχόμενης ποσότητας οξυγόνου.[2]

Σημειώνεται ότι η μείωση της παρεχόμενης ποσότητας οξυγόνου στο γενικότερο περιβάλλον που έχει εκδηλωθεί η πυρκαγιά μπορεί να προκαλέσει στους παρευρισκόμενους ανθρώπους αίσθηση πνιγμονής, ασφυξία και στη χειρότερη περίπτωση θάνατο. Επίσης, ο κίνδυνος από το μονοξείδιο του άνθρακα (CO) που συνυπάρχει στα καυσαέρια, λόγω ατελούς καύσης, είναι πολύ μεγάλος. Ένα ποσοστό μονοξειδίου του

άνθρακα στον ατμοσφαιρικό αέρα, της τάξης του 1% έως 1,3% κατ' όγκο, μπορεί να προκαλέσει τον θάνατο. Το εκλυόμενο διοξείδιο του άνθρακα μπορεί να προκαλέσει σοβαρά αναπνευστικά προβλήματα (σε ποσοστό μέχρι 5%), ενώ σε ποσοστό 10% σε συνδυασμό με την έλλειψη οξυγόνου μπορεί να προκαλέσει απώλεια των αισθήσεων ακόμη και τον θάνατο [2, 3].

Η έναυση, και κατά συνέπεια, μετάδοση και επέκταση των πυρκαγιών σε εσωτερικούς χώρους συμβαίνει συνήθως:

- από διαρροή ρεύματος, κυρίως, λόγω: μείωσης της διηλεκτρικής αντοχής (φθορά μόνωσης), μεγάλης αντίστασης διάβασης σε λυόμενο ηλεκτρικό σύνδεσμο (χαλάρωση σύνδεσης), ανεπιθύμητης διαφοράς δυναμικού μεταξύ μεταλλικών μερών κατά το βραχυκύκλωμα (λόγω ανύπαρκτων ισοδυναμικών συνδέσεων) και ακατάλληλη αντίσταση γείωσης,
- από υπερφόρτωση γραμμής σε συνδυασμό με ακατάλληλη ασφάλεια (μεγάλο ονομαστικό ρεύμα και μεγάλος χρόνος διακοπής),
- από έλλειψη προστασίας έναντι κεραυνών (αν απαιτείται) και από έλλειψη εσωτερικής αντικεραυνικής προστασίας στον γενικό πίνακα και
- από αμελή ενέργεια, συνήθως ξεχασμένης σε λειτουργία ενεργοβόρας ηλεκτρικής συσκευής (όπως: ηλεκτρική κουζίνα, ψηστήρα, ηλεκτρική θερμάστρα κ.λπ.).

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι σε μία ηλεκτρική εγκατάσταση, που έχει τα ενδεδειγμένα μέσα προστασίας (κυρίως: κατάλληλη θερμική προστασία χρονικά διαβαθμισμένη, ηλεκτρονόμος προστασίας από διαρροή και ηλεκτρονόμος επιτήρησης τάσης), το βραχυκύκλωμα δεν αποτελεί αιτία πυρκαγιάς, γιατί σε κλάσμα του δευτερολέπτου, επενεργεί η διατεταγμένη προστασία. Τυπικό παράδειγμα είναι η τήξη της ασφάλειας σε χρόνο 0,1 sec στις γραμμές διανομής χαμηλής τάσης, με αποτέλεσμα να είναι άνευ σημασίας η αύξηση της θερμοκρασίας κατά το βραχυκύκλωμα μεταξύ αγωγών [5]. Πράγματι, για την θερμική ενέργεια ισχύει:

$$W_{\theta} = V \cdot c \cdot \Delta\theta = A \cdot L \cdot c \cdot \Delta\theta \quad (1-1)$$

όπου: V ο όγκος, c η ειδική θερμότητα, A η διατομή του αγωγού και L το μήκος του.

Για την ηλεκτρική ενέργεια W_η στην αντίσταση R του αγωγού, λόγω του ρεύματος βραχυκύκλωσης ενεργού τιμής I_d του διαρκούς (ή θερμικού) ρεύματος βραχυκύκλωσης, ισχύει:

$$W_\eta = I_d^2 \cdot R \cdot t = I_d^2 \cdot \rho \left(\frac{L}{A}\right) \cdot t \quad (1-2)$$

όπου ρ η ειδική αντίσταση και t ο χρόνος βραχυκύκλωσης.

Από τις δύο ανωτέρω σχέσεις έπεται ότι:

$$\Delta\theta = \frac{\kappa \cdot I_d^2 \cdot t}{A^2} \quad (1-3)$$

όπου $\kappa = \rho/c$. Για τον χαλκό είναι $\rho = 1/50 \Omega \text{ mm}^2/\text{m}$ και $c = 3,44 \text{ Ws} / ^\circ\text{C cm}^3$ και επομένως είναι $\kappa = 0,0058$. Για το αλουμίνιο ισχύει $\kappa = 0,0135$. [5, 6]

Ο υπολογισμός της αύξησης της θερμοκρασίας ($\Delta\theta$) κατά το βραχυκύκλωμα μεταξύ αγωγών μπορεί να γίνει για γραμμές χαμηλής τάσης από την ανωτέρω σχέση, αν θεωρείται ότι το διαρκές ρεύμα βραχυκύκλωσης (I_d) έχει τριπλάσια τιμή από το ονομαστικό ρεύμα της ασφάλειας (I_{NA}) για χρόνο $t=5 \text{ s}$ [5]:

$$\Delta\theta = \kappa \cdot I_d^2 \cdot \frac{t}{A^2} = 45\kappa \cdot I_{NA}^2 / A^2 \quad (1-4)$$

Έτσι, για μία τριφασική γραμμή από γυμνούς αγωγούς αλουμινίου χαμηλής τάσης (400 V) διατομής 16 mm^2 με προτεταγμένες ασφάλειες 100 A η αύξηση της θερμοκρασίας κατά το βραχυκύκλωμα είναι:

$$\Delta\theta = 45\kappa \cdot \frac{I_{NA}^2}{A^2} = 45 \cdot 0,0135 \frac{100^2}{16^2} \approx 23,73 \text{ } ^\circ\text{C} \quad (1-5)$$

Η θερμοκρασία αυτή είναι άνευ σημασίας, γιατί το αλουμίνιο τήκεται στους $660 \text{ } ^\circ\text{C}$ [5] και δεν μπορούν να δημιουργηθούν τήγματα.

Η έναυση και η επέκταση των υπαίθριων πυρκαγιών συμβαίνει συνήθως από μετάδοση θερμότητας με αγωγή, ακτινοβολία και μεταφορά (συναγωγή) [2, 5]. Η φλόγα συνοδεύεται από θερμότητα και αποτελείται, εν γένει, από ένα μείγμα οξυγόνου (που υπάρχει στον

ατμοσφαιρικό αέρα) και κάποιου άλλου αερίου (που προέρχεται από την εξαέρωση της καύσιμης ύλης) που αποτελείται, συνήθως, από άνθρακα και υδρογόνο. Για παράδειγμα, στην περίπτωση του αναμμένου κεριού, παράγονται ατμοί καύσιμης ύλης, λόγω της θερμότητας (από το λειώσιμο του κεριού), οι οποίοι ενώνονται με το οξυγόνο του αέρα και δημιουργούν ένα εύφλεκτο αέριο μίγμα, το οποίο καίόμενο εκπέμπει θερμότητα και φωτεινή ακτινοβολία (λάμψη) η οποία είναι η φλόγα. Ένα άλλο παράδειγμα είναι το ξύλο το οποίο αποσυντίθεται από τη θερμότητα, και παράγεται αέρια καύσιμη ύλη που μαζί με το οξυγόνο της ατμόσφαιρας καίγονται εκπέμποντας θερμότητα και φλόγα (φωτεινή ακτινοβολία). Αυτή η διαδικασία αποσύνθεσης ονομάζεται **πυρόλυση** [4] (βλ.Κεφ. 4.2.2). Η ένταση της φωτεινότητας της φλόγας δεν αποτελεί κριτήριο για το ύψος της θερμοκρασίας της. Για παράδειγμα, το υδρογόνο καίγεται με οξυγόνο για να παράξει νερό με μία φλόγα σχεδόν αδιαφανή τόσο που ακόμα και σε ένα σκοτεινό δωμάτιο δεν είναι ορατή [7]. Σε περιπτώσεις πυρκαγιών υπαίθρου η θερμοκρασία της φλόγας είναι γενικά από 870°C έως 1020°C [7, 8].

Το ύψος φλόγας υπολογίζεται με διάφορες μεθόδους [4, 7, 9 - 12]. Ο Πίνακας 1-2 περιγράφει μερικούς από αυτούς. Ο ρυθμός απελευθέρωσης θερμότητας \dot{Q} είναι ένα μέγεθος που αφορά την ισχύ της φωτιάς. Περιγράφει το μέγεθος της φωτιάς και τη δυναμική της να προκαλέσει καταστροφές. Για τον υπολογισμό του ρυθμού απελευθέρωσης θερμότητας (Heat Release Rate -HRR), ισχύει η παρακάτω σχέση [4]:

$$\dot{Q} = \dot{m}'' \cdot A \cdot \Delta H_c \quad \text{σε kW} \quad (1-6)$$

όπου: \dot{m}'' η απώλεια μάζας ανά μονάδα επιφανείας και μονάδα χρόνου (για το ξύλο, $\dot{m}'' = 11 \frac{gr}{m^2s}$, A η επιφάνεια σε m^2 (που συμμετέχει στην ατμοποίηση) και ΔH_c είναι η θερμότητα καύσης (για το ξύλο $\Delta H_c = 13 \sim 15 \text{ kJ/gr}$).

Ο συντελεστής \dot{Q}^* δίνεται από τη σχέση [4, 13]:

$$\dot{Q}^* = \frac{\dot{Q}}{\rho c_p T \sqrt{g D D^2}} \quad (1-7)$$

όπου, ρ η πυκνότητα του αέρα ($1,2 \text{ kg/m}^3$), c_p η ειδική θερμότητα του αέρα ($1,0 \text{ kJ/(kg} \cdot \text{K)}$)

και T η θερμοκρασία του αέρα (293K), D η διάμετρος της φωτιάς (m) και g η επιτάχυνση της βαρύτητας. Συνεπώς, η προηγούμενη σχέση, για καύση ξύλου, γίνεται:

$$\dot{Q}^* = \frac{\dot{Q}}{1101 \cdot D^{5/2}} \quad (1-8)$$

Σχέση κατά Zukoski	$\dot{Q}^* < 0,15$	$H = 40 \dot{Q}^{*2} \cdot D$
	$0,15 < \dot{Q}^* < 1$	$H = 3,3 \dot{Q}^{*2/3} \cdot D$
	$1 < \dot{Q}^* < 10$	$H = 3,3 \dot{Q}^{*2/5} \cdot D$
Σχέση κατά Cox & Chitty	$0,13 < \dot{Q}^* < 0,28$	$H = 15,1 \dot{Q}^{*2} \cdot D$
	$0,28 < \dot{Q}^* < 0,55$	$H = 3,2 \dot{Q}^* \cdot D$
Σχέση κατά Thomas	$0,75 < \dot{Q}^* < 8,8$	$H = 3,4 \dot{Q}^{*0,61} \cdot D$
		$H = 42 \left(\frac{\dot{m}''}{\rho \sqrt{gD}} \right)^{0,61} \cdot D$
Σχέση κατά Heskestad	$0,12 < \dot{Q}^* < 1,2 \cdot 10^4$	$H = 3,7 \dot{Q}^{*2/5} \cdot D - 1,02 D$
	Αντικαθιστώντας το \dot{Q}^* με το ίσο του	$H = 0,23 \dot{Q}^{2/5} - 1,02 D$
Σχέση κατά Steward	$1 < \dot{Q}^* < 10^4$	$H = 4,16 \dot{Q}^{*2/5} \cdot D$

Πίνακας 1-2: Σχέσεις υπολογισμού ύψους φλόγας κατά τη βιβλιογραφία [4, 7, 9 - 12].

\dot{Q}^* : συντελεστής

H : το ύψος της φλόγας (m)

ρ : η πυκνότητα του περιβάλλοντος αέρα (1,2 kg/m³)

g : η επιτάχυνση της βαρύτητας (9,81 m/s²)

D : η διάμετρος της φωτιάς

\dot{m}'' : ο ρυθμός απώλειας μάζας ανά μονάδα επιφανείας και μονάδα χρόνου

$$\left(\frac{kg}{m^2s} \right)$$

\dot{Q} : ο ρυθμός απελευθέρωσης θερμότητας (kW)

Ύστερα από πειράματα που έχουν γίνει, με καύσιμη ύλη έλατα διαφορετικών υψών, που αφορούν το ύψος της φλόγας (H_{ϕ}), έχει προταθεί η σχέση υπολογισμού [14]:

$$H_{\phi} = 2.0 \cdot H_{\kappa} \quad (1-9)$$

όπου H_{κ} είναι το αποκαλούμενο «ύψος κορώνας» που αντιστοιχεί στο ύψος της φυλλωσιάς και ισούται με τη διαφορά μεταξύ του συνολικού ύψους δέντρου και του ύψους του γυμνού κορμού του.

Ειδικότερα, με βάση τα συμπεράσματα που προκύπτουν από την ως άνω βιβλιογραφία, φαίνεται ότι όσο πιο ψηλό είναι ένα δέντρο τόσο πιο μικρός είναι ο λόγος αυτός. Στις περιπτώσεις των δέντρων με ύψος κορώνας γύρω στα 1,3 μέτρα, το ύψος της φλόγας ήταν περίπου 4 μέτρα δηλαδή ο μέσος όρος του λόγου του ύψους της φλόγας ως προς ύψος κορώνας ήταν 3. Για ψηλότερα δέντρα (με ύψος κορώνας γύρω στα 2,4 μέτρα) ο λόγος αυτός έπεσε στο 2 και για ακόμα ψηλότερα δέντρα (ύψος κορώνας περίπου 3,5 μέτρα), ο λόγος έγινε γύρω στο 1,5. Κατά συνέπεια η Σχέση (1-9) δίνει μια ικανοποιητική προσέγγιση για δέντρα με ύψος κορώνας μέχρι 3,5 μέτρα [2].

Η μετάδοση υπαίθριων πυρκαγιών μπορεί να οφείλεται σε καύτρες όταν συντρέχουν οι παρακάτω τρεις λόγοι [15]:

- Κατάλληλα φλεγόμενα τεμαχίδια ύλης. δηλαδή: εύφλεκτα τεμαχίδια, αρκετά μεγάλα για να καίγονται αρκετό χρόνο (ώστε να φτάσουν αναμμένα στο έδαφος), αλλά παράλληλα ελαφριά (μικρό ειδικό βάρος) για να μεταφέρονται μακριά.
- Ύπαρξη ισχυρού άνεμου για την μεταφορά των καυτρών.
- Κατάλληλο εύφλεκτο περιβάλλον, για να μπορούν να δημιουργηθούν νέες εστίες φωτιάς, εκεί όπου πέφτουν οι καύτρες.

Η εκδήλωση πυρκαγιάς από καύτρες είναι γνωστή στη βιβλιογραφία ως σημειακή φωτιά (spot fire), που εκδηλώνεται έξω από το περίγραμμα της κυρίως πυρκαγιάς σε απόσταση μερικών δεκάδων μέτρων μέχρι και αρκετών εκατοντάδων μέτρων ή και περισσότερο [15]. Οι καύτρες δημιουργούνται κατά χιλιάδες αν υπάρχουν μικρά τεμάχια στην καύσιμη ύλη.

Η τροχιά που διαγράφουν οι καύτρες εξαρτάται από [15]:

- Την ένταση της φλόγας, η οποία όσο πιο μεγάλη είναι τόσο πιο ψηλά ανεβαίνουν οι καύτρες.

- Την ένταση του ανέμου.
- Τα χαρακτηριστικά, που έχουν οι καύτρες (μέγεθος, βάρος και αεροδυναμικός συντελεστής).
- Το ανάγλυφο της περιοχής προέλευσης της καύτρας (κορυφή ή μέση μίας πλαγιάς, κ.λπ.).

Η μέγιστη απόσταση μετάδοσης πυρκαγιάς από καύτρες εξαρτάται από την ένταση του ανέμου. Σύμφωνα με τις τιμές που δίνονται στην βιβλιογραφία [15], μπορεί να διατυπωθεί η παρακάτω σχέση για μία ικανοποιητική προσέγγιση της μέγιστης απόστασης μετάδοσης της πυρκαγιάς με καύτρες:

$$L_{max} \approx \kappa D \quad (1-10)$$

όπου, κ συντελεστής (βλ. Πίνακα 1-3) και D η διάμετρος της καύτρας σε mm. Επομένως, για μία καύτρα π.χ. με $D=0,5$ mm υπό ανέμους 7 μποφόρ είναι:

$$L_{max} \approx \kappa D = 289 \cdot 0,5 = 144,5 \text{ m} \quad (1-11)$$

Μποφόρ	2	4	6	7	8
κ	52	131	237	289	367

Πίνακας 1-3: Τιμές του συντελεστή κ ανάλογα με την ένταση του ανέμου

Από το ανωτέρω αριθμητικό παράδειγμα, μπορεί κανείς να υποθέσει ότι η επέκταση μιας πυρκαγιάς σε περιοχές που διαχωρίζονται από αυτοκινητόδρομους (όπως π.χ. η εθνική οδός Αθηνών-Θεσσαλονίκης), θα πρέπει να οφείλονται κατά πάσα πιθανότητα σε καύτρες.

Η ταχύτατη επέκταση μίας πυρκαγιάς από την υπάρχουσα βλάστηση στο έδαφος μπορεί να εκτιμηθεί από την σχέση [15]:

$$v_{φλόγας} = 0,07 (1 + v_{αέρα}) / \rho \quad (1-12)$$

όπου: ρ η πυκνότητα της καύσιμης ύλης (δηλαδή των ξηρών χόρτων) σε kg/m^3 και $v_{αέρα}$ η ταχύτητα του αέρα σε m/sec.

Για π.χ. $\rho=10 \text{ kg/m}^3$ και άνεμο 8 μποφόρ (δηλαδή ταχύτητα ανέμου τουλάχιστον 17,2 m/sec [5]) η ταχύτητα της φλόγας είναι περίπου:

$$v_{\text{φλόγας}} = 0,07 (1 + v_{\text{αέρα}}) / \rho = 0,07 (1 + 17,2) / 10 \approx 0,127 \text{ m/sec} \quad (1-13)$$

Επομένως μετά από 20 min η φωτιά έχει προχωρήσει απόσταση περίπου 152 m.

Επισημαίνεται, ότι οι σπινθηρισμοί, γνωστοί ως φαινόμενο Corona στους αγωγούς υψηλής τάσης (150 kV), δεν αποτελούν αιτία πυρκαγιάς, γιατί πρόκειται για φωτεινή ακτινοβολία και ήχο άνευ υλικής υφής [2, 5, 16, 17]. Οι εκκενώσεις αυτές είναι ένα φαινόμενο ιονισμού του αέρα (βλ. Παράρτημα Ι), που εμφανίζονται σε κακοκαιρία και διαπιστώνονται πλησίον των γραμμών ως ραδιοφωνικές παρεμβολές στην περιοχή των μεσαίων και των μακρών κυμάτων και ως φωτεινή αίγλη (συνοδευόμενων από τριγμούς) περί τους αγωγούς, από όπου και προήλθε ο χαρακτηρισμός τους ως στεματοειδείς εκκενώσεις. Η ασθενέστερη ενέργεια των εν λόγω εκκενώσεων σχετίζεται μόνο με την εκδήλωση τριγμών (θορύβου), που διαπιστώνεται πλησίον των γραμμών μεταφοράς.

Τα φαινόμενα Corona [5, 18~23] δεν εκδηλώνονται στις γραμμές διανομής (γραμμές χαμηλής τάσης 400 V και γραμμές μέσης τάσης 20 kV) παρά μόνο παρουσία έντονης ρύπανσης (όπως η καπναιθάλη [5]). Η αδυναμία εκδήλωσης σπινθηρισμών στις γραμμές διανομής αποδεικνύεται από τον υπολογισμό της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου για την έναρξη των σπινθηρισμών ($E_{\sigma\pi}$) συγκριτικά προς την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου στη διάταξη των αγωγών (E). Στους πίνακες 1-4 και 1-5 δίνονται οι τιμές $E_{\sigma\pi}$ και E για τους συνήθως χρησιμοποιούμενους γυμνούς αγωγούς αλουμινίου σε γραμμές διανομής του ελληνικού δικτύου. Οι υπολογισμοί της $E_{\sigma\pi}$ έγιναν από την σχέση [5, 20] :

$$E_{\sigma\pi} = m_1 \cdot m_2 \cdot \delta \cdot 30 \left[1 + \left(\frac{0,3}{(\delta \cdot r)^{1/2}} \right) \right] \quad \text{kV/cm} \quad (1-14)$$

όπου: r η ακτίνα του αγωγού σε mm, $m_1=0,98-0,83$ (ανάλογα με την κατάσταση των αγωγών), $m_2=1$ για ξηρασία, $m_2=0,8$ για υγρασία και $\delta = 293 p / (1013 \Theta) \approx 0,91$, όπου p η πίεση σε mbar και Θ η θερμοκρασία σε Κέλβιν.

Οι υπολογισμοί του E έγιναν από την σχέση [5] :

$$E = U / (\eta \cdot d) \quad \text{kV/cm} \quad (1-15)$$

όπου η ο συντελεστής χρησιμοποίησης του πεδίου, ο οποίος βρίσκεται από διαγράμματα, που δίδονται στη βιβλιογραφία [5, 22], U η τάση του αγωγού και d η απόσταση μεταξύ των αγωγών.

Όπως φαίνεται από τον Πίνακα 1-4 η ένταση του πεδίου (E) σε γραμμές διανομής χαμηλής τάσης (υπό την συνήθη μεταξύ τους απόσταση των 30 cm) είναι 158,8 ~ 278 φορές μικρότερη από την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου που απαιτείται για την έναρξη των σπινθηρισμών ($E_{σπ}$) στον ατμοσφαιρικό αέρα. Επομένως, αποκλείεται η εκδήλωση σπινθηρισμών σε γραμμές διανομής χαμηλής τάσης.

Επίσης, όπως φαίνεται από τον Πίνακα 1-5 η ένταση του πεδίου (E) σε γραμμές μέσης τάσης (υπό την συνήθη μεταξύ τους απόσταση των 100~60 cm) είναι 4,17~11,47 μικρότερη από την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου που απαιτείται για την έναρξη των σπινθηρισμών ($E_{σπ}$) στον ατμοσφαιρικό αέρα. Επομένως, αποκλείεται η εκδήλωση σπινθηρισμών σε γραμμές διανομής μέσης τάσης (20 kV).

Εκ των ανωτέρω συμπεραίνεται, ότι σπινθηρισμοί μπορούν να εκδηλωθούν σε γραμμές διανομής (δηλαδή γραμμές των 400 V και των 20 kV) μόνο παρουσία έντονης ρύπανσης (όπως είναι η καπναιθάλη), γιατί τότε διευκολύνεται η εκδήλωση του ιονισμού [5, 23] (βλ. Παράρτημα Ι).

Αγωγός[mm ²]	$E_{σπ}$ σε [kV/cm]	E σε [kV/cm]	$E_{σπ}/E$
Αλουμίνιο 16	21,925	0,138	158,8
Αλουμίνιο 35	21,298	0,099	215,1
Αλουμίνιο 50	21,058	0,086	244,8
Αλουμίνιο 70	21,851	0,075	278,0

Πίνακας 1-4: Ένταση του ηλεκτρικού πεδίου για την εκδήλωση σπινθηρισμών ($E_{σπ}$) και ένταση του ηλεκτρικού πεδίου της διάταξης των αγωγών (E) σε γραμμές 400 V για τους συνήθως χρησιμοποιούμενους γυμνούς αγωγούς αλουμινίου σε κατακόρυφη διάταξη και μεταξύ τους απόσταση $d=30$ cm.

Αγωγός [mm ²]	$E_{σπ} σε [kV/cm]$	$E σε [kV/cm]$	$E_{σπ}/E$
ACSR 16	21,77	5,21	4,17
ACSR 35	21,21	3,78	5,61
ACSR 95	28,81	2,51	11,47

Πίνακας 1-5: Ένταση του ηλεκτρικού πεδίου για την εκδήλωση σπινθηρισμών ($E_{σπ}$) και ένταση του ηλεκτρικού πεδίου της διάταξης των αγωγών (E) σε γραμμές 20 kV με τους συνήθως χρησιμοποιούμενους γυμνούς αγωγούς τύπου ACSR σε οριζόντια διάταξη και μεταξύ τους απόσταση $d=85$ cm.

Από πρόσφατη έρευνα [24] είναι γνωστό ότι στις γραμμές της ηλεκτρικής ενέργειας δεν δημιουργούνται κατά το βραχυκύκλωμα τήγματα μετάλλων. Η συμπεριφορά αυτή δικαιολογείται πλήρως από τις δοκιμές ποιοτικού ελέγχου, γιατί αφενός οι πολύ αυστηρές διηλεκτρικές δοκιμές (βλ. Πίνακα 1-6) επιβεβαιώνουν την μη ενεργοποίηση των παραγόντων γήρανσης και διάσπασης [5, 17] και αφετέρου η αύξηση της θερμοκρασίας στις γραμμές της ηλεκτρικής ενέργειας περιορίζεται σε πολύ μικρές τιμές από το ονομαστικό ρεύμα, είτε της ασφάλειας, είτε του αγωγού. Πράγματι, όταν ένας αγωγός με ωμική αντίσταση R λειτουργεί υπό ενεργό τιμή ρεύματος I_A , τότε για τις απώλειες Joule ($I^2 \cdot R$) σε αυτόν ισχύει περίπου:

$$I_A^2 \cdot R \approx \kappa \cdot A \cdot \Delta\theta \quad (1-16)$$

όπου: κ ένας θερμικός συντελεστής, A η επιφάνεια απαγωγής της θερμότητας και $\Delta\theta$ η αύξηση της θερμοκρασίας του αγωγού ως προς τη θερμοκρασία περιβάλλοντος.

Για λειτουργία του αγωγού υπό ονομαστικό ρεύμα I_N ισχύει αντίστοιχα:

$$I_N^2 \cdot R \approx \kappa \cdot A \cdot \Delta\theta_N \quad (1-17)$$

όπου $\Delta\theta_N=40$ °C είναι η αύξηση της θερμοκρασίας του αγωγού ως προς τη θερμοκρασία περιβάλλοντος υπό ονομαστικό ρεύμα I_N . Από τις ανωτέρω σχέσεις έπεται ότι:

$$\Delta\theta = \Delta\theta_N \cdot (I_A/I_N)^2 \quad (1-18)$$

Έτσι, επειδή η τιμή I_A είναι πάντοτε μικρότερη από το ονομαστικό ρεύμα I_N (είτε της ασφάλειας, είτε του αγωγού, ανάλογα με την περίπτωση της εγκατάστασης), αποδεικνύεται ότι ισχύει υπό το μέγιστο δυνατό ρεύμα λειτουργίας (και για $\Delta\theta_N = 60^\circ\text{C}$ [5]):

$$\Delta\theta < 60^\circ\text{C} \quad (1-19)$$

ώστε τελικά η διάρκεια ζωής του εξοπλισμού να είναι πάνω από 50 χρόνια [5].

Επομένως, επειδή κατά τα ανωτέρω η θερμική - διηλεκτρική συμπεριφορά των γραμμών της ηλεκτρικής ενέργειας είναι πολύ μεγάλη, πυρκαγιά μπορεί να προκληθεί μόνο από εξωτερική επέμβαση στο δίκτυο, όπως: διαρροή σε μονωτήρα (από κεραυνικό πλήγμα ή λόγω έντονης καπναιθάλης από κάψιμο χόρτων κλαδιών και δέντρων), αποκοπή αγωγού (από πτώση δέντρου σε γραμμή ή από σκάγια κυνηγετικών όπλων ή λόγω αύξησης της αντίστασης διάβασης σε λυόμενο ηλεκτρικό σύνδεσμο από οδεύον κύμα), από καμένο πτηνό (που υπέστη ηλεκτροπληξία πέφτοντας στην γραμμή), κ.λπ.

Ακολούθως εξετάζεται ως παράδειγμα η διαρροή ρεύματος σε κεραμικό μονωτήρα μέσης τάσης (20 kV) προς την ξύλινη τραβέρσα του, λόγω μείωσης της διηλεκτρικής αντοχής από επικάθιση καπναιθάλης. Για ρεύμα διαρροής, π.χ. 10 mA επί 2 ώρες προς την ξύλινη τραβέρσα ισχύει περίπου για την αύξηση της θερμοκρασίας $\Delta\theta$ σε ένα τμήμα του ξύλου, π.χ. 1 kg:

$$\Delta\theta = 0,000239 \cdot U \cdot I \cdot t / (m \cdot c) = 0,000239 \cdot 11560 \cdot 10 \cdot 10^{-3} \cdot 7200 / 0,33 \approx 603^\circ\text{C}$$

όπου: $U=11560$ kV, $t \approx 2$ ώρες, $m \approx 1$ kg και $c=0,33$ kcal/(kg°C).

Είναι προφανές ότι η ανωτέρω θερμοκρασία δύναται να προκαλέσει ανάφλεξη της τραβέρσας (γιατί το ξύλο καίγεται περίπου στους 264°C), με όλα τα συνεπακόλουθα που μπορεί να έχει η ανάφλεξη αυτή για την υποκείμενη του στύλου βλάβιση.

Το ίδιο φαινόμενο μπορεί να συμβεί και από κεραυνοπληξία. Πράγματι, αν θεωρηθεί ότι ρεύμα κεραυνού $i_{max}=10000$ A κτύπησε αγωγό ACSR 95 mm², που ήταν σε ύψος περίπου $H=9$ m πάνω από το έδαφος, τότε η μέγιστη τιμή της τάσης του οδεύοντος κύματος (u_{max}) σε ένα μονωτήρα δίνεται από τη σχέση [5, 25]:

$$u_{max} = i_{max} \cdot Z/2 \quad (1-20)$$

όπου Z η κυματική αντίσταση της γραμμής, για την οποία ισχύει [5, 25]:

$$Z = \left(\frac{L}{C}\right)^{0.5} \quad (1-21)$$

Όπου L η αυτεπαγωγή και C η χωρητικότητα του αγωγού ανά μέτρο (m).

Ονομαστική τάση (ή τάση σειράς) U_N [kV]	Τάση μόνωσης (μέγιστη επιτρεπόμενη τάση λειτουργίας) U_M [kV]	ΔΟΚΙΜΗ				
		Εναλλασσόμενη τάση 50 Hz		Κρουστική τάση 1,2/50 μs		
		έλεγχος της μόνωσης ως προς γη ή μεταξύ των φάσεων [kV]	έλεγχος της απόστασης απομόνωσης σε διακόπτες [kV]	έλεγχος της μόνωσης ως προς γη ή μεταξύ των φάσεων [kV]	-	+
15	17,5	45	60	95	90	110
20	24	55	75	125	120	145
25	27,5	65	90	145	130	170
30	36	75	100	170	150	195
45	52	105	145	235	220	290
60	72,5	140	190	300	280	380
110	123	230	310	450	430	650

Πίνακας 1-6: Τιμές της εναλλασσόμενης τάσης 50 Hz και της κρουστικής τάσης 1,2/50 μs, για τη διεξαγωγή των διηλεκτρικών δοκιμών [5].

+ : Θετική πολικότητα της κρουστικής τάσης.

- : Αρνητική πολικότητα της κρουστικής τάσης

Η τιμή C είναι [25]:

$$C = \epsilon_0 \frac{2\pi}{\ln(2H/r)} = 8,854 \cdot 2 \cdot \pi / \ln(2 \cdot 9/0,862) \approx 2,663 \text{ pF/m} \quad (1-22)$$

Επειδή [25]:

$$L = (c^2 C)^{-1} \quad (\text{όπου } c=300 \text{ m/sec}) \quad (1-23)$$

είναι:

$$Z = (c C)^{-1} = (300 \text{ m/sec} \cdot 2,663 \text{ pF/m})^{-1} = 79,89 \Omega \quad (1-24)$$

Επομένως:

$$u_{max} = i_{max} \cdot \frac{Z}{2} = 10000A \cdot \frac{79,89\Omega}{2} = 399500V \approx 0.4MV \quad (1-25)$$

Συνεπώς, οι πολύ μεγάλες τιμές της τάσης και της έντασης προκαλούν μείωση της διηλεκτρικής αντοχής του μονωτήρα, με αποτέλεσμα την διαρροή ρεύματος προς την ξύλινη τραβέρσα. Έτσι, για διαρροή με τα προαναφερθέντα δεδομένα (10 mA επί 2 ώρες σε 1kg της ξύλινης τραβέρσας) είναι προφανές ότι μπορεί να συμβεί ανάφλεξη στην υποκείμενη βλάστηση. Επί των ανωτέρω, σημειώνεται ότι πρέπει να αποκλειστούν φαινόμενα διαρροών σε γραμμές της ηλεκτρικής ενέργειας (λόγω π.χ. καθαλατώσεων ή κακών ηλεκτρικών συνδέσμων, ή οξειδώσεων κ.λπ.), όταν γίνεται σωστά η προβλεπόμενη επιθεώρηση-συντήρηση, γιατί με την θερμοκάμερα εντοπίζονται τα θερμά σημεία στην έναρξή τους.

Επίσης, όπως έχει προαναφερθεί, οδεύοντα κύματα μπορεί να προκαλέσουν υπερθέρμανση σε ηλεκτρικούς συνδέσμους. Πράγματι, αν θεωρηθεί ότι ο ανωτέρω κεραυνός (με $i_{max}=10000 \text{ A}$) κτύπησε αγωγό υψηλής τάσης, που ήταν σε ύψος περίπου $H=19 \text{ m}$ πάνω από το έδαφος, τότε η μέγιστη τιμή της τάσης του οδεύοντος κύματος (u_{max}) στον ηλεκτρικό σύνδεσμο, όπου ήταν αναρτημένος ένας αγωγός με πραγματική διατομή 198 mm^2 ή διατομή ισοδύναμη χαλκού 107 mm^2 και ακτίνα $r=0,9155 \text{ cm}$, δίνεται από την Εξ.1-20. Ισχύει για την τιμή C [25]:

$$C = \varepsilon_0 2\pi / \ln(2H/r) = 8,854 \cdot 2 \cdot \pi / \ln(2 \cdot 1900/0,9155) \approx 6,674 \text{ pF/m} \quad (1-26)$$

Επομένως κατά την σχέση 1-24 είναι:

$$Z = (c C)^{-1} = (300 \text{ m/sec} \cdot 6,674 \text{ pF/m})^{-1} = 200,22 \Omega \quad (1-27)$$

και:

$$u_{max} = i_{max} \cdot \frac{Z}{2} = 10000A \cdot \frac{200,22\Omega}{2} \approx 1MV \quad (1-28)$$

Συνεπώς, οι πολύ μεγάλες τιμές της τάσης και της έντασης είναι επόμενο να προκαλέσουν διηλεκτρική και θερμική καταπόνηση του εν λόγω συνδέσμου και πιθανώς, είτε να τον αποσυναρμολογήσουν άμεσα, είτε μετά από κάποιο χρονικό διάστημα (ανάλογα με την διαχρονική αύξηση της θερμοκρασίας και ανάλογα με τις μικροδομές που θα δημιουργηθούν [5]).

Για τις υπαίθριες γραμμές σε περιβάλλον πυρκαγιάς έχει γίνει σημαντικό ερευνητικό έργο [2, 16, 24, 26, 27, 28]. Στη βιβλιογραφία [2], έχει δοθεί ιδιαίτερη έμφαση στην μετάδοση θερμότητας από καιγόμενα δέντρα προς τους γυμνούς αγωγούς διανομής της ηλεκτρικής ενέργειας και έχει ερευνηθεί η θερμοκρασία υποθετικών τηγμάτων μετάλλου κατά την πρόσκρουσή τους στο έδαφος, βασισμένη στη θεωρία της ρευστομηχανικής, η οποία όμως αφορά κατά βάση τις καύτρες, παρά μεταλλικά υποθετικά τήγματα, δεδομένου ότι το μεταλλικό τήγμα δεν έχει την δυνατότητα πτήσης, όπως η ξύλινη καύτρα, γιατί είναι τουλάχιστον 6 φορές βαρύτερο.

Πολύ σημαντικό είναι, ότι ο διεθνώς γνωστός ερευνητής των πυρκαγιών V. Babrauskas μελέτησε ένα μεγάλο αριθμό επιστημονικών εργασιών (44 επιστημονικές εργασίες) [29], που αφορούν μεθόδους γνωμάτευσης για το αν η εικόνα που παρουσιάζει ένας ρευματοφόρος αγωγός στη θέση τήξης του οφείλεται σε ηλεκτρικό τόξο ή σε εκδήλωση πυρκαγιάς. Το αποτέλεσμα της πολυσέλιδης αυτής έρευνας [29], που μεταφράστηκε ελεύθερα στα πλαίσια μίας Διπλωματικής Εργασίας στο Ε.Μ. Πολυτεχνείο, είναι περιληπτικά το παρακάτω [26]:

«Μία μεγάλη ποικιλία φυσικών ή χημικών μεθόδων εξέτασης έχει προταθεί για τη διαφοροποίηση μεταξύ ενός τήγματος οφειλόμενου σε ηλεκτρικό τόξο που προκάλεσε μία φωτιά έναντι ενός που προκλήθηκε από φωτιά. Όλες οι μέθοδοι θεωρούν ανεπιφύλακτα ότι υπάρχει κάποια κατηγορηματική διαφορά ανάμεσα στα 2 αυτά είδη τήγματος. Μία εξάπλωση της φωτιάς στο χώρο οδηγεί στο συμπέρασμα ότι δεν μπορούμε να ισχυριστούμε κατηγορηματικά ότι είναι διαφορετικές οι θερμικές ή χημικές διεργασίες σε αυτές τις 2 περιπτώσεις. Επιπλέον, οι περισσότερες προτεινόμενες μέθοδοι μελέτης του θέματος βασίζονται σε υποκειμενικά ποιοτικά κριτήρια για τη διάκριση των τηγμάτων που προκάλεσαν ή όχι μία φωτιά. Σημειώνεται ότι οι μελέτες αυτές έχουν βασιστεί σε μικρό αριθμό δειγμάτων και ότι καμία από τις μεθόδους που εφαρμόστηκαν δεν έχει αναπαραχθεί επιτυχώς σε εργαστήρια πέραν αυτών των υποστηρικτών τους, ενώ αρκετές έχει αποδειχθεί ρητά ότι δεν είναι δυνατόν να αναπαραχθούν. Κατά συνέπεια, παρά τη βοήθεια στη διερεύνηση μίας φωτιάς που πιθανόν να δινόταν, πρέπει να εξαχθεί το συμπέρασμα ότι καμία από τις προτεινόμενες μεθόδους δεν είναι ελπιδοφόρα».

Συνεπώς, σύμφωνα με τη βιβλιογραφία [29] δεν μπορεί να γίνει διάκριση αν η εικόνα τήξης ενός αγωγού οφείλεται σε εκδήλωση ηλεκτρικού τόξου ή αν προκλήθηκε από πυρκαγιά.

2. Σκοπός της εργασίας

Από τα αναφερόμενα στο Κεφ.1, συμπεραίνεται ότι οι σπινθηρισμοί στις γραμμές μεταφοράς (λόγω του φαινομένου Corona) δεν έχουν υλική υφή, γιατί πρόκειται για φωτεινή ακτινοβολία συνοδευόμενη από τριγμούς [5,18]. Επίσης, σπινθηρισμοί δεν εκδηλώνονται σε γραμμές διανομής απουσία έντονης ρύπανσης (όπως η καπναιθάλη – βλ. Παράρτημα Ι-). Έχει, επίσης, διατυπωθεί η άποψη (μέσω ευρύτατα γνωστών στη βιβλιογραφία σχέσεων) ότι δεν δημιουργούνται τήγματα κατά το βραχυκύκλωμα των γραμμών διανομής και μεταφοράς [24].

Σύμφωνα με τον V. Babrauskas [29], που μελέτησε ένα μεγάλο αριθμό επιστημονικών εργασιών (44 επιστημονικές εργασίες), δεν μπορεί να γίνει διάκριση αν η εικόνα τήξης ενός αγωγού οφείλεται σε εκδήλωση ηλεκτρικού τόξου ή αν προκλήθηκε από πυρκαγιά. Αυτό, όμως, δεν δικαιολογείται, γιατί δεν δημιουργούνται τήγματα από το ηλεκτρικό τόξο κατά το βραχυκύκλωμα των γραμμών της ηλεκτρικής ενέργειας [24], εκτός και εάν θεωρηθεί ότι τα τήγματα προήλθαν από εξωτερική επέμβαση στην γραμμή ή από αστοχία υλικού (η οποία όμως, αστοχία υλικού, δικαιολογείται μόνο κατά τα δύο το πολύ πρώτα χρόνια λειτουργίας).

Κατόπιν των ανωτέρω, γεννάται το ερώτημα αν ένας λειωμένος αγωγός του δικτύου της ηλεκτρικής ενέργειας σε περιβάλλον πυρκαγιάς είναι θύμα ή ο θύτης αυτής. Επίσης, δεν υπάρχουν επαρκείς πληροφορίες σχετικά με το ανωτέρω ερώτημα σε κλειστούς χώρους, που ενδιαφέρει στα κτήρια.

Στην εργασία αυτή γίνεται μία προσπάθεια απάντησης στο ερώτημα που προαναφέρθηκε.

3. Το βραχυκύκλωμα μεταξύ αγωγών του δικτύου διανομής της ηλεκτρικής ενέργειας σε περιβάλλον πυρκαγιάς

3.1 Το ηλεκτρικό τόξο κατά το βραχυκύκλωμα, που προηγείται χρονικά της επαφής των αγωγών

Το ηλεκτρικό τόξο αποτελεί, γενικά, βραχυκύκλωμα (λόγω αναίρεσης της μόνωσης) και, ως εκ τούτου, η εκδήλωσή του σημαίνει διακοπή της ηλεκτροδότησης από τα προτεταγμένα μέσα προστασίας. Η αύξηση της θερμοκρασίας κατά την επαφή των αγωγών ($\Delta\theta_\beta$) υπό βραχυκύκλωμα υπολογίζεται από την σχέση [5, 24]):

$$\Delta\theta_\beta = \kappa \cdot I_d^2 \cdot [t + T \cdot \left(\frac{I_{SW}}{I_d}\right)^2] / A^2 \quad (3.1-1)$$

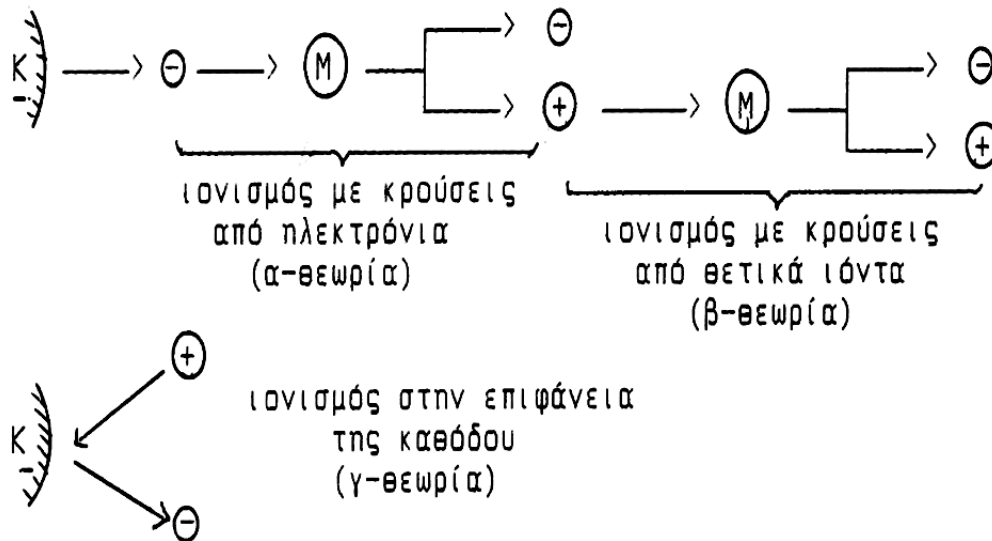
όπου: I_d το διαρκές ρεύμα βραχυκύκλωσης σε A και I_{SW} το εναλλασσόμενο ρεύμα βραχυκύκλωσης σε A, $\Delta\theta_\beta$ σε °C, κ : συντελεστής του υλικού (για τον χαλκό 0,0058 και για το αλουμίνιο 0,0135 – βλ. Κεφ. 1-), A : η διατομή του αγωγού σε mm², t ο χρόνος για τη διακοπή του βραχυκυκλώματος σε sec και T : ένας συντελεστής χρόνου (η τιμή του οποίου είναι για τριφασικό βραχυκύκλωμα $T=0,15 \sim 0,3$ και για διφασικό βραχυκύκλωμα: $T= 0,25 \sim 0,6$ - η τιμή T μειώνεται με την απόσταση από τη θέση βραχυκύκλωσης -).

Το σχηματιζόμενο ηλεκτρικό τόξο κατά την διάσπαση του ατμοσφαιρικού αέρα είναι, γενικά, ένα φαινόμενο ιονισμού του αέρα (φαινόμενο δημιουργίας ελεύθερων ηλεκτρονίων από κρούσεις ηλεκτρονίων με άτομα και μόρια [5, 24]) κατά την εκδήλωση του οποίου διαπιστώνεται από τον άνθρωπο ότι πρόκειται για ήχο και φωτεινή ακτινοβολία. Σύμφωνα με την κβαντομηχανική, τα ελεύθερα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται κατά τον ιονισμό συλλέγονται από την άνοδο, όπου συμμετέχουν πλέον ως ηλεκτρόνια αγωγιμότητας (αποκαλούμενα στη βιβλιογραφία ως ενεσούμενα ηλεκτρόνια [24, 30, 31]), αποδίδοντας το περίσσειμα της ενέργειάς τους υπό μορφή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, μέρος της οποίας είναι ο ήχος που ακούγεται και η φωτεινή ακτινοβολία (λάμψη-φως) που παρατηρείται από τον άνθρωπο. Περισσότερες πληροφορίες για το φαινόμενο του ιονισμού δίνονται στο Παράρτημα I.

Ένα απλοποιημένο μοντέλο για την ερμηνεία του ηλεκτρικού τόξου δίνεται στο σχήμα 3.1-1 [5, 24]. Σύμφωνα με αυτό, η δημιουργία των ελεύθερων ηλεκτρικών φορέων αποδίδεται σε τρεις δυνατότητες ιονισμού με κρούσεις:

- α) με κρούσεις από ηλεκτρόνια επί ατόμων ή μορίων του αερίου,
- β) με κρούσεις από θετικά ιόντα επί ατόμων ή μορίων του αερίου και
- γ) με κρούσεις θετικών ιόντων στην επιφάνεια της καθόδου (επιφανειακός ιονισμός).

Ο ιονισμός με κρούσεις από θετικά ιόντα επί ατόμων (ή μορίων) του αερίου και ο επιφανειακός ιονισμός θεωρείται ότι εκδηλώνονται σε συνδυασμό με τον ιονισμό από ελεύθερα ηλεκτρόνια.



Σχήμα 3.1-1: Ένα μακροσκοπικό μοντέλο για τις περιπτώσεις ιονισμού με κρούσεις, κατά τη θεωρία Townsend.

K : κάθοδος, - : ηλεκτρόνιο, + : θετικό ιόν
M: Μόριο

Παρακάτω, εξετάζεται ο μηχανισμός αύξησης των ελεύθερων ηλεκτρονίων σε ομογενές πεδίο, μέσω κρούσεων από ελεύθερα ηλεκτρόνια χωρίς τη συμμετοχή των αρνητικών ιόντων στον ιονισμό. Αν δεχτούμε ότι αρχικά υπάρχει ένα (1) μόνο ελεύθερο ηλεκτρόνιο επί της καθόδου, τότε παράγεται με κρούση του ηλεκτρονίου αυτού επί ενός ατόμου (ή μορίου) ένα ζεύγος ελεύθερων ηλεκτρικών φορέων. Έτσι, τα ελεύθερα ηλεκτρόνια έγιναν 2 και παράγονται τώρα από αυτά με κρούσεις 2 ζεύγη ελεύθερων ηλεκτρικών φορέων. Κατά τον τρόπο αυτό, τα ελεύθερα ηλεκτρόνια έγιναν 4 και θα πληθαίνουν παρομοίως σε 8, 16, 32, κ.λ.π. Η αύξηση του αριθμού των ζευγών των ελεύθερων ηλεκτρικών φορέων με κρούσεις γίνεται (λόγω διάχυσης των ελεύθερων ηλεκτρονίων μετά από κάθε κρούση) σε ένα χώρο κωνοειδούς μορφής, όπου τα ευκίνητα ηλεκτρόνια συγκεντρώνονται στην κεφαλή του κώνου και τα δυσκίνητα θετικά ιόντα στην ουρά του (σχήμα 3.1-2). Η κωνοειδής αυτή ανάπτυξη των παραγόμενων ηλεκτρικών φορέων είναι γνωστή στη βιβλιογραφία ως νέφος ηλεκτρονίων ή ηλεκτρονική στιβάδα [5, 24].

Όταν η πλειοψηφία των ελεύθερων ηλεκτρονίων φτάνει στην άνοδο (κάποια ελεύθερα ηλεκτρόνια δεν φτάνουν γιατί ενώνονται με ελεύθερα θετικά ιόντα και έτσι ανασχηματίζονται σε άτομα ή μόρια του αέρα), εξαναγκάζονται (λόγω της πρόσκρουσής τους σε αυτήν) σε επιβράδυνση, με αποτέλεσμα να αποδίδουν το περίσσειμα της ενέργειάς τους υπό μορφή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, μέρος της οποίας είναι ο ήχος που ακούγεται και η φωτεινή ακτινοβολία (λάμψη-φως) που παρατηρείται από τον άνθρωπο. Ο ήχος και η λάμψη είναι το ηλεκτρικό τόξο. Τα ηλεκτρόνια που φτάνουν στην άνοδο συμμετέχουν ως ηλεκτρόνια αγωγιμότητας σε αυτήν (μοιάζει σαν να πρόκειται για εισβολή των ηλεκτρονίων στην άνοδο και για αυτό ονομάζονται στη βιβλιογραφία τα εν λόγω ηλεκτρόνια ως ενεσούμενα [24, 30, 31], σαν να πρόκειται δηλαδή για ένεση ηλεκτρονίων στον αγωγό). Από τα ανωτέρω, που πολύ περιληπτικά επεξηγήθηκαν, γίνεται φανερό ότι το ηλεκτρικό τόξο είναι φωτεινή ακτινοβολία και ήχος άνευ υλικής υφής, γιατί: α) τα ελεύθερα ηλεκτρόνια είτε γίνονται ηλεκτρόνια αγωγιμότητας στην άνοδο είτε ανασχηματίζονται με τα ελεύθερα θετικά ιόντα σε άτομα ή μόρια του αέρα, και β) τα ελεύθερα θετικά ιόντα είτε ανασχηματίζονται -όπως προαναφέρθηκε- σε άτομα ή μόρια του αέρα, είτε εξουδετερώνονται από την κάθοδο που τα έλκει.

Αν υποθέσουμε ότι αντί του ενός αρχικού ελεύθερου ηλεκτρονίου, εγκατέλειψαν την κάθοδο n_0 αρχικά ηλεκτρόνια (για να προκαλέσουν ιονισμό με κρούσεις) και ότι σε

απόσταση x κινούνται n ελεύθερα ηλεκτρόνια, τότε η αύξηση του αριθμού τους στον στοιχειώδη κωνοειδή χώρο μήκους dx (Σχήμα 3.1-2) είναι [5]:

$$dn = n \cdot a \cdot dx \quad (3.1-2)$$

όπου a ο συντελεστής ιονισμού (βλ. Παράρτημα I).

Επομένως έχουμε:

$$\frac{dn}{n} = a \cdot dx \quad (3.1-3)$$

ή με ολοκλήρωση:

$$n = n_0 e^{a \cdot x} \quad (3.1-4)$$

Επομένως, στην άνοδο φθάνουν τα ελεύθερα ηλεκτρόνια:

$$N = n_0 e^{a \cdot d} \quad (3.1-5)$$

Έτσι η τιμή του ρεύματος στην άνοδο είναι:

$$I = q_e N = I_0 e^{a \cdot d} \quad (3.1-6)$$

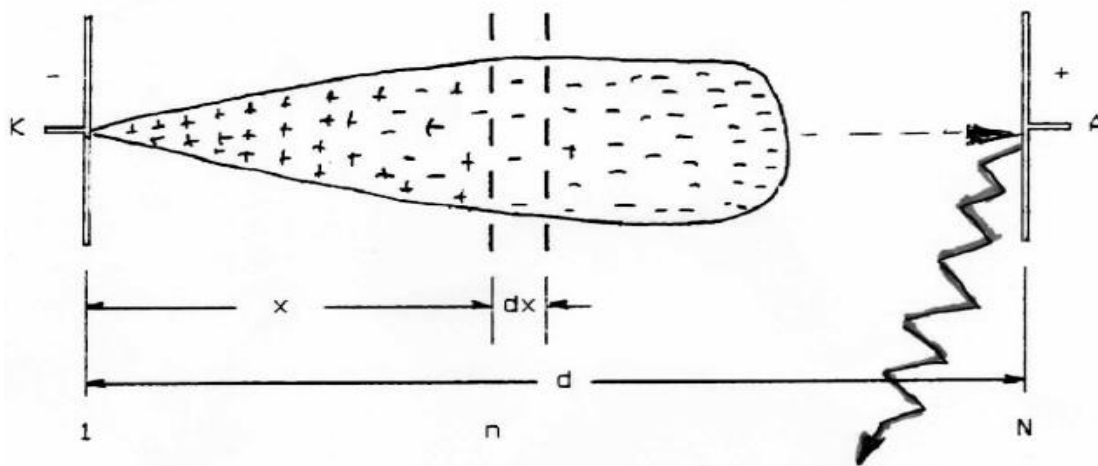
όπου q_e το φορτίο του ηλεκτρονίου και $I_0 = q_e \cdot n_0$.

Όπως προαναφέρθηκε, η ανάπτυξη των ελεύθερων ηλεκτρικών φορέων έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία της ηλεκτρονικής στιβάδας, στην κεφαλή της οποίας συγκεντρώνονται τα ελεύθερα ηλεκτρόνια (Σχήμα 3.1-2). Όταν, όμως, πρόκειται για μεγάλο διάκενο (άνω του 1 μέτρου), όπως είναι το διάκενο στην υπό εξέταση περίπτωση, ο οχετός σχηματίζεται με διαδοχικές ηλεκτρονικές στιβάδες (υπό μορφή Streamer ή Leader) [5].

Για την ερμηνεία του εν λόγω μηχανισμού διάσπασης, υποθέτουμε ότι εντός ομογενούς πεδίου βρίσκεται σε εξέλιξη ηλεκτρονική στιβάδα. Όταν ο αριθμός των ελεύθερων ηλεκτρονίων στην κεφαλή της ηλεκτρονικής στιβάδας αποκτήσει την κρίσιμη τιμή:

$$n_k \approx e^{18} \quad (3.1-7)$$

τότε, λόγω του ισχυρού πεδίου στην κεφαλή της ηλεκτρονικής στιβάδας, εκδηλώνεται εκεί υπεριώδης ακτινοβολία, η οποία προκαλεί φωτοϊονισμό [5]. Ως αποτέλεσμα του παραπάνω φωτοϊονισμού αναπτύσσεται μία επόμενη ηλεκτρονική στιβάδα (Σχήμα 3.1-3). Όταν κατά τον τρόπο αυτό δημιουργηθούν διαδοχικές ηλεκτρονικές στιβάδες, τότε ο οχετός αυτός ονομάζεται Streamer [5]. Όταν σε μεγαλύτερες τιμές του πεδίου, από ότι προηγουμένως, εκδηλωθούν πολλοί οχετοί Streamer, ο ένας πλησίον του άλλου, τότε ενισχύονται τα φαινόμενα ιονισμού και αυξάνεται η αγωγιμότητα του πλάσματος (ως πλάσμα χαρακτηρίζονται οι ελεύθεροι αρνητικοί και θετικοί φορείς των ηλεκτρονικών στιβάδων). Ο οχετός που σχηματίζεται στην περίπτωση αυτή ονομάζεται Leader [5].

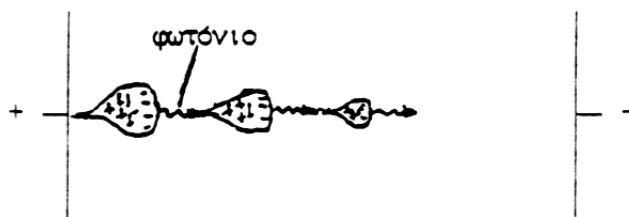


Εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας άνευ υλικής υφής

Σημείωση:

Ο άνθρωπος αντιλαμβάνεται την εκπεμπόμενη ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία ως ήχο και φως

Σχήμα 3.1-2: Ένα απλοποιημένο μοντέλο α) για τη δημιουργία του νέφους των ελεύθερων ηλεκτρονίων (ή της ηλεκτρονικής στιβάδας ή ηλεκτρονικής χιονοστιβάδας) κατά τον ιονισμό με κρούσεις, μέσω ελεύθερων ηλεκτρονίων και β) την εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας κατά την πρόσκρουση των ελεύθερων ηλεκτρονίων στην άνοδο. A: άνοδος, K: κάθοδος, 1, n, N: αριθμός των ελεύθερων ηλεκτρονίων



Σχήμα 3.1-3: Σχηματισμός διαδοχικών ηλεκτρονικών στιβάδων λόγω φωτοϊονισμού

3.1.1 Η ελάχιστη απόσταση μόνωσης, η τάση (και η θερμοκρασία) για την τήξη των αγωγών και η τάση (και η θερμοκρασία) για την αποσταθεροποίησή τους

Για την περαιτέρω διερεύνηση του ηλεκτρικού τόξου μπορεί κανείς να υποθέσει ότι, προκειμένου να συμβεί η εκδήλωσή του, θα πρέπει να πλησιάσουν (για κάποιον λόγο) μεταξύ τους οι αγωγοί, ώστε να αναιρεθεί η ελάχιστη απόσταση μόνωσης (d_{\min}) ανάλογα με το επίπεδο της ονομαστικής τάσης της γραμμής (400 V, 20 kV, 150 kV). Επίσης για το αν θα συμβεί ή όχι τήξη αγωγού κατά την εκδήλωση του ηλεκτρικού τόξου (ώστε να δημιουργηθούν ή όχι τήγματα μετάλλου), χρειάζεται να γνωρίζει κανείς την τάση τήξης ($U_{\text{τήξης}}$) ή την θερμοκρασία τήξης ($\Theta_{\text{τήξης}}$). Επίσης, ενδιαφέρει να διερευνηθεί αν το ηλεκτρικό τόξο μπορεί να προκαλέσει ή όχι αποσταθεροποίηση (χαλάρωση) των αγωγών, που ενδέχεται να έχει ως επακόλουθο την αποκοπή αγωγού. Στην περίπτωση αυτή, χρειάζεται να γνωρίζει κανείς την τάση αποσταθεροποίησης ($U_{\text{αποσταθ}}$) ή την θερμοκρασία αποσταθεροποίησης ($\Theta_{\text{αποσταθ}}$). Στον Πίνακα 3.1.1-1 δίνονται οι τιμές d_{\min} [5] και στον Πίνακα 3.1.1-2 οι τιμές $U_{\text{τήξης}}$, $\Theta_{\text{τήξης}}$ και $U_{\text{αποσταθ}}$, $\Theta_{\text{αποσταθ}}$. [24].

Γραμμή	Ελάχιστη απόσταση μόνωσης (d_{\min}) μεταξύ αγωγών	Απόσταση προστασίας (d)	Σύνηθες ύψος γραμμής από το έδαφος
400 V	0,371 cm	$\approx 0,3$ m	≈ 8 m
20 kV	5,34 cm ~ 5,66 cm	85 cm ~ 125 cm	≈ 10 m
150 kV	46,75 cm ~ 49,5 cm	≈ 6 m	$\approx 23,5$ m

Πίνακας 3.1.1-1: Ελάχιστες αποστάσεις μόνωσης και αποστάσεις προστασίας σε γραμμές του ελληνικού δικτύου μεταφοράς (150 kV) και διανομής (20 kV και 400 V)

Μέταλλο	$\Delta U_{\text{αποσταθ}}$ [mV]	$\Delta U_{\text{τήξης}}$ [mV]	$\Theta_{\text{αποσταθ}}$ [°C]	$\Theta_{\text{τήξης}}$ [°C]
Al	100	300	150	660
Cu	120	430	190	1083
St	210	600	500	1350-1500

Πίνακας 3.1.1-2: Τάση αποσταθεροποίησης ($\Delta U_{\text{αποσταθ}}$), τάση τήξης ($\Delta U_{\text{τήξης}}$), θερμοκρασία αποσταθεροποίησης ($\Theta_{\text{αποσταθ}}$), και θερμοκρασία τήξης ($\Theta_{\text{τήξης}}$) για το αλουμίνιο, τον χαλκό και τον χάλυβα

3.1.2. Υπολογισμός της πτώσης τάσης (ΔU) και της αύξησης της θερμοκρασίας στην περιοχή του αγωγού όπου συμβαίνει η σύγκρουση με την ηλεκτρονική στιβάδα

Όπως είναι γνωστό από πρόσφατη έρευνα [24], η αύξηση της θερμοκρασίας κατά το βραχυκύκλωμα, περιλαμβάνει εκτός από την προαναφερθείσα τιμή $\Delta\theta_{\beta}$ (βλ. σχέση 3.1-1) κατά την επαφή μεταξύ των αγωγών, και μία τιμή $\Delta\theta^*$ λόγω πρόσκρουσης της ηλεκτρονικής στιβάδας (του τόξου) στον αγωγό, που προηγείται χρονικά της επαφής μεταξύ των αγωγών (όπου τα ελεύθερα ηλεκτρόνια της ηλεκτρονικής στιβάδας γίνονται ηλεκτρόνια αγωγιμότητας στον αγωγό αποκαλούμενα προς τούτο ενεσούμενα [24, 30, 31]), και για την οποία ισχύει η σχέση [24]:

$$\Delta\theta^* = 0.000239 \cdot I_d^2 \cdot \rho_{Al} \cdot t / (A_{Al} \cdot m_{Al} \cdot c_{Al}) \quad (3.1.2-1)$$

όπου: I_d το διαρκές ρεύμα βραχυκύκλωσης σε A, $\rho_{Al} = 2,9 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot m$, $t=0,1$ sec, A_{Al} η διατομή των κλώνων αλουμινίου σε m^2 , m_{Al} kg/m των κλώνων αλουμινίου και $c_{Al} = 0,22$ kcal/kg °C.

Έτσι, η συνολική αύξηση της θερμοκρασίας $\Delta\theta_{ολ}$ κατά το βραχυκύκλωμα (και μάλιστα στο σημείο βραχυκύκλωσης) δίνεται από την σχέση:

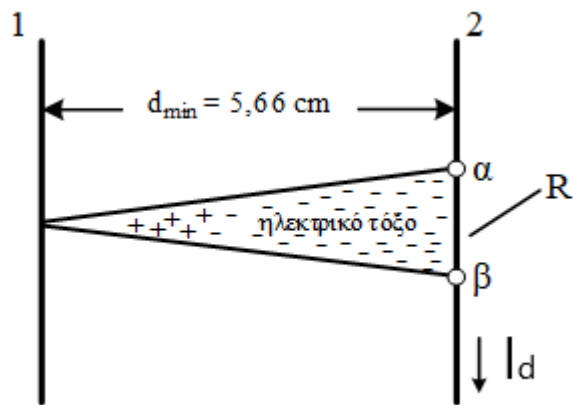
$$\Delta\theta_{ολ} = \Delta\theta^* + \Delta\theta_{\beta} \quad (3.1.2-2)$$

Από τις σχέσεις 3.1-1 (βλ. παρ. 3.1) και 3.1.2-1, φαίνεται ότι για τον υπολογισμό των τιμών $\Delta\theta_\beta$ και $\Delta\theta^*$ χρειάζεται να υπολογιστούν κατά περίπτωση υποσταθμού οι τιμές I_d και I_{sw} .

Για τον υπολογισμό της πτώσης τάσης ΔU (και της αύξησης της θερμοκρασίας) στην περιοχή του αγωγού όπου συμβαίνει η σύγκρουση με την ηλεκτρονική στιβάδα, χρειάζεται να υπολογιστεί το μήκος του αγωγού στην εν λόγω περιοχή, το οποίο καθορίζεται από την διάμετρο του ηλεκτρικού τόξου. Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία, η διάμετρος ενός ηλεκτρικού τόξου σε οριζόντια διάταξη των ηλεκτροδίων (δηλαδή όπως οι αγωγοί των 20 kV και των 150 kV) είναι περίπου το 1/20 του μήκους του, ενώ σε κατακόρυφη διάταξη αγωγών (όπως συμβαίνει στις γραμμές των 400V) περίπου το 1/5 [24, 32]. Έτσι, επειδή το φαινόμενο πρόσκρουσης των ελεύθερων ηλεκτρονίων συνέβη (λόγω του μετώπου της ηλεκτρονικής στιβάδας), σε ένα τμήμα του αγωγού α-β (βλ. σχήμα 3.1.2-1) μήκους περίπου π.χ. $d_{min}/20$ σε γραμμή 20 kV και των 150 kV, η αντίσταση R του τμήματος αυτού είναι:

$$R = \rho (d_{min}/20)/A \quad (3.1.2-3)$$

όπου A η διατομή του αγωγού.



Σχήμα 3.1.2-1: Απλοποιημένη παράσταση των διαδικασιών ιονισμού όταν η απόσταση μεταξύ των αγωγών γίνει 5,66 cm (επειδή η γραμμή έχει ονομαστική τάση 20 kV)

1, 2: αγωγοί

$n_o \cdot e^{ad}$: ηλεκτρόνια αγωγιμότητας (ενεσούμενα ηλεκτρόνια)

$I_d = n_o \cdot q_e \cdot e^{ad}$: το ρεύμα βραχυκύκλωσης

R: αντίσταση που παριστάνει τις προκληθείσες απώλειες στο τμήμα α-β του αγωγού λόγω των ενεσούμενων ηλεκτρονίων που εξαναγκάστηκαν να γίνουν ηλεκτρόνια αγωγιμότητας

Επομένως, για την τιμή ΔU_I ισχύει για γραμμές των 20 kV και των 150 kV:

$$\Delta U_I = I_d \cdot \rho \cdot (d_{min}/20) / A_{Al} \quad (3.1.2-4)$$

όπου: για γραμμές 20 kV είναι $d_{min}=5,66$ cm, για γραμμές 150 kV είναι $d_{min}=49,5$ cm., $\rho=2,9 \cdot 10^{-8}$ Ωm και A_{Al} η διατομή των κλώνων αλουμινίου.

Για γραμμές των 400 V ισχύει:

$$\Delta U_2 = I_d \cdot \rho \cdot (d_{min}/5) / A_{Al} \quad (3.1.2-5)$$

όπου $d_{min} = 0,371$ cm, $\rho=2,9 \cdot 10^{-8}$ Ωm και A_{Al} η διατομή των κλώνων (που είναι συνήθως αλουμινίου).

3.1.3 Τα αποτελέσματα των υπολογισμών στη θέση βραχυκύκλωσης στους συνήθως χρησιμοποιούμενους γυμνούς αγωγούς του ελληνικού δικτύου διανομής για: την πτώση τάσης (ΔU), την αύξηση της θερμοκρασίας κατά την επαφή των αγωγών ($\Delta\theta_{\beta}$), την αύξηση της θερμοκρασίας λόγω του ηλεκτρικού τόξου ($\Delta\theta^*$) και τη συνολική αύξηση της θερμοκρασίας ($\Delta\theta_{\text{ολ}}$)

Ακολούθως υπολογίζεται η θερμική συμπεριφορά: α) για όλους τους συνήθως χρησιμοποιούμενους αγωγούς μέσης τάσης (ACSR 16 mm², ACSR 35 mm² και ACSR 95 mm², οι διατομές των οποίων είναι ισοδύναμες χαλκού) και β) για όλους τους συνήθως χρησιμοποιούμενους αγωγούς αλουμινίου χαμηλής τάσης (Al 16 mm², Al 35 mm², Al 50 mm² και Al 70 mm², οι διατομές των οποίων είναι επίσης ισοδύναμες χαλκού).

Το κέντρο διανομής θεωρήθηκε ότι είναι το συνήθως υπάρχον στο δίκτυο (150 kV/20 kV, 50 MVA με $u_k=20$). Επίσης, οι υπαίθριοι μετασχηματιστές διανομής είναι οι συνήθως χρησιμοποιούμενοι σε ισχύ στο ελληνικό δίκτυο (50 kVA ~ 400 kVA, με $u_k=6$).

Τέλος, θεωρήθηκε ότι οι υπολογισμοί αφορούν γραμμές επιθεωρημένες και συντηρημένες σύμφωνα με τον Κανονισμό και οι οποίες ήταν σε κανονική λειτουργία πριν την πυρκαγιά επί 2 έτη, ώστε να αποκλείεται το ενδεχόμενο εκδήλωσης θερμών σημείων από αίτιο οφειλόμενο σε αστοχία κάποιου υλικού.

α) Αύξηση της θερμοκρασίας κατά την επαφή των αγωγών ($\Delta\theta_{\beta}$)

Για τον υπολογισμό της αύξησης της θερμοκρασίας κατά την επαφή των αγωγών υπό βραχυκύκλωμα χρειάζεται να γνωρίζει κανείς το εναλλασσόμενο ρεύμα βραχυκύκλωσης (I_{SW}) και το διαρκές (ή θερμικό) ρεύμα βραχυκύκλωσης I_d (βλ. σχήμα 3.1.3-1).

Υπάρχουν τρεις προσεγγιστικές μέθοδοι υπολογισμού της εν λόγω αύξησης της θερμοκρασίας [5]:

- σύμφωνα με το πρότυπο IEC 60865-1,
- μέσω των αντιστάσεων της διαδρομής βραχυκύκλωσης μέχρι και τον μετασχηματιστή που προηγείται της θέσης βραχυκύκλωσης, και
- μέσω της ανισότητας: $I_{SW} \leq 100 I_N/u_k$

Η εν λόγω αύξηση της θερμοκρασίας υπολογίζεται με μεγαλύτερη ακρίβεια με την μέθοδο κατά το πρότυπο IEC 60865-1. Η μέθοδος, μέσω της ανισότητας, δίνει μεγαλύτερη τιμή

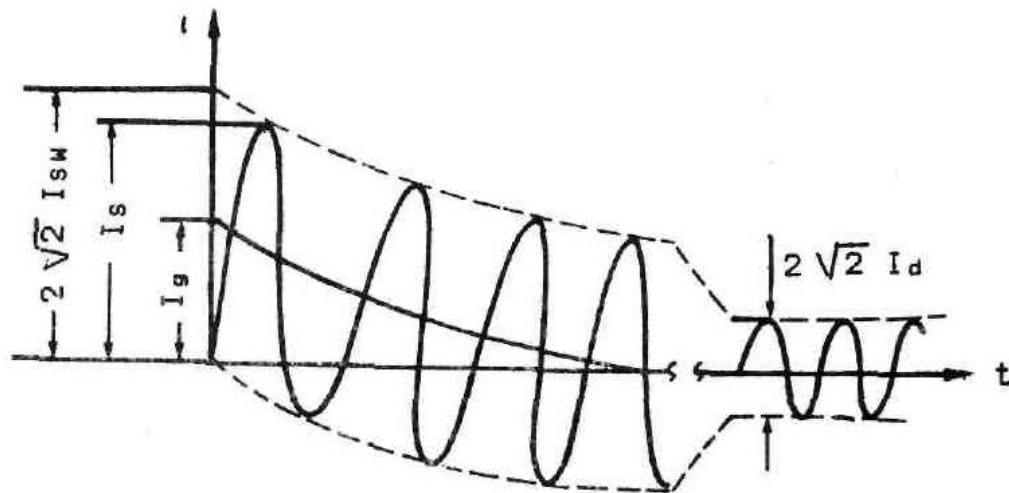
αύξησης της θερμοκρασίας από τις άλλες δύο μεθόδους. Πάντως, επειδή οι διαφορές των τιμών μεταξύ των τριών μεθόδων είναι μερικοί βαθμοί Κελσίου, οι υπολογισμοί γίνονται ακολούθως με την μέθοδο της ανισότητας (που είναι παραδοχή σε βάρος της γραμμής).

Για το κέντρο διανομής ονομαστικής ισχύος $P_N=50$ MVA, το ονομαστικό ρεύμα είναι:

$$I_N = \frac{P_N}{\sqrt{3}U_N} = \frac{50000}{\sqrt{3} \cdot 20} \approx 1445 \text{ A} \quad (3.1.3-1)$$

Επομένως, με $u_k \approx 20$ είναι :

$$I_{SW} \leq 100 \cdot \frac{I_N}{u_k} = 100 \cdot 1445 / 20 \approx 7225 \text{ A} \quad (3.1.3-2)$$



Σχήμα 3.1.3-1: Μορφή και συνιστώσες του ρεύματος βραχυκύκλωσης

I_{SW} : εναλλασσόμενο ρεύμα βραχυκύκλωσης

I_d : διαρκές (ή θερμικό) ρεύμα βραχυκύκλωσης

I_S : κρουστικό ρεύμα βραχυκύκλωσης

I_g : συνεχές ρεύμα βραχυκύκλωσης

Επειδή $I_{SW}/I_N \approx 5$ από πίνακες τιμών προκύπτει $\mu_d = 0,49$ [5], οπότε είναι:

$$I_d = \mu_d \cdot I_{SW} = 0,49 \cdot I_{SW} = 0,49 \cdot 7225 \approx 3540 \text{ A} \quad (3.1.3-3)$$

Έτσι, η αύξηση της θερμοκρασίας κατά την επαφή των αγωγών υπό βραχυκύκλωμα υπολογίζεται από την σχέση 3.1-1 [5, 24], από όπου προκύπτει, κατά προσέγγιση, (για $I_d = I_{SW}$ και $T=0,15$) η τιμή $\Delta\theta_\beta$:

$$\Delta\theta_\beta = \kappa \cdot I_d^2 \cdot [t + 0,15]/A^2 \quad (3.1.3-4)$$

Από την σχέση (3.1.3-4) υπολογίζεται, ακολούθως, η αύξηση της θερμοκρασίας $\Delta\theta_{\beta-ACSR95}$ στον αγωγό ACSR 95 mm² για χρόνο $t=1$ sec (ώστε να λαμβάνεται υπ' όψιν ο συνολικός χρόνος του ελαιοδιακόπτη στο κέντρο διανομής, λόγω των τριών κύκλων λειτουργίας του κατά το βραχυκύκλωμα [5]), $T=0,15$ και $I_d = I_{SW} = 3540$ A:

$$\Delta\theta_{\beta ACSR 95} = 0,0058 \cdot I_d^2 [t+T]/A^2 = 0,0058 \cdot 3540^2 [1+0,15]/95^2 \approx 9,3 \text{ } ^\circ\text{C} \quad (3.1.3-5)$$

Επίσης, θεωρώντας στην περίπτωση του αγωγού ACSR 35 mm² ότι η προστασία του γίνεται από τον ελαιοδιακόπτη στο κέντρο διανομής και όχι από ασφαλειοαποξεύκτη (που είναι παραδοχή σε βάρος του αγωγού) η τιμή $\Delta\theta_{\beta ACSR 35}$ (για χρόνο $t=1$ sec, $T=0,15$ και $I_d = I_{SW} = 3540$ A) είναι:

$$\Delta\theta_{\beta ACSR 35} = 0,0058 \cdot I_d^2 [t+T]/A^2 = 0,0058 \cdot 3540^2 [1+0,15]/35^2 \approx 68 \text{ } ^\circ\text{C} \quad (3.1.3-6)$$

Στην περίπτωση του αγωγού ACSR 16 mm², που η προστασία του γίνεται με ασφαλειοαποξεύκτη, θεωρήθηκε ότι οι ασφάλειες έχουν την μέγιστη δυνατή τιμή των 40 A (που είναι παραδοχή σε βάρος του αγωγού), με ρεύμα αποκοπής της ασφάλειας $I_\alpha = 1240$ A σε χρόνο διακοπής 0,1 sec [5]. Έτσι, η τιμή $\Delta\theta_{\beta ACSR 16}$ υπολογίζεται ότι είναι (για $T=0,3$ και $I_\alpha = I_d = I_{SW}$):

$$\Delta\theta_{\beta ACSR 16} = 0,0058 \cdot I_\alpha^2 [t+T]/A^2 = 0,0058 \cdot 1240^2 [0,4]/16^2 \approx 14 \text{ } ^\circ\text{C} \quad (3.1.3-7)$$

Στον Πίνακα 3.3.1-1 έχουν υπολογιστεί οι συνιστώσες του ρεύματος βραχυκύκλωσης για όλους τους συνήθεις συνδυασμούς μετασχηματιστών και αγωγών αλουμινίου του ελληνικού δικτύου διανομής χαμηλής τάσης.

Μετασχηματιστής [kVA]	I_{NXT} [A]	I_{sw} [A]	I_d [A]
50	72,2	1203	421
100	144,3	2405	842
150	216,5	3608	1263
160	230,9	3848	1347
200	288,7	4812	1684
250	360,8	6013	2105
400	577,4	9623	3368

Πίνακας 3.1.3-1 : Τιμές των συνιστωσών του ρεύματος βραχυκύκλωσης για τους συνήθεις υποσταθμούς διανομής του ελληνικού δικτύου χαμηλής τάσης.

I_{NXT} : ονομαστικό ρεύμα του μετασχηματιστή στην χαμηλή τάση

I_{sw} : εναλλασσόμενο ρεύμα βραχυκύκλωσης

I_d : διαρκές ρεύμα βραχυκύκλωσης

Στον Πίνακα 3.1.3-2 έχουν υπολογιστεί οι τιμές $\Delta\theta_\beta$ μέσω της Σχέσης 1-4 [5], για τους συνήθεις συνδυασμούς μετασχηματιστών, αγωγών και ασφαλειών του ελληνικού δικτύου διανομής χαμηλής τάσης.

Ισχύς kVA	Ασφάλεια A	$\Delta\theta_{\beta} = 0,0058 (3 \cdot I_{NA})^2 \cdot 5 / A^2$ σε °C			
		16 mm ²	35 mm ²	50 mm ²	70 mm ²
50	50	2,548	0,532	0,261	0,133
	63	4,046	0,845	0,414	0,211
	80	6,525	1,365	0,668	0,426
100	63	4,046	0,845	0,414	0,211
	80	6,525	1,365	0,668	0,426
	100	10,195	2,130	1,044	0,532
	125	15,930	3,325	1,631	0,832
	160	16,100	5,454	2,672	1,363
150,160, 200	80	6,525	1,365	0,668	0,426
	100	10,195	2,130	1,044	0,532
	125	15,930	3,329	1,631	0,832
	160	16,100	5,454	2,672	1,363
	200	40,789	8,489	4,176	2,130
	250	63,720	13,316	6,525	3,329
250, 400	80	6,525	1,365	0,668	0,426
	100	10,195	2,130	1,044	0,532
	125	15,930	3,329	1,631	0,832
	160	16,100	5,454	2,672	1,363
	200	40,789	8,489	4,176	2,130
	250	63,720	13,316	6,525	3,329

Πίνακας 3.1.3-2: Τιμές αύξησης της θερμοκρασίας κατά την επαφή των αγωγών ($\Delta\theta_{\beta}$), υπό τριφασικό βραχυκύκλωμα (με βάση την σχέση που δίνεται στον πίνακα) για τους συνήθεις συνδυασμούς μετασχηματιστών, ασφαλειών και αγωγών αλουμινίου του ελληνικού δικτύου διανομής.

β) Η αύξηση της θερμοκρασίας στο σημείο βραχυκύκλωσης, λόγω του ηλεκτρικού τόξου που προηγείται της επαφής των αγωγών ($\Delta\theta^*$) και συνολική αύξηση της θερμοκρασίας ($\Delta\theta_{ολ}$) κατά το βραχυκύκλωμα

Από την σχέση που δίνεται στην παρ. 3.1.2 υπολογίζεται η τιμή $\Delta\theta^*$ (σχέση 3.1.2-1) και, ακολούθως, η τιμή $\Delta\theta_{ολ}$ (σχέση 3.1.2-2) που είναι το άθροισμα της $\Delta\theta_{β}$ (σχέση 3.1-1) και της $\Delta\theta^*$. Τα αποτελέσματα των υπολογισμών για όλους τους συνήθως εγκατεστημένους γυμνούς αγωγούς διανομής δίνονται στους Πίνακες 3.1.3-3 και 3.1.3-4. Από τους εν λόγω πίνακες, φαίνεται ότι η συνολική αύξηση της θερμοκρασίας κατά το βραχυκύκλωμα ($\Delta\theta_{ολ}$) σε όλους τους υπαίθριους αγωγούς διανομής του ελληνικού δικτύου, αθροιζόμενη στην θερμοκρασία περιβάλλοντος, δεν προκαλεί πυρκαγιά, γιατί δεν μπορούν να δημιουργηθούν τήγματα αλουμινίου, δεδομένου ότι το αλουμίνιο τήκεται στους 660°C.

Γραμμή	$\Delta\theta^*$ [°C]	$\Delta\theta_{β}$ [°C]	$\Delta\theta_{ολ}$ [°C]
ACSR 16 mm ²	13,6	14	27,6
ACSR 35 mm ²	2,7	68	70,7
ACSR 95 mm ²	0,36	8,8	9,16

Πίνακας 3.1.3-3: Τιμές $\Delta\theta_{β}$, $\Delta\theta^*$ και $\Delta\theta_{ολ}$ κατά το βραχυκύκλωμα σε γραμμές 20 kV.

(με βάση την σχέση $\Delta\theta_{ολ} = \Delta\theta^* + \Delta\theta_{β} = \Delta\theta^* + \kappa I_d^2 [t + T]/A^2$)

$\Delta\theta_{β}$: Αύξηση της θερμοκρασίας κατά την επαφή των αγωγών

$\Delta\theta^*$: Αύξηση της θερμοκρασίας λόγω του ηλεκτρικού τόξου

$\Delta\theta_{ολ}$: Συνολική αύξηση της θερμοκρασίας

Ισχύς kVA	Ασφάλεια A	$\Delta\theta_{ολ} = \Delta\theta^* + \Delta\theta_{\beta} = \Delta\theta^* + 0,0058 (3 \cdot I_{NA})^2 \cdot 5 / A^2$ σε [°C]			
		16 mm ²	35 mm ²	50 mm ²	70 mm ²
50	50	3,278	0,692	0,331	0,173
	63	4,776	1,005	0,484	0,251
	80	7,255	1,523	0,738	0,466
100	63	6,626	1,405	0,674	0,341
	80	9,105	1,923	0,928	0,556
	100	12,775	2,690	1,304	0,662
	125	18,51	3,885	1,891	0,962
	160	18,680	6,014	2,932	1,493
150,160, 200	80	12,455	3,513	1,678	0,946
	100	16,125	4,28	2,054	1,052
	125	21,86	5,479	2,641	1,352
	160	22,03	7,604	3,682	1,883
	200	46,719	10,639	5,186	2,650
	250	69,65	15,466	7,535	3,849
250, 400	80	26,275	4,893	4,938	2,606
	100	29,945	5,660	5,314	2,712
	125	35,68	6,859	5,901	3,012
	160	35,85	8,984	6,942	3,543
	200	60,539	12,019	8,446	4,310
	250	83,47	16,846	10,795	5,509

Πίνακας 3.1.3-4: Συνολική αύξηση της θερμοκρασίας ($\Delta\theta_{ολ}$), υπό τριφασικό βραχυκύκλωμα των αγωγών (με βάση την σχέση που δίνεται στον πίνακα) για τους συνήθεις συνδυασμούς μετασχηματιστών, ασφαλειών και αγωγών αλουμινίου του ελληνικού δικτύου διανομής χαμηλής τάσης.

γ) Η τιμή της πτώσης τάσης (ΔU) στην περιοχή πρόσκρουσης της ηλεκτρονικής στιβάδας στον αγωγό

Από την σχέση 3.1.2-4 υπολογίζεται η τιμή ΔU_1 π.χ. για τον αγωγό ACSR16 mm²:

- Για 6 κλώνους με ακτίνα 1,16 : $A_{Al}=6\pi \cdot 1,16^2=25,35 \text{ mm}^2$ (3.1.3-8)

- $\Delta U_1=I_d \cdot \rho(d_{min}/20)/A_{Al} =$
 $=3540 \cdot 2,9 \cdot 10^{-8}(5,66 \cdot 10^{-2}/20)/25,35 \cdot 10^{-6}=0,011 \text{ V}$ (3.1.3-9)

Τα αποτελέσματα των υπολογισμών δίνονται και για τους τρεις αγωγούς μέσης τάσης στον Πίνακα 3.1.3-5.

Αγωγός mm ²	I_d [A]	$d_{min}/20$ [m]	A_{Al} [m ²]	ΔU_1 [mV]
ACSR16	3540	0,283 · 10 ⁻²	25,35 · 10 ⁻⁶	11,4
ACSR35			55,73 · 10 ⁻⁶	5,2
ACSR95			151,00 · 10 ⁻⁶	1,9

Πίνακας 3.1.3-5: Πτώση τάσης στο τμήμα των αγωγών μέσης τάσης ACSR 16 mm², ACSR 35 mm², ACSR 95 mm², όπου συνέβη η σύγκρουση με την ηλεκτρονική στιβάδα

Με την ίδια διαδικασία και με τις τιμές I_d (ανάλογα με την ισχύ του υποσταθμού διανομής κατά τον Πίνακα 3.1.3-1) δίνονται στον Πίνακα 3.1.3-6 οι τιμές ΔU_2 (από την σχέση 3.1.2-5) για την δυσμενέστερη περίπτωση αγωγού στις γραμμές χαμηλής τάσης, που είναι ο αγωγός αλουμινίου με ισοδύναμη διατομή χαλκού 16 mm², αλλά με πραγματική διατομή αλουμινίου 26,85 mm² [5]. Για τον μετασχηματιστή, π.χ. των 400 kVA η τιμή ΔU_2 , είναι:

$$\Delta U_2=I_d \cdot \rho (d_{min}/5)/A_{Al} =$$

$$=3368 \cdot 2,9 \cdot 10^{-8} \cdot 0,0742 \cdot 10^{-2}/ 26,85 \cdot 10^{-6} =0,0026 \text{ V} \quad (3.1.3-10)$$

Μετασχηματιστής [kVA]	I_d [A]	$d_{\min}/5$ [m]	A_{Al} [m ²]	ΔU_2 [mV]
50	421	0,0742 · 10 ⁻²	26,85 · 10 ⁻⁶	0,34
100	842			0,67
150	1263			1,01
160	1347			1,08
200	1684			1,35
250	2105			1,69
400	3368			2,7

Πίνακας 3.1.3-6: Πτώση τάσης (ΔU_2) στο τμήμα των αγωγών αλουμινίου 16 mm² (που είναι η δυσμενέστερη περίπτωση αγωγού, λόγω της μικρότερης διατομής του από τους αγωγούς αλουμινίου 35 mm², 50 mm² και 70 mm²), όπου συνέβη η σύγκρουση με την ηλεκτρονική στιβάδα.

Πάντως, για να υπάρχει μία σφαιρική εικόνα για τις τιμές ΔU_2 έγινε ο υπολογισμός τους και για τις άλλες διατομές των γυμνών αγωγών αλουμινίου, 35 mm², 50 mm² και 70 mm², που δίνονται στους πίνακες 3.1.3-7, 3.1.3-8 και 3.1.3-9, αντίστοιχα.

Μετασχηματιστής [kVA]	I_d [A]	$d_{\min}/5$ [m]	A_{Al} [m ²]	ΔU_2 [mV]
50	421	0,0742 · 10 ⁻²	57 · 10 ⁻⁶	0,16
100	842			0,32
150	1263			0,48
160	1347			0,51
200	1684			0,64
250	2105			0,79
400	3368			1,27

Πίνακας 3.1.3-7: Πτώση τάσης στο τμήμα των αγωγών αλουμινίου 35 mm² (όπου συνέβη η σύγκρουση με την ηλεκτρονική στιβάδα)

Μετασχηματιστής [kVA]	I_d [A]	$d_{\min}/5$ [m]	A_{Al} [m ²]	ΔU_2 [mV]
50	421	0,0742 · 10 ⁻²	82,41 · 10 ⁻⁶	0,11
100	842			0,22
150	1263			0,33
160	1347			0,35
200	1684			0,44
250	2105			0,55
400	3368			0,88

Πίνακας 3.1.3-8: Πτώση τάσης στο τμήμα των αγωγών αλουμινίου 50 mm² (όπου συνέβη η σύγκρουση με την ηλεκτρονική στιβάδα)

Μετασχηματιστής [kVA]	I_d [A]	$d_{\min}/5$ [m]	A_{Al} [m ²]	ΔU_2 [mV]
50	421	$0,0742 \cdot 10^{-2}$	$115,33 \cdot 10^{-6}$	0,08
100	842			0,16
150	1263			0,24
160	1347			0,25
200	1684			0,31
250	2105			0,39
400	3368			0,63

Πίνακας 3.1.3-9: Πτώση τάσης στο τμήμα των αγωγών αλουμινίου 70 mm² (όπου συνέβη η σύγκρουση με την ηλεκτρονική στιβάδα)

Από τους Πίνακες 3.1.3-5, 3.1.3-6, 3.1.3-7, 3.1.3-8 και 3.1.3-9, φαίνεται ότι σε όλους τους αγωγούς διανομής του ελληνικού δικτύου η πτώση τάσης στο τμήμα όπου συνέβη η σύγκρουση με την ηλεκτρονική στιβάδα (κατά το βραχυκύκλωμα) είναι πολύ μικρότερη, τόσο από την τάση αποσταθεροποίησης του αλουμινίου, όσο και από την τάση τήξης του εν λόγω μετάλλου (βλ. Πίνακα 3.1.1-2). Επομένως, μπορεί κανείς να υποθέσει ότι δεν δημιουργούνται τήγματα μετάλλου κατά το βραχυκύκλωμα μεταξύ των αγωγών διανομής του ελληνικού δικτύου. Το συμπέρασμα αυτό εναρμονίζεται με τα προαναφερθέντα ανωτέρω, για την άνευ σημασίας αύξηση της συνολικής θερμοκρασίας στο σημείο βραχυκύκλωσης (βλ. Πίνακας 3.1.3-3 και 3.1.3-4)

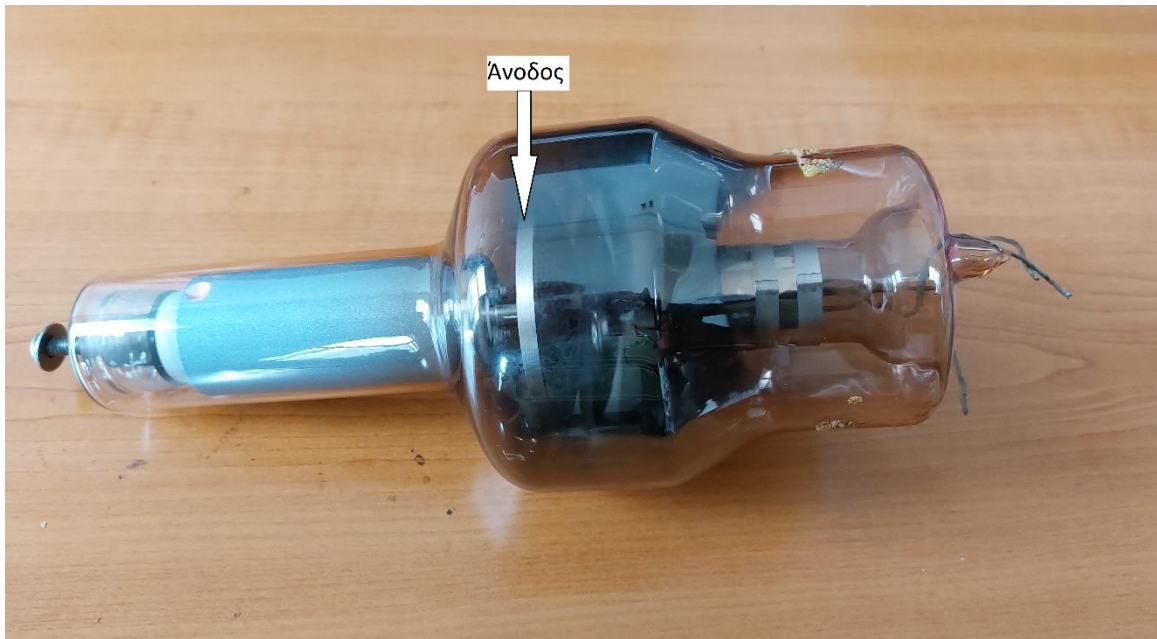
Κατόπιν όλων των ανωτέρω, θα πρέπει να διευκρινιστεί ότι ειδικότερα για τις γραμμές διανομής δεν φαίνεται να ισχύει το συμπέρασμα του ερευνητή V. Babrauskas ([29] – βλ. Κεφ. 1), γιατί αν υπάρχει εικόνα τήξης ενός αγωγού διανομής σε περιβάλλον πυρκαγιάς, οφείλεται στην πυρκαγιά.

3.2 Μία φυσική ερμηνεία για την εικόνα που παρουσιάζουν οι γυμνοί αγωγοί του δικτύου μετά το βραχυκύκλωμα

Όπως είναι γνωστό από την πράξη, η εικόνα που παρουσιάζουν οι αγωγοί μετά το βραχυκύκλωμα είναι κάποια βαθουλώματα (συνήθως της τάξεως του 1 mm στην θέση σύγκρουσής τους). Επειδή, σύμφωνα με τα αναφερόμενα στην παρ. 3.1.3 η συνολική αύξηση της θερμοκρασίας (που δημιουργείται στη θέση σύγκρουσης) είναι άνευ σημασίας για να θεωρηθεί ότι προκαλείται θερμικό φαινόμενο (βλ. Πίνακες 3.1.3-3 και 3.1.3-4), μπορεί κανείς να υποθέσει ότι τα εν λόγω βαθουλώματα είναι αποτέλεσμα της πρόσκρουσης της ηλεκτρονικής στιβάδας (του τόξου) στον αγωγό, όταν τα ελεύθερα ηλεκτρόνια της ηλεκτρονικής στιβάδας εξαναγκάζονται να γίνουν ηλεκτρόνια αγωγιμότητας του αγωγού (αποκαλούμενα προς τούτο ενεσούμενα [24, 30, 31]), αποδίδοντας ταυτόχρονα το περίσσειμα της ενέργειάς τους υπό μορφή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Περιμετρικά των περιοχών με τα βαθουλώματα, παρατηρούνται μαύρα σημεία τα οποία προέρχονται από τη διάσπαση του λεπτού στρώματος του οξειδίου του αλουμινίου Al_2O_3 (αλουμίνα).

Το φαινόμενο αυτό χρησιμοποιείται από την βιομηχανία για την παραγωγή πολύ λεπτών υμενίων μετάλλων (ακόμα και δύστηκτων μετάλλων) και η μέθοδος ονομάζεται electron beam evaporation. Η εξάτμιση του μετάλλου –στόχου- επιτυγχάνεται, όταν οδηγηθεί σε αυτό μια δέσμη ηλεκτρονίων που παράγεται από διάπυρο νήμα βολφραμίου. Η κινητική ενέργεια των ηλεκτρονίων δημιουργεί τοπικά, στο μέταλλο-στόχο σε μια επιφάνεια διαμέτρου 1-2mm, μια μικρή λίμνη αναβράζοντος υλικού που εξατμίζεται. Εν συνεχεία, με συμπίκνωση των ατμών, σχηματίζεται το λεπτό υμένιο.

Χαρακτηριστικό παράδειγμα είναι οι λυχνίες ακτίνων X (λυχνίες Roentgen) (βλ. Σχήμα 3.2-1). Για να μην δημιουργείται εξάτμιση του υλικού, η άνοδος περιστρέφεται ώστε να μην «βομβαρδίζεται» συνεχώς το ίδιο σημείο από τα ηλεκτρόνια της καθόδου. Σε περίπτωση βλάβης της λυχνίας (γήρανση του υλικού της ανόδου ή βλάβη στο σύστημα περιστροφής της), παρατηρούνται σημεία με βαθουλώματα πάνω στην άνοδο και ταυτόχρονα το γυάλινο περίβλημα της λυχνίας παρουσιάζει περιοχές με μαυρίσματα, που οφείλονται στο λεπτό υμένιο που δημιουργήθηκε από την εξάτμιση του υλικού της ανόδου (βλ. Σχ. 3.2-2 και 3.2-3).



Εικόνα 3.2-1. Ακτινολογική λυχνία που έχει υποστεί βλάβη. Διακρίνεται ο δίσκος της περιστρεφόμενης ανόδου.



Εικόνα 3.2-2. Λεπτομέρεια του δίσκου της περιστρεφόμενης ανόδου της ακτινολογικής λυχνίας του Σχ. 3.2-1. Διακρίνονται τα βαθουλώματα, αποτέλεσμα της πρόσκρουσης των ηλεκτρονίων που εκπέμπονται από την κάθοδο.



Εικόνα 3.2-3. Λεπτομέρεια της ακτινολογικής λυχνίας του Σχ. 3.2-1. Διακρίνεται το λεπτό υμένιο (μαύρισμα) πάνω στο γυάλινο περίβλημα της λυχνίας, ως αποτέλεσμα της εξάτμισης του υλικού της ανόδου.

3.3 Θερμοκρασία σε στατικούς ηλεκτρικούς συνδέσμους (επαφές) μεταξύ αγωγών του δικτύου διανομής

Από την πράξη, είναι γνωστό ότι οι συνδέσεις μεταξύ αγωγών διανομής γίνονται με ειδικούς σφιγκτήρες και τεχνικές σύσφιξης, που εξασφαλίζουν ότι δεν μπορεί να συμβεί χαλάρωση του ηλεκτρικού σύνδεσμου.

Επίσης, η διορθωτική παρέμβαση σε αγωγό που έχει υποστεί βλάβη (π.χ. από σκάγια κυνηγητικού όπλου ή άλλη εξωγενή αιτία, όπως π.χ. λιώσιμο κλώνων αλουμινίου λόγω πυρκαγιάς στο περιβάλλον της γραμμής, κ.λ.π.) γίνεται μέσω παράλληλου τμήματος αγωγού ή προσχηματισμένης ελικοειδούς ράβδου, αποκλείοντας να συμβεί χαλάρωση της σύνδεσης [5].

Έτσι, επειδή το ονομαστικό ρεύμα της θέσης σύσφιξης είναι πάντοτε μεγαλύτερο του ονομαστικού ρεύματος του αγωγού, μπορεί κανείς να υποθέσει ότι η συνολική αύξηση της θερμοκρασίας είναι μικρότερη από εκείνη του αγωγού (βλ. Πίνακες 3.1.3-3 και 3.1.3-4) και ως εκ τούτου δεν μπορεί να συμβεί αποσταθεροποίηση του ηλεκτρικού συνδέσμου (συγκρίνατε με τις τιμές του Πίνακα 3.1.1-2). Σε κάθε περίπτωση, αν υποτεθεί ότι συνέβη

χαλάρωση σε ηλεκτρικό σύνδεσμο, το πρόβλημα αντιμετωπίζεται με θερμογραφήματα στα πλαίσια της ετήσιας επιθεώρησης κατά τον Κανονισμό [5] (κάτι που δεν γίνεται στις κτηριακές ηλεκτρικές εγκαταστάσεις και γι' αυτό το λόγο απαιτείται επιπλέον έρευνα στον τομέα αυτό- βλ. Κεφ. 4-).

4. Η πτώση τήγματος χαλκού εντός κτηρίου

Στις κτηριακές ηλεκτρικές εγκαταστάσεις δεν χρησιμοποιούνται αγωγοί αλουμινίου, αλλά μόνο αγωγοί χαλκού. Γι αυτό εξετάζεται, ακολούθως, η δημιουργία υποθετικού τήγματος χαλκού και η πρόσκρουσή του στο δάπεδο. Τήγμα μπορεί να δημιουργηθεί είτε όταν η ασφάλεια επιτρέπει την αύξηση της θερμοκρασίας στην περιοχή επαφής των αγωγών (γιατί είχε γεφυρωθεί με σύρμα χαλκού), είτε λόγω αύξησης της αντίστασης διάβασης σε κακό ηλεκτρικό σύνδεσμο της εγκατάστασης (δεδομένου ότι δεν γίνεται στις κτηριακές ηλεκτρικές εγκαταστάσεις η ετήσια επιθεώρηση-συντήρηση, που εφαρμόζεται στις γραμμές της ηλεκτρικής ενέργειας), είτε λόγω διαρροής από ακατάλληλη μόνωση, κ.λπ.

Όταν η διάρκεια του βραχυκυκλώματος είναι μικρότερη από 5 sec, τότε η θερμότητα που παράγεται (λόγω της αύξησης της τιμής ρεύματος) δεν προλαβαίνει να απαχθεί [33] και, ως εκ τούτου, ισχύει για την ηλεκτρική ενέργεια (W_η) η σχέση:

$$W_\eta = Q = mc\Delta\theta \quad (\text{σε J}) \quad (4-1)$$

όπου $m(\text{kg})$ είναι η μάζα του υλικού του οποίου αυξήθηκε η θερμοκρασία, c ($\text{J/kg}\cdot^\circ\text{C}$ ή $\text{J/kg}\cdot\text{K}$) η ειδική θερμοχωρητικότητα και $\Delta\theta$ ($^\circ\text{C}$ ή K) η διαφορά της θερμοκρασίας (ως προς τη θερμοκρασία προ του βραχυκυκλώματος).

4.1 Υπολογισμός θερμοκρασίας υποθετικού τήγματος χαλκού κατά την πρόσκρουσή του στο δάπεδο

Έστω ότι δημιουργείται (σύμφωνα με τις υποθέσεις της προηγούμενης παραγράφου), ένα τήγμα χαλκού, που έχει αποκτήσει την θερμότητα Q (κατά τη Σχέση 4-1). Το τήγμα αυτό, πέφτοντας προς το δάπεδο, αποδίδει την εν λόγω θερμότητα προς το περιβάλλον με μεταφορά (συναγωγή) και ακτινοβολία (βλ. Παράρτημα II). Για τη μεταβολή της θερμότητας του τήγματος στη μονάδα του χρόνου ισχύει η σχέση [5, Παράρτημα III]:

$$mc \frac{d\theta_{\tau\eta\gamma}}{dt} = -\dot{Q}_{\mu\epsilon\tau} - \dot{Q}_{\alpha\kappa} \quad (\text{σε W}) \quad (4.1-1)$$

όπου $\dot{Q}_{μετ}$ είναι η ροή θερμότητας ανά μονάδα χρόνου με μεταφορά (συναγωγή) και $\dot{Q}_{ακ}$ είναι η ροή θερμότητας ανά μονάδα χρόνου με ακτινοβολία. Το αρνητικό πρόσημο στο δεξιό μέλος της σχέσης 4.1-1 σημαίνει μείωση της θερμοκρασίας με την πάροδο του χρόνου.

Η ειδική θερμοχωρητικότητα του χαλκού (και γενικώς των μετάλλων) δεν είναι σταθερή, αλλά εξαρτάται από τη θερμοκρασία του η οποία μειώνεται με τον χρόνο. Χρησιμοποιώντας το μοντέλο Debye μπορεί να υπολογισθεί η τιμή της ειδικής θερμοχωρητικότητας (c) για κάθε θερμοκρασία από τη σχέση [34, Παράρτημα II]:

$$c(\theta_{τηγ}) = 9 \frac{R_g}{m_m} \left(\frac{\theta_{τηγ}}{T_D} \right)^3 \int_0^{T_D/\theta_{τηγ}} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx \quad (4.1-2)$$

όπου $c(\theta_{τηγ})$ η ειδική θερμοχωρητικότητα του τήγματος ($J kg^{-1} K^{-1}$), R_g είναι η σταθερά των ιδανικών αερίων ($J mol^{-1} K^{-1}$), m_m είναι η γραμμομοριακή μάζα του τήγματος (kg/mol), T_D είναι η θερμοκρασία Debye σε Kelvin και $\theta_{τηγ}$ η θερμοκρασία του τήγματος (σε Kelvin).

Η θερμότητα που απάγεται λόγω ακτινοβολίας δίνεται από τη σχέση κατά Stefan-Boltzmann [Παράρτημα II]:

$$Q_{ακ} = \varepsilon \sigma A_{τηγ} (\theta_{τηγ}^4 - \theta_0^4) \quad (4.1-3)$$

όπου ε είναι ο συντελεστής εκπομπής (βλ. Παρ. II), σ η σταθερά Stefan-Boltzmann, $A_{τηγ}$ η επιφάνεια του τήγματος, $\theta_{τηγ}$ η θερμοκρασία του τήγματος σε Kelvin και θ_0 η θερμοκρασία του περιβάλλοντος σε Kelvin.

Η θερμότητα που απάγεται λόγω μεταφοράς (συναγωγής) είναι [Παράρτημα II]:

$$Q_{μετ} = h A_{τηγ} \Delta \theta \quad (4.1-4)$$

όπου h είναι ο συντελεστής μεταφοράς, $A_{τηγ}$ η επιφάνεια του τήγματος και $\Delta \theta$ η διαφορά θερμοκρασίας του τήγματος από τη θερμοκρασία του περιβάλλοντος. Ο συντελεστής μεταφοράς h μπορεί να υπολογιστεί, μέσω του συντελεστή Nusselt (Nu) και του συντελεστή Reynolds (Re), ως ακολούθως [27, 35]:

Από τη σχέση 4.1-5 υπολογίζεται ο συντελεστής Re :

$$Re = \rho_f \cdot v \cdot L / \mu_f \quad (4.1-5)$$

όπου ρ_f η πυκνότητα του αέρα, v η ταχύτητα του τήγματος, L το χαρακτηριστικό μήκος του τήγματος (στην περίπτωση της σφαίρας το χαρακτηριστικό μήκος είναι ο λόγος του όγκου δια της επιφάνειας) και μ_f το δυναμικό ιξώδες του αέρα.

Ακολουθώντας, από τη σχέση 4.1-6 υπολογίζεται ο συντελεστής Nu :

$$Nu = 0.37Re^{0.6} \quad (4.1-6)$$

Έτσι, από τη σχέση 4.1-7 υπολογίζεται, τελικά, ο συντελεστής h :

$$h = Nu \cdot k_f / L \quad (4.1-7)$$

όπου k_f η ειδική θερμική αγωγιμότητα του αέρα.

Οι ανωτέρω χαρακτηριστικές ιδιότητες του αέρα (k_f , ρ_f , και μ_f) υπολογίζονται αντίστοιχα από τις σχέσεις 4.1-8, 4.1-9 και 4.1-10, λαμβάνοντας τη θερμοκρασία του επιφανειακού φιλμ (θ_{film}), δηλαδή της θεωρητικής οριακής επιφάνειας μεταξύ του τήγματος και του περιβάλλοντος αέρα. Η θερμοκρασία του επιφανειακού φιλμ θεωρείται ότι είναι το μισό του αθροίσματος της θερμοκρασίας του τήγματος και της θερμοκρασίας του περιβάλλοντος) [36]:

$$\rho_f = \frac{1.293}{1+0.00367 \cdot \theta_{film}} \quad (4.1-8)$$

$$k_f = 2.424 \times 10^{-2} + 7.477 \times 10^{-5} \theta_{film} - 4.407 \times 10^{-9} \theta_{film}^2 \quad (4.1-9)$$

$$\mu_f = \frac{1.458 \times 10^{-6} (\theta_{film} + 273)^{1.5}}{\theta_{film} + 383.4} \quad (4.1-10)$$

Για την κατακόρυφη κίνηση του τήγματος (ελεύθερη πτώση) έχει διατυπωθεί η σχέση [2]:

$$m \frac{dv}{dt} = mg - \frac{1}{2} \rho_f C_d A_y v^2 \quad (4.1-11)$$

Όπου v η ταχύτητα του τήγματος, C_d είναι ο συντελεστής οπισθέλκουσας, και A_y είναι η επιφάνεια του τήγματος προς την κατεύθυνση της κίνησης. Ο συντελεστής οπισθέλκουσας C_d για μια σφαίρα σε κίνηση με $Re < 1000$, είναι:

$$C_d = 24/Re \quad (4.1-12)$$

Τα τήγματα θεωρούνται σφαιρικά, οπότε η επιφάνεια $A_{\tau\eta\gamma}$ και ο όγκος V είναι:

$$A_{\tau\eta\gamma} = 4\pi r^2 \quad (4.1-13)$$

$$V = \frac{4}{3}\pi r^3 \quad (4.1-14)$$

όπου r είναι η ακτίνα της σφαίρας. Συνεπώς, η ποσότητα A_y στη σχέση 4.1-11, που ισούται με το μισό της συνολικής επιφάνειας της σφαίρας είναι:

$$A_y = A_{\tau\eta\gamma} / 2 = 2\pi r^2 \quad (4.1-15)$$

Η θερμοκρασία και η ταχύτητα του τήγματος διέπονται, αντίστοιχα, από τις διαφορικές εξισώσεις 4.1-1 και 4.1-11, και μπορούν να λυθούν αριθμητικά με χρήση οποιουδήποτε μαθηματικού εργαλείου (π.χ. Matlab). Οι ιδιότητες του χάλκινου τήγματος που χρησιμοποιούνται για την επίλυση των παραπάνω εξισώσεων δίνονται στον Πίνακα 4-1.

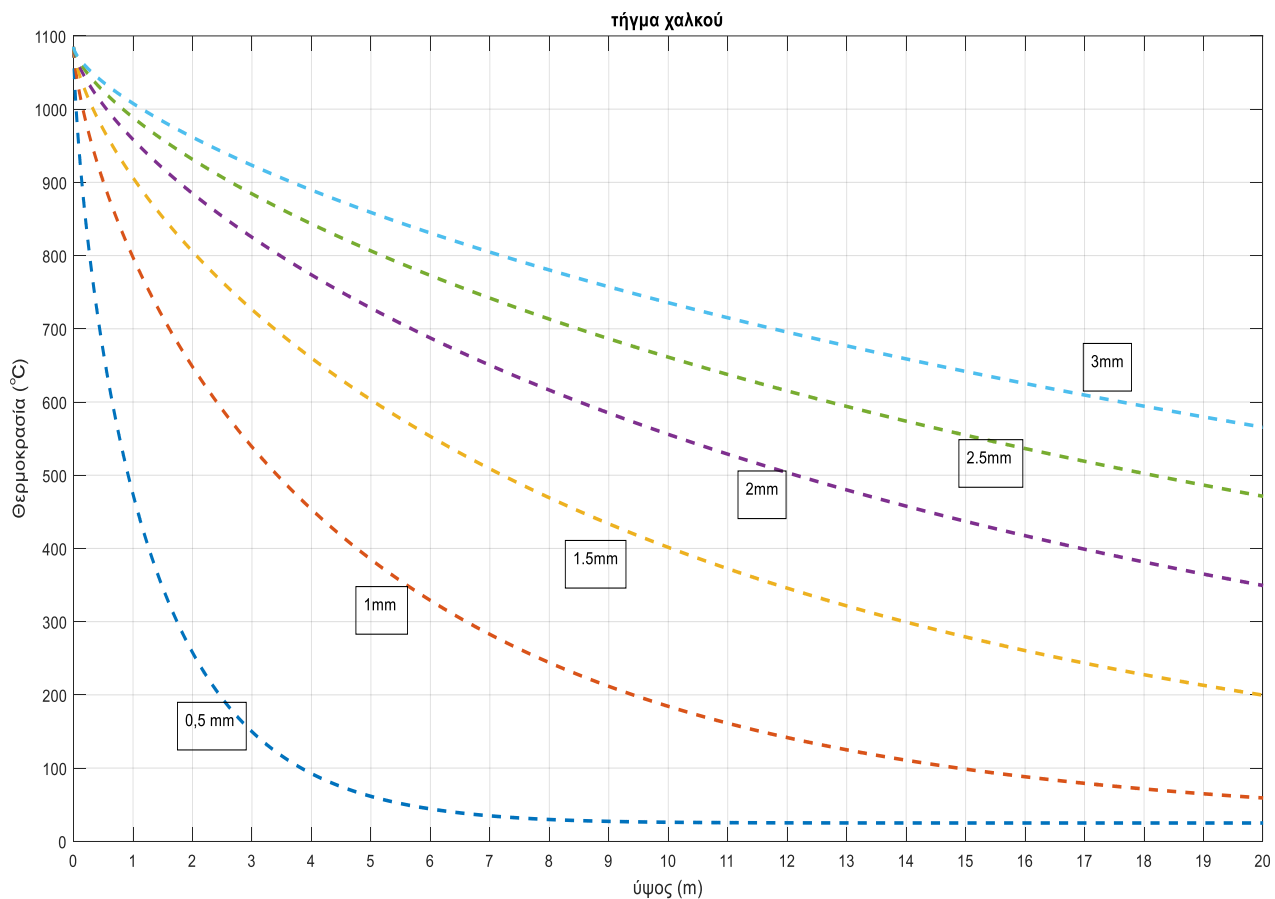
Ιδιότητες χαλκού
Θερμοκρασία τήξης (°C): 1085
Θερμοκρασία Debye (°C): 71
Πυκνότητα (kg/m ³): 8940
Γραμμομοριακή μάζα (kg/mol): 0.06355
Συντελεστής εκπομπής (ϵ): 0.5

Πίνακας 4-1: Ιδιότητες χαλκού που χρησιμοποιούνται για την επίλυση των εξισώσεων 4.1-1 και 4.1-11

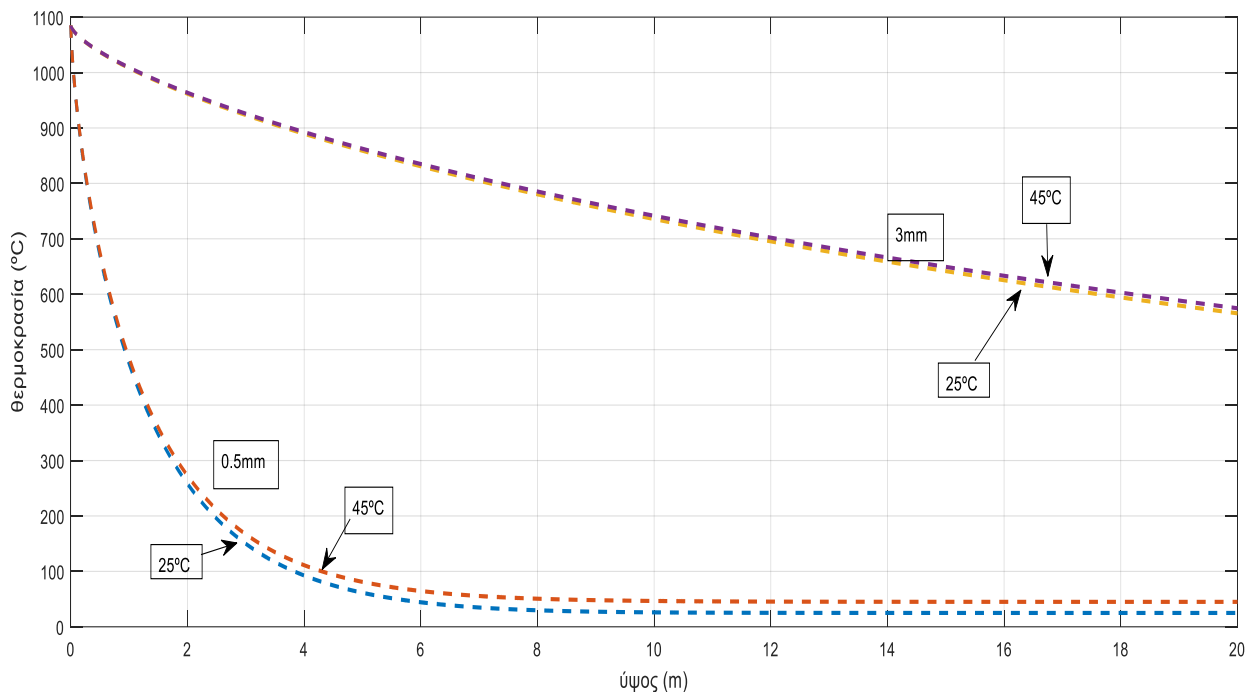
Από την επίλυση των παραπάνω εξισώσεων μπορεί να υπολογιστεί η θερμοκρασία ενός τήγματος χαλκού τη στιγμή που θα φτάσει στο έδαφος. Οι υπολογισμοί έγιναν για υποθετικά σφαιρικά τήγματα χαλκού διαμέτρων 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5 και 3 χιλιοστών (με θερμοκρασία περιβάλλοντος 25°C). Στο Σχήμα 4.1-1 δίνονται τα αποτελέσματα των

υπολογισμών. Σχετικά με τα μεγέθη των τηγμάτων γίνεται λεπτομερής αναφορά στην παρ. 4.3.

Η θερμοκρασία περιβάλλοντος δεν αποτελεί καθοριστικό παράγοντα στην ψύξη των τηγμάτων, καθώς πέφτουν προς το έδαφος. Προς απόδειξη αυτού, υπολογίστηκαν οι θερμοκρασίες δύο τηγμάτων (0.5mm και 3mm) καθώς πέφτουν προς το έδαφος με θερμοκρασία περιβάλλοντος 45°C (συνθήκες καύσωνα). Τα αποτελέσματα εμφανίζονται στο Σχήμα 4.1-2 σε συνδυασμό με τις θερμοκρασίες των τηγμάτων, όταν η θερμοκρασία περιβάλλοντος είναι 25°C. Διαπιστώνεται ότι η θερμοκρασία περιβάλλοντος είναι αμελητέος παράγων ως προς την ψύξη του τηγματος.



Σχήμα 4.1-1: Θερμοκρασία τηγμάτων χαλκού διαφόρων διαμέτρων κατά τη διάρκεια ελεύθερης πτώσης σε εσωτερικό χώρο (απουσία ανέμου), από ύψος 20m.



Σχήμα 4.1-2: Θερμοκρασία τηγμάτων χαλκού διαμέτρων 0.5mm και 3mm, κατά τη διάρκεια ελεύθερης πτώσης σε εσωτερικό χώρο από ύψος 20m με θερμοκρασία περιβάλλοντος 25°C και 45°C.

4.2 Υπολογισμός θερμοκρασίας και ροής θερμότητας υποθετικού τήγματος χαλκού μετά την πρόσκρουσή του στο έδαφος

Στην παράγραφο 4.1 μελετήθηκε η μεταβολή της θερμοκρασίας υποθετικών τηγμάτων χαλκού, διαφόρων διαμέτρων, κατά τη διάρκεια ελεύθερης πτώσης τους σε εσωτερικούς χώρους (υπό συνθήκες άπνοιας).

Ακολουθώς, θα θεωρηθεί ότι το υποθετικό χάλκινο τήγμα προσέκρουσε στο έδαφος, που μπορεί να είναι οποιοδήποτε υλικό σε εσωτερικούς χώρους και θα γίνει μια προσπάθεια υπολογισμού της μεταφοράς θερμότητας από το εν λόγω τήγμα προς το υλικό με το οποίο βρίσκεται σε επαφή. Να σημειωθεί ότι ως δάπεδο ή έδαφος μπορεί να είναι οποιοδήποτε υλικό, διότι εκτός από τις κατοικίες όπου το δάπεδο μπορεί να είναι πλακάκι, μάρμαρο, ξύλο ή χαλί/μοκέτα, στη βιομηχανία το υποθετικό τήγμα μπορεί να προσγειωθεί σε οποιοδήποτε υλικό υπάρχει στο χώρο χωρίς να αποτελεί, κατ' ανάγκη, δάπεδο. Για

παράδειγμα, μπορεί να προσγειωθεί σε μία στοίβα γυψοσανίδες ή σε πριονίδι ή σε μια ξύλινη παλέτα κ.λπ.

Στο Σχήμα 4.2-1 παρουσιάζεται το σφαιρικό χάλκινο τήγμα σε επαφή με το δάπεδο. Υποτίθεται ότι ένα ποσοστό του τήγματος έχει εισχωρήσει στο δάπεδο. Αυτό απεικονίζεται έτσι για δύο λόγους. Πρώτον, διότι τα διάφορα είδη δαπέδων έχουν διαφορετική σκληρότητα και ενδέχεται το τήγμα να μπορεί να εισχωρήσει σε αυτά (για παράδειγμα σε μία μοκέτα ή σε ένα φελιζόλ). Δεύτερον, διότι το τήγμα, λόγω της υψηλής θερμοκρασίας του, ενδέχεται να μην είναι τελείως σκληρό και να έχει ένα βαθμό πλαστικότητας. Για το λόγο αυτό θεωρούμε τρία διαφορετικά ποσοστά επαφής του τήγματος με το δάπεδο ώστε να περιλαμβάνονται σε αυτά όλες οι πιθανές πραγματικές περιπτώσεις:

- α) την περίπτωση που το τήγμα έχει κρυώσει αρκετά σε σχέση με τη θερμοκρασία τήξης του (ώστε να θεωρείται σκληρό), σε συνδυασμό με μη μαλακό δάπεδο, το ποσοστό επαφής του τήγματος με το δάπεδο θεωρείται 5%.
- β) σε περίπτωση, πολύ μαλακού τήγματος ή/και δαπέδου, το ποσοστό επαφής θα θεωρηθεί ότι είναι 50% και
- γ) έχει ληφθεί και μία ενδιάμεση κατάσταση με ποσοστό επαφής 25%.

Σημειώνεται ότι, επειδή τα τήγματα είναι γενικώς πολύ μικρά (της τάξης των μερικών χιλιοστών διαμέτρου), μπορεί να θεωρηθεί ότι η θερμοκρασία τους είναι ομοιογενής, δηλαδή είναι ίδια σε κάθε εσωτερικό σημείο ανά πάσα χρονική στιγμή (lumped system analysis). Αυτό, θεωρητικά, συμβαίνει όταν η θερμική αντίσταση του σώματος στην αγωγή θερμότητας (αντίσταση αγωγής) είναι μηδέν. Η θεώρηση αυτή θεωρείται ακριβής όταν ο αριθμός Biot (Bi) έχει μηδενική τιμή και προσεγγιστικά όταν $Bi > 0$. Είναι γενικά αποδεκτό ότι η «ανάλυση ομοιογενούς συστήματος» (lumped system analysis) θεωρείται αποδεκτή όταν είναι $Bi \leq 0.1$ [βλ. Παράρτημα II.7].

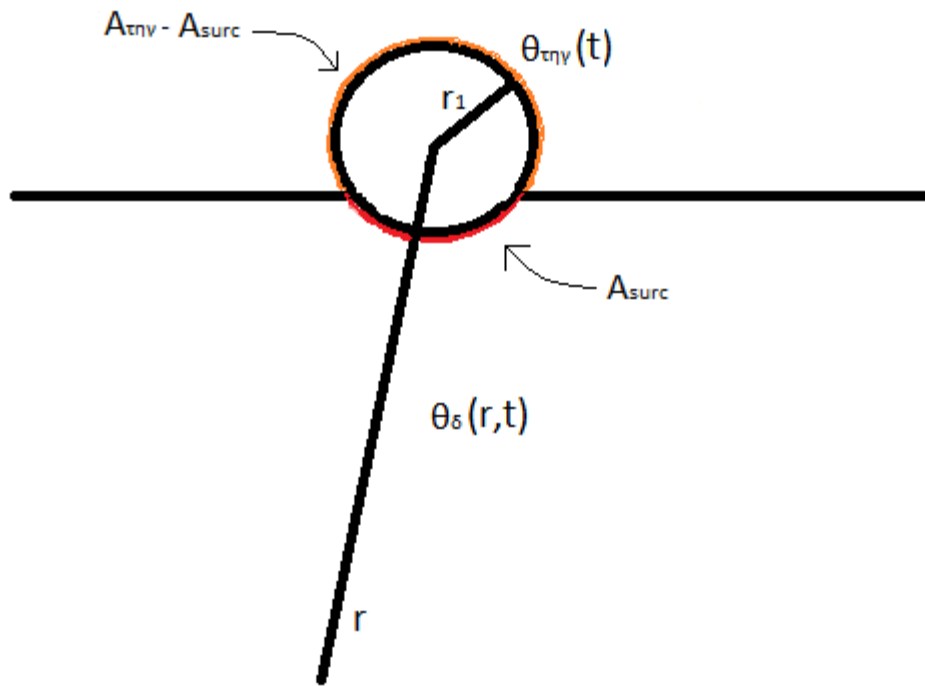
Επίσης, επισημαίνεται ότι επειδή ο υπολογισμός της θερμότητας αφορά εσωτερικούς χώρους, η μεταφορά θερμότητας με συναγωγή υπολογίζεται με μηδενική ταχύτητα ανέμου (ελεύθερη συναγωγή). Ως βασική παράμετρος θεωρείται ο όγκος του τήγματος και, κατ' επέκταση, η διάμετρος του.

Αν θεωρηθεί, σύμφωνα με το σχήμα 4.2-1, ότι η συνολική επιφάνεια του χάλκινου σφαιρικού τήγματος είναι $A_{\sigma\eta\eta}$, το τμήμα της επιφάνειας που εφάπτεται στο δάπεδο είναι

A_{surc} , τότε η μεταφορά θερμότητας με αγωγή από το θερμό τήγμα προς το δάπεδο μέσω της A_{surc} και μεταφορά θερμότητας με συναγωγή και ακτινοβολία προς το περιβάλλον μέσω της $A_{τηγ} - A_{surc} = A_i$, δίνεται από τη σχέση [37]:

$$mc \frac{d\theta_{τηγ}}{dt} = -A_{surc} \cdot \dot{Q}_{αγ} - A_i \cdot \dot{Q}_{μετ} - A_i \cdot \dot{Q}_{ακ} \quad (\text{σε W}) \quad (4.2-1)$$

όπου m είναι η μάζα του τήγματος, c είναι η ειδική θερμοχωρητικότητα του τήγματος (βλ. σχέση 4.1-2), $\theta_{τηγ}$ είναι η θερμοκρασία του τήγματος, $\dot{Q}_{αγ}$ είναι η ροή θερμότητας με αγωγή (ανά μονάδα χρόνου), $\dot{Q}_{μετ}$ είναι η ροή θερμότητας με συναγωγή (ανά μονάδα χρόνου) και $\dot{Q}_{ακ}$ είναι η ροή θερμότητας με ακτινοβολία (ανά μονάδα χρόνου).



Σχήμα 4.2-1: Σφαιρικό τήγμα με ακτίνα r_1 σε επαφή με το δάπεδο.

$A_{τηγ}$: η επιφάνεια του τήγματος

A_{surc} : η επιφάνεια επαφής του τήγματος με το δάπεδο

$\theta_{τηγ}$: η θερμοκρασία του τήγματος

r : απόσταση από το κέντρο του τήγματος, εντός του δαπέδου

$\theta_{\delta}(r,t)$: η θερμοκρασία σε σημείο εντός του δαπέδου σε απόσταση r από το κέντρο του τήγματος, στο χρόνο t

Η σχέση 4.2-1 διαιρείται με τη συνολική επιφάνεια $A_{τηγ}$ και αντικαθίσταται η μάζα με το γινόμενο της πυκνότητας (ρ) επί τον όγκο (V) του τήγματος. Οπότε, προκύπτει η σχέση:

$$\frac{1}{A_{\tau\eta\gamma}} \rho \cdot V \cdot c \frac{d\theta_{\tau\eta\gamma}}{dt} = -\frac{A_{surc}}{A_{\tau\eta\gamma}} \dot{Q}_{\alpha\gamma} - \frac{A_i}{A_{\tau\eta\gamma}} \dot{Q}_{\mu\epsilon\tau} - \frac{A_i}{A_{\tau\eta\gamma}} \dot{Q}_{\alpha\kappa} \quad (\text{σε } W/m^2) \quad (4.2-2)$$

Θεωρούμε τον λόγο $\frac{A_{surc}}{A_{\tau\eta\gamma}} = L_1$ και τον λόγο $\frac{A_i}{A_{\tau\eta\gamma}} = L_2$. Επίσης, για τη σφαίρα ισχύει: όγκος/ επιφάνεια = $d/6$, όπου d η διάμετρος της σφαίρας. Έτσι, η Εξ. 4.2-2 μπορεί να γίνει [Παράρτημα II]:

$$\rho \frac{d}{6} \cdot c \frac{d\theta_{\tau\eta\gamma}}{dt} = -L_1 \dot{Q}_{\alpha\gamma} - L_2 \cdot h(\theta_{\tau\eta\gamma} - \theta_{amb}) - L_2 \cdot \varepsilon \cdot \sigma(\theta_{\tau\eta\gamma}^4 - \theta_{amb}^4) \quad (4.2-3)$$

όπου h ο συντελεστής μεταφοράς,

θ_{amb} = θερμοκρασία περιβάλλοντος

ε = συντελεστής εκπομπής

σ = σταθερά Stefan-Boltzmann

Η ειδική θερμοχωρητικότητα c δεν είναι σταθερή. Μπορεί να υπολογιστεί χρησιμοποιώντας το μοντέλο Debye (βλ.παρ. 4.1).

Λαμβάνοντας υπ' όψιν σφαιρικό τήγμα και ελεύθερη συναγωγή, η ειδική συναγωγιμότητα h υπολογίζεται ως εξής: [27, 35, 38]:

$$h = \frac{Nu \cdot k_f}{d} \quad (4.2-4)$$

όπου Nu είναι ο αριθμός Nusselt και k_f είναι η θερμική αγωγιμότητα του αέρα υπολογιζόμενη στη θερμοκρασία του επιφανειακού φιλμ. Η θερμοκρασία του επιφανειακού φιλμ (θ_{film}) είναι ο μέσος όρος της θερμοκρασίας του τήγματος και του περιβάλλοντος (σε βαθμούς Κελσίου), δηλαδή:

$$\theta_{film} = \frac{\theta_{\tau\eta\gamma} + \theta_{amb}}{2} \quad (4.2-5)$$

Για να υπολογιστεί ο αριθμός Nusselt χρησιμοποιούνται οι σχέσεις 4.2-6 έως 4.2-10 [27, 35, 38]:

$$Nu = 2 + 0.43 \cdot Ra_d^{1/4} \quad (4.2-6)$$

$$Ra_d = Gr_d \cdot Pr \quad (4.2-7)$$

$$Gr_d = \frac{g \cdot \beta \cdot d^3 (\theta_{τηγ} - \theta_{amb})}{\nu_{κιν}^2} \quad (4.2-8)$$

$$Pr = \frac{\nu_{κιν}}{\alpha} = \frac{\mu_f \cdot c_{pair}}{k_f} \quad (4.2-9)$$

$$\nu_{κιν} = \frac{\mu_f}{\rho_f} \quad (4.2-10)$$

όπου Ra_d = ο αριθμός Rayleigh, Gr_d = ο αριθμός Grashof,, Pr = ο αριθμός Prandlt, g = η επιτάχυνση της βαρύτητας (m/sec^2), β = ισόθλιπη διαστολικότητα ($\beta=1/\theta_{film}$, K^{-1}), $\nu_{κιν}$ = κινηματικό ιξώδες (m^2/sec), α = θερμοκρασιακή αγωγιμότητα ($\alpha= k_f/\rho c$, m^2/sec) και c_{pair} = η ειδική θερμοχωρητικότητα του αέρα.

Για την επίλυση των εξισώσεων 4.2-6 έως 4.2-10 χρησιμοποιούνται οι σχέσεις 4.1-8 έως 4.1-10 [36]. Οι συντελεστές του αέρα k_f , ρ_f , και μ_f (ειδική θερμική αγωγιμότητα, πυκνότητα και δυναμικό ιξώδες, αντίστοιχα) υπολογίζονται στη θερμοκρασία επιφανειακού φιλμ.

Σημειώνεται ότι η ειδική συναγωγιμότητα h μεταβάλλεται καθώς το τήγμα κρυνώνει, διότι εξαρτάται από τη θερμοκρασία του τήγματος $\theta_{τηγ}$.

Σχετικά με το είδος του δαπέδου, μπορεί να γίνει διάκριση σε δύο περιπτώσεις. Η πρώτη περίπτωση είναι για δάπεδο που δεν είναι ξύλινο. Σε αυτή την περίπτωση, ο υπολογισμός της μεταφοράς θερμότητας από το τήγμα στο δάπεδο δίνεται στην παράγραφο 4.2.1. Στη δεύτερη περίπτωση, όπου το δάπεδο είναι ξύλινο δεν ισχύει ο υπολογισμός της παρ. 4.2.1, καθώς πρέπει να ληφθεί υπ' όψιν και η πυρόλυση του ξύλου. Στην παρ. 4.2.2 γίνεται αναφορά στην πυρόλυση του ξύλου και στις εξισώσεις που τη διέπουν.

4.2.1. Μεταφορά θερμότητας από τήγμα σε μη ξύλινο δάπεδο

Στην Εξ. 4.2-3, η ποσότητα $-L_1 \dot{Q}_{αγ}$ είναι το ρεύμα θερμότητας (W/m^2) που μεταφέρεται από το τήγμα στο δάπεδο. Έστω θερμοκρασία δαπέδου $\theta_\delta(r,t)$ με r την ακτίνα και κέντρο το κέντρο του τήγματος. Ισχύει η σχέση Fourier [35, 38]:

$$-L_1 \dot{Q}_{αγ} = -k_\delta \frac{\partial \theta_\delta}{\partial r} |_{r=r_1} \quad (4.2.1-1)$$

όπου k_δ είναι η θερμική αγωγιμότητα του δαπέδου και r_i η ακτίνα του τήγματος. Είναι προφανές ότι το ρεύμα θερμότητας στην Εξ. 4.2.1-1 είναι συνάρτηση του χρόνου t , δηλαδή μεταβάλλεται καθώς το τήγμα ψύχεται.

Για να υπολογιστεί η θερμοκρασία $\theta_\delta(r,t)$ ακολουθείται η εξής διαδικασία: Θεωρείται η μη μόνιμη μονοδιάστατη αγωγή θερμότητας σε σφαιρικές συντεταγμένες. Επειδή το υλικό του δαπέδου είναι ομοιογενές, για λόγους συμμετρίας η αγωγή θεωρείται μονοδιάστατη και η θερμοκρασία μεταβάλλεται μόνο σε σχέση με την ακτίνα r και τον χρόνο t . Βέβαια, τα σημεία του δαπέδου που βρίσκονται στην ελεύθερη επιφάνειά του υπόκεινται και σε συναγωγή και σε ακτινοβολία, αλλά παραβλέπονται, γιατί αυτά θα υποστούν, σίγουρα, μικρότερη άνοδο θερμοκρασίας από τα υπόλοιπα. Υπολογίζεται, δηλαδή, η δυσμενέστερη περίπτωση, εκεί όπου συμβαίνει η μεγαλύτερη αύξηση θερμοκρασίας, και κατ' επέκταση η εν δυνάμει έναυση πυρκαγιάς.

Εφόσον δεν υπάρχουν εσωτερικές πηγές ενέργειας μέσα στο δάπεδο, ισχύει για σφαιρικές συντεταγμένες [35, 38]:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 k_\delta \frac{\partial \theta_\delta}{\partial r} \right) = \rho_\delta c_\delta \frac{\partial \theta_\delta}{\partial t} \quad (4.2.1-2)$$

όπου k_δ η θερμική αγωγιμότητα, ρ_δ η πυκνότητα και c_δ η ειδική θερμοχωρητικότητα του δαπέδου. Θεωρώντας σταθερό το k_δ και τη θερμοκρασιακή αγωγιμότητα του δαπέδου $\alpha = \frac{k_\delta}{\rho_\delta c_\delta}$ η προηγούμενη εξίσωση γίνεται:

$$\frac{\partial^2 \theta_\delta}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \theta_\delta}{\partial r} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \theta_\delta}{\partial t} \quad (4.2.1-3)$$

Η θερμοκρασιακή αγωγιμότητα, $\alpha = \frac{k_\delta}{\rho_\delta c_\delta}$ (με μονάδες m^2/s), η οποία εμφανίζεται σε όλα τα προβλήματα μη μόνιμης μεταφοράς θερμότητας με αγωγή, είναι μια ιδιότητα του υλικού του σώματος και η τιμή της φανερώνει τον απαιτούμενο χρόνο για τη μεταβολή της θερμοκρασίας στο σώμα. Εάν, δηλαδή, ένα υλικό έχει μικρή ειδική θερμική αγωγιμότητα k_δ και μεγάλη ειδική θερμοχωρητικότητα c_δ , άρα μικρή θερμοκρασιακή αγωγιμότητα α , τότε η μεταβολή της θερμοκρασίας του σώματος εξελίσσεται με βραδύτερο ρυθμό απ' ό,τι αν συμβαίνει το αντίθετο.

Για να λυθεί η Εξ. 4.2.1-3, θεωρείται η συνάρτηση:

$$u = \theta_\delta \cdot r \quad (4.2.1-4)$$

και μετά από πράξεις η Εξ. 4.2.1-3 καταλήγει:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial u}{\partial t} \quad \text{ή σε άλλη γραφή } u_{rr} = \frac{1}{a} u_t \quad (4.2.1-5)$$

Η Εξ. 4.2.1-5 λύνεται, αν τεθεί η βοηθητική σχέση [35, 39]:

$$u(r, t) = R(r)\theta(t) \quad (4.2.1-6)$$

όπου η $R(r)$ είναι μια εξίσωση που εξαρτάται μόνο από την απόσταση r και $\theta(t)$ είναι μια εξίσωση που εξαρτάται μόνο από το χρόνο t . Και η λύση είναι [39]:

$$u(r, t) = \exp(-a\lambda^2 t)(A_1 \sin \lambda r + A_2 \cos \lambda r) \quad (4.2.1-7)$$

όπου A_1, A_2 σταθερές και λ ιδιοτιμή.

Αρχικές και συνοριακές συνθήκες

Έστω r_1 η ακτίνα του τήγματος και κατ' επέκταση το σημείο επαφής του τήγματος με το δάπεδο.

Για $r=r_1$ η θερμοκρασία του δαπέδου είναι ίση με τη θερμοκρασία του τήγματος $\theta_{τηγ}$. Για $r=r_2$, με r_2 ένα σημείο σε μεγάλη απόσταση από το τήγμα, η θερμοκρασία του δαπέδου δεν αλλάζει και είναι ίση με την αρχική θ_i . Για $t=0$ το δάπεδο έχει ομοιόμορφη θερμοκρασία θ_i .

Για να λυθεί το πρόβλημα αρχικών και συνοριακών τιμών τίθεται η βοηθητική συνάρτηση:

$$s = \frac{r-r_1}{r_2-r_1} \quad (4.2.1-8)$$

ώστε για $r=r_1 \rightarrow u(s, t) = u(0, t)$

για $r=r_2 \rightarrow u(s, t) = u(1, t)$ και

για $t=0 \rightarrow u(s, t) = u(s, 0)$

Η λύση της εξίσωσης $\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial u}{\partial t}$ όπου έχει αντικατασταθεί η $u(r, t)$ (Εξ. 4.2.1-7) από την

$u(s, t)$, με αρχικές και συνοριακές συνθήκες γνωστές τις $u(0, t)$, $u(1, t)$ και $u(s, 0)$ εντάσσεται στην κατηγορία των μη ομεγενών προβλημάτων Sturm-Liouville [39] και μετά από πράξεις γίνεται:

$$u(s, t) = (\theta_i \cdot r_2 - \theta_{\tau\eta\gamma} \cdot r_1) \cdot s + \theta_{\tau\eta\gamma} \cdot r_1 + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \cdot e^{-n^2\pi^2 at} \cdot \sin n\pi s \quad (4.2.1-9)$$

όπου b_n :

$$\begin{aligned} b_n &= \int_{-1}^1 [(\theta_{\tau\eta\gamma} - \theta_i) \cdot r_1 \cdot s - (\theta_{\tau\eta\gamma} - \theta_i) \cdot r_1] \sin n\pi s ds = \\ &= (\theta_{\tau\eta\gamma} - \theta_i) \cdot r_1 \int_{-1}^1 (s - 1) \sin n\pi s ds = (\theta_{\tau\eta\gamma} - \theta_i) \cdot r_1 \int_{-1}^1 s \cdot \left(\frac{-\cos n\pi s}{n\pi}\right)' ds - 0 = \\ &= \dots = (\theta_{\tau\eta\gamma} - \theta_i) \cdot r_1 \left(-\frac{(-1)^n}{n\pi} + (-1) \frac{(-1)^n}{n\pi}\right) = (\theta_{\tau\eta\gamma} - \theta_i) \cdot r_1 \frac{-2 \cdot (-1)^n}{n\pi} = \\ &= 2(\theta_{\tau\eta\gamma} - \theta_i) \cdot r_1 \frac{(-1)^{n+1}}{n\pi} \end{aligned} \quad (4.2.1-10)$$

Συνεπώς, η εξίσωση $\theta_\delta(r, t)$ ισούται με $\frac{1}{r} u(r, t)$ (από Εξ. 4.2.1-4) και η $u(r, t)$ προκύπτει από την $u(s, t)$, αντικαθιστώντας το s με $\frac{r-r_1}{r_2-r_1}$. Δηλαδή:

$$\theta_\delta(r, t) = \frac{1}{r} (\theta_i \cdot r_2 - \theta_{\tau\eta\gamma} \cdot r_1) \cdot \frac{r-r_1}{r_2-r_1} + \frac{1}{r} \theta_{\tau\eta\gamma} \cdot r_1 + \frac{1}{r} \sum_{n=1}^{\infty} b_n \cdot e^{-n^2\pi^2 at} \cdot \sin n\pi \frac{r-r_1}{r_2-r_1} \quad (4.2.1-11)$$

με τους συντελεστές b_n να υπολογίζονται από την Εξ.(4.2.1-10)

Επιπλέον, μπορεί κανείς να υπολογίσει και την πρώτη παράγωγο ως προς r για $r=r_1$ της Εξ.(4.2.1-11), ώστε

$$\begin{aligned} -L_1 \dot{Q}_{\alpha\gamma} &= -k_\delta \frac{\partial \theta_\delta}{\partial r} |_{r=r_1} \dots = \\ &= -k_\delta \frac{1}{r_1} (\theta_i \cdot r_2 - \theta_{\tau\eta\gamma} \cdot r_1) \frac{1}{r_2-r_1} + k_\delta \frac{1}{r_1} \theta_{\tau\eta\gamma} - k_\delta \frac{2(\theta_{\tau\eta\gamma} - \theta_i)}{r_2-r_1} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} e^{-n^2\pi^2 at} \end{aligned} \quad (4.2.1-12)$$

Επισημαίνεται ότι στην παραπάνω εξίσωση ο όρος $\theta_{\tau\eta\gamma}$, δηλαδή η θερμοκρασία του τήγματος, δεν είναι σταθερός και μεταβάλλεται με τον χρόνο.

Τελικά, ο πρώτος όρος του δεύτερου μέλους της Εξ. 4.2-3 (δηλ. $-L_1 \dot{Q}_{\alpha\gamma}$), αντικαθίσταται από την Εξ. 4.2.1-12. Έτσι, μπορεί να λυθεί αριθμητικά με οποιοδήποτε μαθηματικό εργαλείο (π.χ. Matlab), η Εξ. 4.2-3, ώστε να είναι γνωστή η θερμοκρασία του

τήγματος και η ροή θερμότητας από το τήγμα προς το δάπεδο ($-L_1 \dot{Q}_{ay}$), καθώς και η θερμοκρασία του δαπέδου (Εξ. 4.2.1-11)

4.2.2. Πυρόλυση του ξύλου

Στην παρούσα παράγραφο, γίνεται μια συνοπτική αναφορά στην πυρόλυση του ξύλου και στις εξισώσεις που εμπλέκονται σε αυτή (σύμφωνα με τη βιβλιογραφία [40, 41, 42]), ώστε να είναι δυνατός ο υπολογισμός, αφενός της θερμοκρασίας του τήγματος και της ροής θερμότητας από το τήγμα προς το δάπεδο και αφετέρου της θερμοκρασίας του ξύλινου δαπέδου.

Τα βασικά συστατικά του ξύλου είναι η κυτταρίνη (50% περίπου), η ημικυτταρίνη (25% περίπου) και η λιγνίνη (25% περίπου). Τα διάφορα είδη ξύλων και φυτών περιέχουν τα ίδια τρία συστατικά, αλλά διαφέρουν στα ποσοστά του κάθε συστατικού [40, 41]. Επίσης, ένα ξύλο μπορεί να περιέχει και ένα μικρό ή μεγάλο ποσοστό υγρασίας, ανάλογα με το είδος ή τις εξωτερικές συνθήκες.

Όταν το ξύλο υπόκειται σε ροή θερμότητας, αρχίζει να αποσυντίθεται. Η αποσύνθεση αυτή έχει ως παράγωγα, αέρια καύσιμα, τα οποία ξεφεύγουν από τη μάζα του ξύλου, αφήνοντας πίσω τους ξυλάνθρακα. Στη συνέχεια, τα αέρια καύσιμα αναμιγνύονται με τον περιβάλλοντα αέρα δημιουργώντας έτσι ένα καύσιμο μίγμα. Αν οι συνθήκες είναι κατάλληλες, (δηλαδή ικανή αναλογία καυσίμου-αέρα και ικανή θερμοκρασία), τότε είναι δυνατόν να προκύψει καύση με φλόγα χωρίς την βοήθεια σπινθήρα (αυτανάφλεξη). Όταν η ροή θερμότητας προς την επιφάνεια του ξύλου είναι μεγάλη, δημιουργείται ανάφλεξη σχετικά γρήγορα, πριν προλάβει να σχηματιστεί «στρώμα» ξυλάνθρακα στην επιφάνεια. Η φλόγα αρχικά εμφανίζεται στο αέριο καύσιμο μίγμα, έξω από την θερμαινόμενη επιφάνεια. Όταν, όμως, η ροή θερμότητας είναι μικρή, η δημιουργία ξυλάνθρακα στην επιφάνεια εκτείνεται σημαντικά πριν την εμφάνιση φλόγας. Το «στρώμα» του ξυλάνθρακα λειτουργεί ως μονωτής εμποδίζοντας τη θερμότητα να εισχωρήσει στο υγιές ξύλο. Κατά συνέπεια, παρατηρείται υψηλή θερμοκρασία στην επιφάνεια του ξυλάνθρακα. Εξαιτίας αυτής της υψηλής θερμοκρασίας, ο ξυλάνθρακας μπορεί να αντιδράσει με το οξυγόνο του περιβάλλοντος αέρα και να δημιουργήσει μια «επιφανειακή οξειδωση» και τελικώς μια καύση χωρίς φλόγα (αργή καύση, όπως η καύτρα του τσιγάρου). Η διαδικασία αυτή είναι εξώθερμη, που σημαίνει ότι προστίθεται θερμότητα στο αέριο καύσιμο που εφάπτεται στο

στρώμα του ξυλάνθρακα. Αν η θερμοκρασία του αερίου καυσίμου αυξηθεί αρκετά, τότε η αργή καύση δύναται να μετατραπεί σε καύση με φλόγα.[41]

Η διαδικασία της πυρόλυσης που αναφέρθηκε παραπάνω μπορεί να κατηγοριοποιηθεί σε τρεις χημικές αντιδράσεις [41, 42]:

- Αντίδραση k_1 : Μετατροπή ξύλου σε ξυλάνθρακα
- Αντίδραση k_2 : Μετατροπή ξύλου σε αέριο καύσιμο
- Αντίδραση k_3 : Μετατροπή υγρασίας σε ατμό (ξήρανση του ξύλου)

Οι ρυθμοί της κάθε χημικής αντίδρασης της πυρόλυσης, χαρακτηρίζονται από τον Νόμο Arrhenius πρώτης τάξεως που είναι: [40-42]

$$k_i = A_i \exp\left(\frac{-E_i}{R_g \theta_\delta}\right), i = 1, 2, 3 \quad (4.2.2-1)$$

όπου R_g είναι η παγκόσμια σταθερά των αερίων ($\text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$), θ_δ η θερμοκρασία του ξύλου (K), A_i είναι ένας εκθετικός παράγων (s^{-1}), E_i η ενέργεια της κάθε αντίδρασης (J mol^{-1}) και $i=1,2,3$ είναι οι δείκτες που αντιστοιχούν στην κάθε χημική αντίδραση της πυρόλυσης (μετατροπή σε ξυλάνθρακα, καυσίμων αερίων και υδρατμών, αντίστοιχα).

Ο ρυθμός της κάθε αντίδρασης k_i έχει μονάδες αντίστροφου χρόνου (s^{-1}). Στον Πίνακα 4.2.1-1 δίνονται τιμές για τους συντελεστές των ρυθμών k_i . [40]

	$A(\text{s}^{-1})$	$E(\text{kJmol}^{-1})$	$\Delta h^0(\text{kJ kg}^{-1})$
<u>Αντιδράσεις πυρόλυσης</u>			
$\text{Ξύλο} \xrightarrow{k_1} \text{Ξυλάνθρακα}$	7.38×10^5	106.5	-420
$\text{Ξύλο} \xrightarrow{k_2} \text{Αέρια}$	1.44×10^4	88.6	-420
<u>Διαδικασία αφυδάτωσης</u>			
$\text{Υγρασία} \xrightarrow{k_3} \text{Υδρατμός}$	5.13×10^{10}	88	-2440

Πίνακας 4.2.2-1: Συντελεστές των ρυθμών των τριών χημικών αντιδράσεων της πυρόλυσης (k_1, k_2, k_3).

A : εκθετικός παράγων

E : ενέργεια αντίδρασης

Δh^0 : θερμότητα αντίδρασης ανά μονάδα μάζας

Το άθροισμα της θερμότητας των τριών χημικών αντιδράσεων που λαμβάνουν χώρα κατά τη διαδικασία της πυρόλυσης σε θερμοκρασία θ δίνεται από τη σχέση [42]:

$$Q''_{\text{πυρ}} = k_1\rho_w[\Delta h_1^0 + (c_c - c_w)(\theta - \theta_0)] + k_2\rho_w[\Delta h_2^0 + (c_g - c_w)(\theta - \theta_0)] + k_3\rho_l[\Delta h_3^0 + (c_v - c_l)(\theta - \theta_0)] \quad (4.2.2-2)$$

όπου $Q''_{\text{πυρ}}$ σε $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$, θ_0 η θερμοκρασία περιβάλλοντος (K), ρ_w η πυκνότητα του ξύλου (kg/m^3), ρ_l η πυκνότητα του νερού (υγρασίας)(kg/m^3), Δh^0 η θερμότητα αντίδρασης (βλ.Πίνακα 4.2.1-1) και c η ειδική θερμοχωρητικότητα ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$). Στους συντελεστές ειδικής θερμοχωρητικότητας, ο δείκτης w αντιστοιχεί στο ξύλο, ο δείκτης c αντιστοιχεί στον ξυλάνθρακα, ο δείκτης l στο νερό (υγρασία), ο δείκτης g στο καύσιμο αέριο και ο δείκτης v στον υδρατμό.

Κατά τη διάρκεια της πυρόλυσης (ή και οποιουδήποτε είδους καύσης), οι αναλογίες των μαζών των επι μέρους συστατικών του ξύλου διαφοροποιούνται. Για παράδειγμα, η υγρασία μετατρέπεται σε υδρατμό, με αποτέλεσμα η συγκέντρωση του νερού που υπάρχει στο ξύλο να μηδενίζεται. Επίσης, μέρος του ξύλου μετατρέπεται σε ξυλάνθρακα και καύσιμο αέριο, με αποτέλεσμα η συγκέντρωση του «καθαρού» ξύλου να μειώνεται και οι συγκεντρώσεις του ξυλάνθρακα και των αερίων να αυξάνονται. Οι εξισώσεις διατήρησης της μάζας για το ξύλο, τον ξυλάνθρακα, τα καύσιμα αέρια, τα υγρά και τους υδρατμούς δίνονται από τις παρακάτω σχέσεις [42]:

$$\frac{\partial \rho_w}{\partial t} = -(k_1 + k_2)\rho_w \quad (4.2.2-3\alpha)$$

$$\frac{\partial \rho_c}{\partial t} = k_1\rho_w \quad (4.2.2-3\beta)$$

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} = k_2\rho_w \quad (4.2.2-3\gamma)$$

$$\frac{\partial \rho_l}{\partial t} = -k_3\rho_l \quad (4.2.2-3\delta)$$

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial t} = k_3\rho_l \quad (4.2.2-3\epsilon)$$

όπου k_1 , k_2 , k_3 οι ρυθμοί των αντιδράσεων (βλ. σχέση 4.2.1-1) και ρ είναι οι πυκνότητες (kg/m^3) των : ξύλου (w), ξυλάνθρακα (c), καυσίμου αερίου (g), νερού (l) και υδρατμού (v).

4.2.3. Μεταφορά θερμότητας από τήγμα σε ξύλινο δάπεδο

Για τον υπολογισμό της ροής θερμότητας από το τήγμα προς το ξύλινο δάπεδο είναι απαραίτητο να γίνουν κάποιες παραδοχές.

Παραδοχή 1^η: Καθώς η επιφάνεια του ξύλου θερμαίνεται (η αντίθετη πλευρά θεωρείται αδιαβατική), το υλικό στην αρχή χάνει την υγρασία του και έπειτα πυρολύεται από την αγωγή θερμότητας. Η πυρόλυση του ξύλου δημιουργεί υδρατμούς, καύσιμο αέριο και ξυλάνθρακα. Οι χημικές αντιδράσεις περιγράφονται από τον Νόμο Arrhenius πρώτης τάξεως. Έτσι, ο ξυλάνθρακας, το καύσιμο αέριο και οι υδρατμοί δημιουργούνται σύμφωνα με τις αντιδράσεις k_1 , k_2 και k_3 αντίστοιχα της Εξ.4.2.2-1[42].

Παραδοχή 2^η: Ένα μικρό μόνο μέρος των αερίων της πυρόλυσης και των υδρατμών εισέρχονται στο ξύλο, ενώ το μεγαλύτερο μέρος διαπερνά το καρβουνιασμένο επίπεδο και διαφεύγει από την άνω επιφάνεια του στερεού. Για το λόγο, αυτό η μεταφορά θερμότητας και μάζας των αερίων και των υδρατμών μέσα στο στερεό δεν λαμβάνεται υπ' όψιν. Τα αέρια της πυρόλυσης και οι υδρατμοί διαφεύγουν από το στερεό τη στιγμή που δημιουργούνται, ώστε ο ρυθμός απώλειας στερεάς μάζας θεωρείται ως ροή μάζας των πτητικών αερίων. Δεν υπάρχει επανασυμπύκνωση των υδρατμών μέσα στο στερεό [42, 43].

Παραδοχή 3^η: Η ξύλινη πλάκα θεωρείται στεγνή (έχει υπολογιστεί υγρασία 10%). Η περιεκτικότητα σε υγρασία είναι κάτω από το σημείο κορεσμού ιών του ξύλου και λαμβάνεται υπ' όψιν η εξάτμιση του νερού μέσα στο ξύλο.

Παραδοχή 4^η: Δεν υπάρχουν απώλειες από συναγωγή και ακτινοβολία από την επιφάνεια του ξύλου, διότι εξετάζεται η επιφάνεια επαφής του ξύλου με το τήγμα, όπου συμβαίνει μόνο μεταφορά θερμότητας με αγωγή.

Παραδοχή 5^η: Η συρρίκνωση του όγκου του ξύλου δεν λαμβάνεται υπ' όψιν κατά την πυρόλυση [42], διότι το χρονικό παράθυρο που ενδιαφέρει είναι της τάξης μερικών δευτερολέπτων (μέχρι την πιθανή εμφάνιση φλόγας) και η συρρίκνωση είναι αμελητέα.

Παραδοχή 6^η: Το τήγμα θεωρείται σφαιρικό και το υπόστρωμα ομοιογενές, κι έτσι η μεταφορά θερμότητας υπολογίζεται με σφαιρικές συντεταγμένες, χρησιμοποιώντας την ακτίνα r από το κέντρο του τήγματος (Σχ. 4-2).

Παραδοχή 7^η: Η θερμοκρασία περιβάλλοντος και η αρχική θερμοκρασία της ξύλινης πλάκας θεωρούνται ίσες ($\theta_0 = \theta_{amb} = 25 \text{ }^\circ\text{C}$)

Το ενεργειακό ισοζύγιο που λαμβάνει υπ' όψιν και την πυρόλυση του ξύλου είναι: [42]

$$\frac{\partial}{\partial t} [\theta_\delta (\rho_w c_w + \rho_c c_c + \rho_l c_l)] = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \lambda_s \frac{\partial \theta_\delta}{\partial r}) + Q''_r \quad (4.2.3-1)$$

όπου το Q''_r δίνεται από την Σχ. 4.2.2-2, $\rho_w, c_w, \rho_c, c_c, \rho_l, c_l$ έχουν οριστεί στις σχέσεις 4.2.2-2 και 4.2.2-3, r η ακτίνα (m) από το κέντρο του τήγματος (Σχ. 4-2), και λ_s είναι η θερμική αγωγιμότητα του ξύλου ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$).

Σημειώνεται ότι η θερμική αγωγιμότητα εξαρτάται από τη θερμοκρασία και δεν είναι σταθερή. Όμως, στα περισσότερα πρακτικά προβλήματα, όπου το εύρος των θερμοκρασιών δεν είναι μεγάλο, μπορεί να θεωρηθεί σταθερή [35, 38]. Στην παράγραφο 4.2.1 η θερμική αγωγιμότητα του δαπέδου ονομάζεται k_δ και θεωρείται σταθερή. Στην περίπτωση του ξύλινου δαπέδου, λόγω της αλλαγής της σύστασής του κατά τη διάρκεια της πυρόλυσης, η θερμική αγωγιμότητα δεν θεωρείται σταθερή και υπολογίζεται για κάθε θερμοκρασία. Για να μην γίνεται σύγχυση με την σταθερή θερμική αγωγιμότητα, η μεταβαλλόμενη ονομάζεται λ_s .

Οι αρχικές συνθήκες είναι:

$$\bullet \quad t = 0, \theta_{\delta 0} = \theta_0 \quad (4.2.3-2)$$

Οι συνοριακές συνθήκες για $t > 0$, είναι:

- για $r = r_1$, όπου r_1 η ακτίνα του τήγματος (m), το ενεργειακό ισοζύγιο στην επιφάνεια του τήγματος είναι:

$$L_1 \lambda_s \frac{\partial \theta_\delta}{\partial r} = \frac{\rho_{\tau\eta\gamma} d}{6} c_{\tau\eta\gamma} \frac{d\theta_{\tau\eta\gamma}}{dt} - L_2 h (\theta_{\tau\eta\gamma} - \theta_{amb}) - L_2 \varepsilon \sigma (\theta_{\tau\eta\gamma}^4 - \theta_{amb}^4) \quad (4.2.3-3)$$

όπου: $c_{τηγ}$, $\theta_{τηγ}$, $\rho_{τηγ}$, d είναι η ειδική θερμοχωρητικότητα ($J\ kg^{-1}\ K^{-1}$), η θερμοκρασία (K), πυκνότητα ($kg\ m^{-3}$) και η διάμετρος (m) του τήγματος, αντίστοιχα, h είναι ο συντελεστής συναγωγής ($W\ m^{-2}\ K^{-1}$), ε ο συντελεστής εκπομπής του τήγματος και σ η σταθερά Stefan-Boltzmann. Το αριστερό μέλος της Εξ.4.2.3-3 αντιστοιχεί στη ροή θερμότητας με αγωγή από το τήγμα στο υπόστρωμα (ξύλινη πλάκα). Ο πρώτος όρος του δεξιού μέλους αντιστοιχεί στη συνολική θερμική ενέργεια που διαθέτει το τήγμα ανά μονάδα χρόνου. Ο δεύτερος όρος του δεξιού μέλους αντιστοιχεί στην απώλεια θερμότητας με συναγωγή από το τήγμα στον περιβάλλοντα αέρα. Ο τρίτος όρος του δεξιού μέλους αφορά την απώλεια θερμότητας του τήγματος μέσω ακτινοβολίας προς τον περιβάλλοντα αέρα.

- για $r=r_2$, όπου το r_2 είναι ένα σημείο του δαπέδου πολύ μακριά από την επιφάνεια επαφής με το τήγμα. Σύμφωνα με την 1^η παραδοχή η πλευρά αυτή της πλάκας θεωρείται αδιαβατική, δηλαδή δεν υπάρχει μεταβολή της θερμοκρασίας στην απόσταση αυτή. Συνεπώς:

$$\frac{\partial \theta_{\delta}}{\partial r} = 0 \quad (4.2.3-4)$$

Η θερμοκρασία του δαπέδου $\theta_{\delta}(r,t)$ μπορεί να υπολογιστεί σε οποιοδήποτε βάθος μεταξύ r_1 και r_2 και σε οποιοδήποτε χρόνο. Η μέγιστη, όμως θερμοκρασία θα αναπτυχθεί ακριβώς κάτω από το τήγμα, δηλαδή σε απόσταση $r \approx r_1$. Επίσης, σημειώνεται ότι η ελεύθερη επιφάνεια του δαπέδου (γύρω από το τήγμα) χάνει θερμότητα λόγω συναγωγής και ακτινοβολίας προς το περιβάλλον. Κατά συνέπεια, τα σημεία αυτά θα αναπτύξουν λιγότερη θερμοκρασία, σε σχέση με τα σημεία που βρίσκονται κάτω από το τήγμα και μέσα στο δάπεδο. Στην παράγραφο 4.4 παρουσιάζεται ένα παράδειγμα εφαρμογής των παραπάνω εξισώσεων.

4.3. Μεγέθη τηγμάτων χαλκού

Το ερώτημα που γεννάται ως προς το μέγεθος των δημιουργούμενων τηγμάτων, δεν έχει λάβει συγκεκριμένη απάντηση. Ο ερευνητής Stokes [44] μελέτησε τήγματα χαλκού από 0.5mm έως 3mm. Άλλες μελέτες έχουν εξετάσει μεγαλύτερα τήγματα (3mm μέχρι 7mm σφαιρίδια από αστάλι) που πέφτουν σε φελιζόλ [45] ή ακόμα και μεγαλύτερο εύρος

διαμέτρων (από 0.8mm έως 19.1mm ατσάλινα τήγματα) που πέφτουν σε ομοιογενές υπόστρωμα κυτταρίνης (η κυτταρίνη είναι το βασικό συστατικό του ξύλου) [46]. Σφαιρίδια από χάλυβα και αλουμίνιο που προσπίπτουν σε κυτταρίνη υπό μορφή πούδρας έχουν μελετηθεί για διαμέτρους μεταξύ 2.38mm -15.88mm για χάλυβα και 3.18mm -7.92mm για αλουμίνιο [47]. Επίσης, έχουν μελετηθεί οι τροχιές ιπτάμενων τηγμάτων αλουμινίου διαμέτρων μεταξύ 1mm και 5mm που προσπίπτουν σε αφρό πολυουρεθάνης [48]. Ο Mills [49] μελέτησε τήγματα αλουμινίου διαμέτρων από 0.5mm έως 2mm, ενώ οι Rallis και Mangaya [50] μελέτησαν τήγματα αλουμινίου διαμέτρων από 0.5mm έως 5.5mm. Οι ερευνητές Tse και Fernandez-Pello [51] εξέτασαν τήγματα χαλκού και αλουμινίου διαμέτρων από 0.5mm έως 2mm. Κοινός τόπος όλων των παραπάνω ερευνών είναι ότι τα τήγματα αυτά είτε μελετήθηκαν θεωρητικά, με βάση το προτεινόμενο κάθε φορά μαθηματικό μοντέλο, είτε κατασκευάστηκαν στο εργαστήριο για το σκοπό του εκάστοτε πειράματος.

Για την πληρέστερη κατανόηση του μεγέθους ενός τήγματος που προέρχεται από ρευματοφόρο αγωγό, υπολογίζεται το εξής:

Ο όγκος ενός σφαιρικού τήγματος γνωστής διαμέτρου d είναι:

$$V = \frac{4}{3}\pi \left(\frac{d}{2}\right)^3 = \pi \frac{d^3}{6} \quad (4.3-1)$$

Ο όγκος ενός αγωγού γνωστής διατομής A και μήκους l είναι:

$$V = A \cdot l \quad (4.3-2)$$

Από τις σχέσεις 4.3-1 και 4.3-2 μπορεί να υπολογιστεί η σχέση που έχει η διάμετρος ενός τήγματος (d) με το μήκος του αγωγού (l) (γνωστής διατομής A), από τον οποίο θεωρείται ότι προήλθε. Στον Πίνακα 4.3-1 παρουσιάζεται η σχέση της διαμέτρου ενός χάλκινου τήγματος με το μήκος του αγωγού για διάφορες διατομές αγωγών.

Δηλαδή, όπως φαίνεται από τον Πίνακα 4.3-1, αν υποτεθεί ότι δημιουργήθηκε ένα τήγμα διαμέτρου 5mm από αγωγό διατομής 1.5mm², τότε θα έπρεπε ο αγωγός αυτός να παρουσιάζει έλλειμμα μήκους 43.61mm, δηλαδή σχεδόν 4.5 εκατοστά. Πρακτικά αυτό είναι αδύνατο να συμβεί, διότι αν υποτεθεί ότι για κάποιο λόγο αυξήθηκε δραματικά η θερμοκρασία ενός αγωγού, λόγω υπερέντασης, ώστε να ανέλθει στο σημείο τήξης του, τότε μια μικρή ποσότητα υλικού που θα ρευστοποιηθεί και αποκολληθεί από τον αγωγό θα προκαλέσει τη διακοπή αυτού. Συγχρόνως με την αποκοπή του αγωγού, θα διακοπεί

και το ρεύμα που προκαλεί την αύξηση της θερμοκρασίας. Κατά συνέπεια, παύει η περαιτέρω εξέλιξη του φαινομένου.

διάμετρος τήγματος	Διατομές αγωγών				
	1.5mm ²	2.5mm ²	4mm ²	6mm ²	10mm ²
0.5mm	0.044mm	0.026mm	0.016mm	0.010mm	0.007mm
1mm	0.349mm	0.209mm	0.131mm	0.0872mm	0.052mm
2mm	2.791mm	1.675mm	1.047mm	0.6978mm	0.419mm
3mm	9.42mm	5.652mm	3.533mm	2.355mm	1.413mm
4mm	22.33mm	13.4mm	8.373mm	5.5822mm	3.349mm
5mm	43.61mm	26.17mm	16.35mm	10.903mm	6.542mm

Πίνακας 4.3-1. Τήγματα διαφόρων διαμέτρων και τα αντίστοιχα μήκη αγωγών από τα οποία υπολογίζεται ότι προήλθαν.

Για το λόγο αυτό υπολογίζονται δειγματοληπτικά οι εξής περιπτώσεις:

α) Για τις περιπτώσεις των οικιών θεωρούνται τήγματα διαμέτρων 0.5, 1, 1.5 και 2mm που δημιουργήθηκαν σε ύψος τριών μέτρων, και

β) Για τις περιπτώσεις βιομηχανιών/βιοτεχνιών, όπου υπάρχουν αγωγοί μεγαλύτερης διαμέτρου θεωρούνται τήγματα διαμέτρων 2, 3 και 4mm που δημιουργήθηκαν σε ύψος δέκα μέτρων.

Σύμφωνα με την παρ. 4.1, οι θερμοκρασίες των αναφερόμενων τηγμάτων τη στιγμή που θα ακουμπήσουν το έδαφος ύστερα από την πτώση τους από ύψος τριών (3) και δέκα (10) μέτρων παρουσιάζονται στον Πίνακα 4.3-2.

	0.5mm	1mm	1.5mm	2mm	3mm	4mm
3m ύψος	149°C	538°C	726°C	825°C	--	--
10m ύψος	--	--	--	555°C	735°C	831°C

Πίνακας 4.3-2: Θερμοκρασίες τηγμάτων διαφόρων διαμέτρων, τη στιγμή που θα φτάσουν στο έδαφος, σε σχέση με το ύψος στο οποίο δημιουργήθηκαν (θερμοκρασία περιβάλλοντος 25°C).

4.4. Ένα παράδειγμα μετάδοσης θερμότητας από υποθετικό τήγμα χαλκού σε δάπεδο από κόντρα πλακέ

Στην παράγραφο αυτή, θα μελετηθεί η περίπτωση όπου ένα τήγμα χαλκού προσγειώθηκε σε ένα κομμάτι ξύλου (κόντρα πλακέ). Θα υπολογιστούν οι θερμοκρασίες του τήγματος και του δαπέδου, καθώς και η ροή θερμότητας από το τήγμα στο δάπεδο. Επαναλαμβάνουμε ότι η μελέτη αφορά εσωτερικούς χώρους, ώστε δεν υπάρχει ταχύτητα ανέμου (ελεύθερη συναγωγή).

Έστω ότι δημιουργήθηκε ένα τήγμα χαλκού και έπεσε πάνω σε ένα ξύλο κόντρα πλακέ. Το τήγμα κρύνει με την πάροδο του χρόνου χάνοντας θερμότητα δια αγωγής προς το δάπεδο (ξύλο), δια συναγωγής προς τον περιβάλλοντα αέρα και δια ακτινοβολίας προς τον περιβάλλοντα αέρα (Σχ. 4.2-1). Το τήγμα θεωρείται σφαιρικό και η θερμοκρασία του εσωτερικά είναι ομοιογενής (lumped system analysis) (βλ. Παράρτημα II-7). Λαμβάνονται τρεις περιπτώσεις επαφής, σύμφωνα με την ανάλυση της παραγράφου 4.2, α) 5%, β) 25% και γ) 50%.

Γενικώς, για να συμβεί ανάφλεξη ενός υλικού χωρίς την παρουσία φλόγας (αυτανάφλεξη) απαιτείται μια ελάχιστη θερμοκρασία και μια ελάχιστη ροή θερμότητας προς αυτό [4, 52, 53, 54]. Ο Πίνακας 4.4-1 παρουσιάζει μερικές ιδιότητες του κόντρα πλακέ, κυρίως δε τη θερμοκρασία ανάφλεξης και την κρίσιμη ροή θερμότητας. Ως κρίσιμη ροή θερμότητας ορίζεται η ελάχιστη ροή θερμότητας που απαιτείται, σε συνδυασμό με την κατάλληλη θερμοκρασία, για την αυτανάφλεξη ενός υλικού. Ο Πίνακας 4.4-2 δείχνει τις σχέσεις και τις τιμές των φυσικών παραμέτρων που χρησιμοποιήθηκαν για τους υπολογισμούς.

Η ελεύθερη επιφάνεια του ξύλου δέχεται θερμότητα δια αγωγής από το τήγμα (όπως και το υπόλοιπο υλικό), χάνει όμως θερμότητα δια συναγωγής και ακτινοβολίας προς το περιβάλλον. Αυτό σημαίνει ότι η ελεύθερη επιφάνεια του ξύλου είναι, ανά πάσα στιγμή, λιγότερο θερμή από την επιφάνεια που βρίσκεται ακριβώς κάτω από το τήγμα. Επίσης, είναι προφανές ότι η θερμοκρασία μέσα στο υλικό θα είναι, ανά πάσα στιγμή, μικρότερη από τη θερμοκρασία του υλικού στο σημείο επαφής με το τήγμα. Για τους λόγους αυτούς, εξετάζεται η θερμοκρασία στην επιφάνεια επαφής που είναι πάντα η μεγαλύτερη και κατά συνέπεια η εν δυνάμει επικίνδυνη για έναυση πυρκαγιάς.

Εφόσον έγινε η υπόθεση δημιουργίας χάλκινου τήγματος, συνεπάγεται ότι ο χαλκός έφθασε στη θερμοκρασία τήξης του (1085 °C ή 1358 K). Η θερμοκρασία του χάλκινου

τήγματος, όταν ακουμπήσει την ξύλινη πλάκα, θα είναι μικρότερη από τη θερμοκρασία τήξης, όπως υπολογίστηκε στην παρ. 4.1.

Με θερμοκρασία περιβάλλοντος 25 °C και με βάση τα παραπάνω, υπολογίζονται:

- α) η θερμοκρασία του τήγματος τη στιγμή που θα φτάσει στο έδαφος και
- β) η θερμοκρασία του ξύλου ακριβώς κάτω από το τήγμα (σε βαθμούς Κελσίου) και η ροή θερμότητας (σε kW/m²) από το τήγμα στο ξύλο δια της επιφάνειας επαφής.

Ιδιότητες ξύλου κόντρα πλακέ	Τιμές συντελεστών
Θερμική αγωγιμότητα λ_s (W/mK) :	Μη σταθερή. Υπολογίζεται στο προτεινόμενο μοντέλο.
Πυκνότητα ρ_δ (kg/m ³) :	545
Θερμοκρασιακή αγωγιμότητα a (m ² /s):	1.461x10 ⁻⁷
Θερμοκρασία ανάφλεξης T_{ig} (°C)	299-330 [55] 390 [4]
Κρίσιμη ροή θερμότητας \dot{q}'' (kW/m ²)	16 [4] 7.8-14.5 [56] (θεωρητικό, μέθοδος Janssens) 7.5 [57] (αρκετές ώρες χρειάστηκαν για ανάφλεξη) 4.3 [53] (3.9-5.2 ώρες)
Χρόνος ανάφλεξης t_{ig} (s) για εξωτερική ροή θερμότητας (kW/m ²)	93-146 sec για 25 kW/m ² [58] 40-51 sec για 35 kW/m ² [58] 24-37 sec για 50 kW/m ² [58] 160.3-268.0 sec για 25 kW/m ² [56] 54.7-79.0 sec για 33 kW/m ² [56] 21.6-33.3 sec για 50 kW/m ² [56]

Πίνακας 4.4-1. Ιδιότητες ξύλου κόντρα πλακέ

Στα σχήματα 4.4-1α, 4.4-1β και 4.4-1γ παρουσιάζονται, γραφικά, η θερμοκρασία του δαπέδου (κόντρα πλακέ) στο σημείο επαφής και η ροή θερμότητας από τήγμα χαλκού 0,5mm διαμέτρου (που δημιουργήθηκε σε ύψος 3m), λαμβάνοντας υπ' όψιν τρία διαφορετικά ποσοστά επαφής (50%, 25% και 5%). Στα σχήματα 4.4-2α, 4.4-2β και 4.4-2γ εμφανίζονται, γραφικά, οι υπολογισμοί για τήγμα 1mm (από ύψος 3m). Στα σχήματα 4.4-3α, 4.4-3β και 4.4-3γ για τήγμα 1.5mm διαμέτρου (από ύψος 3m). Στα σχήματα 4.4-4α, 4.4-4β και 4.4-4γ για τήγμα 2mm διαμέτρου (από ύψος 3m). Τα τήγματα που

δημιουργήθηκαν σε ύψος 10m, δηλαδή 2mm, 3mm και 4mm παρουσιάζονται στα σχήματα 4.4-5, 4.4-6 και 4.4-7 αντίστοιχα.

Για όλα τα προαναφερθέντα σχήματα ισχύει το εξής: Στον οριζόντιο άξονα είναι ο χρόνος σε δευτερόλεπτα. Στον αριστερό κάθετο άξονα είναι η θερμοκρασία του δαπέδου στο σημείο επαφής σε βαθμούς Κελσίου. Στον δεξιό κάθετο άξονα είναι η ροή θερμότητας που μεταφέρεται από το τήγμα στο δάπεδο σε kW/m².

Μεγέθη ξύλου κόντρα πλακέ που χρησιμοποιήθηκαν στο προτεινόμενο μοντέλο	Σχέση/Τιμή
Θερμική αγωγιμότητα (Wm ⁻¹ K ⁻¹)	$\lambda_s = \eta\lambda_c + (1-\eta)\lambda_w$ $\lambda_c = 0.105$ $\lambda_w = 0.166 + 0.369X$
Μετατροπή στερεού (η)	$\eta = \frac{\rho_c}{\rho_s} = \frac{\rho_c}{\rho_c + \rho_w}$
Ποσοστό υγρασίας %(X)	X=0.1
Ειδική θερμοχωρητικότητα (kJ kg ⁻¹ K ⁻¹)	$c_w = 1.95$ $c_c = 1.39$ $c_g = 2.4$ $c_l = 4.18$ $c_v = 1.58$
Αρχική πυκνότητα ξυλάνθρακα (ρ_c)kg m ⁻³	$\rho_c = 0.1\rho_w$ [59]

Πίνακας 4.4-2. Τιμές και σχέσεις των φυσικών παραμέτρων που χρησιμοποιήθηκαν στο προτεινόμενο μοντέλο. [42]

λ_s =θερμική αγωγιμότητα κόντρα πλακέ

λ_c =θερμική αγωγιμότητα ξυλάνθρακα

λ_w = θερμική αγωγιμότητα «καθαρού» ξύλου

η = λόγος πυκνότητας του ξυλάνθρακα προς τη συνολική πυκνότητα

ρ_c = πυκνότητα ξυλάνθρακα

ρ_s = συνολική πυκνότητα ξύλου

ρ_w = πυκνότητα «καθαρού» ξύλου

X = ποσοστό υγρασίας στο ξύλο

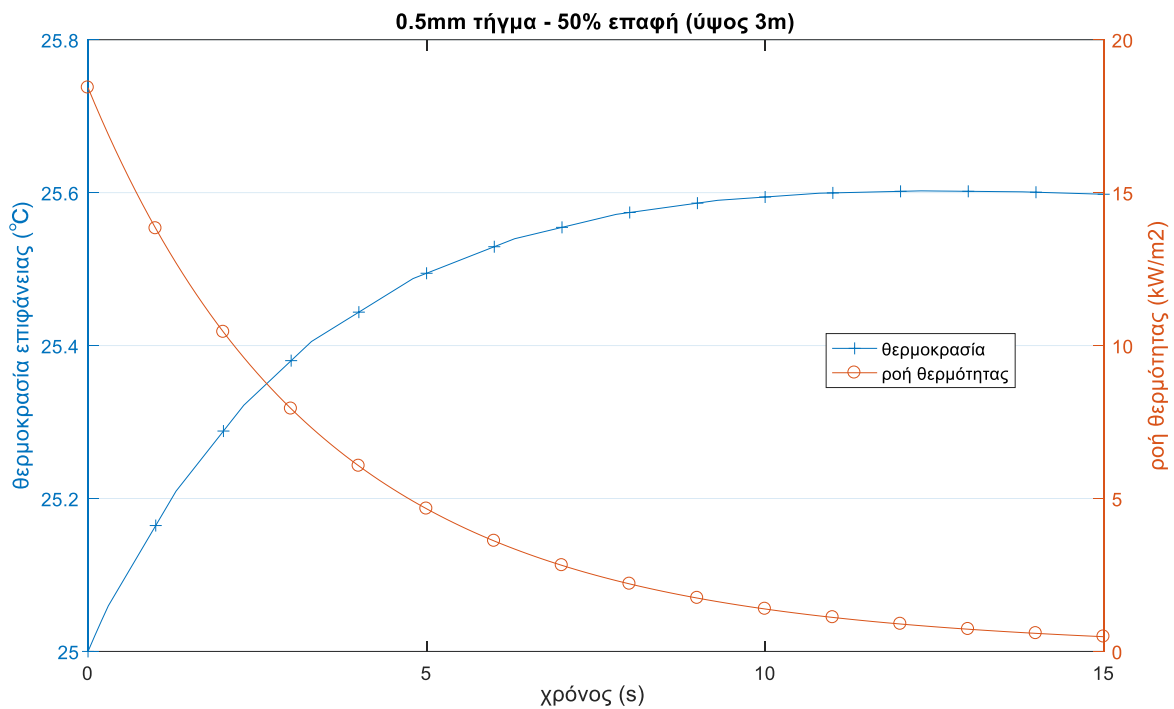
c_w = ειδική θερμοχωρητικότητα «καθαρού» ξύλου

c_c = ειδική θερμοχωρητικότητα ξυλάνθρακα

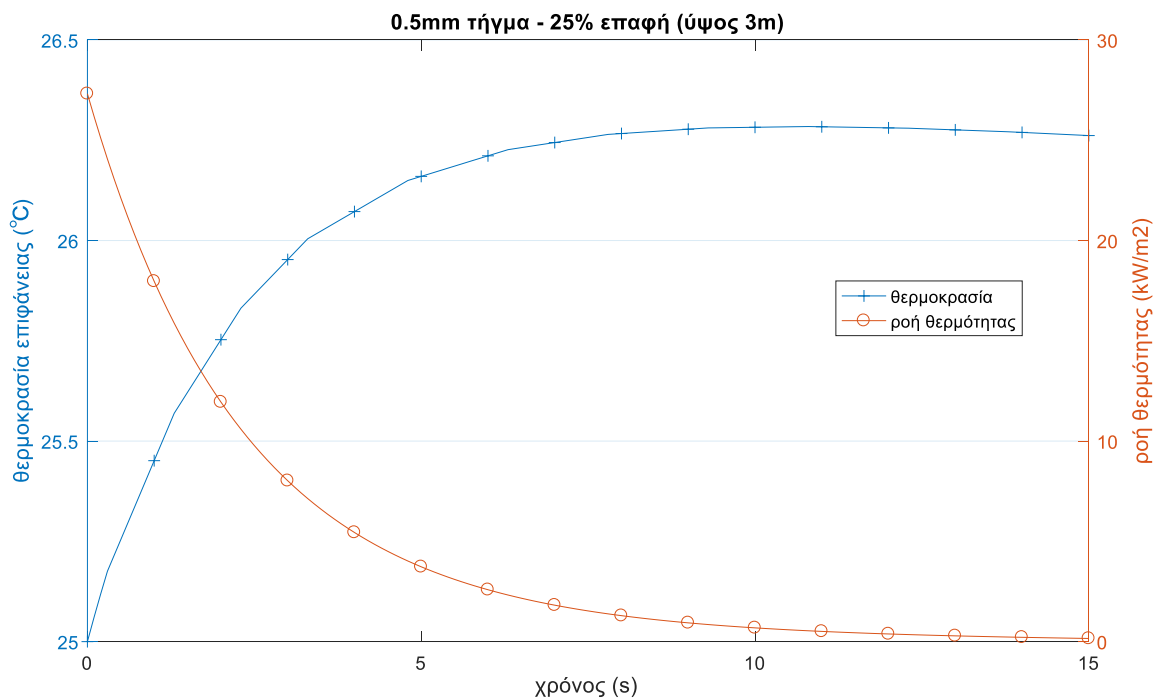
c_g = ειδική θερμοχωρητικότητα αερίων

c_l = ειδική θερμοχωρητικότητα υγρασίας

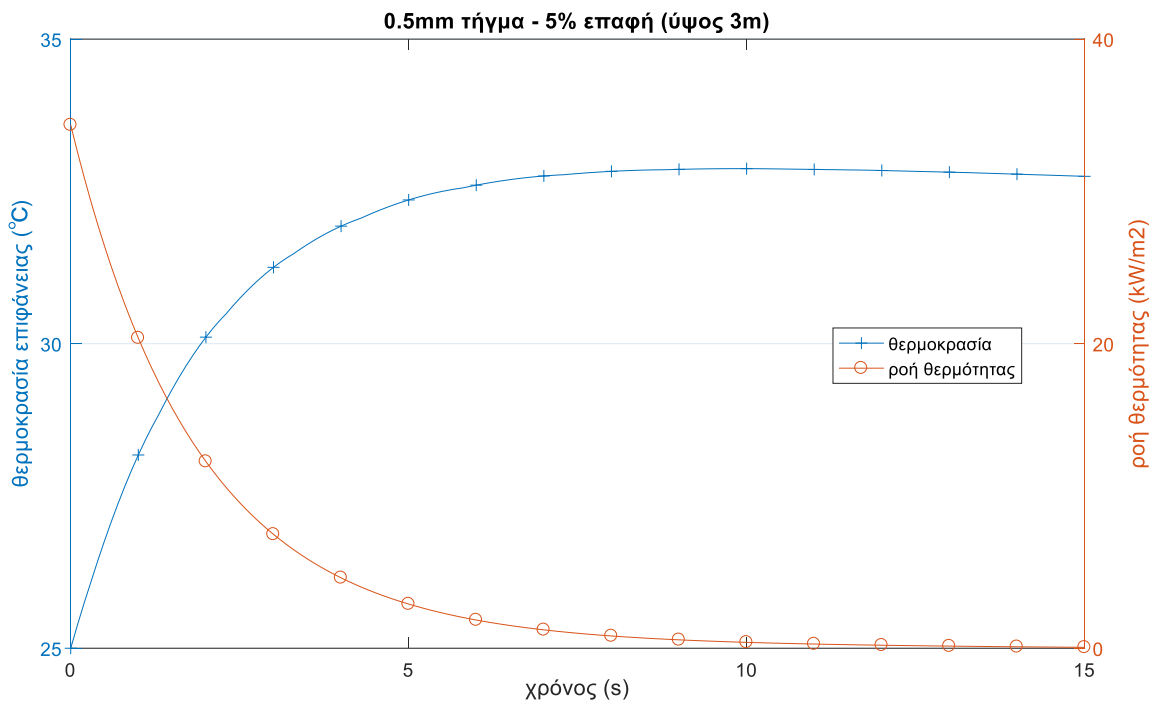
c_v = ειδική θερμοχωρητικότητα υδρατμών



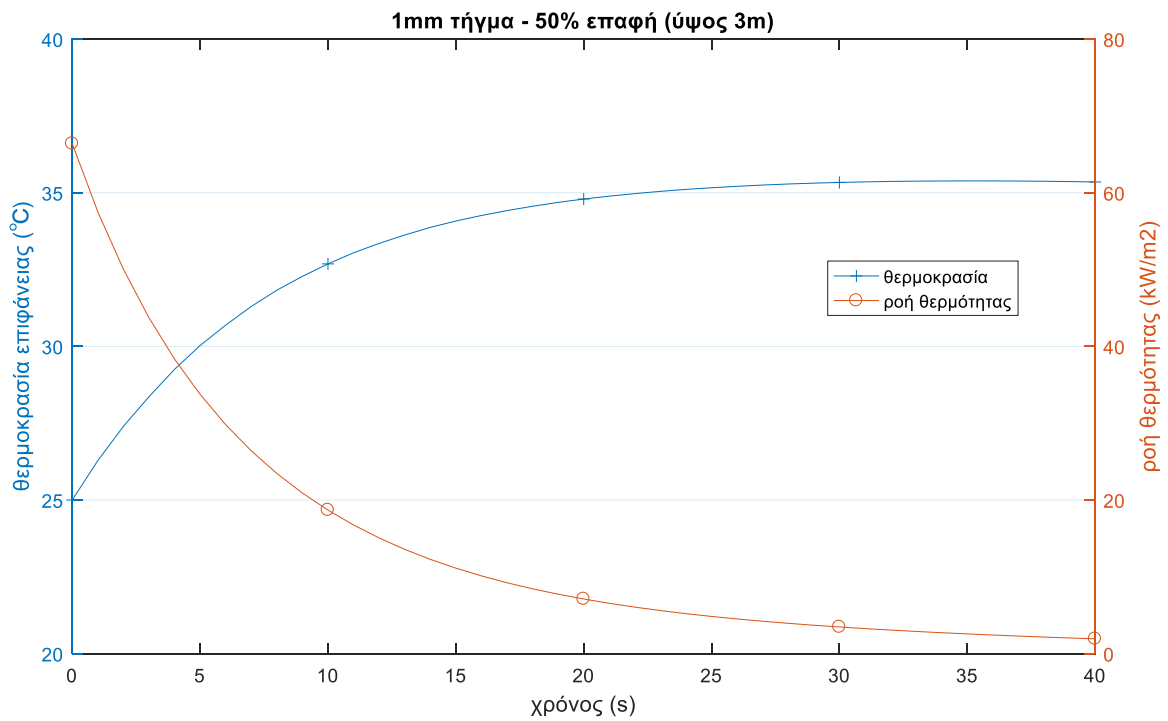
Σχήμα 4.4-1α: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσει του χρόνου για τήγμα χαλκού 0,5mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 50% (δημιουργήθηκε σε ύψος 3m)



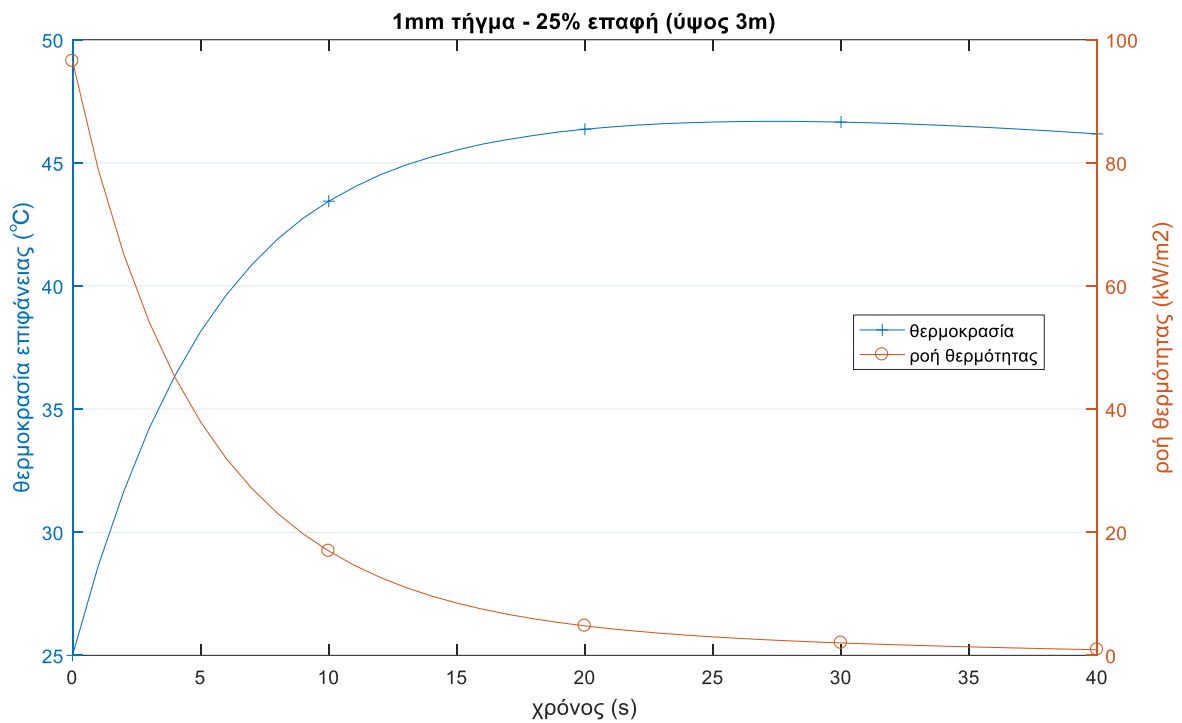
Σχήμα 4.4-1β: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσει του χρόνου για τήγμα χαλκού 0,5mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 25% (δημιουργήθηκε σε ύψος 3m)



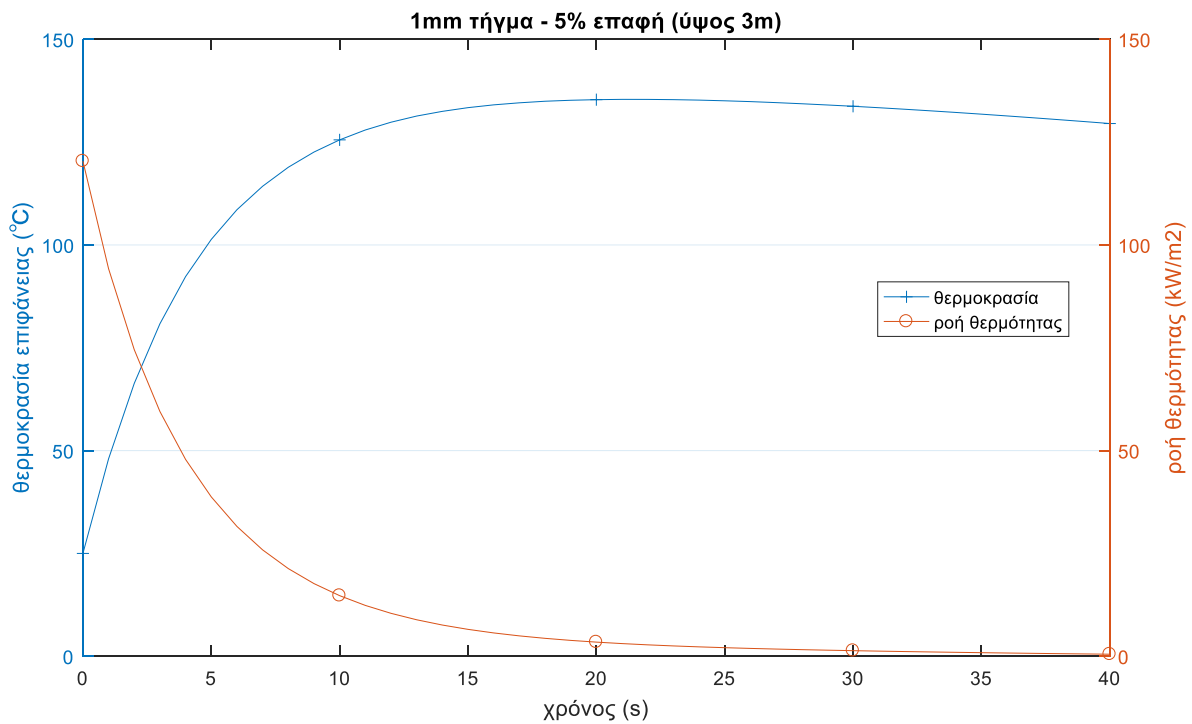
Σχήμα 4.4-1γ: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσει του χρόνου για τήγμα χαλκού 0,5mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 5% (δημιουργήθηκε σε ύψος 3m)



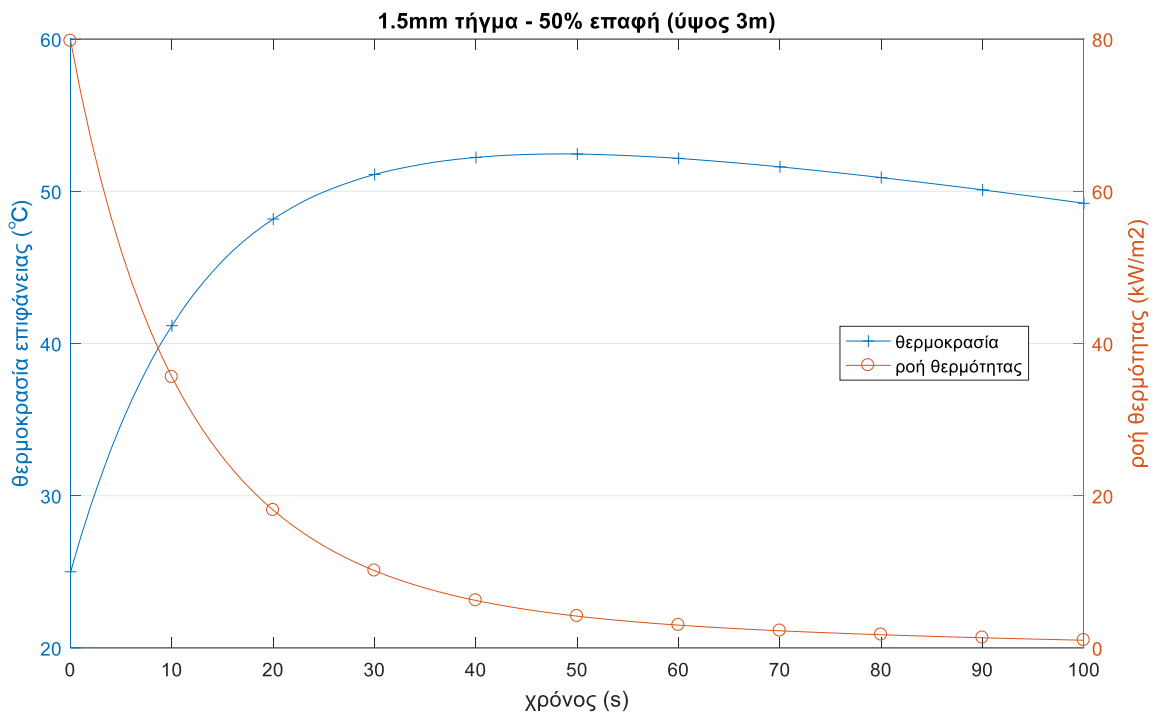
Σχήμα 4.4-2α: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσει του χρόνου για τήγμα χαλκού 1mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 50% (δημιουργήθηκε σε ύψος 3m)



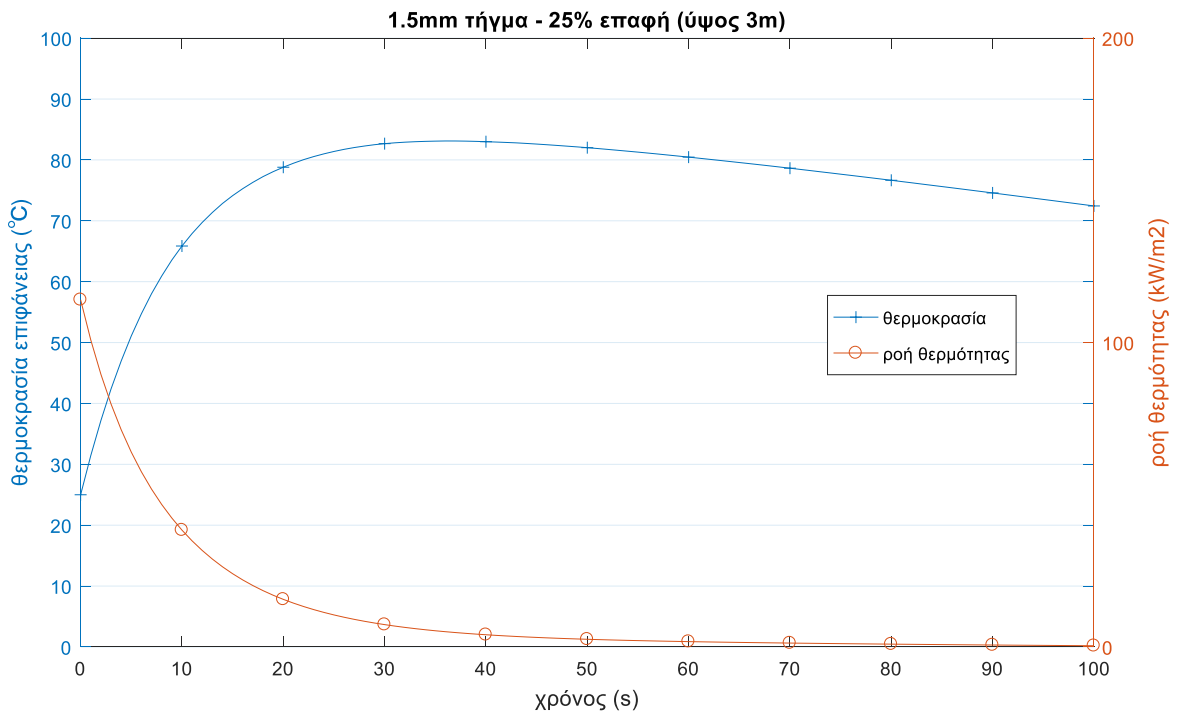
Σχήμα 4.4-2β: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσει του χρόνου για τήγμα χαλκού 1mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 25% (δημιουργήθηκε σε ύψος 3m)



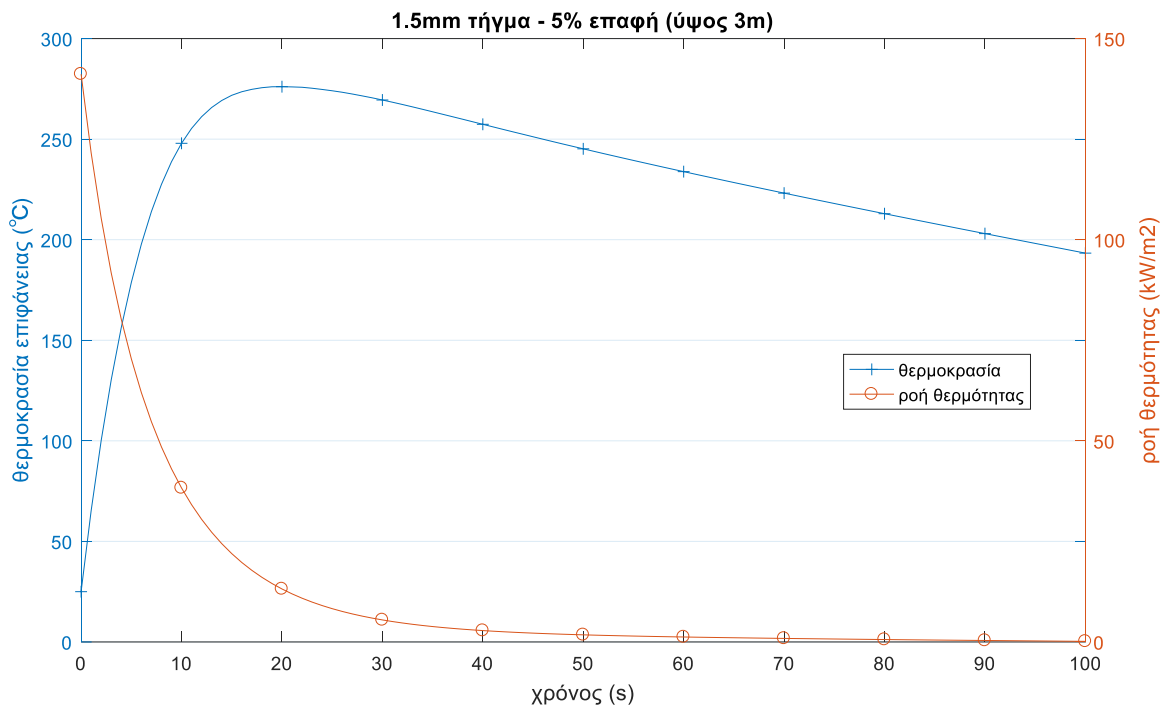
Σχήμα 4.4-2γ: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσει του χρόνου για τήγμα χαλκού 1mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 5% (δημιουργήθηκε σε ύψος 3m)



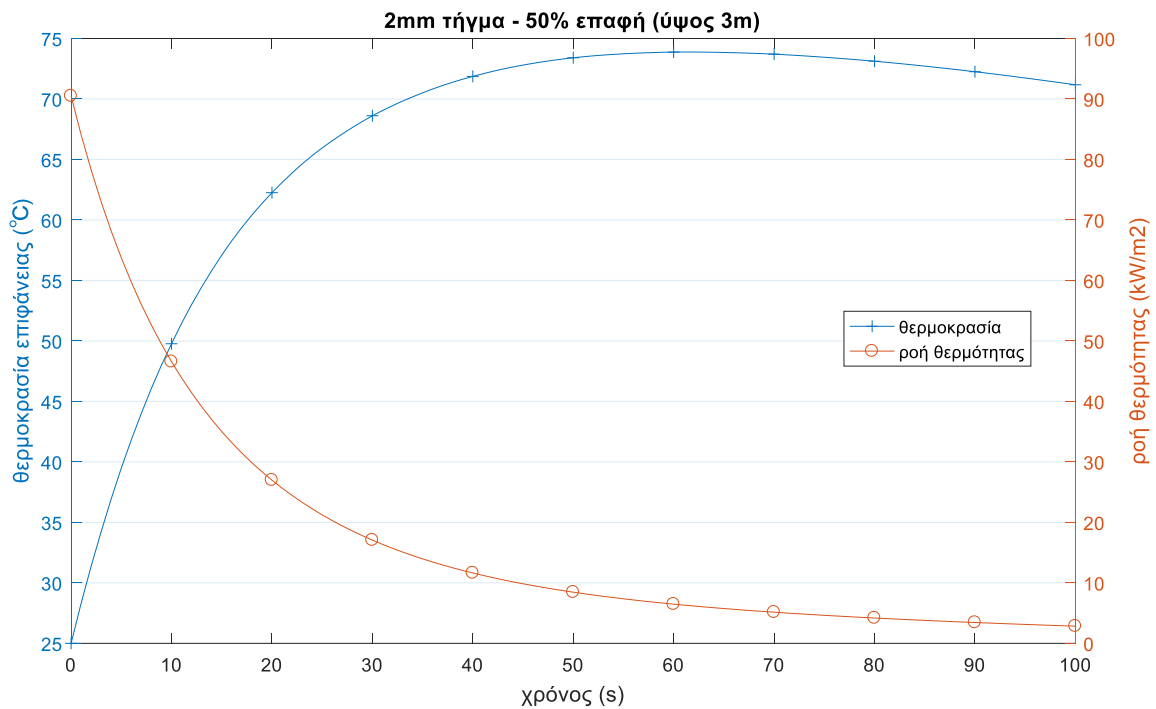
Σχήμα 4.4-3α: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσει του χρόνου για τήγμα χαλκού 1.5mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 50% (δημιουργήθηκε σε ύψος 3m)



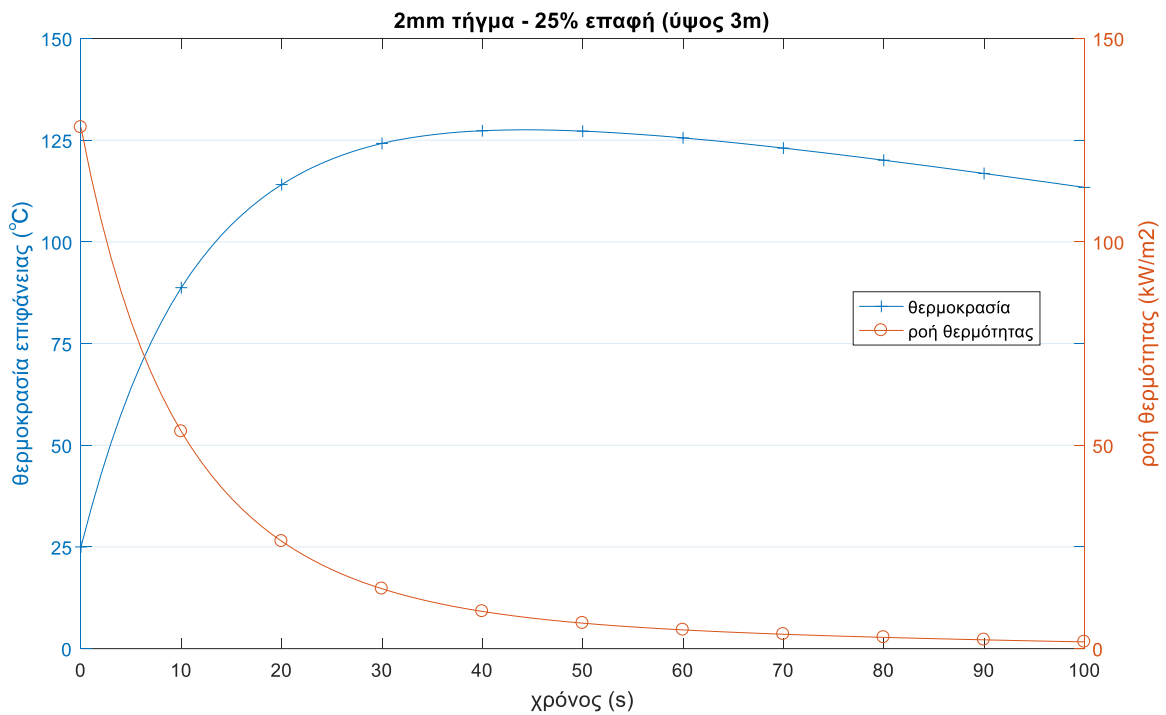
Σχήμα 4.4-3β: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσει του χρόνου για τήγμα χαλκού 1.5mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 25% (δημιουργήθηκε σε ύψος 3m)



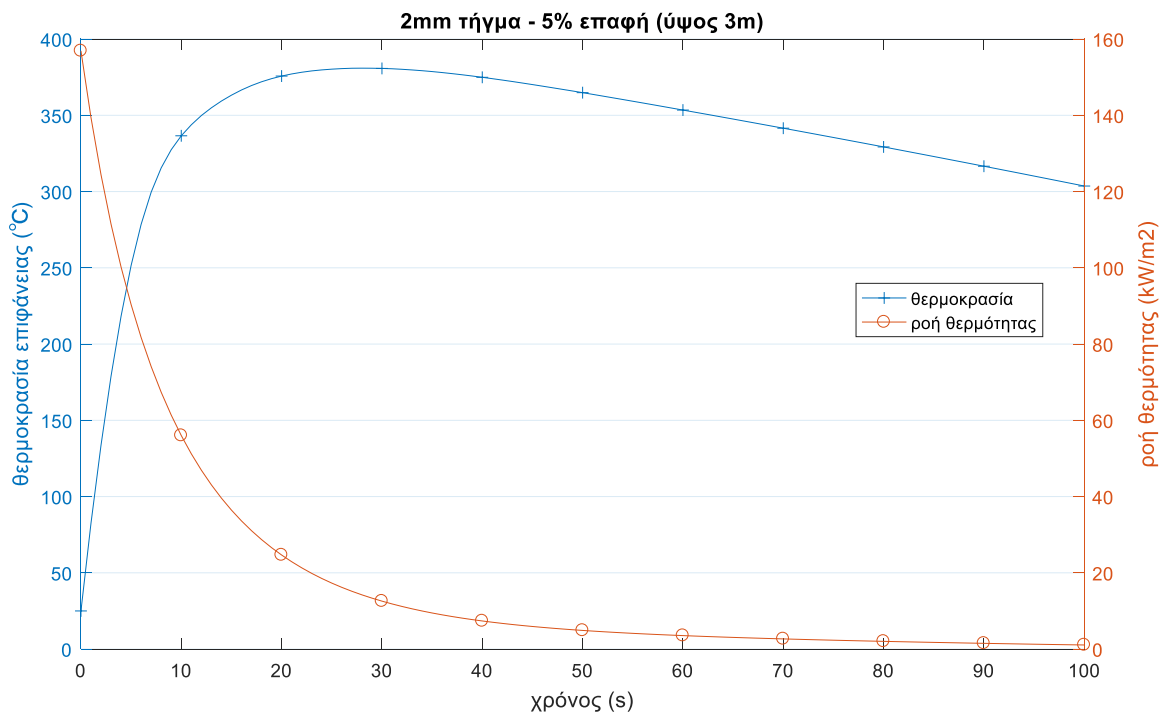
Σχήμα 4.4-3γ: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσεις του χρόνου για τήγμα χαλκού 1.5mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 5% (δημιουργήθηκε σε ύψος 3m)



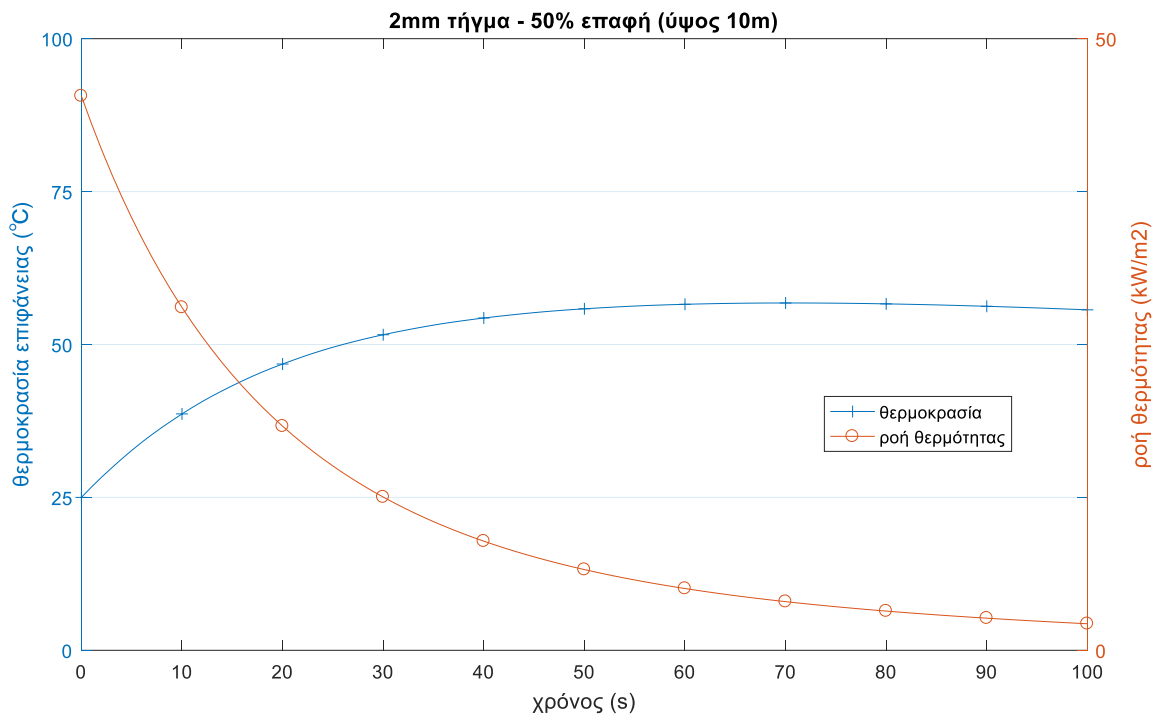
Σχήμα 4.4-4α: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσεις του χρόνου για τήγμα χαλκού 2mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 50% (δημιουργήθηκε σε ύψος 3m)



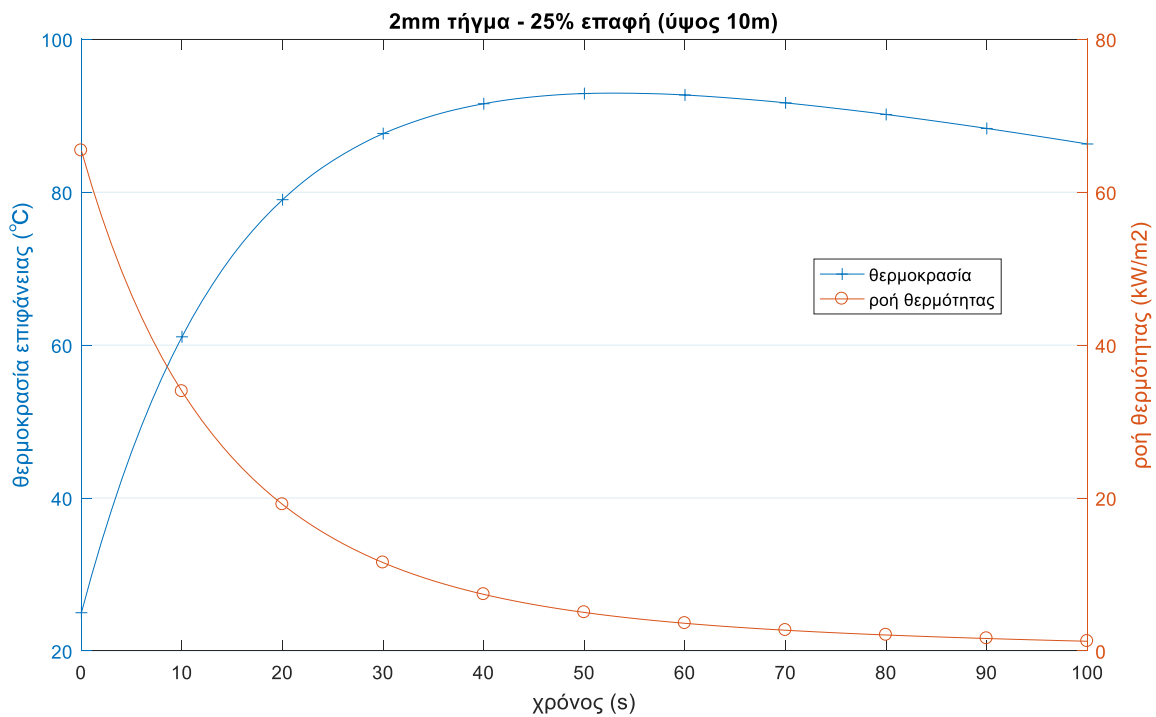
Σχήμα 4.4-4β: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσει του χρόνου για τήγμα χαλκού 2mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 25% (δημιουργήθηκε σε ύψος 3m)



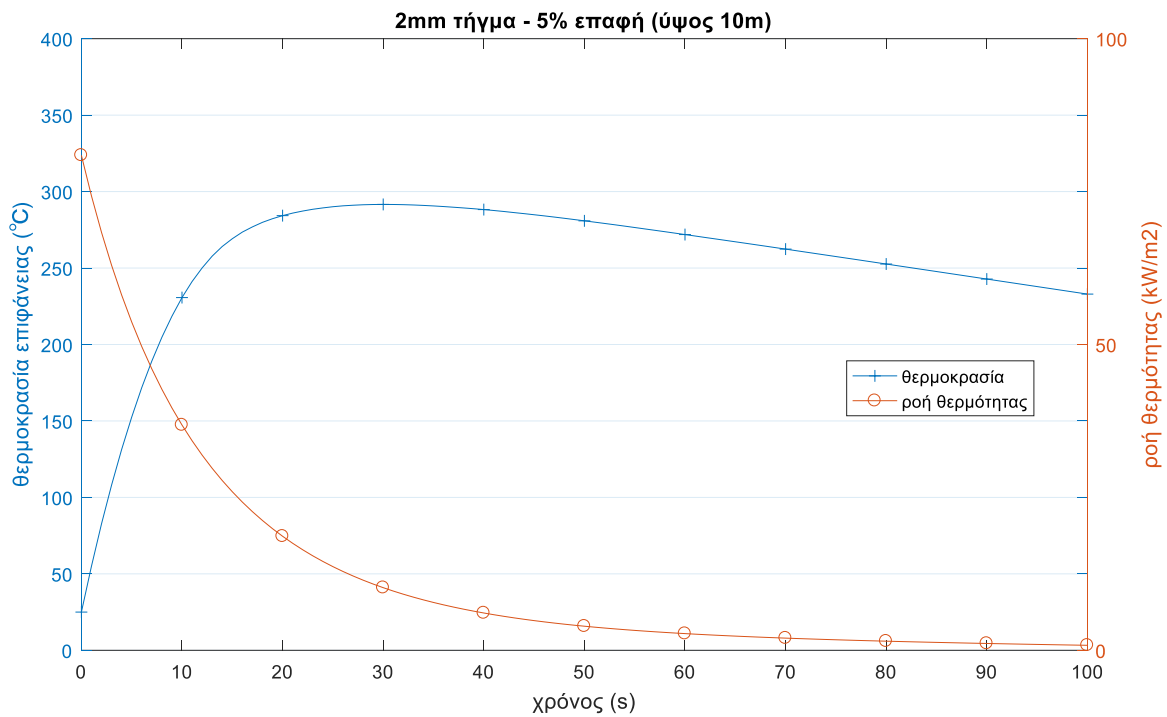
Σχήμα 4.4-4γ: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσει του χρόνου για τήγμα χαλκού 2mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 5% (δημιουργήθηκε σε ύψος 3m)



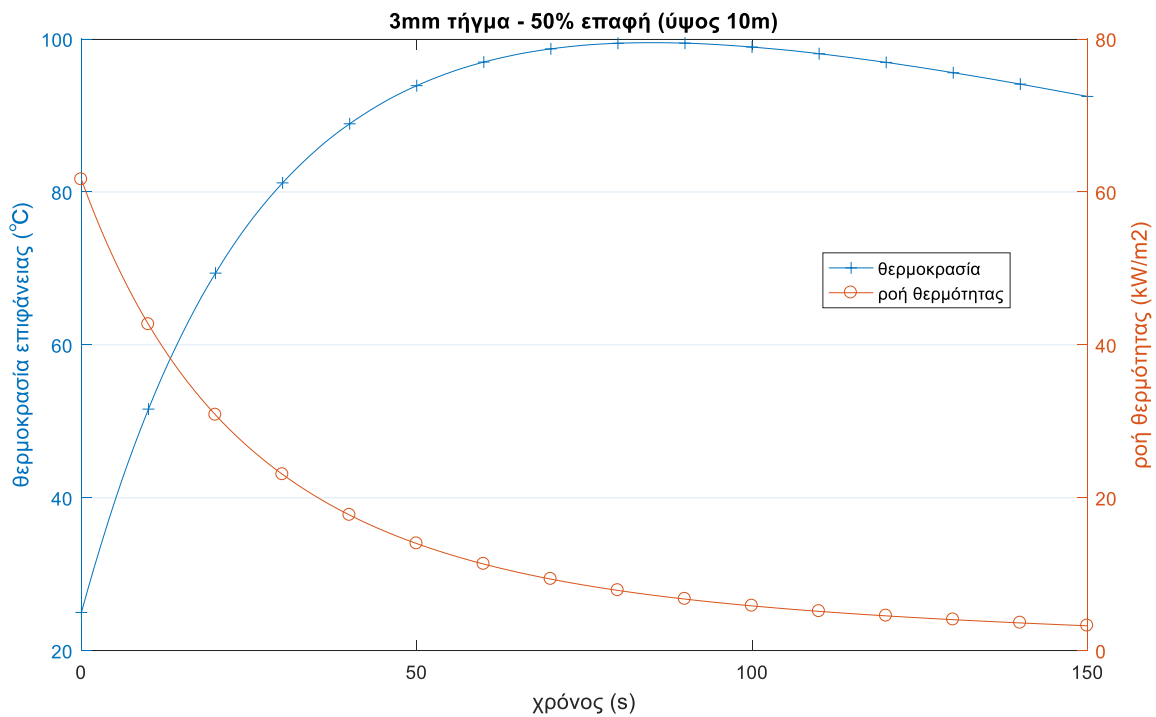
Σχήμα 4.4-5α: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσει του χρόνου για τήγμα χαλκού 2mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 50% (δημιουργήθηκε σε ύψος 10m)



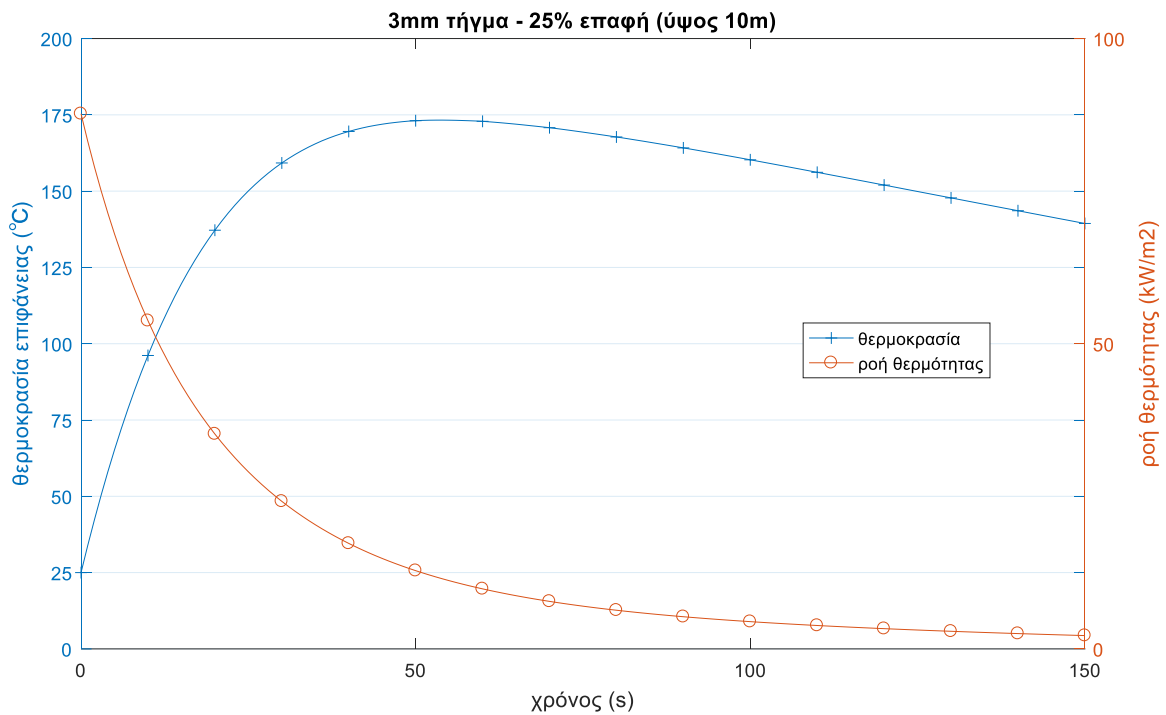
Σχήμα 4.4-5β: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσει του χρόνου για τήγμα χαλκού 2mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 25% (δημιουργήθηκε σε ύψος 10m)



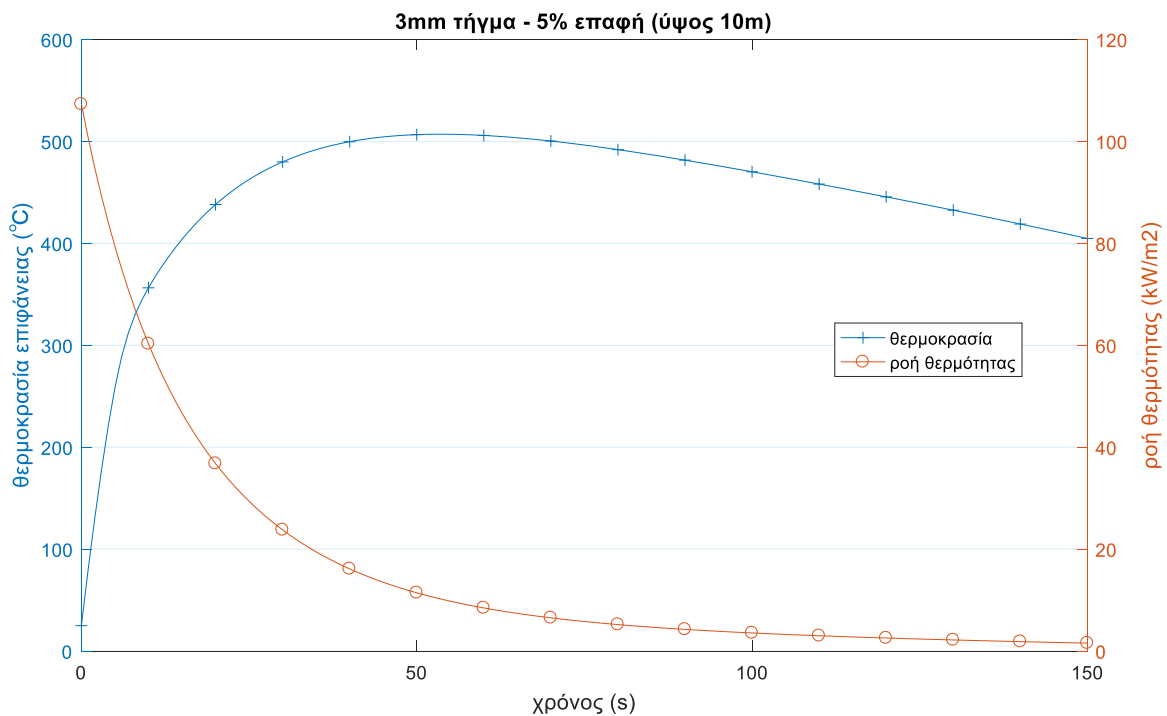
Σχήμα 4.4-5γ: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσει του χρόνου για τήγμα χαλκού 2mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 5% (δημιουργήθηκε σε ύψος 10m)



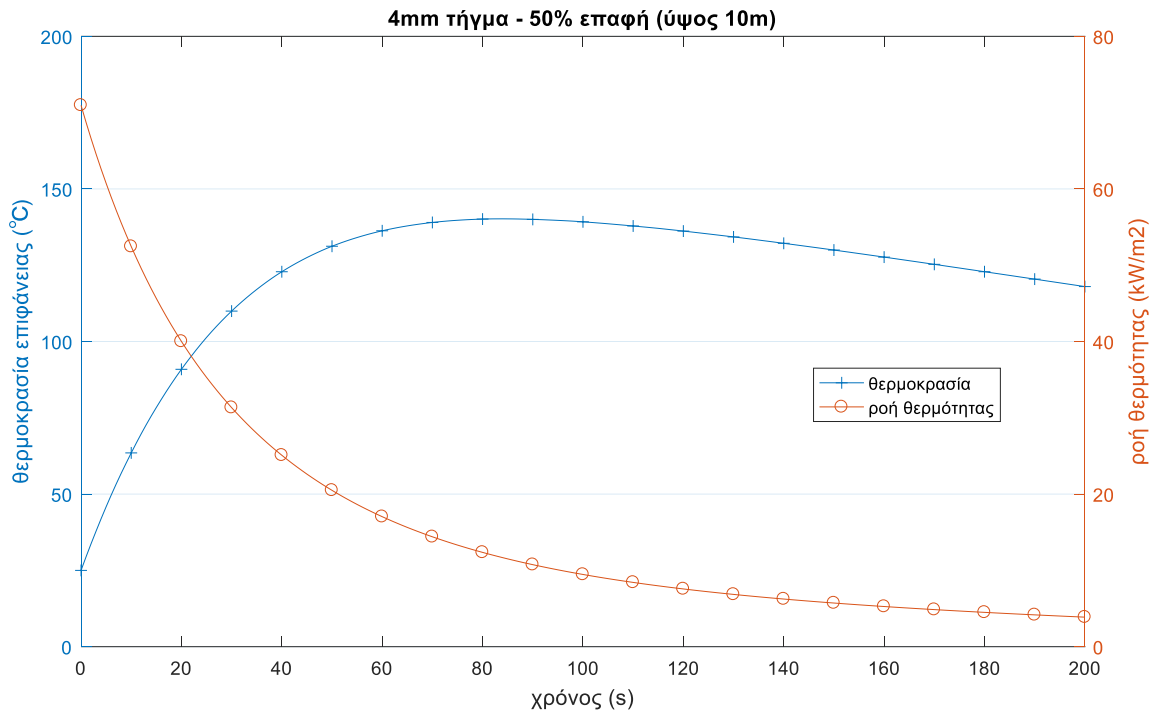
Σχήμα 4.4-6α: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσει του χρόνου για τήγμα χαλκού 3mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 50% (δημιουργήθηκε σε ύψος 10m)



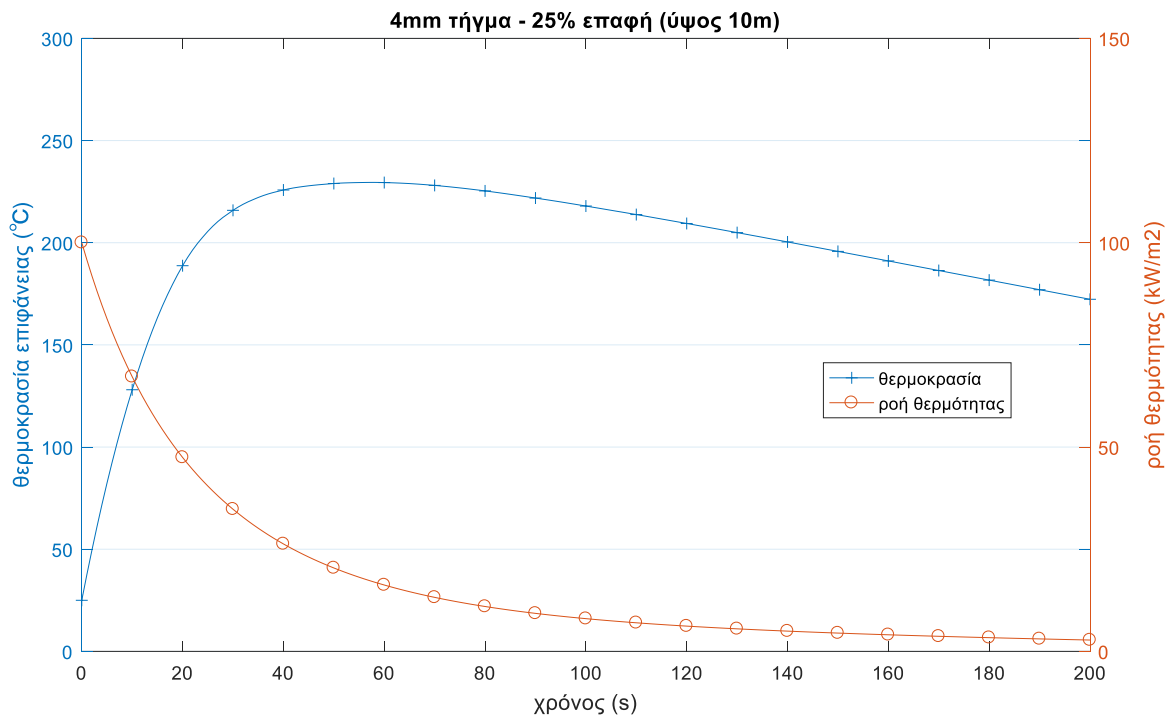
Σχήμα 4.4-6β: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσεις του χρόνου για τήγμα χαλκού 3mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 25% (δημιουργήθηκε σε ύψος 10m)



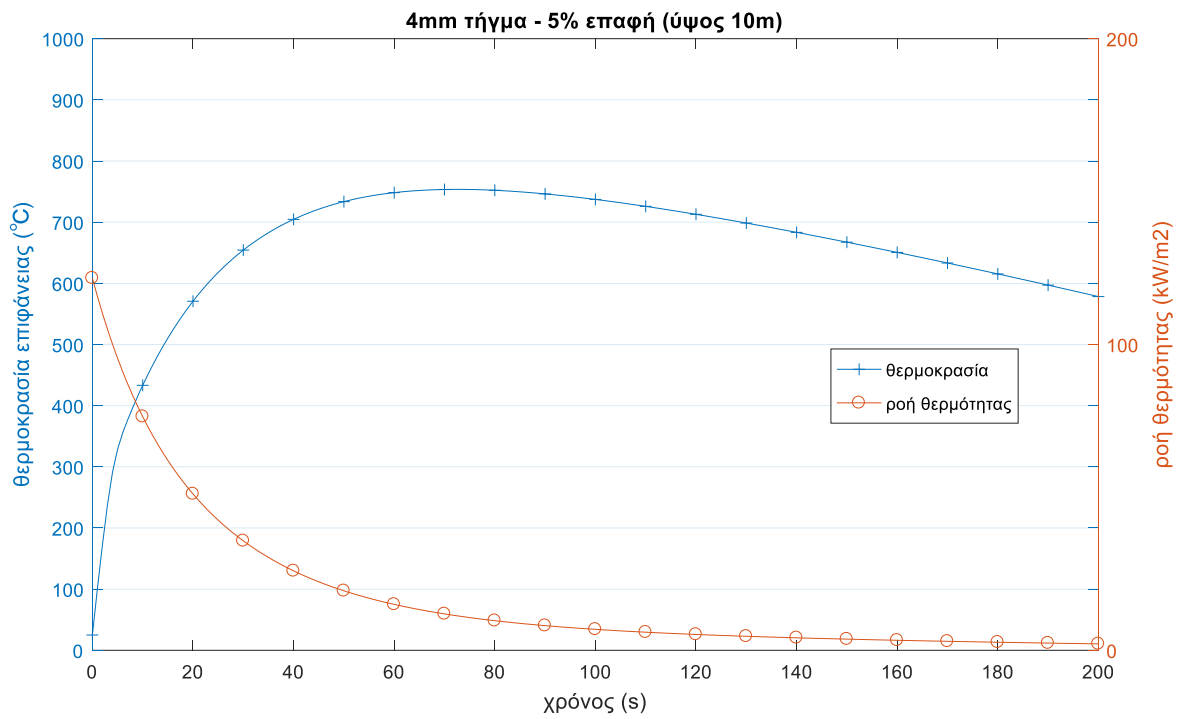
Σχήμα 4.4-6γ: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσεις του χρόνου για τήγμα χαλκού 3mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 5% (δημιουργήθηκε σε ύψος 10m)



Σχήμα 4.4-7α: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσει του χρόνου για τήγμα χαλκού 4mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 50% (δημιουργήθηκε σε ύψος 10m)



Σχήμα 4.4-7β: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσει του χρόνου για τήγμα χαλκού 4mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 25% (δημιουργήθηκε σε ύψος 10m)



Σχήμα 4.4-7γ: Θερμοκρασία δαπέδου και ροή θερμότητας συναρτήσει του χρόνου για τήγμα χαλκού 4mm διαμέτρου, σε επαφή με κόντρα πλακέ, με ποσοστό επαφής 5% (δημιουργήθηκε σε ύψος 10m)

5. Συμπεράσματα

5.1. Συμπέρασμα σχετικά με την εικόνα τήξης που μπορεί να παρουσιάζει γυμνός αγωγός του δικτύου διανομής σε περιβάλλον πυρκαγιάς

Όπως αναλύθηκε στο Κεφ.1, οι σπινθηρισμοί δεν εκδηλώνονται σε γραμμές διανομής (γραμμές 400 V και 20 kV), απουσία έντονης ρύπανσης (όπως είναι η καπναιθάλη). Από τα αποτελέσματα των ερευνών που έγιναν στην παρούσα εργασία, για την πτώση τάσης στο τμήμα του αγωγού, όπου συμβαίνει (κατά το βραχυκύκλωμα), λόγω της σύγκρουσης αυτού με την ηλεκτρονική στιβάδα (βλ. Πίνακες 3.1.3-5, 3.1.3-6, 3.1.3-7, 3.1.3-8 και 3.1.3-9) φαίνεται ότι η, εν λόγω, πτώση τάσης σε όλους τους αγωγούς διανομής του ελληνικού δικτύου είναι πολύ μικρότερη, τόσο από την τάση αποσταθεροποίησης του αλουμινίου, όσο και από την τάση τήξης του εν λόγω μετάλλου (βλ. πίνακα 3.1.1-2). Επομένως, μπορεί κανείς να υποθέσει ότι δεν δημιουργούνται τήγματα μετάλλου κατά το βραχυκύκλωμα μεταξύ των αγωγών διανομής του ελληνικού δικτύου. Το συμπέρασμα αυτό εναρμονίζεται με την άνευ σημασίας αύξηση της συνολικής θερμοκρασίας στο σημείο βραχυκύκλωσης (βλ. Πίνακες 3.1.3-3 και 3.1.3-4).

Κατόπιν όλων των ανωτέρω, θα πρέπει να διευκρινιστεί ότι ειδικότερα για τις γραμμές διανομής δεν φαίνεται να ισχύει το συμπέρασμα του ερευνητή V. Babrauskas, ότι δηλαδή δεν μπορεί να γίνει διάκριση αν η εικόνα τήξης ενός αγωγού οφείλεται σε εκδήλωση ηλεκτρικού τόξου ή αν προκλήθηκε από πυρκαγιά, γιατί αν υπάρχει εικόνα τήξης ενός γυμνού αγωγού διανομής σε περιβάλλον πυρκαγιάς θα οφείλεται στην πυρκαγιά, δεδομένου ότι, σύμφωνα με τους Πίνακες 3.1.3-3, 3.1.3-4, 3.1.3-5, 3.1.3-6, 3.1.3-7, 3.1.3-8 και 3.1.3-9, τόσο η αύξηση της θερμοκρασίας, όσο και η πτώση τάσης στο σημείο βραχυκύκλωσης, είναι άνευ σημασίας.

5.2. Συμπέρασμα για την θερμοκρασία τήγματος χαλκού (λόγω βραχυκυκλώματος) εντός κτηρίου

Σε αντίθεση με τις γραμμές διανομής της ηλεκτρικής ενέργειας, όπου δεν δημιουργούνται τήγματα από τους αγωγούς κατά το βραχυκύκλωμα, στις κτηριακές

ηλεκτρικές εγκαταστάσεις είναι δυνατό να δημιουργηθούν τήγματα χαλκού. Αυτό μπορεί π.χ. να συμβεί, είτε όταν ο χρόνος διακοπής του βραχυκυκλώματος από τα μέσα προστασίας (κυρίως από τις ασφάλειες) επιτρέπει την αύξηση της θερμοκρασίας στην περιοχή τήξης των αγωγών, γιατί π.χ. η ασφάλεια είχε γεφυρωθεί με σύρμα χαλκού, ή λόγω αύξησης της αντίστασης διάβασης σε κακό ηλεκτρικό σύνδεσμο της εγκατάστασης (δεδομένου ότι δεν γίνεται στις κτηριακές ηλεκτρικές εγκαταστάσεις η ετήσια επιθεώρηση-συντήρηση, που εφαρμόζεται στις γραμμές της ηλεκτρικής ενέργειας, και ο κρατικός έλεγχος είναι ανύπαρκτος), είτε λόγω διαρροής από ακατάλληλη μόνωση, κ.λπ.

Από την έρευνα που έγινε, προέκυψαν τα εξής:

- Όσο πιο μεγάλα είναι τα τήγματα, τόσο περισσότερο χρόνο χρειάζεται το ξύλο για να κρυσώσει. Από τα Σχ. 4.4-1 έως 4.4-7, διαπιστώνεται ότι, όσο η διάμετρος των τηγμάτων μεγαλώνει, αυξάνεται και ο χρόνος που απαιτείται για να επανέλθει το δάπεδο (ξύλο) στη θερμοκρασία περιβάλλοντος. Αυτό συμβαίνει, γιατί όταν η διάμετρος του τήγματος (και κατά συνέπεια η μάζα του) είναι μεγαλύτερη, τότε και η θερμική ενέργεια που περικλείει είναι περισσότερη. Έτσι, όσο περισσότερη θερμική ενέργεια είναι διαθέσιμη, τόσο μεγαλύτερος χρόνος απαιτείται για να μεταδοθεί στο δάπεδο (ξύλο).
- Όσο πιο μικρό είναι το τήγμα ή όσο πιο μικρό είναι το ποσοστό επαφής μεταξύ του τήγματος και του δαπέδου, τόσο περισσότερη είναι η ροή θερμότητας από το τήγμα στο δάπεδο. Από τα Σχ. 4.4-1 έως 4.4-7, διαπιστώνεται ότι όσο η διάμετρος του τήγματος μεγαλώνει ή όσο αυξάνει το ποσοστό επαφής μεταξύ τήγματος και δαπέδου, τόσο μειώνεται η ροή θερμότητας που μεταφέρεται. Αυτό συμβαίνει γιατί η ροή θερμότητας (kW/m^2) αυξάνεται αντιστρόφως ανάλογα της επιφάνειας επαφής. Από την άλλη μεριά, όμως, τα τήγματα με μεγαλύτερη διάμετρο έχουν περισσότερη αρχική ενέργεια, όμως αυτό δεν είναι αρκετό για να παρουσιάσουν μεγαλύτερη ροή θερμότητας, λόγω της μεγαλύτερης επιφάνειάς τους. Το συμπέρασμα αυτό είναι πολύ σημαντικό διότι δείχνει ότι όσον αφορά τη ροή θερμότητας, το ποσοστό επαφής του τήγματος με το δάπεδο είναι πολύ βασική παράμετρος που δείχνει ότι ένα τήγμα φαινομενικά μεγάλο που μπορεί να θεωρείται επικίνδυνο για έναυση πυρκαγιάς, να είναι εντελώς ακίνδυνο αν το ποσοστό επαφής του με το δάπεδο είναι μεγάλο.

Από τα παραπάνω δύο βασικά συμπεράσματα διαπιστώνεται ότι μπορεί να γίνει σύγκριση των τηγμάτων μόνο με το ίδιο ποσοστό επαφής. Για παράδειγμα, μπορεί να γίνει σύγκριση των σχημάτων 4.4-1α, 4.4-2α, 4.4-3α κ.ο.κ. Συγκρίνοντας με αυτόν τον τρόπο τα σχήματα φαίνεται ότι όσο μεγαλύτερο είναι το τήγμα, τόσο περισσότερο αυξάνεται η θερμοκρασία του δαπέδου, κάτι που ήταν αναμενόμενο. Εξετάζοντας, όμως, το ίδιο τήγμα σε σχέση με τα διαφορετικά ποσοστά επαφής, φαίνεται ότι όσο μικρότερο ποσοστό επαφής έχει με το δάπεδο, τόσο περισσότερο αυξάνεται η θερμοκρασία του δαπέδου.

Στο παράδειγμα του δαπέδου που είναι κόντρα πλακέ (παρ. 4.4), σύμφωνα με τον Πίνακα 4.4-1, λαμβάνοντας ως ελάχιστη θερμοκρασία ανάφλεξης 300 °C, διαπιστώνεται ότι:

α) Για τήγματα που δημιουργήθηκαν σε ύψος τριών (3) μέτρων:

Τα τήγματα διαμέτρων 0.5mm, 1mm και 1.5mm δεν δύνανται να αυξήσουν τη θερμοκρασία του ξύλου πάνω από 300 °C, σε οποιοδήποτε ποσοστό επαφής.

Το τήγμα των 2mm σε ποσοστό επαφής 5% (βλ. Σχ. 4.4-4γ) δύναται να αυξήσει τη θερμοκρασία του ξύλου πάνω από 300 °C για περισσότερα από 90 δευτερόλεπτα, όμως η ροή θερμότητας σε λιγότερο από 20 δευτερόλεπτα πέφτει κάτω από 25kW/m², που σημαίνει –σύμφωνα με τον Πίνακα 4.4-1- ότι δεν αναφλέγεται το ξύλο.

β) Για τήγματα που δημιουργήθηκαν σε ύψος δέκα (10) μέτρων:

Το τήγμα των 2mm δεν δύναται να αυξήσει τη θερμοκρασία του ξύλου πάνω από 300 °C, σε οποιοδήποτε ποσοστό επαφής.

Το τήγμα των 3mm, σε ποσοστό επαφής 50% και 25%, δεν αυξάνει σημαντικά τη θερμοκρασία του δαπέδου. Σε ποσοστό επαφής 5%, η θερμοκρασία του δαπέδου υπερβαίνει τους 300 °C για περισσότερο από 150 δευτερόλεπτα. Η ροή θερμότητας, όμως, μειώνεται γρήγορα σε τιμές κάτω των 25kW/m² σε λιγότερο από 40 δευτερόλεπτα. Συνεπώς, σύμφωνα με τον Πίνακα 4.4-1 δεν αναφλέγεται το ξύλο.

Το τήγμα των 4mm, σε ποσοστό επαφής 50% και 25%, δεν αυξάνει σημαντικά τη θερμοκρασία του δαπέδου. Σε ποσοστό επαφής 5%, η θερμοκρασία του δαπέδου υπερβαίνει τους 300 °C για περισσότερο από 200 δευτερόλεπτα (φθάνει μέχρι 750 °C

περίπου). Η ροή θερμότητας είναι πάνω από 50kW/m^2 για περίπου 20 δευτερόλεπτα, πάνω από 35kW/m^2 για περίπου 30 δευτερόλεπτα και πάνω από 25kW/m^2 για περίπου 45 δευτερόλεπτα. Συνεπώς, σύμφωνα με τον Πίνακα 4.4-1, το τήγμα των 4mm με ποσοστό επαφής 5%, ικανοποιεί οριακά τα κριτήρια και έτσι δεν αποκλείεται να προκαλέσει ανάφλεξη στο κόντρα πλακέ.

Τέλος, γενικότερο συμπέρασμα, για τις εσωτερικές ηλεκτρικές εγκαταστάσεις είναι ότι όσο πιο μαλακό είναι το τήγμα ή αντίστοιχα το υπόστρωμα (άρα το ποσοστό επαφής είναι μεγάλο), τόσο λιγότερο αυξάνεται η θερμοκρασία στο υπόστρωμα. Άρα, στην περίπτωση που το υπόστρωμα είναι π.χ πριονίδι κ.λπ., είναι επόμενο το τήγμα να «βυθιστεί» μέσα σε αυτό και, έτσι, η ροή θερμότητας να ελαχιστοποιείται.

6. Συμβολή της εργασίας στην έρευνα και τις πρακτικές εφαρμογές

6.1. Συμβολή της εργασίας στην έρευνα και τις πρακτικές εφαρμογές του δικτύου διανομής της ηλεκτρικής ενέργειας

Τα ερευνητικά αποτελέσματα της παρούσας διδακτορικής διατριβής θεωρούμε ότι είναι χρήσιμα για την έρευνα και τις πρακτικές εφαρμογές του δικτύου διανομής, γιατί αφορούν τη διηλεκτρική και την θερμική συμπεριφορά όλων σχεδόν των υπαίθριων γραμμών διανομής της ηλεκτρικής ενέργειας, από όπου φαίνεται ότι στις εν λόγω γραμμές δεν δημιουργούνται (τόσο υπό το μέγιστο ρεύμα λειτουργίας όσο και υπό βραχυκύκλωμα) τήγματα αλουμινίου. Φαίνεται, επίσης, ότι τόσο στους γυμνούς αγωγούς των γραμμών χαμηλής τάσης (400V), όσο και στους γυμνούς αγωγούς των γραμμών μέσης τάσης (20kV), δεν εκδηλώνονται σπινθηρισμοί απουσία έντονης ρύπανσης (όπως είναι η καπναιθάλη).

Τα ερευνητικά αποτελέσματα της παρούσας διδακτορικής διατριβής, για την διηλεκτρική και την θερμική συμπεριφορά όλων σχεδόν των υπαίθριων γραμμών διανομής της ηλεκτρικής ενέργειας, θεωρούμε ότι είναι επίσης χρήσιμα στην πράξη, κυρίως σε ό,τι αφορούν πραγματογνωμοσύνες και τεχνικές εκθέσεις επιτροπών μηχανικών ή συμβούλων μηχανικών, για θέματα εκδήλωσης σπινθηρισμών και βραχυκυκλώματος σε υπαίθριες γραμμές του δικτύου ηλεκτρικής ενέργειας (από όπου πρέπει να προκύπτουν αιτιολογημένα, με υπολογισμούς, τα αίτια πρόκλησης του προς αξιολόγηση συμβάντος), κάτι που θεωρούμε ότι είναι χρήσιμο για τον Δ.Ε.Δ.Δ.Η.Ε., τις Πυροσβεστικές Υπηρεσίες και τα Ελληνικά Δικαστήρια.

Η έρευνα αυτή θεωρούμε ότι πρέπει να συνεχιστεί και για τα δίκτυα μεταφοράς ηλεκτρικής ενέργειας (δίκτυα Α.Δ.Μ.Η.Ε.).

6.2. Συμβολή της εργασίας στην έρευνα και τις πρακτικές εφαρμογές σχετικά με την θερμοκρασία μεταλλικού τήγματος, που προήλθε από βραχυκύκλωμα εντός κτηρίου

Τα ερευνητικά αποτελέσματα της παρούσας διδακτορικής διατριβής, θεωρούμε ότι είναι χρήσιμα σε πυρκαγιές εσωτερικών χώρων, κυρίως, ως μέθοδος διερεύνησης πυρκαγιάς, που πιθανώς να προήλθε με υπαιτιότητα της εσωτερικής ηλεκτρικής εγκατάστασης κτηρίου, και ως εκ τούτου, είναι χρήσιμη σε πραγματογνωμοσύνες και τεχνικές εκθέσεις μηχανικών.

Επίσης, τέθηκε για πρώτη φορά το ποσοστό επαφής μεταξύ τήγματος και υποστρώματος ως παράμετρος στη μελέτη της μεταφοράς θερμότητας και ,κατ' επέκταση, στο ενδεχόμενο έναυσης πυρκαγιάς.

Η έρευνα αυτή θεωρούμε ότι πρέπει να συνεχιστεί, ώστε να μελετηθούν περισσότερα είδη δαπέδων, κυρίως δε αυτά που, συνήθως, συναντώνται στις οικιακές και βιομηχανικές εγκαταστάσεις.

Βιβλιογραφία

- [1] Στοιχεία από την ιστοσελίδα της Πυροσβεστικής Υπηρεσίας- 2023
<https://www.fireservice.gr/el>
- [2] Ψαρρός Ε., Γραμμές διανομής χαμηλής τάσης σε περιβάλλον πυρκαγιάς, διδακτορική διατριβή, Ε. Μ. Πολυτεχνείο, Αθήνα 2009
- [3] Σελούντος Β., Πέρδιος Στ., Παπαϊωάννου Γ., Χουσιανάκος Κ., Πυρασφάλεια- Εφαρμοσμένη πυροπροστασία και στοιχεία πυρόσβεσης, Εκδόσεις Φοίβος, 1988
- [4] Quintiere JG, 'Principles of Fire Behavior', Delmar Publishers, 1998
- [5] Μπούρκας Π. Δ., Πολυκράτη Α. Δ., Βιομηχανικές ηλεκτρικές εγκαταστάσεις (εφαρμογές βιομηχανικών ηλεκτρικών εγκαταστάσεων), Εκδόσεις, ΕΜΠ, Αθήνα 2012
- [6] Γκόνοβ Ι.Φ., Πολυκράτη Α.Δ., Σχέδιο για Ηλεκτρολόγους Μηχανικούς, Οικιακές, Ηλεκτρικές Εγκαταστάσεις, Εκδόσεις Τζιόλα, 2021
- [7] Fire Dynamics Tools (FDTs), Quantitative Fire Hazard Analysis Methods for the U.S. Nuclear Regulatory Commission Fire Protection Inspection Program', 2004, Final Report
- [8] Μπούσουλας Ι., 'Πυρκαγιές δασών', εργασία στο τμήμα Χημικών Μηχανικών του ΕΜΠ, Αθήνα, 2002
- [9] Thomas PH, 'The Size of Flames from Nature Fires'. 9th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, Pennsylvania, 1962, pp. 844- 859
- [10] Hamins A. et al., 'Characteristics of pool fire burning', Fire Resistance of Industrial Fluids, Indianapolis 1996
- [11] Μπούρκας Π., 'Εφαρμογές Κτιριακών και Βιομηχανικών Εγκαταστάσεων', ΕΜΠ, 2004
- [12] Stratton B., 'Determining Flame Height And Flame Pulsation Frequency And Estimating Heat Release Rate From 3D Flame Reconstruction', Fire Engineering Research Report 05/2, New Zealand, 2005
- [13] Dupuy J., Marechal J., Morvan D., 'Fires from a cylindrical forest fuel burner: combustion dynamics and flame properties', Combustion and Flame 135, 2003, pp. 65-76

- [14] Evans D., et al., ‘Physics-Based Modeling for WUI Fire Spread – Simplified Model Algorithm for Ignition of Structures by Burning Vegetation’, U.S. Department of Commerce and U.S. Department of Agriculture, 2004
- [15] Ξανθόπουλος Γ., Μετάδοση δασικών πυρκαγιών με καύτρες, Επιστημονική Εργασία στο Υπουργείο Γεωργίας (Γενική Γραμματεία Δασών και Φυσικού Περιβάλλοντος).
- [16] Χαλεβίδης Κ.Δ., Διηλεκτρικά και θερμικά φαινόμενα σε γραμμές μεταφοράς και διανομής, Διδακτορική Διατριβή στη Σχολή Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου, Αθήνα 2012.
- [17] Δημητριάδου Δ.Δ., Μία διερεύνηση του ιονισμού με κρούσεις προ και κατά τη διάσπαση σε στερεά ηλεκτρομονωτικά, στον ατμοσφαιρικό αέρα, υπό κρουστικές τάσης 1,2/50 μs, μέσω μετρήσεων των μερικών εκκενώσεων σε ηλεκτρονικό υπολογιστή, Διδακτορική Διατριβή στη Σχολή Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου, Αθήνα 2016.
- [18] Hosemann-Boeck, Grundlagen der elektrischen Energietechnik, Springer-Verlag, 1983.
- [19] Kind D.: Einführung in der Hochspannungstechnik, Braunschweig, 1978.
- [20] Hilgarth G.: Hochspannungstechnik, B.G. Teubner Stuttgart, 1981.
- [21] Kuffel E., Zaengl W.S.: High Voltage Engineering Fundamentals, Pergamon Press, Oxford 1984
- [22] Philipow H., Taschenbuch Elektrotechnik, Band 2, Starkstromtechnik, Berlin 1983
- [23] Oberdorfer G., Lehrbuch der Elektrotechnik, Band 1, R. Oldenburg Verlag, 1961
- [24] Κ.Δ. Χαλεβίδης, Π.Δ. Μπούρκας, Θερμοκρασία στο σημείο βραχυκύκλωσης μεταξύ γυμνών αγωγών διανομής ή μεταφοράς, Σύγχρονη Τεχνική Επιθεώρηση, τεύχος 309, Ιανουάριος-Φεβρουάριος 2023, σελ12-19
- [25] Hilgarth G., Hochspannungstechnik. B.G. Teubner Stuttgart, 1992
- [26] Γρηγοράκης Ι., ‘Βιβλιογραφική ανασκόπηση σχετικά με τη δημιουργία τηγμάτων λόγω ηλεκτρικού τόξου και τηγμάτων λόγω πυρκαγιάς’, ΕΜΠ, Αθήνα, 2008
- [27] E.G. Psarros, A.D. Polykrati, C.G. Karagiannopoulos & P.D. Bourkas, A model for calculating the temperature of aluminium particles ejected from overhead low-voltage lines owing to a short-circuit, *International Journal of Wildland Fire*, 18, 2009, 1–5.

- [28] Σουλινάρης Γ., Αξιολόγηση συμπεριφοράς γραμμής ηλεκτρικής ενέργειας σε περιβάλλον πυρκαγιάς, Διδακτορική Διατριβή στη Σχολή Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου, Αθήνα, 2015
- [29] Babrauskas, V., ‘Fires due to Electric Arcing: Can “Cause” Beads Be Distinguished from “Victim” Beads by Physical or Chemical Testing’ pp. 189-201, Fire and Materials, Interscience Communications Ltd., London, 2003
- [30] C. E. Clayton, M. J. Everett, A. Lal, D. Gordon, K. A. Marsh, and C. Joshi, Acceleration and scattering of injected electrons in plasma beat wave accelerator experiments, Physics of Plasmas 1, 1753 (1994)
- [31] W. F. Egelhoff, Jr., M. D. Stiles, D. P. Pappas, et al., Spin Polarization of Injected Electrons, Science, 17 May 2002, Vol 296, Issue 5571, p. 1195
- [32] Lesch G., Lehrbuch der Hochspannungstechnik, Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1959
- [33] Ντοκόπουλος Π., Ηλεκτρικές εγκαταστάσεις καταναλωτών μέσης και χαμηλής τάσης, Εκδόσεις Ζήτη, Β’ έκδοση 1992
- [34] Schroeder D.V., An Introduction to Thermal Physics, Addison Wesley Longman, 2000
- [35] Κακάτσιος Ξ., Αρχές Μεταφοράς Θερμότητας και Μάζης, Εκδόσεις Συμεών, Αθήνα 2006.
- [36] IEEE Standard 738, IEEE Standard for Calculating the Current-Temperature of Bare Overhead Conductors (2006)
- [37] Mouzakitīs P., Halevidis C., Polykrati A., Bourkas P., A theoretical approach for prediction of temperature and heat flux of copper beads on wood surfaces, Fire and Materials, 2022
- [38] Cengel A. Y., Heat Transfer- A practical approach, Mc Graw-Hill, 2nd ed., 1997
- [39] Boyce E., DiPrima R. C., Elementary Differential Equations and Boundary Value Problems, John Wiley & Sons Inc, 1997.
- [40] Sinha S., Jhalani A., Ravi M.R, Ray A., Modeling of pyrolysis in wood: A Review, SESI J 10:41-62 (2000)
- [41] Boonmee N., Quintiere J. G., Glowing ignition of wood: the onset of surface combustion, Proceedings of the Combustion Institute 30 (2005)

- [42] Shen D.K, Fang M.X., Luo Z.Y., Cen K.F., Modeling pyrolysis of wet wood under external heat flux, *Fire Saf. J.* 42 (2007) 210-217.
- [43] Spearpoint M.J., Quintiere J.G., Predicting the burning of wood using an integral model, *Combustion and Flame* vol.123, no 3, 308-325, 2000
- [44] Stokes A.D., Fire Ignition by Copper Particles of Controlled Size, *Aust. J. Electr. Electron. Eng.* 10 (1990) 188-194.
- [45] Wang S., Chen H., Liu N., Ignition of expandable polystyrene foam by hot particle: An experimental and numerical study, *J. Hazard. Mater.* 283 (2015) 536-543.
- [46] Hadden R.M., Scott S., Lautenberger C., Fernandez-Pello A.C, Ignition of combustible fuel beds by hot particles: An experimental and theoretical study, *Fire Technol.* 47 (2011) 341-355.
- [47] Zak C., Urban J., Tran V., Fernandez-Pello C., Flaming ignition behavior of hot steel and aluminum spheres landing in cellulose fuel beds, *Fire Saf. Sci.* 11 (2014) 1368-1378.
- [48] Song J, Wang S, Chen H, Safety distance for preventing hot particle ignition of building insulation materials, *Theor. Appl. Mech. Lett.* 4 (2014) 034005.
- [49] Mills A.F., Hang X., Trajectories of sparks from arcing aluminum power cables, *Fire Technology*, 20 (1984) 5-14.
- [50] Rallis C.J., Mangaya B.M., Ignition of veld grass by hot aluminum particles ejected from clashing overhead transmission lines, *Fire Technology*, 38, 81-92, 2002.
- [51] Tse S. D., Fernandez-Pello A. C., On the flight paths of metal particles and embers generated by power lines in high winds- a potential source of wildland fires, *Fire Safety Journal*, 30, 333-356, 1998.
- [52] Mouzakis P., Halevidis C., Soulinaris G., Koustellis J., Koufakis E., Feasibility of fire ignition from molten particles of electrical appliances, *Proceedings of IASTED International Conference Power and Energy Systems (EuroPES) (2011)*, Crete, Greece.
- [53] Babrauskas V., Ignition of wood: A review of the state of the art, *Proceedings of the Interflam 2001*, Interscience Communications Ltd, London (2001), 71-88.
- [54] Drysdale D., *An introduction to fire dynamics*, 2nd ed., John Wiley & Sons, 2008.

- [55] Bilbao R., Mastral J.F., Aldea M.E., Ceamanos J., Betran M., Lana J.A., Experimental and theoretical study of the ignition and smoldering of wood including convective effects, *Combust. Flame* 126 (2001) 1363-1372.
- [56] Fangrat J., Hasemi Y., Yoshida M, Hirata T., Surface temperature at ignition of wooden based slabs, *Fire Saf. J.* 27 (1996) 249-259.
- [57] Gratkowski M.T., Dembsey N.A., Beyler C.L., Radiant smoldering ignition of plywood, *Fire Saf. J.* 41 (2006) 427-443.
- [58] Delichatsios M.A., Piloted ignition times, critical heat fluxes and mass loss rates at reduced oxygen atmospheres, *Fire Saf. J.* 40 (2005) 197-212.
- [59] Ragland K.W, Aerts D.J., Baker A.J, Properties of wood for combustion analysis, *Bioresour. Technol.* 37 (1991) 161-168.

Παράρτημα Ι - Ο ιονισμός του ατμοσφαιρικού αέρα

Η διηλεκτρική αντοχή του αέρα μεταβάλλεται σε συνδυασμό με την εκάστοτε επικρατούσα πίεση και θερμοκρασία. Η ενεργός τιμή της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου για την διάσπαση (E_d), υπό κανονικές συνθήκες λειτουργίας είναι 21 kV/cm. Η διηλεκτρική του σταθερά διαφέρει ελάχιστα από τη μονάδα (1,000594 υπό κανονικές συνθήκες) και πρακτικά μπορεί να θεωρηθεί ίση με εκείνη του κενού χώρου.

Σύμφωνα με την βιβλιογραφία [1~16], ισχύουν περιληπτικά τα ακόλουθα για τις διεργασίες κίνησης και ιονισμού του ατμοσφαιρικού αέρα:

1. Κίνηση των ελεύθερων ηλεκτρικών φορέων στον ατμοσφαιρικό αέρα

Όταν ένας ελεύθερος ηλεκτρικός φορέας με φορτίο q και μάζα ηρεμίας m_0 κινείται ανεμπόδιστα (όπως περίπου ισχύει στο κενό) με ταχύτητα $v < 0,2c$ (όπου $c=300m/\mu s$ η ταχύτητα του φωτός), υπό την επίδραση ενός ομογενούς ηλεκτροστατικού πεδίου, τότε αποκτά την επιτάχυνση:

$$\ddot{x} = \frac{F}{m_0} = \frac{qE}{m_0} \quad (1)$$

Η κινητική ενέργεια του φορέα για μία διαδρομή x με διαφορά δυναμικού $\Delta\phi$ (μεταξύ τέλους και αρχής της διαδρομής) είναι:

$$W_K = q \int^x E dx = \frac{m_0 v^2}{2} = q\Delta\phi \quad (2)$$

όπου v η ταχύτητα στο τέλος της διαδρομής. Από την παραπάνω σχέση ισχύει για την ταχύτητα του ελεύθερου ηλεκτρονίου:

$$v = \sqrt{\frac{2q_e\Delta\phi}{m_0}} \quad (3)$$

όπου: $m_0=9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ και $q_e=1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As}$. Έτσι, η ταχύτητά του v στο τέλος της διαδρομής x είναι:

$$v = 600\sqrt{\Delta\phi} \quad (4)$$

όπου $\Delta\phi$ σε V . Για ταχύτητα του ελεύθερου ηλεκτρονίου $v = 0,2c$ είναι: $\Delta\phi=10,25 \text{ kV}$.

Όταν η ταχύτητα κίνησης του ελεύθερου ηλεκτρικού φορέα είναι $v>0,2c$, θα πρέπει να ληφθεί υπ' όψιν στους υπολογισμούς η σχέση του Einstein:

$$m = m_0\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \quad (5)$$

Στην περίπτωση αυτή, η κινητική ενέργεια του ελεύθερου ηλεκτρονίου είναι:

$$W_K = q_e\Delta\phi = mc^2 - m_0c^2 \quad (6)$$

και η ταχύτητά του:

$$v = c\sqrt{1 - 1/\left(\frac{q_e\Delta\phi}{m_0c^2} + 1\right)^2} \quad (7)$$

Στους προηγούμενους υπολογισμούς θεωρήθηκε ότι οι ελεύθεροι ηλεκτρικοί φορείς κινούνται ανεμπόδιστα, σαν να πρόκειται για κίνηση στο κενό. Σε ένα ηλεκτρομονωτικό αέριο οι κινήσεις των ελεύθερων ηλεκτρικών φορέων περιορίζονται, λόγω των κρούσεων με γειτονικά τους τμήματα του αερίου. Για τη μαθηματική προσέγγιση της κίνησης αυτής των ελεύθερων ηλεκτρικών φορέων, θα υποθέσουμε ότι η ταχύτητά τους (υπό την επίδραση του ομογενούς ηλεκτροστατικού πεδίου) είναι πολύ μεγάλη, ως προς εκείνη της θερμικής κίνησης των μορίων του αερίου. Θα θεωρηθεί, επίσης, ότι οι κρούσεις είναι ανελαστικές. Με τις προϋποθέσεις αυτές ένας ελεύθερος ηλεκτρικός φορέας συγκρούεται διαδοχικά (κατά την εξαναγκασμένη ευθύγραμμη κίνησή του από το πεδίο), με μόρια του αερίου, τα οποία απέχουν μεταξύ τους ακανόνιστα. Ως μέσο ελεύθερο μήκος (λ) του

παραπάνω ελεύθερου ηλεκτρικού φορέα για κίνησή του σε απόσταση x , έχει οριστεί το πηλίκο:

$$\lambda = \frac{x}{z} \quad (8)$$

όπου z ο αριθμός των κρούσεων. Με r και R τις ακτίνες αντίστοιχα του ελεύθερου ηλεκτρικού φορέα και του μορίου, ο όγκος στον οποίο συμβαίνουν οι z κρούσεις είναι:

$$V = \pi(r + R)^2 x \quad (9)$$

Για N μόρια στον όγκο V , τα οποία συγκρούστηκαν από τον ελεύθερο ηλεκτρικό φορέα, ο αριθμός των κρούσεων z είναι:

$$z = NV = N\pi(r + R)^2 x \quad (10)$$

Από τις σχέσεις 8 και 10 έπεται ότι:

$$\lambda = \frac{1}{N\pi(r+R)^2} \quad (11)$$

Επειδή η ακτίνα του ηλεκτρονίου είναι $r=1,87 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ και του μορίου $R \approx 0,1 \div 0,2 \text{ nm}$, το μέσο ελεύθερο μήκος του ηλεκτρονίου είναι:

$$\lambda_e = \frac{1}{N\pi R^2} \quad (12)$$

Για τον αέρα υπό Κ.Σ ($p=1,013 \text{ bar}$ και $\theta=20 \text{ }^\circ\text{C}$) είναι: $\lambda_e=0,57 \text{ } \mu\text{m}$.

Όταν πρόκειται για ένα ιόν, τότε είναι $r \approx R$, οπότε το μέσο ελεύθερο μήκος του ιόντος είναι:

$$\lambda_i = \frac{1}{4N\pi R^2} \quad (13)$$

που σημαίνει ότι:

$$\lambda_i = \lambda_e / 4$$

(14)

2. Ο ιονισμός των ηλεκτρομονωτικών αερίων

Το αποτέλεσμα των κρούσεων, που προαναφέρθηκαν, σχετίζονται με την τιμή της κινητικής ενέργειας των ελεύθερων ηλεκτρικών φορέων, ανάλογα προς την οποία η προσδιδόμενη στα μόρια ενέργεια μπορεί να έχει ως αποτέλεσμα τη διέγερση ή μη ηλεκτρικών φορέων, ή τον ιονισμό του αερίου.

Ως **διέγερση ενός μορίου** εννοεί κανείς την ανύψωση ενός ηλεκτρικού φορέα του σε υψηλότερη ενεργειακή στάθμη, χωρίς αυτός να γίνει ελεύθερος. Αυτό σημαίνει (κατά την κβαντομηχανική θεώρηση) κάποια στάθμη π.χ. του φορέα μέσα στην απαγορευμένη ζώνη. Η αύξηση π.χ. της απόστασης ενός ηλεκτρονίου από το μητρικό πυρήνα του σε ένα άτομο, λόγω μετάβασής του σε μία εξωτερική τροχιά (ή λόγω αύξησης της ακτίνας της τροχιάς σε περίπτωση ενός μόνο ηλεκτρονίου, όπως συμβαίνει στο άτομο του υδρογόνου) είναι μία διέγερση. Η ενεργειακή αυτή κατάσταση διαρκεί συνήθως $10 \div 100$ ns και ο φορέας επιστρέφει πάλι στην αρχική του στάθμη (**αποδιέγερση**), αποδίδοντας το περίσσειμα της ενέργειας του σε **ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία (φωτόνιο)**. Για τον υπολογισμό της παραπάνω ακτινοβολίας ισχύει η σχέση:

$$W = h \cdot f = h \cdot c / \lambda \quad (15)$$

όπου h : η σταθερά Planck ($h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Ws}^2$),

f : η συχνότητα της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, και

λ : το μήκος κύματος της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας

Η δημιουργία ελεύθερων ηλεκτρικών φορέων από κρούσεις, μπορεί να συμβεί, όταν η προσδιδόμενη από τους ελεύθερους ηλεκτρικούς φορείς (που κινούνται, υπό την επίδραση του πεδίου, εντός του ηλεκτρομονωτικού αερίου) ενέργεια είναι αρκετή, ώστε ηλεκτρόνια των ατόμων ή μορίων του αερίου να βρεθούν ενεργειακά από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας. Για την εκδήλωση του φαινομένου αυτού (που είναι γνωστό ως ιονισμός

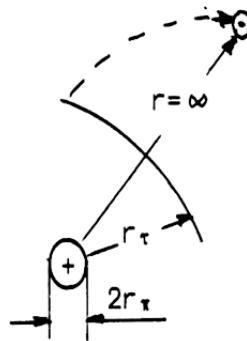
με κρούσεις) είναι φανερό ότι απαιτείται μεγαλύτερη τιμή της πεδιακής έντασης, από εκείνη για τις διεργασίες διέγερσης.

Η δημιουργία γενικά ελεύθερων ηλεκτρικών φορέων στα ηλεκτρομονωτικά αέρια ονομάζεται **ιονισμός**. Διακρίνει κανείς τρεις περιπτώσεις ιονισμού:

- α) **Τον ιονισμό με κρούσεις** (από μετρήσεις είναι γνωστό, ότι στον αέρα αναπαράγονται το δευτερόλεπτο, λόγω κοσμικών ακτινοβολιών και φυσικής ραδιενέργειας, περίπου $5 \div 20$ ζεύγη φορέων ανά $\text{cm}^3 \cdot \text{s}$ ως **αρχικοί ελεύθεροι ηλεκτρικοί φορείς**. Έτσι, τα προϋπάρχοντα κυρίως ελεύθερα ηλεκτρόνια στον αέρα είναι διαθέσιμα ως **αρχικά ηλεκτρόνια** του ιονισμού),
- β) Η **θερμοεκπομπή** (βλέπετε παρ. 2.3: εκπομπή ελεύθερων ηλεκτρονίων από μία θερμαινόμενη κάθοδο), και
- γ) **Φωτοϊονισμός** (ιονισμός από ιοντίζουσες ακτινοβολίες: μήκος κύματος $\lambda < 100 \text{ nm}$).

Το φως της ημέρας έχει μήκος κύματος $400 \div 800 \text{ nm}$ κι επομένως δεν προκαλεί ιονισμό.

Η ενέργεια, που πρέπει να προσφερθεί στο άτομο για να συμβεί ιονισμός, ονομάζεται **ενέργεια ιονισμού W_i** . Ο ιονισμός ενός ατόμου μπορεί να θεωρηθεί ως επιδίωξη του ηλεκτρονίου να απομακρυνθεί σε απόσταση $r = \infty$ από τον μητρικό του πυρήνα (Σχήμα 1).



- Σχήμα 1 : Μακροσκοπική παράσταση της απομάκρυνσης ενός ηλεκτρονίου από το μητρικό πυρήνα του, λόγω ιονισμού.
- + : πυρήνας
 - : ηλεκτρόνιο (r_τ απόσταση τροχιάς προ του ιονισμού)

Έτσι, για το ηλεκτρόνιο εντός του σφαιρικού (κατά προσέγγιση) πεδίου του πυρήνα ισχύει:

$$W_i = \int_{r_T}^{\infty} \bar{F} d\bar{r} = q_e \int_{r_T}^{\infty} \bar{E} d\bar{r} = q_e U_i \quad (16)$$

όπου U_i η τάση ιονισμού.

Για την πεδιακή ένταση E σε απόσταση r από το κέντρο του πυρήνα ισχύει περίπου (αν θεωρηθεί ότι πρόκειται κατά προσέγγιση για σφαιρικό πυκνωτή) :

$$E = E_{\pi} (r_{\pi}/r)^2 \quad (17)$$

ή

$$U_i = E_{\pi} r_{\pi}^2 / r \quad (18)$$

όπου E_{π} η πεδιακή ένταση στην επιφάνεια του πυρήνα. Ισχύει (αν θεωρηθεί ότι πρόκειται κατά προσέγγιση για σφαιρικό πυκνωτή) :

$$E_{\pi} = \frac{q_e}{4\pi r_{\pi}^2 \epsilon_0} \quad (19)$$

Από τις σχέσεις 16, 18 και 19 η ενέργεια ιονισμού είναι:

$$W_i = q_e E_{\pi} r_{\pi}^2 \int_{r_T}^{\infty} \frac{dr}{r} = \frac{q_e E_{\pi} r_{\pi}^2}{r_T} = \frac{q_e^2}{4\pi \epsilon_0 r_T} \quad (20)$$

Με $\epsilon_0 = 8,854 \text{ pF/m}$ και $r_T = 0,1 \text{ nm}$ έχουμε: $W_i = 14,38 \text{ eV}$, όπου : $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Js}$

Η ενέργεια ιονισμού W_i στα ηλεκτρομονωτικά αέρια είναι μία ανάλογη έννοια προς την ενέργεια εξόδου (ή έργο εξόδου) των μετάλλων W_a , γιατί και οι δύο αποτελούν προϋπόθεση παροχής ενέργειας προς το υλικό για τη δημιουργία ελεύθερων ηλεκτρικών φορέων.

3. Η συνθήκη του ιονισμού με κρούσεις

Σύμφωνα με τα παραπάνω, για να συμβεί ιονισμός με κρούση ενός ελεύθερου ηλεκτρικού φορέα επί ενός ατόμου ηλεκτρομονωτικού αερίου, θα πρέπει:

$$W_k = q \cdot \Delta\varphi = q \cdot E \cdot \lambda \geq W_i \quad (21)$$

ή, με $W_i = U_i \cdot q$, έχουμε:

$$E \cdot \lambda \geq U_i \quad (22)$$

Η παραπάνω σχέση είναι γνωστή ως συνθήκη ιονισμού.

4. Η σημασία της πίεσης και της θερμοκρασίας για τον ιονισμό με κρούσεις

Για τον αριθμό των μορίων (N) του ηλεκτρομονωτικού αερίου στη μονάδα του όγκου, υπό πίεση p και θερμοκρασία T , ισχύει κατά τη θερμοδυναμική η σχέση:

$$N = \frac{p}{kT} \quad (23)$$

όπου k η σταθερά Boltzmann ($k=1,37 \cdot 10^{-23} \text{Ws/K}$). Έτσι, επειδή κατά τη σχέση 13 είναι $N = 1/\pi\lambda_e R^2$, έχουμε:

$$\lambda_e = \frac{kT}{\pi p R^2} \quad (24)$$

Για τη συνθήκη ιονισμού ισχύει επομένως:

$$E = \frac{kT}{\pi p R^2} \geq U_i \quad (25)$$

Από την ανισότητα αυτή φαίνεται ότι η αύξηση της θερμοκρασίας διευκολύνει τον ιονισμό με κρούσεις, ενώ η αύξηση της πίεσης δεν τον διευκολύνει. Έτσι, επειδή ο ιονισμός με κρούσεις είναι τελικά (λόγω της παραγωγής ελεύθερων ηλεκτρικών φορέων) μία εκκένωση, που επενεργεί για τη μετατροπή του επιδιωκόμενου ηλεκτροστατικού πεδίου σε ένα πεδίο ροής (μερική εκκένωση, διάσπασης, κ.λπ [1~19]), συμπεραίνεται ότι: η διηλεκτρική αντοχή μειώνεται με την αύξηση της θερμοκρασίας του αερίου, ενώ γίνεται μεγαλύτερη όσο αυξάνει η πίεση του αερίου.

Από το παραπάνω συμπέρασμα γίνονται φανεροί οι λόγοι χρησιμοποίησης των ηλεκτρομονωτικών αερίων υπό πίεση. Όσο αυξάνει η τάση του δικτύου τόσο μεγαλύτερη είναι η πίεση, ανάλογα με το είδος του αερίου (κυρίως αέρας και SF₆). Στους διακόπτες π.χ. αέρος του δικτύου των 150 kV η πίεση είναι περίπου 20 at, ενώ στους διακόπτες με SF₆ του δικτύου των 150 kV η πίεση είναι αρκετά μικρότερη (2,5 at ή 6 at, ανάλογα με την κατασκευή).

5. Οι συντελεστές ιονισμού α και $\bar{\alpha}$ (συνάρτηση των κρούσεων)

Όπως αναφέρθηκε, στον αέρα αναπαράγονται το δευτερόλεπτο (λόγω κοσμικών ακτινοβολιών και φυσικής ραδιενέργειας) **5÷20 αρχικά ζεύγη ηλεκτρικών φορέων ανά cm³·s**, που μπορούν να προκαλέσουν τον ιονισμό με κρούσεις, όταν πληρούται η συνθήκη ιονισμού (βλ. σχέση 25). Υπάρχουν όμως αέρια (όπως το SF₆), που ενσωματώνουν στα μόριά τους τα αρχικά ελεύθερα ηλεκτρόνια, σχηματίζοντας έτσι αρνητικά ιόντα, τα οποία δεν διευκολύνουν στον ιονισμό με κρούσεις επί ατόμων και μορίων του αερίου. Με βάση την παραπάνω διαφορά γίνεται διάκριση σε:

- 1) ηλεκτρομονωτικά αέρια (αέρας, H₂, N₂, CO₂ και τα ιδανικά αέρια), που διαθέτουν αρχικούς ηλεκτρικούς φορείς (λόγω κοσμικών ακτίνων και φυσικής ραδιενέργειας) και ονομάζονται **ηλεκτροθετικά**.
- 2) μονωτικά αέρια, που ονομάζονται **ηλεκτραρνητικά** (SF₆, O₂ και ενώσεις αλογόνων), γιατί ενσωματώνουν (εξουδετερώνουν) τα αρχικά ελεύθερα ηλεκτρόνια, με το να σχηματίζουν μαζί τους αρνητικά ιόντα. Η παραγωγή των αναγκαίων ελεύθερων ηλεκτρονίων έναρξης του ιονισμού στα αέρια αυτά έχει αποδοθεί:
 - α) στην αποσύνθεση ιόντων (απαιτείται ενέργεια 1,4 eV),
 - β) στην εκπομπή από την κάθοδο (λόγω θερμοεκπομπής ή μεγάλης τιμής της

πεδιακής έντασης), και

γ) στον φωτοϊονισμό.

Όταν σε ένα ηλεκτροθετικό αέριο πληρούται η συνθήκη του ιονισμού με κρούσεις ($E \cdot \lambda \geq U_i$), τότε παράγονται ελεύθεροι ηλεκτρικοί φορείς (ηλεκτρόνια και ισάριθμα θετικά ιόντα). Σε περίπτωση, που η συνθήκη ιονισμού πληρούται για ελεύθερους ηλεκτρικούς φορείς, οι οποίοι προήλθαν από τον ιονισμό, τότε θα συμμετέχουν και αυτοί στη παραγωγή ελεύθερων ηλεκτρικών φορέων. Έτσι, ο ιονισμός με κρούσεις είναι κάποιος μηχανισμός πλήθυνσης των ελεύθερων ηλεκτρικών φορέων, για τον οποίο είναι χρήσιμο να γνωρίζει κανείς τους παράγοντες που επηρεάζουν την παραγωγή του. Αν υποθέσουμε, ότι πληρούται η συνθήκη ιονισμού για ελεύθερους ηλεκτρικούς φορείς, που δημιουργήθηκαν από κρούσεις, τότε, όσο μεγαλύτερες είναι οι τιμές E και λ , τόσο περισσότερο αυξάνει η κινητική ενέργειά τους ($W_k = q \cdot E \cdot \lambda$). Επειδή το μέσο ελεύθερο μήκος είναι αντιστρόφως ανάλογο με την πίεση του αερίου (σχέση 24), η τιμή W_k μειώνεται όσο αυξάνει η πίεση του αερίου. Επομένως, η κινητική ενέργεια W_k εξαρτάται ανάλογα από μία συνάρτηση $f_1(E/p)$. Επειδή η πιθανότητα για κρούση αυξάνει με την πίεση p , ισχύει τελικά μία συνάρτηση [1]:

$$W_k = p f_1 \left(\frac{E}{p} \right) \quad (26)$$

Αν υποθέσουμε ότι παράγονται a ζεύγη των ηλεκτρικών φορέων στη μονάδα του μήκους, τότε ισχύει η αναλογία:

$$a = f_2(W_k) \quad (27)$$

Από τις συναρτήσεις 26 και 27 έπεται ότι:

$$\frac{a}{p} = f \left(\frac{E}{p} \right) \quad (28)$$

Η παραπάνω συνάρτηση είναι γνωστή ως συνάρτηση κρούσεων των ηλεκτροθετικών αερίων. Ο αριθμός a έχει ονομαστεί **συντελεστής ιονισμού** των ηλεκτροθετικών αερίων και δίνεται συνήθως σε ζεύγη ελεύθερων ηλεκτρικών φορέων/cm (ή ανά mm). Η τιμή a εξαρτάται από το είδος του ηλεκτροθετικού αερίου.

Για τη διατύπωση της συνάρτησης των κρούσεων στα ηλεκτραρνητικά αέρια θα πρέπει να πάρει κανείς υπ' όψιν τα ελεύθερα ηλεκτρόνια, που ενσωματώθηκαν (εξουδετερώθηκαν). Αν υποθέσουμε ότι ενσωματώθηκαν η ελεύθερα ηλεκτρόνια (αρχικά ηλεκτρόνια και ηλεκτρόνια, που δημιουργήθηκαν κατά τον ιονισμό), ο συντελεστής ιονισμού των ηλεκτραρνητικών αερίων είναι:

$$\bar{a} = a - \eta \quad (29)$$

όπου η τα ενσωματωμένα και a τα παραχθέντα ηλεκτρόνια. Η τιμή του \bar{a} εξαρτάται από το είδος του ηλεκτραρνητικού αερίου και δίνεται συνήθως σε ζεύγη ελεύθερων ηλεκτρικών φορέων (λόγω ιονισμού) ανά cm (ή ανά mm). Για τη συνάρτηση των κρούσεων των ηλεκτραρνητικών αερίων ισχύει επομένως:

$$\frac{\bar{a}}{p} = \frac{a-\eta}{p} = f(E/p) \quad (30)$$

Οι παραπάνω συναρτήσεις των κρούσεων διευκολύνουν μόνο στην κατανόηση του μηχανισμού παραγωγής ελεύθερων ηλεκτρικών φορέων, γιατί δεν δίνουν τη δυνατότητα για τον υπολογισμό του συντελεστή ιονισμού, που ως κριτήριο αξιολόγησης μεταξύ των διαφόρων ηλεκτρομονωτικών αερίων, θα μπορούσε να δώσει πληροφορίες για τη διηλεκτρική αντοχή τους. Για το λόγο αυτό, είναι αναγκασμένος κανείς να αναζητήσει τις πληροφορίες αυτές σε εμπειρικές χαρακτηριστικές καμπύλες και εμπειρικές σχέσεις.

6. Η μη αυτοσυντηρούμενη και η αυτοσυντηρούμενη εκκένωση

Από τις μετρήσεις, που έχουν γίνει για την ερμηνεία των φαινομένων, τα οποία εκδηλώνονται προ και κατά τη διάσπαση των αερίων μονωτικών, έχει ιδιαίτερη σημασία η χαρακτηριστική ρεύματος-τάσης, κατά την καταπόνηση με εναλλασσόμενη τάση (υπό κανονικές συνθήκες λειτουργίας). Η χαρακτηριστική αυτή δίνεται, κατά τον G. Oberdorffer [2] στο σχήμα 2, για την πυκνότητα ροής (S), ανάλογα με την ενεργό τιμή της εφαρμοζόμενης τάσης (U). Στη χαρακτηριστική $S=f(U)$ επισημαίνονται δύο βασικές περιοχές της εκκένωσης (μη αυτοσυντηρούμενη εκκένωση και αυτοσυντηρούμενη) καθώς

και διάφορες υποπεριοχές τους (νόμος του Ohm, κορεσμός, ιονισμός με κρούσεις, φωτεινή εκκένωση και εκκένωση τόξου).

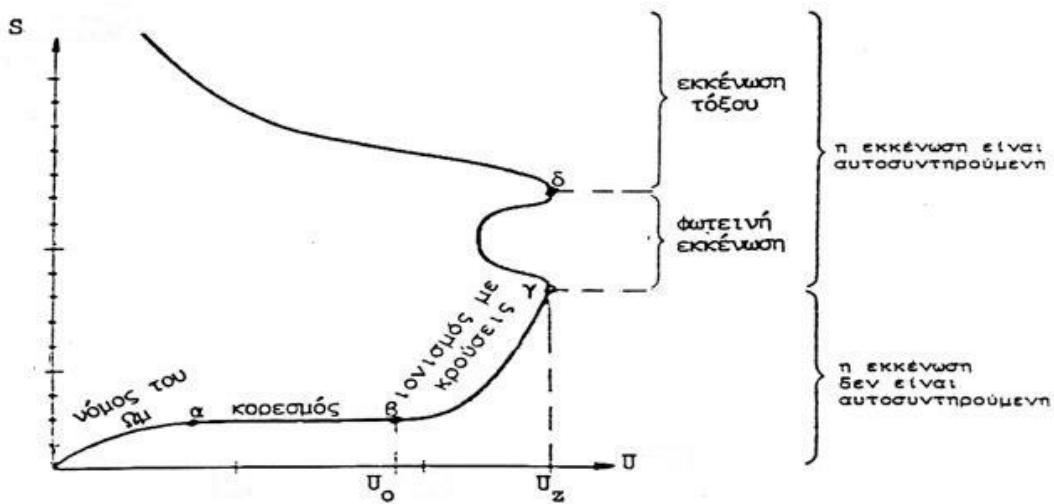
Ο όρος μη αυτοσυντηρούμενη εκκένωση αναφέρεται στην απαίτηση για εξωτερική επίδραση στο ηλεκτρομονωτικό αέριο, ώστε να συμβεί από ελεύθερους ηλεκτρικούς φορείς μία ροή ρεύματος. Κατά την αυτοσυντηρούμενη εκκένωση δεν ισχύει η ανωτέρω απαίτηση.

Για πολύ μικρές τιμές του εφαρμοζόμενου πεδίου η ροή του ρεύματος ακολουθεί τον νόμο του Ohm. Έτσι, στο ωμικό τμήμα της χαρακτηριστικής ισχύει για την κίνηση των ελεύθερων ηλεκτρικών φορέων η έννοια της κινητικότητας (b), όπως στα μέταλλα:

$$b = \frac{v}{E} \quad (31)$$

με τη διαφορά, ότι, ενώ η κινητικότητα στα μέταλλα είναι περίπου 50 (cm/s)/(V/cm), στον αέρα, υπό κανονικές συνθήκες (πίεση 1,013 bar και θερμοκρασία 20 °C) έχει περίπου την τιμή:

- α) για τα ηλεκτρόνια : $b=500$ (cm/s)/(V/cm), και
- β) για τα ελεύθερα αρνητικά ιόντα: $b=1,5$ (cm/s)/(V/cm)



Σχήμα 2: Χαρακτηριστική «τάσης-πυκνότητας ροής» ενός αερίου υπό κανονικές συνθήκες (κατά G. Oberdorffer [2]).

U_0 : τάση έναρξης του ιονισμού

U_z : τάση έναυσης

S : πυκνότητα ροής

Από τις παραπάνω τιμές φαίνεται ότι η κινητικότητα των ελεύθερων ηλεκτρονίων στον αέρα (υπό κανονικές συνθήκες) είναι 300 φορές μεγαλύτερη από εκείνη των ιόντων.

Για μεγαλύτερη τιμή της πεδιακής έντασης, από προηγουμένως, αυξάνει η συμμετοχή των προϋπαρχόντων (αρχικών) ελεύθερων ηλεκτρικών φορέων στη ροή του ηλεκτρικού ρεύματος. Φαίνεται όμως, ότι συμβαίνουν αλληλοεξουδετερώσεις μεταξύ των αρχικών φορέων, με αποτέλεσμα να υπάρχει μία περιοχή κορεσμού της πυκνότητας ροής. Οι αλληλοεξουδετερώσεις, που γίνονται στη μονάδα του χρόνου (dn/dt), είναι ανάλογες προς τον αριθμό των ελεύθερων ηλεκτρονίων και των ιόντων στη μονάδα του όγκου (n_- και n_+ αντίστοιχα). Με την εισαγωγή του συντελεστή αλληλοεξουδετέρωσης (ξ) έχει διατυπωθεί η σχέση [2]:

$$\frac{dn}{dt} = -\xi \cdot n_- \cdot n_+ \quad (32)$$

Για τον αέρα, υπό πίεση 760 Torr και θερμοκρασία 20 °C, ο συντελεστής αλληλοεξουδετέρωσης είναι [1, 2]:

$$\xi = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{cm}^3/\text{s} \quad (33)$$

Στο τμήμα της χαρακτηριστικής βγ η απότομη αύξηση των ελεύθερων ηλεκτρικών φορέων οφείλεται στον ιονισμό με κρούσεις. Η έναρξη του ιονισμού συμβαίνει στη τιμή της τάσης U_0 , που είναι η τάση έναρξης του ιονισμού με κρούσεις. Μέχρι προ του σημείου γ ο ιονισμός δεν είναι αυτοσυντηρούμενος. Απαιτείται το εξωτερικά εφαρμοζόμενο πεδίο, για να υπάρχει μία σταθερή παραγωγή ελεύθερων ηλεκτρικών φορέων (ανάλογα με την ενεργό τιμή της πεδιακής έντασης), που καθορίζουν τη ροή του ρεύματος. Ο ιονισμός στο σημείο γ ονομάζεται έναυση και η τιμή της τάσης U_Z τάση έναυσης.

Από το σημείο γ και μετά η αύξηση του ρεύματος προκαλεί μείωση της τάσης και συμβαίνει η διάσπαση. Η διάσπαση είναι μία τελική φάση των φαινομένων ιονισμού. Συμβαίνει συνήθως σε τιμές της τάσης $U \geq U_Z$.

Από τη χαρακτηριστική $S=f(U)$ παρατηρεί κανείς ότι η διάσπαση σχετίζεται με την εκδήλωση αρνητικής διαφορικής αντίστασης τύπου S.

Περισσότερες πληροφορίες για το μηχανισμό προ και κατά τη διάσπαση μπορούν να αναζητηθούν από την ενέργεια των παραγόμενων ελεύθερων ηλεκτρικών φορέων, κατά την εξαναγκασμένη επιβράδυνσή τους στην άνοδο. Όταν οι παραγόμενοι ελεύθεροι

ηλεκτρικοί φορείς συλλέγονται από τα ετερόνυμα προς αυτούς ηλεκτρόδια, τότε αποδίδουν το περίσσειμα της ενέργειας τους (πάνω από την ενέργεια Fermi) υπό μορφή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Για τον υπολογισμό της παραπάνω ακτινοβολίας ισχύει η σχέση [1]:

$$W = 0,5 \Delta U \text{ σε eV} \quad (34)$$

όπου ΔU το άλμα δυναμικού σε V.

Από πειράματα, που έχουν γίνει, είναι γνωστό ότι η διάσπαση σχετίζεται με υπεριώδεις ακτίνες και μαλακές ακτίνες X. Τα φωτεινά φαινόμενα, που παρατηρούνται κατά τον αυτοσυντηρούμενο ιονισμό (σχήμα 2) φαίνεται ότι είναι ένα τμήμα της παραπάνω ακτινοβολίας.

7. Η σημασία της έντονης ρύπανσης (όπως η καπναιθάλη) στην εκδήλωση του ιονισμού

Στις γραμμές διανομής δεν εκδηλώνονται σπινθηρισμοί [1]. Για να εκδηλωθούν σπινθηρισμοί απαιτείται μείωση της ηλεκτρομονωτικής ικανότητας του αέρα (ώστε να διευκολυνθούν οι διεργασίες ιονισμού) μέσω εξωτερικής επέμβασης, όπως αυτό συμβαίνει σε περίπτωση έντονης ρύπανσης (όπως η καπναιθάλη).

Η αντίσταση μόνωσης θεωρείται γενικά ως κατάλληλη όταν είναι τουλάχιστον 1.000 Ω/V . Μία κυλινδρική π.χ. στήλη ατμοσφαιρικού αέρα διατομής 1 mm² μεταξύ των αγωγών έχει αντίσταση μόνωσης:

$$R_I = \rho \cdot l/A = 1 \cdot 5 \cdot 10^{13} / 10^{-6} = 5 \cdot 10^{19} \Omega \quad (35)$$

Επειδή η ανωτέρω τιμή υπερπληρεί την προαναφερθείσα ανισότητα στα 20 kV, η εν λόγω στήλη είναι καταλληλότερη ως μόνωση.

Επειδή η ειδική αγωγιμότητα του άνθρακα είναι $\rho_{av}=0,083$ έως 33,3 $\mu\Omega \cdot m$ και του ατμοσφαιρικού αέρα $\rho > 1.000 T\Omega \cdot m$ είναι επόμενο η καπναιθάλη να δημιουργεί αγωγίμες διαδρομές στον αέρα, προκαλώντας έτσι την εκδήλωση ιονισμού (συνήθως υπό μορφή σπινθηρισμών, που συνοδεύονται από τριγμούς).

8. Συμπεράσματα από τα προαναφερόμενα για τον ιονισμό με κρούσεις

Από όσα προαναφέρθηκαν για τον ιονισμό των ηλεκτρομονωτικών αερίων, καταλήγει κανείς περιληπτικά στα παρακάτω:

1. Ο ιονισμός είναι ένας μηχανισμός παραγωγής ελεύθερων ηλεκτρικών φορέων.
2. Διακρίνει κανείς τρεις περιπτώσεις ιονισμού :
 - α) τον ιονισμό με κρούσεις (μη αυτοσυντηρούμενος ιονισμός και αυτοσυντηρούμενος ιονισμός),
 - β) τη θερμοεκπομπή (ή θερμοϊονική εκπομπή) και
 - γ) τον φωτοϊονισμό.
3. Τα ηλεκτροθετικά αέρια (π.χ. ο αέρας) διαθέτουν αρχικούς ηλεκτρικούς φορείς για τον ιονισμό με κρούσεις, ενώ τα ηλεκτραρνητικά αέρια (π.χ. το SF₆) ενσωματώνουν (εξουδετερώνουν) τους παραπάνω αρχικούς φορείς.
4. Για να συμβεί ιονισμός με κρούσεις πρέπει να ισχύει η συνθήκη ιονισμού: $E \cdot \lambda \geq U_i$.
5. Ο συντελεστής ιονισμού δίνει τα ζεύγη των ελεύθερων ηλεκτρικών φορέων ανά cm (ή mm), που παράγονται κατά τον ιονισμό με κρούσεις.
6. Η αύξηση της θερμοκρασίας και η μείωση της πίεσης του αερίου διευκολύνουν τον ιονισμό με κρούσεις και προκαλούν, έτσι, μείωση της διηλεκτρικής αντοχής του αερίου.
7. Η διάσπαση συμβαίνει σε τιμές της τάσης $U \geq U_Z$.
8. Η διάσπαση των αερίων είναι η τελευταία φάση του ιονισμού.
9. Η αποδιέγερση και τα φαινόμενα ιονισμού σχετίζονται με εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας.

Η θεωρία του Townsend έχει βοηθήσει στην κατανόηση του μηχανισμού του ιονισμού με κρούσεις από ελεύθερα ηλεκτρόνια στον ατμοσφαιρικό αέρα, αλλά και στον όγκο και στην επιφάνεια των στερεών μονωτικών. Όμως, η θεωρία του Townsend δεν έχει δώσει κάποια φυσική ερμηνεία για τις μη γραμμικές διεργασίες που συμβαίνουν κατά την εκδήλωση των μερικών εκκενώσεων, τόσο στον ατμοσφαιρικό αέρα, όσο και στην επιφάνεια των στερεών μονωτικών, όπως: η φωτεινή ακτινοβολία (που παρατηρείται), ο ήχος (τριγμοί) που ακούγεται, η πρόκληση παρεμβολών στα μεσαία και μακρά κύματα,

κ.λ.π. Μία απάντηση για τις ανωτέρω διεργασίες έχει δοθεί με την κβαντική ερμηνεία μετρήσεων [1, 3~19].

Βιβλιογραφία Παραρτήματος Ι

- [1] Μπούρκας Π. Δ., Πολυκράτη Α. Δ., Βιομηχανικές ηλεκτρικές εγκαταστάσεις (εφαρμογές βιομηχανικών ηλεκτρικών εγκαταστάσεων, Εκδόσεις, ΕΜΠ, Αθήνα 2012.
- [2] Oberdorfer G., Lehrbuch der Elektrotechnik, Band 1, R. Oldenburg Verlag, 1961
- [3] Bourkas P.D., Kayafas E.A., Dervos C., Stathopoulos I.A.: Eine mogliche Erklarung der Glimmentladungen in festen Isolierstoffen bei Stosspannungsbeanspruchung, etz-Archiv, Bd.II, H. 5, 1989, S. 163-166.
- [4] Bourkas P.D., Stathopoulos I. A., Kayafas E.A.: Entwicklung der Teilentladungen an der Isolation Hartpapier in Transformatoroil unter Stosspannungsbeanspruchung, e&1, Jahrgang 106, H.2, 1989, S. 62-66.
- [5] Dervos C., Bourkas P.D., Kayafas E. A.: High frequency current oscillations in solid dielectrics, J. Physics D- Applied Physics, Vol. 22, 1989, p.p. 316-322.
- [6] Dervos C., Bourkas P.D., Kayafas E. A.: Potential profile of dielectrics during impulse application, Physika Status Solidi (a), Vol. 112, 1989, p.p. 123-130.
- [7] Bourkas P.D., Stathopoulos I.A., Topalis F.V.: Breakdown of the pressboard-oil insulation under repeated stress by impulse voltages, International Journal of Energy Systems, Vol. 10, No.1, 1990, p.p. 24-27.
- [8] Bourkas P.D., Dervos C., Eleftheriou M., Kagarakis C.: Ionisationsvorgange beim Gleitdurchschlag der festen organischen Isolierstoffe, Physica Scripta, Vol. 42, 1990, p.p. 737-740.
- [9] Dervos C., Bourkas P.D., Kayafas E.A., Stathopoulos I.A.: Enhanced partial discharges due to temperature increase in the combined system of a solid-liquid dielectric, IEEE Trans. Elec. Insul. Vol. 25, No. 3, 1990, p.p. 469-474.
- [10] Dervos C., Bourkas P.D., Kagarakis C.A., Uzunoglu N. K.: Millimeter wavelength radiation during dielectric aging, International Journal of Infrared & Millimeter Waves, Vol. 11, No.1, January 1990.
- [11] Dervos C., Bourkas P.D., Kagarakis C.A., Charge transport through a "metal-thick insulator-metal" structure during impulse voltage excitation, Journal of Electrostatics, Vol. 26, 1991, p.p. 121-132.

- [12] Moronis A.X., Bourkas P.D.: Impact ionization effects at interfaces between solid dielectrics and insulation oil or air, during high voltage pulse applications, International Journal Interface Science, Vol. 2, p.p. 281-287, 1994.
- [13] Bourkas P.D.: Radiation emission phenomena in a metal-dielectric-metal model under high electric fields, International Journal of Power and Energy Systems, Vol. 15, No. 2, p.p. 37-41, 1995.
- [14] Obenaus F., Fremdschichtuberschlag und Kriechweglänge, Elektrotechnik vol. 4, sel. 135-137, 1958
- [15] Lesch G., Lehrbuch der Hochspannungstechnik, Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg
- [16] Κ.Δ. Χαλεβίδης, Π.Δ. Μπούρκας, Θερμοκρασία στο σημείο βραχυκύκλωσης μεταξύ γυμνών αγωγών διανομής ή μεταφοράς, Σύγχρονη Τεχνική Επιθεώρηση, τεύχος 309, Ιανουάριος-Φεβρουάριος 2023, σελ12-19
- [17] Χαλεβίδης Κ.Δ. Δηλεκτρικά και θερμικά φαινόμενα σε γραμμές μεταφοράς και διανομής, Διδακτορική Διατριβή στη Σχολή Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου, Αθήνα 2012.
- [18] Σουλινάρης Κ.Γ., Αξιολόγηση συμπεριφοράς γραμμής ηλεκτρικής ενέργειας σε περιβάλλον πυρκαγιάς Διδακτορική Διατριβή στη Σχολή Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου, Αθήνα 2014.
- [19] Δημητριάδου Δ.Δ., Μία διερεύνηση του ιονισμού με κρούσεις προ και κατά τη διάσπαση σε στερεά ηλεκτρομονωτικά , στον ατμοσφαιρικό αέρα, υπό κρουστικές τάσης 1,2/50 μ s, μέσω μετρήσεων των μερικών εκκενώσεων σε ηλεκτρονικό υπολογιστή, Διδακτορική Διατριβή στη Σχολή Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου, Αθήνα 2016.

Παράρτημα II - Αρχές Μεταφοράς Θερμότητας

Στο παρόν κεφάλαιο θα γίνει μια σύντομη αναφορά στη θεωρία για τα φαινόμενα μεταφοράς θερμότητας. Η μεταφορά θερμότητας και η διατύπωση των μαθηματικών σχέσεων οι οποίες την περιγράφουν αποτελούν ένα ξεχωριστό κλάδο στις τεχνολογικές επιστήμες [1]. Το επιστημονικό πεδίο της μεταφοράς θερμότητας είναι αρκετά ευρύ και δεν θα γίνει εκτενής αναφορά σε αυτό, διότι ξεφεύγει από το σκοπό του παρόντος συγγράμματος. Αν ο αναγνώστης θέλει να εμβαθύνει περαιτέρω στο αντικείμενο, μπορεί να συμβουλευτεί τη βιβλιογραφία του παρόντος Παραρτήματος.

1. Μεταφορά θερμότητας με αγωγή

Μεταφορά θερμότητας με αγωγή (conduction) ονομάζεται η μεταφορά της ενέργειας από ένα σώμα προς ένα άλλο με το οποίο βρίσκεται σε επαφή. Η μεταφορά θερμότητας με αγωγή μπορεί να λάβει χώρα μεταξύ στερεών, υγρών ή αερίων. Στα υγρά και στα αέρια η μεταφορά της ενέργειας γίνεται κυρίως λόγω της διάχυσης των μορίων αλλά και των συγκρούσεων των μορίων των δύο σωμάτων. Στην περίπτωση των στερεών η μεταφορά της ενέργειας επιτυγχάνεται συνδυαστικά από την ταλάντωση των μορίων του πλέγματος και από τη μεταφορά ενέργειας των ελεύθερων ηλεκτρονίων.

Ο ρυθμός της αγωγής θερμότητας μέσα σε ένα στερεό σώμα εξαρτάται από τη γεωμετρία του σώματος, το πάχος του, το είδος του υλικού καθώς και από τη θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ των άκρων του. Αν, για παράδειγμα, θεωρήσουμε μία επίπεδη πλάκα πάχους $\Delta x=L$ και επιφάνειας A , όπως φαίνεται στο Σχ. 1, στη μία πλευρά της οποίας εφαρμόζεται θερμοκρασία T_1 και στην άλλη T_2 , τότε το ρεύμα θερμότητας μέσα στο σώμα υπολογίζεται από την κάτωθι σχέση και είναι:

$$\dot{Q}_{cond} = kA \frac{T_1 - T_2}{\Delta x} = -kA \frac{\Delta T}{L} \quad (W) \quad (1)$$

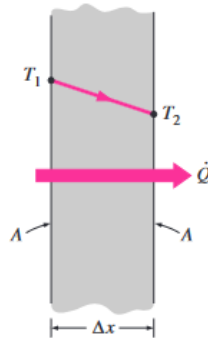
όπου ο συντελεστής k ($W/m \cdot ^\circ C$) είναι η ειδική θερμική αγωγιμότητα, που χαρακτηρίζει ένα υλικό ως προς την ικανότητά του να άγει θερμότητα και έχει μονάδες Watt ανά μέτρο ανά

βαθμούς Κελσίου ή Kelvin. Στην οριακή περίπτωση που $\Delta x \rightarrow 0$, η παραπάνω εξίσωση μετατρέπεται στη διαφορική της μορφή :

$$\dot{Q}_{cond} = -kA \frac{dT}{dx} (W) \quad (2)$$

η οποία ονομάζεται **Νόμος Fourier** για την αγωγή θερμότητας [2].

Το αρνητικό πρόσημο εμφανίζεται διότι τα δύο μεγέθη T και x μεταβάλλονται αντίστροφα, δηλαδή αυξανόμενης της απόστασης x η θερμοκρασία ελαττώνεται. Η θερμότητα άγεται προς την πλευρά του σώματος με τη χαμηλότερη θερμοκρασία, και η παράγωγος της θερμοκρασίας ως προς x , γίνεται αρνητική εφόσον το x αυξάνεται. Συνεπώς, το αρνητικό πρόσημο, διασφαλίζει ότι η μεταφορά θερμότητας προς την θετική κατεύθυνση x , είναι ένα θετικό μέγεθος.



Σχήμα 1: Μεταφορά θερμότητας με αγωγή μέσω μιας επίπεδης πλάκας πάχους Δx και επιφάνειας A . [2]

Διαιρώντας τα μέλη της σχέσης (2) με την επιφάνεια A , προκύπτει ο ρυθμός μεταφοράς θερμότητας ανά μονάδα επιφανείας (πυκνότητα παροχής θερμότητας- heat flux):

$$q_x = -k \frac{dT}{dx} (W/m^2) \quad (3)$$

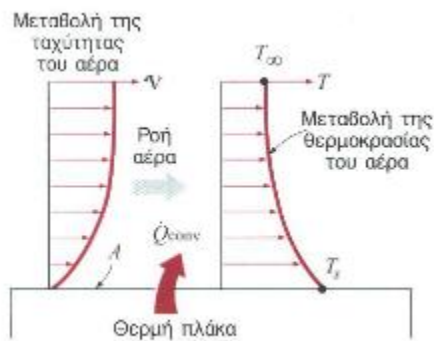
2. Μεταφορά θερμότητας με Συναγωγή (Μεταφορά)

Μεταφορά θερμότητας με συναγωγή (ή μεταφορά), ονομάζεται η μεταφορά της ενέργειας μεταξύ μιας στέρεης επιφάνειας και ενός ρευστού που εφάπτεται (υγρό ή αέριο)

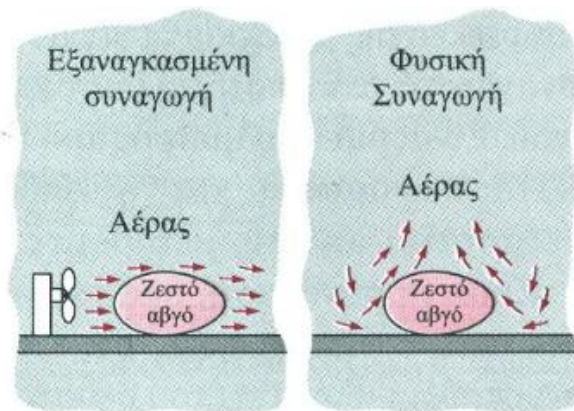
και το οποίο βρίσκεται σε κίνηση. Έτσι, όσο πιο γρήγορα κινείται το ρευστό, τόσο μεγαλύτερη είναι η μεταφορά θερμότητας. Αν δεν υπάρχει κίνηση του ρευστού, τότε η μεταφορά της θερμότητας μεταξύ των σωμάτων θεωρείται μεταφορά με αγωγή.

Ας υποθέσουμε ότι διοχετεύεται ψυχρός αέρας πάνω σε θερμή πλάκα (Σχ. 2). Αρχικά μεταφέρεται θερμότητα με αγωγή από την επιφάνεια της πλάκας στο στρώμα εκείνο του αέρα που εφάπτεται σε αυτήν. Η ενέργεια, ύστερα, απομακρύνεται από την επιφάνεια μέσω συναγωγής, δηλαδή λόγω της διάχυσης των μορίων του αέρα και λόγω της μακροσκοπικής κίνησης με την οποία αντικαθίσταται ο θερμός αέρας πλησίον της πλάκας από ψυχρό.

Η συναγωγή ονομάζεται εξαναγκασμένη όταν η κίνηση του ρευστού επιβάλλεται από εξωτερικά αίτια, όπως ανεμιστήρας, άνεμος κ.λπ. Αντιθέτως, όταν η κίνηση του ρευστού δεν είναι βεβιασμένη, η συναγωγή ονομάζεται ελεύθερη ή φυσική. Σε αυτή την περίπτωση η κίνηση του ρευστού προκαλείται από τις δυνάμεις της άνωσης, λόγω των θερμοκρασιακών διαφορών που υπάρχουν στον όγκο του ρευστού (Σχ. 3).



Σχήμα 2: Μεταφορά θερμότητας από ζεστή επιφάνεια στον αέρα με συναγωγή. [2]



Σχήμα 3: Η ψύξη ενός βραστόυ αυγού με εξαναγκασμένη και φυσική συναγωγή. [2]

Για παράδειγμα, αν δεν υπάρχει ανεμιστήρας, η μεταφορά θερμότητας από την επιφάνεια της πλάκας του Σχ. 2, θα γίνει με φυσική (ελεύθερη) συναγωγή, καθώς οποιαδήποτε κίνηση του αέρα συμβαίνει λόγω της άνωσης του θερμότερου (άρα ελαφρύτερου) αέρα και της πτώσης του ψυχρότερου (άρα βαρύτερου) αέρα που παίρνει τη θέση του πρώτου. Η μεταφορά θερμότητας μεταξύ της πλάκας και του περιβάλλοντος αέρα θα είναι με

αγωγή, στην περίπτωση που η θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ πλάκας και αέρα δεν είναι αρκετά μεγάλη ώστε να υπερνικήσει την αντίσταση του αέρα να κινηθεί και με αυτό τον τρόπο να ξεκινήσουν τα ρεύματα της ελεύθερης συναγωγής.

Συναγωγή θεωρείται, επίσης, και η μεταφορά θερμότητας όταν εμπεριέχεται αλλαγή φάσης του ρευστού, λόγω της κίνησης που προκαλείται κατά τη διαδικασία, όπως, για παράδειγμα, η ανύψωση των φυσαλίδων ατμού κατά τον βρασμό ή την πτώση των σταγονιδίων νερού κατά τη διαδικασία της συμπύκνωσης.

Η μεταφορά θερμότητας με συναγωγή παρατηρείται ότι είναι ανάλογη της θερμοκρασιακής διαφοράς των δύο υλικών και εκφράζεται από το **Νόμο ψύξης (θέρμανσης) του Newton** ως:

$$\dot{Q}_{conv} = hA_s(T_s - T_\infty) \quad (W) \quad (4)$$

όπου h είναι η ειδική συναγωγιμότητα σε $W/m^2\cdot C$ και εμπεριέχει όλους τους παράγοντες οι οποίοι επηρεάζουν τη συναγωγή, δηλαδή τις συνθήκες στην επιφάνεια επαφής, που εξαρτώνται από τη γεωμετρία της επιφάνειας, το είδος του ρευστού και την ταχύτητά του. A_s είναι η επιφάνεια μέσω της οποίας ανταλλάσσεται η θερμότητα, T_s είναι η θερμοκρασία της επιφάνειας και T_∞ είναι η θερμοκρασία του ρευστού αρκετά μακριά από την επιφάνεια. Σημειώνεται ότι η θερμοκρασία του ρευστού στο οριακό στρώμα (το στρώμα επαφής με το στερεό), ισούται με τη θερμοκρασία της επιφάνειας του στερεού (βλ. Σχ. 2).

Η ειδική συναγωγιμότητα h δεν αποτελεί ιδιότητα του ρευστού. Είναι μια πειραματικά καθορισμένη παράμετρος της οποίας οι τιμές εξαρτώνται από όλες τις μεταβλητές που επηρεάζουν τη συναγωγή, όπως η γεωμετρία της επιφάνειας, το είδος της κίνησης του ρευστού (στρωτή ροή, τυρβώδης ροή κ.λπ), τις ιδιότητες του ρευστού και βεβαίως την ταχύτητά του. Τυπικές τιμές της h δίδονται στον Πίνακα 1.

Είδος συναγωγής	$h, W/m^2\cdot C$
<i>Ελεύθερη συναγωγή αερίων</i>	2-25
<i>Ελεύθερη συναγωγή υγρών</i>	10-1000
<i>Εξαναγκασμένη συναγωγή αερίων</i>	25-250
<i>Εξαναγκασμένη συναγωγή υγρών</i>	50-20000
<i>Βρασμός και συμπύκνωση</i>	2500-100000

Πίνακας 1. Τυπικές τιμές ειδικής συναγωγιμότητας.[2]

3. Μεταφορά θερμότητας με Ακτινοβολία

Ακτινοβολία ονομάζεται η ενέργεια που εκπέμπεται από την ύλη με τη μορφή ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων (ή φωτονίων) ως αποτέλεσμα των αλλαγών στην ηλεκτρονική διάταξη των ατόμων ή μορίων. Σε αντίθεση με την αγωγή και τη συναγωγή (μεταφορά), στην ακτινοβολία δεν απαιτείται η ύπαρξη κάποιου υλικού μέσου για τη μεταφορά θερμότητας. Στην πραγματικότητα, η μεταφορά θερμότητας με ακτινοβολία είναι ταχύτερη (με την ταχύτητα του φωτός) στο κενό και δεν υπόκειται σε εξασθένιση. Με αυτόν τον τρόπο η ενέργεια του Ήλιου φθάνει στη Γη.

Στο επίπεδο της μεταφοράς θερμότητας, μας ενδιαφέρει η θερμική ακτινοβολία, που είναι η μορφή της ακτινοβολίας που εκπέμπεται από τα σώματα εξαιτίας της θερμοκρασίας τους. Διαφέρει δε από τις άλλες μορφές ακτινοβολίας, όπως ακτίνες X, ακτίνες γ, μικροκύματα, ραδιοκύματα και άλλα ηλεκτρομαγνητικά κύματα που δεν σχετίζονται με τη θερμοκρασία. Σύμφωνα με τη θεωρία του μέλανος σώματος, όλα τα σώματα με θερμοκρασία υψηλότερη του απολύτου μηδενός εκπέμπουν θερμική ακτινοβολία.

Η ακτινοβολία είναι φαινόμενο που σχετίζεται με τον όγκο και όλα τα στερεά, υγρά και αέρια εκπέμπουν ή απορροφούν ακτινοβολία σε διαφορετικό βαθμό. Παρόλα αυτά, η ακτινοβολία, συνήθως, θεωρείται επιφανειακό φαινόμενο για τα στερεά σώματα τα οποία είναι αδιαφανή ως προς τη θερμική ακτινοβολία, όπως τα μέταλλα, το ξύλο και η πέτρα καθώς η ακτινοβολία που εκπέμπεται από το εσωτερικό τους δεν μπορεί ποτέ να διαφύγει από την εξωτερική επιφάνειά τους, ή αντίστοιχα η ακτινοβολία που προσπίπτει σε αυτά απορροφάται- συνήθως- εντός πάχους μερικών μικρομέτρων (μm).

Ο μέγιστος ρυθμός ακτινοβολίας που μπορεί ένα σώμα να εκπέμψει από την επιφάνειά του, η οποία βρίσκεται σε απόλυτη θερμοκρασία T_s (σε Κέλβιν), δίδεται από το **Νόμο Stefan- Boltzmann** ως:

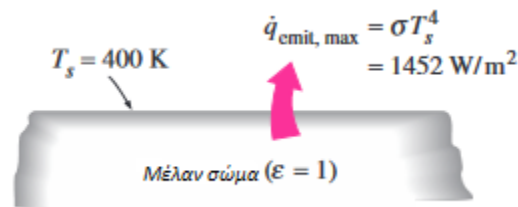
$$\dot{Q}_{emit,max} = \sigma A_s T_s^4 \text{ (W)} \quad (5)$$

όπου $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$ είναι η σταθερά Stefan- Boltzmann. Το ιδανικό στερεό το οποίο μέσω της επιφάνειάς του εκπέμπει ακτινοβολία στο μέγιστο βαθμό ονομάζεται **μέλαν σώμα**, και η ακτινοβολία που εκπέμπεται ονομάζεται **ακτινοβολία μέλανος σώματος** (Σχ. 4). Η ακτινοβολία που εκπέμπεται από όλες τις πραγματικές επιφάνειες είναι μικρότερη

από την ακτινοβολία μέλανος σώματος στην ίδια θερμοκρασία και εκφράζεται από τη σχέση:

$$\dot{Q}_{emit} = \varepsilon \sigma A_s T_s^4 \text{ (W)} \quad (6)$$

όπου ε είναι ο συντελεστής εκπομπής του πραγματικού σώματος και οι τιμές του κυμαίνονται από 0 έως 1 για το μέλαν σώμα. Στον Πίνακα 2 δίνονται ενδεικτικά κάποιες τιμές του συντελεστή εκπομπής ε .



Σχήμα 4: Η ακτινοβολία μέλανος σώματος αντιπροσωπεύει το μέγιστο ποσό ακτινοβολίας που μπορεί να εκπεμφθεί από ένα σώμα σε συγκεκριμένη θερμοκρασία.[2]

Άλλη μία σημαντική ιδιότητα της ακτινοβολίας είναι η απορροφητικότητα α , που είναι το κλάσμα της προσπίπτουσας ακτινοβολίας που απορροφάται από την επιφάνεια. Οι τιμές της κυμαίνονται από 0 έως 1. Το μέλαν σώμα απορροφά όλη την ακτινοβολία που προσπίπτει σε αυτό. Δηλαδή το μέλαν σώμα είναι τέλειος εκπομπός και τέλειος απορροφητής.

Γενικά, και οι δύο συντελεστές (ε και α) εξαρτώνται από τη θερμοκρασία και το μήκος κύματος της ακτινοβολίας. Ο **Νόμος της ακτινοβολίας του Kirchhoff** δηλώνει ότι ο συντελεστής εκπομπής και απορρόφησης μιας επιφάνειας, δεδομένης της θερμοκρασίας και του μήκους κύματος, είναι ίσοι. Σε πολλές πρακτικές εφαρμογές, η θερμοκρασία της επιφάνειας και η θερμοκρασία της πηγής που εκπέμπει ακτινοβολία είναι της ίδιας τάξης μεγέθους και ο μέσος συντελεστής απορρόφησης της επιφάνειας λαμβάνεται ως ίσος με τον μέσο συντελεστή εκπομπής.

Υλικό	Συντελεστής εκπομπής ε
<i>Αλουμινόχαρτο</i>	<i>0,07</i>
<i>Χρυσό (λειασμένο)</i>	<i>0,03</i>
<i>Χαλκός (λειασμένος)</i>	<i>0,03</i>
<i>Χαλκός (οξειδωμένος)</i>	<i>0,78</i>
<i>Άργυρος (λειασμένος)</i>	<i>0,02</i>
<i>Ανοξείδωτος χάλυβας (καθ. επιφάνεια)</i>	<i>0,17</i>
<i>Μαύρη μπογιά</i>	<i>0,98</i>
<i>Λευκή μπογιά</i>	<i>0,90</i>
<i>Λευκό χαρτί</i>	<i>0,92-0,97</i>
<i>Κόκκινο τούβλο</i>	<i>0,93-0,96</i>
<i>Ανθρώπινο δέρμα</i>	<i>0,95</i>
<i>Ξύλο</i>	<i>0,82-0,92</i>
<i>Χώμα</i>	<i>0,93-0,96</i>
<i>Νερό</i>	<i>0,96</i>
<i>Βλάστηση</i>	<i>0,92-0,96</i>

Πίνακας 2: Τιμές συντελεστή εκπομπής διαφόρων υλικών σε θερμοκρασία 300 K.[2]

Η διαφορά μεταξύ του ρυθμού εκπεμπόμενης και του ρυθμού απορροφόμενης ακτινοβολίας αποτελεί την πραγματική μεταφορά θερμότητας με ακτινοβολία. Αν υπερτερεί ο ρυθμός απορρόφησης, τότε το σώμα κερδίζει ενέργεια από ακτινοβολία. Διαφορετικά, το σώμα χάνει ενέργεια. Γενικά, το φαινόμενο είναι πιο πολύπλοκο απ' ό,τι αρχικά φαίνεται, διότι εξαρτάται από τις ιδιότητες των επιφανειών, τον προσανατολισμό που έχει κάθε επιφάνεια σε σχέση με την άλλη και την αλληλεπίδραση του μέσου που περιβάλλει τα σώματα.

Όταν μια επιφάνεια A_s , με συντελεστή εκπομπής ε και απόλυτη θερμοκρασία T_s , περιβάλλεται εξ ολοκλήρου από μια πολύ μεγαλύτερη επιφάνεια σε θερμοκρασία T_{surr} και παρεμβάλλεται αέριο (π.χ αέρας) που δεν παρεμβαίνει στην ακτινοβολία (Σχ. 5), τότε ο καθαρός ρυθμός μεταφοράς θερμότητας με ακτινοβολία μεταξύ αυτών των δύο επιφανειών δίδεται από τη σχέση:

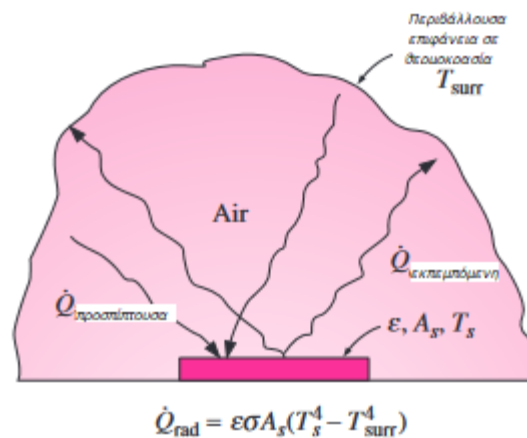
$$\dot{Q}_{rad} = \varepsilon \sigma A_s (T_s^4 - T_{surr}^4) \quad (W) \quad (7)$$

Η μεταφορά θερμότητας με ακτινοβολία από και προς μια επιφάνεια που περιβάλλεται από ένα αέριο, όπως ο αέρας, λειτουργεί παράλληλα με την αγωγή θερμότητας ή τη συναγωγή (αν υπάρχει κίνηση του ρευστού) μεταξύ της επιφάνειας και του αερίου. Έτσι,

η συνολική μεταφορά θερμότητας καθορίζεται από το άθροισμα των συνεισφορών των μηχανισμών μεταφοράς. Προς διευκόλυνση των υπολογισμών, θεωρείται συχνά ένας συνδυαστικός συντελεστής $h_{combined}$ που περιλαμβάνει και τη συναγωγή και την ακτινοβολία. Τότε, ο συνολικός ρυθμός μεταφοράς θερμότητας από ή προς μια επιφάνεια με συναγωγή και ακτινοβολία εκφράζεται από τη σχέση:

$$\dot{Q}_{total} = h_{combined} A_s (T_s - T_{\infty}) \quad (W) \quad (8)$$

Σημειώνεται ότι ο συνδυαστικός συντελεστής μεταφοράς είναι βασικά συντελεστής συναγωγής τροποποιημένος ώστε να περιλαμβάνει την επίδραση της ακτινοβολίας.



Σχήμα 5: Μεταφορά θερμότητας με ακτινοβολία μεταξύ μιας επιφάνειας και της επιφάνειας που την περιβάλλει.

Η ακτινοβολία είναι συνήθως συγκρίσιμη με την αγωγή θερμότητας ή τη φυσική (ελεύθερη) συναγωγή, ενώ είναι αμελητέα σε σχέση με την εξαναγκασμένη συναγωγή. Για το λόγο αυτό, δεν λαμβάνεται υπ' όψιν στις εφαρμογές που ισχύει εξαναγκασμένη συναγωγή, ειδικά όταν οι εμπλεκόμενες επιφάνειες έχουν χαμηλούς συντελεστές εκπομπής και χαμηλή ή μέτρια θερμοκρασία.

4. Αρχή διατήρησης της ενέργειας

4.1. Ο 1^{ος} Θερμοδυναμικός Νόμος

Ο 1^{ος} θερμοδυναμικός νόμος, γνωστός και ως **αρχή διατήρησης της ενέργειας**, δηλώνει ότι η ενέργεια δεν μπορεί να παραχθεί, ούτε να καταστραφεί, μπορεί μόνο να αλλάξει μορφή (*Μηδέν εκ του μη όντος γίνεσθαι, μηδ' ες το μη ον φθείρεσθαι*. Δημόκριτος 460-370 π.Χ). Η αρχή διατήρησης της ενέργειας (ή αλλιώς το ενεργειακό ισοζύγιο) για κάθε σύστημα στο οποίο συμβαίνει οποιαδήποτε διεργασία, εκφράζεται ως ακολούθως: *Η καθαρή διαφορά (αύξηση ή μείωση) της συνολικής ενέργειας ενός συστήματος κατά τη διάρκεια μιας διαδικασίας, ισούται με τη διαφορά μεταξύ της συνολικής ενέργειας που μπαίνει στο σύστημα και της συνολικής ενέργειας που βγαίνει από αυτό κατά τη διάρκεια της διαδικασίας.*

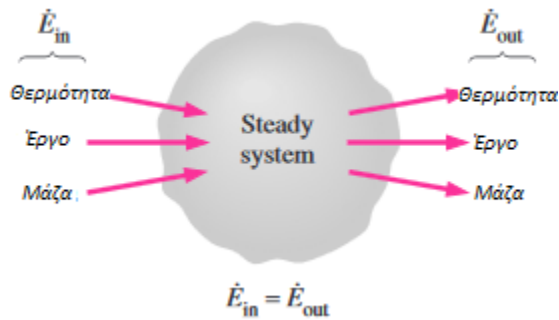
Λαμβάνοντας υπ' όψιν το γεγονός ότι η ενέργεια μπορεί να μεταφερθεί από και προς ένα σύστημα με θερμότητα, έργο ή ροή μάζας, και η συνολική ενέργεια ενός κλειστού συστήματος αποτελείται από εσωτερική, κινητική και δυναμική, τότε το ενεργειακό ισοζύγιο για οποιοδήποτε σύστημα που υποβάλλεται σε οποιαδήποτε διεργασία θα είναι:

$$E_{in} - E_{out} = \Delta E_{system} \quad (J) \quad (9)$$

και σε μορφή ρυθμών μεταβολής είναι:

$$\underbrace{\dot{E}_{in} - \dot{E}_{out}}_{\substack{\text{Ρυθμός καθαρού ποσού ενέργειας} \\ \text{που μεταφέρεται από θερμότητα, έργο} \\ \text{και μάζα}}} = \underbrace{dE_{system}/dt}_{\substack{\text{Ρυθμός μεταβολής της εσωτερικής,} \\ \text{κινητικής, δυναμικής κ.λπ ενέργειας}}} \quad (10)$$

Από τις δύο παραπάνω σχέσεις συνάγεται ότι αν σε ένα σύστημα η εισερχόμενη ενέργεια ισούται με την εξερχόμενη, τότε στο σύστημα επικρατούν μόνιμες συνθήκες (steady state), δηλαδή δεν υπάρχει αύξηση ή μείωση της ενέργειας του συστήματος (Σχ. 6).



Σχήμα 6: Σε κατάσταση μονίμων συνθηκών, ο ρυθμός της ενέργειας που εισέρχεται στο σύστημα ισούται με το ρυθμό ενέργειας που εξέρχεται από αυτό [2].

4.2. Ενεργειακό ισοζύγιο σε κλειστά συστήματα

Ένα κλειστό σύστημα αποτελείται από καθορισμένη μάζα. Η ολική ενέργεια στα περισσότερα συστήματα που συναντώνται στην πράξη, αποτελείται από την εσωτερική ενέργεια U . Αυτό ισχύει ιδιαίτερα δε για τις περιπτώσεις «στατικών» συστημάτων, δηλαδή, συστημάτων που δεν αλλάζει η κινητική ή δυναμική τους ενέργεια. Το ενεργειακό ισοζύγιο σε αυτήν την περίπτωση είναι:

$$\text{Στατικό κλειστό σύστημα: } E_{in} - E_{out} = \Delta U = mC_v\Delta T \quad (J) \quad (11)$$

όπου η μεταβολή της εσωτερικής ενέργειας, εκφράζεται με όρους μάζας m (kg), ειδικής θερμοχωρητικότητας υπό σταθερό όγκο C_v ($J/kg \cdot ^\circ C$ ή $J/kg \cdot K$) και διαφοράς θερμοκρασίας του συστήματος ΔT ($^\circ C$ ή K). Όταν στο σύστημα υπάρχει μόνο μεταφορά θερμότητας χωρίς παραγωγή ή κατανάλωση έργου, τότε το ενεργειακό ισοζύγιο εκφράζεται ως:

$$\text{Στατικό κλειστό σύστημα, χωρίς έργο: } Q = mC_v\Delta T \quad (J) \quad (12)$$

όπου Q αντιστοιχεί στο καθαρό ποσό ενέργειας από και προς το σύστημα.

4.3 Ενεργειακό ισοζύγιο σε επιφάνεια

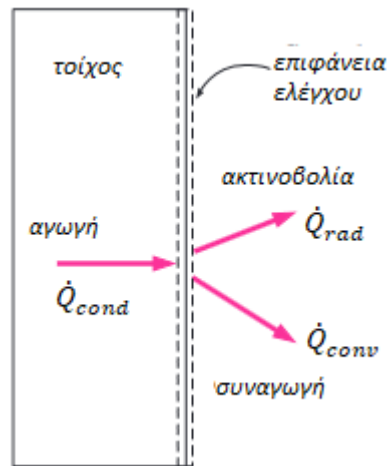
Εάν η αρχή διατήρησης της ενέργειας εφαρμοσθεί στην επιφάνεια ενός σώματος, τότε η Εξ. 10 γίνεται:

$$\text{Ενεργειακό ισοζύγιο στην επιφάνεια: } \dot{E}_{in} = \dot{E}_{out} \quad (13)$$

Αυτό ισχύει, διότι η επιφάνεια δεν περιέχει όγκο ή μάζα και, άρα, δεν περιέχει ενέργεια. Η επιφάνεια, δηλαδή, μπορεί να θεωρηθεί ως ένα ιδανικό σύστημα στο οποίο δεν μεταβάλλεται η ενέργεια κατά τη διάρκεια μιας διαδικασίας. Η παραπάνω σχέση ισχύει για όλες τις περιπτώσεις μεταφοράς θερμότητας σε επιφάνεια, είτε είναι μόνιμη κατάσταση, είτε μη μόνιμη, καθώς η επιφάνεια δεν διαθέτει όγκο και, κατά συνέπεια, δεν μπορεί να εμπλέκεται παραγωγή θερμότητας. Για παράδειγμα, η αρχή διατήρησης της ενέργειας στην εξωτερική επιφάνεια ενός τοίχου (Σχ. 7) εκφράζεται με τη σχέση:

$$\dot{Q}_{cond} = \dot{Q}_{conv} + \dot{Q}_{rad} \quad (14)$$

όπου \dot{Q}_{cond} είναι η ροή θερμότητας με αγωγή από τον τοίχο προς την επιφάνεια ελέγχου, \dot{Q}_{conv} είναι η ροή θερμότητας με συναγωγή (ή μεταφορά) από την επιφάνεια προς τον περιβάλλοντα αέρα και \dot{Q}_{rad} είναι η ροή θερμότητας με ακτινοβολία από την επιφάνεια προς το περιβάλλον.



Σχήμα 7: Αλληλεπίδραση ενεργειών στην εξωτερική επιφάνεια ενός τοίχου [2]

Αν δεν είναι γνωστές οι κατευθύνσεις των ροών, δηλαδή αν εισέρχονται ή αν εξέρχονται από την επιφάνεια, τότε όλες θεωρούνται ότι εισέρχονται και λαμβάνεται το αλγεβρικό τους άθροισμα ίσο με μηδέν: $\sum \dot{E}_{in} = 0$. Όποιες ροές θερμότητας, τελικά, είναι στην αντίθετη κατεύθυνση, θα καταλήξουν με αρνητικό πρόσημο και έτσι θα ισχύει πάλι η εξίσωση.

5. Περαιτέρω ανάλυση στην αγωγή θερμότητας

Μια γενική εξίσωση για την αγωγή θερμότητας δια σταθερής επιφάνειας είναι [1]:

$$\frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^n k \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \Phi = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (15)$$

όπου $\Phi = \Phi(x, t)$ είναι η εκλυόμενη θερμότητα (εντός του υλικού) ανά μονάδα όγκου και χρόνου. Ο εκθέτης n μπορεί να πάρει τις τιμές 0, 1 και 2 ώστε να προκύπτει:

$$n = \begin{cases} 0 & \text{σε καρτεσιανές συντεταγμένες} \\ 1 & \text{σε κυλινδρικές συντεταγμένες} \\ 2 & \text{σε σφαιρικές συντεταγμένες} \end{cases}$$

Στις καρτεσιανές συντεταγμένες (όπου $n=0$) η μεταβλητή r αντικαθίσταται από τη μεταβλητή x . Δηλαδή η Εξ. 15 θα γίνει:

$$\frac{1}{x^0} \frac{\partial}{\partial x} \left(x^0 k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \Phi = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad \rightarrow \quad \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \Phi = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (16)$$

και όταν η θερμική αγωγιμότητα k είναι σταθερή και δεν υπάρχουν εσωτερικές πηγές ενέργειας ($\Phi=0$), η παραπάνω εξίσωση γίνεται:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (17)$$

όπου $\alpha \equiv \frac{k}{\rho c_p}$ μια ιδιότητα του υλικού σώματος που ονομάζεται θερμοκρασιακή αγωγιμότητα του υλικού και έχει μονάδες m^2/sec . Αν επιπλέον των προϋποθέσεων της Εξ. 17 ισχύει μόνιμη αγωγή θερμότητας, δηλαδή η θερμοκρασία δεν μεταβάλλεται με το χρόνο αλλά είναι μόνο συνάρτηση της απόστασης, τότε η Εξ. 17 καταλήγει σε:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0 \quad (18)$$

Η Εξ. 15 μπορεί να ξαναγραφεί, όταν η ειδική θερμική αγωγιμότητα k είναι σταθερή, ως εξής:

$$\frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^n \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{k} \Phi = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (19)$$

όπου α η θερμοκρασιακή αγωγιμότητα του υλικού. Σε σφαιρικές συντεταγμένες, όπου $n=2$ η Εξ. 19 γίνεται:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{k} \Phi = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} \Rightarrow \dots \Rightarrow$$

$$\frac{1}{r^2} \left(2r \frac{\partial T}{\partial r} + r^2 \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \right) + \frac{1}{k} \Phi = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} \Rightarrow$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\Phi}{k} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (20)$$

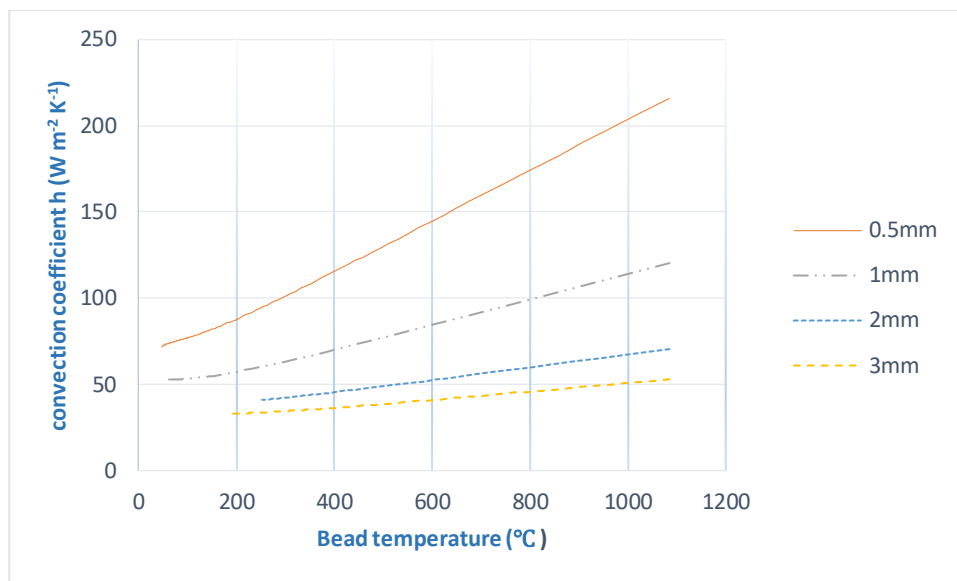
και αν δεν υπάρχουν εσωτερικές πηγές ενέργειας, δηλ. $\Phi=0$:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (21)$$

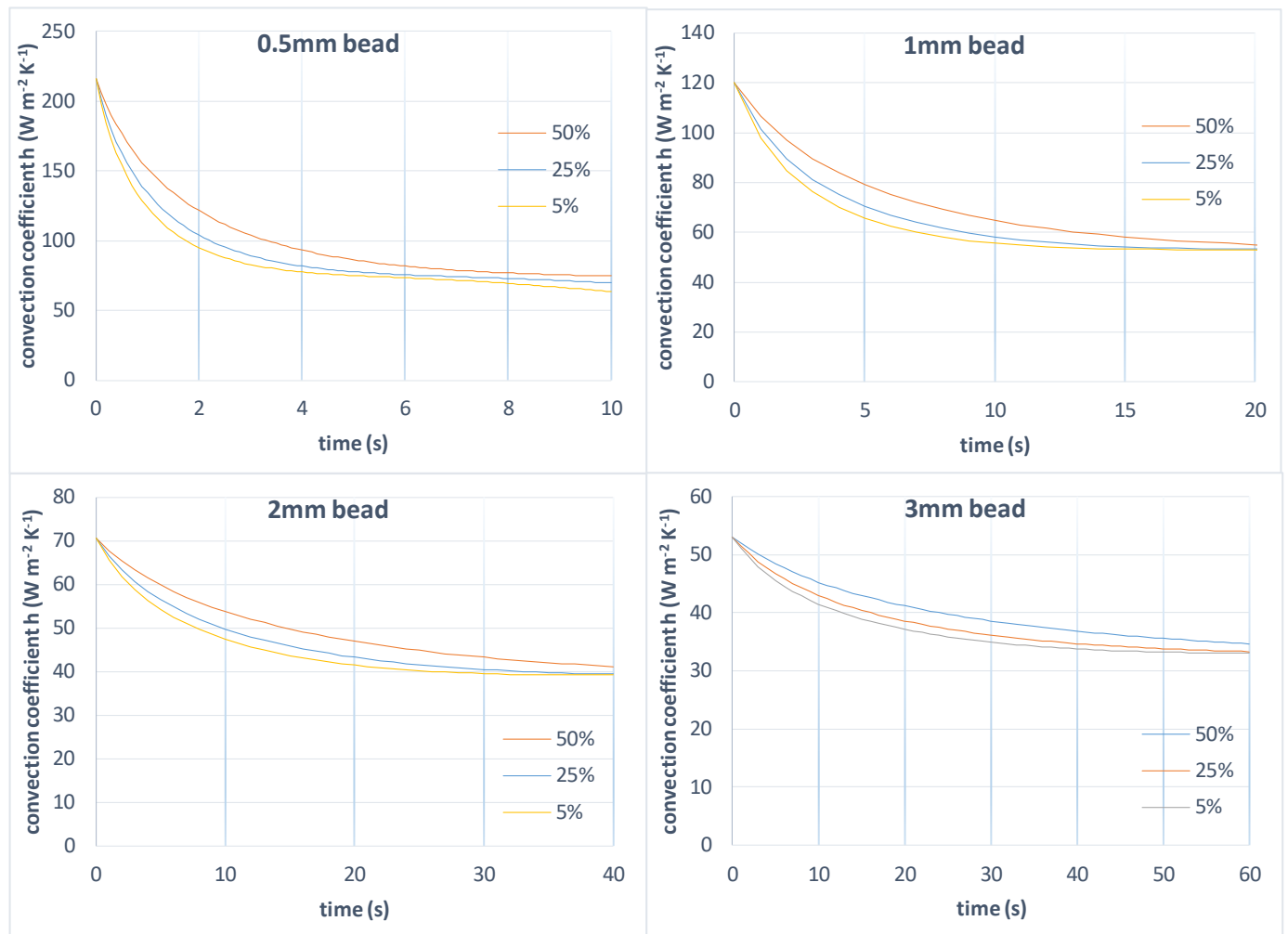
Η Εξ. 21 χρησιμοποιείται για την επίλυση του προβλήματος μετάδοσης θερμότητας στην περίπτωση σφαιρικού τμήματος που άπτεται ενός μη ξύλινου υλικού. Η προτεινόμενη λύση παρουσιάζεται στην παράγραφο 4.2.1. Αν το υλικό/υπόστρωμα είναι ξύλινο, λαμβάνεται υπ' όψιν και η πυρόλυση του ξύλου και η προτεινόμενη λύση περιγράφεται στις παραγράφους 4.2.2 και 4.2.3.

6. Συντελεστής συναγωγής h

Από την Εξ. 4.2-4 (Κεφάλαιο 4.2) υπολογίζεται ο συντελεστής συναγωγής h για σφαιρικά τήγματα διαφορετικών διαμέτρων σε συνάρτηση με τη θερμοκρασία. Ο συντελεστής h , εξαρτάται από τη θερμοκρασία του τήγματος, άρα μειώνεται με το χρόνο. Στο Σχ. 8 παρουσιάζεται ο συντελεστής συναγωγής σε συνάρτηση με τη θερμοκρασία του τήγματος και στο Σχ. 9 παρουσιάζεται ο συντελεστής συναγωγής σε συνάρτηση με το χρόνο. Σημειώνεται ότι στο Σχ. 9 έχει ληφθεί υπ' όψιν η επιφάνεια επαφής, διότι η μεταβολή της θερμοκρασίας του τήγματος εξαρτάται, ως ένα βαθμό, από την επιφάνεια επαφής.



Σχήμα 8: Συντελεστής συναγωγής h (φυσική συναγωγή) σε συνάρτηση με τη θερμοκρασία του τήγματος, για σφαιρικά τήγματα χαλκού διαμέτρων 0.5mm, 1mm, 2mm και 3mm.



Σχήμα 9: Συντελεστής συναγωγής h (φυσική συναγωγή) σε σχέση με το χρόνο, για σφαιρικά τήγματα χαλκού διαμέτρου 0.5mm, 1mm, 2mm και 3mm, σε επαφή με κόντρα πλακέ. Εξετάζονται τρεις διαφορετικές περιπτώσεις επαφών τήγατος- κόντρα πλακέ: 50%, 25% και 5%.

7. Αριθμός Biot

Ο αριθμός Biot ορίζεται ως:

$$Bi = \frac{hL_c}{k} \quad (22)$$

όπου h είναι ο συντελεστής συναγωγής, L_c είναι το χαρακτηριστικό μήκος του σφαιρικού τήγματος και k είναι η θερμική αγωγιμότητα του τήγματος. Το χαρακτηριστικό μήκος ισούται με το λόγο του όγκου δια της επιφάνειας της σφαίρας:

$$L_c = \frac{V}{A_s} = \frac{\frac{4}{3}\pi r^3}{4\pi r^2} = \frac{r}{3} \quad (23)$$

Επειδή τα τήγματα που διερευνώνται είναι γενικώς πολύ μικρά (της τάξης των μερικών χιλιοστών διαμέτρου), μπορούμε με ασφάλεια να θεωρήσουμε ότι η θερμοκρασία τους είναι ομοιογενής, δηλαδή είναι ίδια σε κάθε εσωτερικό σημείο ανά πάσα χρονική στιγμή (lumped system analysis). Αυτό, θεωρητικά, συμβαίνει όταν η θερμική αντίσταση του σώματος στην αγωγή θερμότητας (αντίσταση αγωγής) είναι μηδέν. Η θεώρηση αυτή είναι απολύτως ακριβής, όταν ο αριθμός Biot είναι μηδέν και προσεγγιστική όταν $Bi > 0$. Είναι γενικά αποδεκτό ότι η «ανάλυση ομοιογενούς συστήματος» (lumped system analysis) είναι αποδεκτή όταν $Bi \leq 0.1$.

Οι τιμές του συντελεστή συναγωγής έχουν παρουσιαστεί σε προηγούμενη παράγραφο του Παραρτήματος 2 για κάθε τήγμα υπό διερεύνηση και κάθε ποσοστό επαφής. Προς διευκόλυνση των υπολογισμών, η θερμική αγωγιμότητα του χάλκινου τήγματος θεωρείται 400 W/mK (αν και στο προτεινόμενο μοντέλο -Κεφ. 4.2- υπολογίζεται ξεχωριστά για κάθε θερμοκρασία). Με βάση τα παραπάνω υπολογίζονται οι αριθμοί Biot (Πίνακας 3).

Διάμετρος τήγματος (m)	Χαρακτηριστικό μήκος L_c (m)	Συντελεστής συναγωγής h (μέγιστη τιμή) (W/m ² K)	Αριθμός Biot
0.0005	$8.33 \cdot 10^{-5}$	220	$4.9 \cdot 10^{-5}$
0.001	$1.66 \cdot 10^{-4}$	120	$5 \cdot 10^{-5}$
0.002	$3.33 \cdot 10^{-4}$	70	$5.83 \cdot 10^{-5}$
0.003	0.0005	52	$6.5 \cdot 10^{-5}$

Πίνακας 3: Αριθμοί Biot για διαφορετικών διαμέτρων τήγματα

Είναι προφανές από τον παραπάνω Πίνακα ότι $Bi \ll 0.1$ σε κάθε περίπτωση και, άρα, η ανάλυση ομοιογενούς συστήματος (lumped system analysis) έχει εφαρμοστεί δικαιολογημένα.

Βιβλιογραφία Παραρτήματος II

- [1] Κακάτσιος Ξ., Αρχές Μεταφοράς Θερμότητας και Μάζης, Εκδόσεις Συμεών, Αθήνα 2006.
- [2] Cengel A. Y., Heat Transfer- A practical approach, Mc Graw-Hill, 2nd ed., 1997.
- [3] W. E. Boyce, R. C. DiPrima, Elementary Differential Equations and Boundary Value Problems, John Wiley & Sons Inc, New York, USA, 1997.