

**ΑΡΙΣΤΟΤΕΛΕΙΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΟΝΙΚΗΣ
ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΑΣΤΡΟΝΟΜΙΑΣ**

ΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΘΕΜΑ:

**ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΑΝΘΡΩΠΟΥ ΚΑΙ ΕΓΓΥΣ
ΔΙΑΣΤΗΜΙΚΟΥ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΟΣ
(ΔΙΑΣΤΗΜΙΚΑ ΚΑΤΑΛΟΠΑ: Είδη, Ανάλυση της
κίνησης, Συγκρούσεις, Όπλα).**



Όνομα: Βασιλική Ασβεστά

Α.Ε.Μ.: 10029

Επιβλέπων: Καθηγητής Νικόλαος Σπύρου

Θεσσαλονίκη 2002

Ευχαριστίες

Πρώτη σελίδα στην εργασία αυτή δεν θα μπορούσε να είναι άλλη από τις θερμές ευχαριστίες στο σεβαστό μου καθηγητή κ. Νικόλαο Σπύρου.

Χωρίς τη δική του συνεχή καθοδήγηση, τη διάθεση του πολύτιμου χρόνου του και την άμεση ανταπόκρισή του στην επίλυση των αποριών μας, ασφαλώς η εργασία αυτή δεν θα μπορούσε να πραγματοποιηθεί.

Δεχτείτε κ. Καθηγητά τις ολόθερμες ευχαριστίες και την βαθιά μας ευγνωμοσύνη.

*Με σεβασμό
Βασιλική Ν. Ασβεστά*

Πρόλογος

Σκοπός της εργασίας αυτής είναι να γίνει πιο γνωστό το πρόβλημα των διαστημικών καταλοίπων και γενικά των αποτελεσμάτων της αλληλεπίδρασης ανθρώπου και εγγύς διαστημικού περιβάλλοντος.

Ο άνθρωπος έχει μια έμφυτη τάση για γνώση, εξερεύνηση και ανακάλυψη. Από τη στιγμή όμως που αποφάσισε να διαταράξει εκείνο που δημιούργησε ο Θεός με τάξη και αρμονία εμφανίζονται τα αρνητικά αποτελέσματα. Το θέμα δεν είναι ότι κάποια στιγμή τα διαστημικά κατάλοιπα θα πέσουν στο κεφάλι μας, αλλά ότι κλείνουμε την πόρτα για τους άλλους πλανήτες και τη Σελήνη, δηλαδή την πόρτα του μέλλοντος του ανθρώπινου είδους. Κάνουμε όλους τους μελλοντικούς αστροναύτες να ξεκινούν την πτήση τους με την βεβαιότητα των ατυχημάτων, καταστροφών και δυσλειτουργιών.

Ακόμα δεν έχουμε πάει να κατοικήσουμε «εκεί πάνω» και καταφέραμε να έχουμε ήδη μολύνει το περιβάλλον. Ελπίζω αυτή η προσπάθεια να δώσει το έναυσμα για περισσότερη σκέψη, ενασχόληση και εύρεση λύσεων για το πρόβλημα αυτό.

Η πτυχιακή αυτή εργασία έγινε στο πλαίσιο του μαθήματος «Προβλήματα του εγγύς διαστημικού περιβάλλον» ενδιαφέροντος των Τομέων «Αστρονομίας Αστροφυσικής και Μηχανικής /Σ.Θ.Ε./ Α.Π.Θ.» και «Εφαρμογών φυσικής και φυσικής περιβάλλοντος /Σ.Θ.Ε./ Α.Π.Θ.». Η εργασία έγινε υπο την επίβλεψη του καθηγητή Ν.Κ. Σπύρου. Τέλος αναφέρεται ότι το 4^ο κεφάλαιο της εργασίας έγινε σε πλήρη συνεργασία με την φοιτήτρια κ. Ζηνά Χαρούλα με Α.Ε.Μ. 10081, βρίσκεται και στην πτυχιακή εργασία της ίδιας και αντιστοιχεί στο 40 % της παρούσας εργασίας.

Θεσσαλονίκη, Οκτώβριος 2002

Βασιλική Ασβεστά
Α.Ε.Μ. 10029

Περιεχόμενα

Ευχαριστίες	Σελ. 1
Πρόλογος	2
Περιεχόμενα	3

Κεφάλαιο 1^ο: Περιγραφή διαστημικών καταλοίπων	5
1) Ορισμός των διαστημικών συντριμμίων	5
2) Το πλήθος και το μέγεθος των συντριμμίων που κυκλοφορούν γύρω από τη Γη	7
3) Πώς προκύπτουν αυτά τα νούμερα;	8
4) Πού κινούνται τα διαστημικά κατάλοιπα και με ποιες ταχύτητες;	9
5) Ποιες είναι οι χώρες που ευθύνονται για την ύπαρξη των διαστημικών συντριμμίων;	11

Κεφάλαιο 2^ο : Πηγές διαστημικών συντριμμίων	14
1. Αποθήκευση χρησιμοποιημένων ορόφων	14
2. Στερεά καύσιμα- Al_2O_3	16
3. Συντρίμμια κατά την εκτόξευση δορυφόρου	17
4. Ασπίδες-καλύμματα	18
5. Σχεδιασμένα προγράμματα στο διάστημα	18
6. Η ανθρώπινη δραστηριότητα στο διάστημα	19
7. Κατεστραμμένα φορτία δορυφόρου	19
8. Εγκαταλελημμένοι δορυφόροι	19
9. Η καταστροφή των δορυφόρων	20
9α. Ατομικό οξυγόνο	20
9β. Θέρμανση από την Ηλιακή ακτινοβολία	21
10. Ο θρυμματισμός των δορυφόρων	21
11. Σκόπιμος θρυμματισμός δορυφόρων	22
12. Όπλα στο διάστημα	26
13. Προώθηση-σχετιζόμενος θρυμματισμός	31
14. Διαλύσεις εκτόξευσης οχημάτων	31
15. Συγκρούσεις που δημιουργήθηκαν από θρυμματισμό Δορυφόρου	35
16. Θρυμματισμός για άγνωστους λόγους	37
17. Αστεροειδείς, Μετεωρίτες, κομήτες	40

Κεφάλαιο 3^ο : Ανάλυση του περιβάλλοντος και διασπορά των διαστημικών συντριμμίων	41
α) NORAD-πηγή πληροφοριών	41
β) Μέτρηση του μεγέθους και διασπορά	42
i) Μέθοδοι, πίνακες και πηγές πληροφοριών σχετικά με δορυφόρους	42
ii) Εξοπλισμός και μέθοδοι μέτρησης μάζας	44
iii) Στατιστική προσέγγιση απόκλισης του πληθυσμού των συντριμμίων	45
iv) Σφάλματα μετρήσεων της RCS και μεταφορά σφάλματος στην μέτρηση μάζας	46
v) Εξερεύνηση του περιβάλλοντος των δορυφόρων	47
vi) LDEF	48
vii) Χρήση τηλεσκοπίου GEODSS	49

viii)Πείραμα με τη NORAD	49
γ) Μεταβολή από RCS σε μάζα	50
δ) Μέθοδοι μεταβολής	51
ε) Κατανομές μάζας και ταχύτητας	53
στ) Δεδομένα υπερταχείας κρούσης	55
ζ) θεωρία διαταραχών	57
η) Διαγράμματα Gabbard	58
θ) Βαρύτερα διαγράμματα Gabbard	62
i)(SAFE) test	65

Κεφάλαιο 4^ο : Κίνηση στο διάστημα

A) Μελέτη της κίνησης ενός νέφους σωματιδίων στο διάστημα έπειτα από μια διαταραχή

Υποθέσεις για το μοντέλο του ρευστού	67
Συνθήκες ύπαρξης κυκλικής τροχιάς	70
Συντελεστής της εξίσωσης των ξ για ισόθερμη μεταβολή	116
Συντελεστές της εξίσωσης των ξ για αδιαβατική μεταβολή	117
Συντελεστές για την εξίσωση των z	125
Διερεύνηση των προσήμων των συντελεστών	130
Θεώρηση ημιτονοειδούς λύσης με διαταραχή	131
Προσπάθεια εύρεσης λύσης	139

Κεφάλαιο 5^ο : Επανείσοδος στη Γη

1.Τι είναι τα νέφη των διαστημικών σκουπιδιών	143
2.Πόσο θα μείνουν τα συντρίμια εκεί πάνω;	144
3.Επανείσοδος	144
4.Επανείσοδος μετεωριτών	145
5. Πόση μάζα προσγειώθηκε;	147
6.Πόσο γρήγορα κινείται καθώς προσγειώνεται;	148
7.Σύγκρουση μετεώρων με τη Γη	148
8.Μπορούμε να ελέγξουμε πού θα προσγειωθούν τα συντρίμια;	149
9.Μπορούμε να προβλέψουμε πού θα προσγειωθούν τα συντρίμια;	149
10.Τι είναι ίχνος συντριμμίων;	150
11.Πώς μπορεί να ελεγχθεί ο κίνδυνος;	151
12.Παραδείγματα- αναφορές για συντρίμια που έπεσαν	151
13.Κίνδυνος και πιθανότητα σύγκρουσης	152

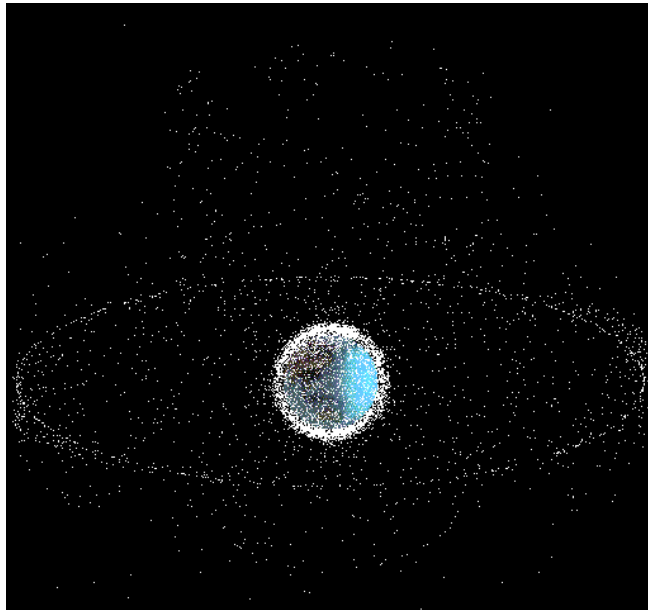
Κεφάλαιο 6^ο : Συγκρούσεις με τη Γη

1. Εισαγωγή	155
2.Η ιστορία των συγκρούσεων της Γης και της Σελήνης	157
3. Φυσικά και βιολογικά αποτελέσματα των συγκρούσεων	160
4.Σύγχρονοι κίνδυνοι των συγκρούσεων NEA	162
5.Η έρευνα spaceguard	164
6.Πληρότητα του πληθυσμού και της έρευνας	166
7.Σημερινή συχνότητα συγκρούσεων NEA	171
8. Κοινωνικές συνθήκες για έρευνες NEO	175
9.Συμπεράσματα	177

Βιβλιογραφία

1.ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΔΙΑΣΤΗΜΙΚΩΝ ΚΑΤΑΛΟΙΠΩΝ

1)Ορισμός των διαστημικών συντριμμιών



Εικόνα 1.1 Το πλήθος των διαστημικών καταλοίπων που γυρίζουν γύρω από τη Γη

Φανταστείτε ότι βρίσκεστε στην αυλή του σπιτιού σας και έχετε στη διάθεσή σας ένα καλό ζευγάρι κυάλια. Γυρίστε τώρα τα κυάλια σιγά σιγά στον απογευματινό ουρανό και θα ανακαλύψετε τις εκρήξεις πλήθους συντριμμιών που γυρίζουν γύρω από τη Γη. Κοιτάζτε Νοτιοδυτικά καθώς ο Ήλιος αρχίζει να χάνεται στον Ορίζοντα. Τέσσερις στις πέντε φορές κάθε ώρα θα παρατηρήσετε τουλάχιστον ένα αντικείμενο να τρεμοπαίζει στο φως του ηλιοβασιλέματος. Περιμένετε τώρα για μια ή δυο ώρες και παρατηρήστε τον αριθμό των αστερών που φαίνονται με γυμνό οφθαλμό. Εάν ο ουρανός είναι σκοτεινός και καθαρός, δεν υπάρχουν τα φώτα της πόλης, θα πρέπει να βλέπετε γύρω στα 3000 αστέρια, δηλαδή περίπου το 1/3 των αντικειμένων που γυρνούν γύρω από τη Γη, συμπεριλαμβανομένων και των λειτουργικών δορυφόρων, χρησιμοποιημένων πυραύλων, κι γενικά των διαστημικών καταλοίπων που άφησε ο άνθρωπος στην πορεία αυτή των 40 χρόνων που έστειλε τον πρώτο δορυφόρο στο διάστημα.

Το διαστημικό περιβάλλον, εκτός από ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, σωματίδια και άλλα, έχει και ένα πλήθος διαστημικών καταλοίπων. Ως διαστημικά κατάλοιπα θεωρούμε τα περιφερόμενα αντικείμενα γύρω από τη Γη που δεν προσφέρουν πλέον κάτι χρήσιμο. Χωρίζονται σε τρεις κατηγορίες:

- ✓ **Τα φυσικά σώματα**
 - Μετεωροειδή (υπολείμματα από τους θρυμματισμένους κομήτες του Ηλιακού μας συστήματος
 - Αστεροειδείς
- ✓ **Ανθρώπινης προέλευσης αντικείμενα (τεχνητά)**
Το αποτέλεσμα της δράσης του ανθρώπου στο διάστημα τα τελευταία 40 χρόνια.
- ✓ **Άγνωστης προέλευσης**

Αναφορικά, τα τεχνητά διαστημικά κατάλοιπα μπορεί να είναι

- Χρησιμοποιημένοι όροφοι πυραύλων
- Εγκαταλελειμμένοι δορυφόροι
- Ενισχυτικοί πύραυλοι
- Εξαρτήματα που ελευθερώνονται σκόπιμα κατά την αποστολή
- Φλούδες μπογιάς, κομμάτια από την μόνωση, σχοινιά από προστατευτικές επενδύσεις
- Στερεά καύσιμα
- Αποτελέσματα τυχαίας ή σκόπιμης έκρηξης
- Αποτελέσματα συγκρούσεων των δορυφόρων
- Αντικείμενα που έφυγαν από τους αστροναύτες ή κοσμοναύτες (γάντια, κατσαβίδια κ.λ.π.)
- Πρόσθετα φορτία εξοπλισμού

Κάποια σημαντικά γεγονότα στην ιστορία του ανθρώπου στο διάστημα και των διαστημικών καταλοίπων είναι τα παρακάτω:

- ◈ Το 1957 η Ρωσία έθεσε σε τροχιά τον πρώτο δορυφόρο, Sputnik και το πρώτο ζώο, ένα σκύλο, την Λάικα.
- ◈ Το 1961 ο Yuri Gagarin από τη Σοβιετική Ένωση είναι ο πρώτος άνθρωπος στο διάστημα. Έπειτα ακολούθησε ο Alan Shepard από την Αμερική.
- ◈ Το 1963 η Valentina Tereshkova από την Σοβιετική Ένωση είναι η πρώτη γυναίκα στο διάστημα.
- ◈ Στις 20 Ιουλίου 1969, οι άνθρωποι αποβιβάζονται στη Σελήνη από το Apollo 11. Ο Neil Armstrong και ο Buzz Aldrin συλλέγουν δείγματα και τα γυρνούν στη Γη.
- ◈ Το 1971, Οι Σοβιετικοί στέλνουν το Salyut 1, τον πρώτο διαστημικό σταθμό σε τροχιά.
- ◈ Το παλιότερο κατάλοιπο είναι τα 5000 αντικείμενα που εκτοξεύτηκαν από Sputnik I το 1957
- ◈ ο Αμερικάνικος δορυφόρος Vanguard I εκτοξεύτηκε στις 7 Μαρτίου του 1958 και δούλεψε μόνο για 6 χρόνια.
- ◈ Το 1965, κατά τη διάρκεια του περιπάτου των Αμερικανών στο διάστημα, ο αστροναύτης του Gemini 4, Edward White, έχασε ένα γάντι. Το γάντι έμεινε σε τροχιά για ένα μήνα, κινούμενο με ταχύτητα 28,000km/h, καθιστώντας το, ένα επικίνδυνο συντρίμμι στην Ιστορία.
- ◈ Πάνω από 200 αντικείμενα (σακούλες απορριμμάτων) ελευθερώθηκαν από τον διεθνή διαστημικό σταθμό MIR κατά την 10 χρονή αποστολή του.
- ◈ Το μεγαλύτερο ποσό διαστημικών συντριμμιών που δημιουργήθηκαν κατά την καταστροφή ενός δορυφόρου ήταν στον ανώτερο όροφο του Pegasus που εκτοξεύτηκε το 1994. Η έκρηξή του, το 1996, παρήγαγε ένα σύννεφο 300.000 συντριμμιών διαμέτρου από 4 mm μέχρι 70cm(αρκετά μεγάλα για να καταγραφούν).



Εικόνα 1.2
Η Λάικα



Εικόνα 1.3
αστροναύτης



Εικόνα 1.4
Το φως ξεσκεπάζει
τα καλά κρυμμένα
σκουπίδια στο
σκοτάδι του
διαστήματος

2) Το πλήθος και το μέγεθος των συντρίμμιων που κυκλοφορούν γύρω από τη Γη

Τα διαστημικά συντρίμια ανάλογα με το μέγεθός τους χωρίζονται σε τρεις κατηγορίες :

- Τα μεγάλα αντικείμενα με διάμετρο μεγαλύτερη από 10 cm
- Τα μεσαία αντικείμενα διαμέτρου μεγαλύτερης από 1mm και μικρότερης από 10 cm
- Τα μικρά αντικείμενα διαμέτρου μικρότερης από 1mm



Εικόνα 1.5. Υπάρχουν κυκλικοί δακτύλιοι, συνεστραμμένοι ή ογκώδεις και δακτύλιοι-πλεξούδες, οι οποίοι περιλαμβάνουν μόρια σκόνης, αμέτρητα κομμάτια πάγου και βράχου σε μέγεθος λεωφορείου. Αρχίζουν 7000 km πάνω από την κορυφή των νεφών του Κρόνου και εκτείνονται μέχρι την απόσταση των 420000 km, ενώ το πάχος τους μερικές φορές ξεπερνά το 1 km.

Σύμφωνα με τη Ευρωπαϊκή Υπηρεσία του διαστήματος, έχουμε:

Η πρώτη εκτόξευση έγινε το 1957.

Από τότε έχουν γίνει 4800 εκτοξεύσεις από τις οποίες έχουν παραχθεί 25.000 αντικείμενα.

Το 1/3 γυρίζει ακόμα, δηλαδή 4.500 τόνοι μέταλλου βρίσκεται σε τροχιά.

- ☐ Σήμερα 8.500 αντικείμενα ανιχνεύονται μεγαλύτερα από 10 cm σε διάμετρο και κάθε χρόνο προστίθενται 175 αντικείμενα από 120 εκτοξεύσεις.

Το 1/6 είναι χρησιμοποιημένοι όροφοι

Το 1/5 αποτελείται από μη λειτουργικό φορτίο

Το 12% από αντικείμενα του εξοπλισμού που αφέθηκαν

Το 40% από τους 160 δορυφόρους που καταστράφηκαν σε τροχιά (30% σκόπιμα)

Μόνο 6% είναι λειτουργήσιμοι δορυφόροι.

- ☐ 100.000 αντικείμενα διαμέτρου μεγαλύτερης από 1 cm και μικρότερης από 10 cm.
- ☐ 35.000.000 αντικείμενα διαμέτρου μικρότερης από 1mm.
- ☐ 10^{10} αντικείμενα διαμέτρου περίπου 0,1 mm

3) Πώς όμως προκύπτουν αυτά τα νούμερα;



Εικόνα 1.6. Ραντάρ εδάφους

Ένας μεγάλος αριθμός αντικειμένων καταγράφεται από τη Γη είτε στις ραδιοσυχνότητες είτε στην περιοχή του ορατού. Το πιο σημαντικό εργαλείο στην καταγραφή των μεγάλων αντικειμένων είναι τα ραντάρ Haystack κοντά στη Βοστώνη. Το ραντάρ αυτό μπορεί να ανιχνεύσει μεγέθη από 1 μέχρι 30 cm αντικείμενα που κινούνται σε τροχιές χαμηλού ύψους (LEO). Άλλο μέσο είναι το (μετασχηματίσιμο) ραντάρ ιονισμού, το οποίο ανιχνεύει φυσικά και τεχνητά αντικείμενα μικρά όσο 0,1 mm, μέσω του ιονισμού που παράγουν στην ανώτερη ατμόσφαιρα. Τελικά, η ανίχνευση των μεγάλων συντριμμιών (μεγαλύτερης διαμέτρου από 5 cm) γίνεται με οπτικό τηλεσκόπιο (μεγαλύτερης διαμέτρου από 5 cm) γίνεται με οπτικό τρόπο, όπως το τηλεσκόπιο υγρού καθρέπτη, που χρησιμοποιείται ειδικά για την ανίχνευση αντικειμένων στην τροχιά GEO.

Μεγάλα συντρίμια (>10 cm) ανιχνεύονται συνεχώς από το δίκτυο διαφύλαξης της ασφάλειας του διαστήματος. Αντικείμενα των 3 mm μπορούν να ανιχνευτούν από ραντάρ εδάφους, βάζοντας τη βάση για στατιστικούς υπολογισμούς των αριθμών τους. Δηλώσεις του πληθυσμού < 1mm μπορεί να γίνει εξετάζοντας την μορφή των συγκρουσθέντων επιφανειών των διαστημοπλοίων που γύρισαν εάν και αυτό περιορίζεται στα διαστημόπλοια που λειτουργούν στο ύψος των 600 km.

Μέθοδοι οπτικών παρατηρήσεων εφαρμόζονται καλύτερα για αντικείμενα με τροχιές μεγάλου πλάτους. Οι ανιχνευτές χρησιμοποιώντας φορτισμένα ζεύγη μηχανών σε συνδυασμό με ψηφιακές τεχνικές μεθόδων εικόνας προσφέρουν πολλά υποσχόμενες όψεις. Για τα συντρίμια σχετικά με την έρευνα, στην ESA αναβαθμίζεται ένα τηλεσκόπιο Zeiss διαμέτρου 1 m, το οποίο θα εγκατασταθεί στο παρατηρητήριο Teide του Ισπανικού νησιού Τενερίφη.

Ανάλυση των επιφανειών που γυρνούν από το διάστημα

Η επιστροφή των δορυφόρων στη Γη μετά από την έκθεσή τους στο διαστημικό περιβάλλον, παρέχει σημαντικές πληροφορίες για τον πληθυσμό των σωματιδίων, διαστάσεως από μm μέχρι mm. Παραδείγματα είναι το Ηλιακό array του διαστημικού τηλεσκοπίου Hubble και το διαστημόπλοιο Eureka. Αν και το LDEF (μακράς διάρκειας εγκατάσταση έκθεσης) κουβαλάει πειράματα ειδικά σχεδιασμένα για να ερευνήσουν το εγγύς διαστημικό περιβάλλον. Το όλο όχημα παρέχει πληροφορίες για αριθμητική καταγραφή των συγκρούσεων από μετεωρίτες και διαστημικά σκουπίδια. Γενικά ο αριθμός των συγκρούσεων συμφωνεί με τα υπάρχοντα μοντέλα. Μια αδιαπέραστη δυσκολία είναι να ξεχωρίσουμε τις συγκρούσεις με μετεωρίτες από εκείνες με τα τεχνητά αντικείμενα.

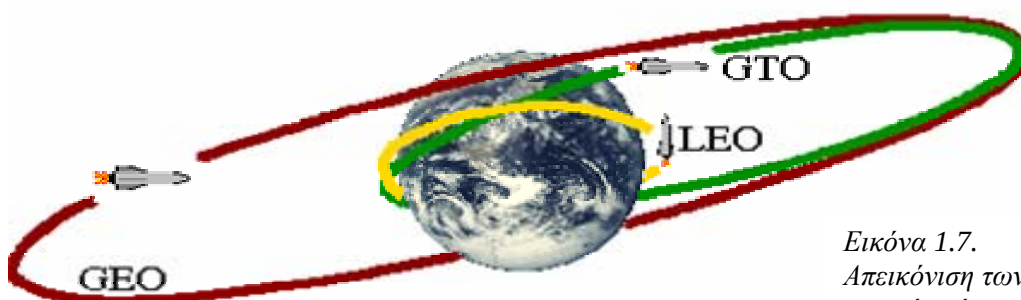
4)Πού κινούνται τα διαστημικά κατάλοιπα και με ποιες ταχύτητες;

Μερικές κατηγορίες των τροχιών της Γης

- ✓ Τροχιά χαμηλού ύψους (LEO) ονομάζεται κάθε τροχιά γύρω στα 2000 χιλιόμετρα(1250 μίλια) πάνω από την επιφάνεια της Γης(το υλικό μεταξύ των υψηλότερων τροχιών και της LEO δεν είναι καλά καθορισμένο) η τροχιά αυτή ανταποκρίνεται σε μια περίοδο τροχιάς 127 λεπτών, ή λιγότερο. Ο διαστημικός σταθμός freedom μπήκε σε τροχιά LEO σε ύψος μεταξύ 300 και 500 χιλιομέτρων.
- ✓ Τροχιές μεσαίου ύψους ονομάζονται εκείνες μεταξύ την LEO και GEO
- ✓ Γεωσύγχρονη τροχιά είναι εκείνη σε μέσο ύψος 35787 km (22365 μίλια) στην οποία ένας δορυφόρος έχει περίοδο 24 ωρών.
- ✓ Γεωστατική τροχιά (GEO) είναι μια ειδική περίπτωση της γεωσύγχρονης τροχιάς στην οποία ένας δορυφόρος γύρω από την Γη έχει γωνιακή ταχύτητα ίση με της Γης.Αυτός παραμένει σταθερός πάνω από ένα σημείο της Γης. Οι θέσεις γύρω από την GEO χρησιμοποιούνται στους τηλεπικοινωνιακούς δορυφόρους γιατί το πλεονέκτημα των γεωστατικών επιτρέπει σε έναν δορυφόρο την συνεχή κάλυψη μιας μεγάλης έκτασης της Γης. Επιπρόσθετα, οι δορυφόροι στην GEO μπορούν να μεταφερθούν κατά μήκος την τροχιάς για να αλλάξουν την περιοχή κάλυψης μέσα σε ένα λογικό κόστος.
- ✓ Υπερσύγχρονη τροχιά ονομάζεται μια τροχιά με μεγαλύτερη περίοδο και μεγαλύτερο μέσο ύψος από την γεωστατική.
- ✓ Ηλιοσύγχρονη τροχιά, ονομάζεται μια τροχιά που είναι συγχρονισμένη με τον Ήλιο με τέτοιο τρόπο που περνάει από τον Ισημερινό την ίδια στιγμή κάθε μέρα. Τέτοιου είδους τροχιές είναι πράγματι πολύ σημαντικές γιατί οι δορυφόροι μεταφοράς πρέπει να βλέπουν μια επιφάνεια της Γης την ίδια στιγμή της ημέρας σε κάθε πέρασμά τους έτσι ώστε να παραμείνουν συνεπή τα δεδομένα.

✓ Τροχιές χαμηλού ύψους (LEO)

Τα αντικείμενα στις LEO εστιάζουν το μεγαλύτερο ενδιαφέρον γιατί αυτά χρησιμοποιούνται περισσότερο. Οι πολύ χαμηλές τροχιές (γύρω στα 500 km) αυτοκαθαρίζονται μέσα σε λίγα χρόνια, αφού τα συντρίμια φτάνουν στο ανώτερο στρώμα της ατμόσφαιρας της Γης και καίγονται ή πέφτουν στην Γη σε σύντομο χρονικό διάστημα. Αν και περίπου το 39% των καταγεγραμμένων συντρίμμίων συνεπάγονται από τις διαλύσεις των δορυφόρων, είναι ακόμα σε τροχιά (μέχρι τον Ιανουάριο του 1990), συνεχιζόμενες συνεισφορές σε σκουπίδια θα αναπλήρωναν τα σκουπίδια που αποβάλλονται από την ατμοσφαιρική ζώνη. Στην πραγματικότητα, τα περισσότερα συντρίμια σε

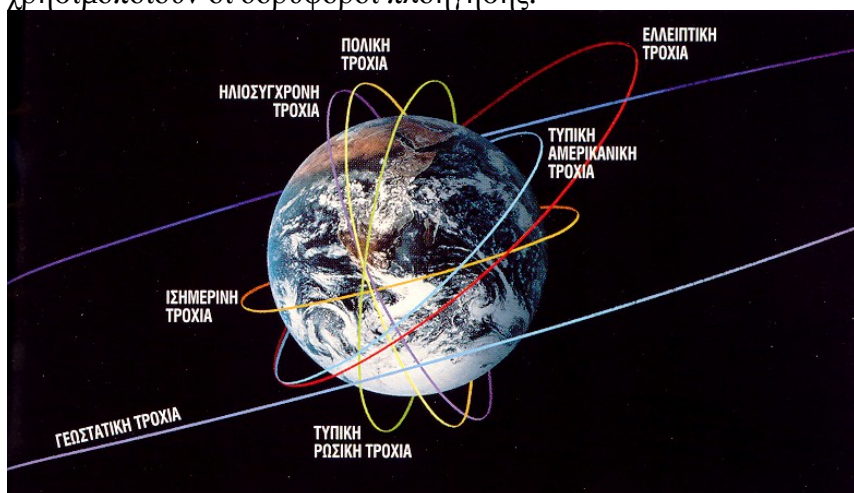


Εικόνα 1.7.
Απεικόνιση των
τροχιών γύρω
από τη Γη

χαμηλές τροχιές, προέρχονται από αντικείμενα που αποσυντίθενται αργά από τις υψηλότερες τροχιές.

✓ Τροχιές μεσαίου ύψους (MEO)

Οι χρόνοι ζωής των αντικειμένων στην MEO είναι εξαιρετικά μεγάλοι. Λόγω του ότι η διαστημική πυκνότητα των αντικειμένων στην MEO είναι χαμηλή και λόγω του ότι αυτές οι τροχιές χρησιμοποιούνται λιγότερο από τις LEO και την γεωστατική τροχιά(GSO, τα συντρίμια προκαλούν λιγότερο ενδιαφέρον σήμερα από άλλες τροχιές. Οι χώρες όμως, τοποθετούν όλο και περισσότερα διαστημόπλοια στις τροχιές αυτές σκεπτόμενες το μέλλον. Εξαιτίας του ότι τα διαστημόπλοια επιστούν πολύ σ'αυτές τις τροχιές, ο αυξανόμενος πληθυσμός τους μπορεί να προκαλέσει πολλά προβλήματα και απειλές για τις μελλοντικές διαστημικές αποστολές. Ειδικά στις ηλιοστατικές τροχιές που χρησιμοποιούν οι δορυφόροι πλοήγησης.



Εικόνα 1.8. Δακτύλιοι που θα ζήλευε κι ο Κρόνος, οι τροχιές των δορυφόρων έχουν διάφορα μεγέθη και κλίσεις. Σε χαμηλή τροχιά (π.χ. 300 km), ένας δορυφόρος βλέπει περίπου το 2, 2% της γήινης επιφάνειας. Στη γεωστατική τροχιά στέκεται κατακόρυφα πάνω από το ίδιο σημείο του γήινου Ισημερινού, βλέποντας το 42% περίπου της επιφάνειας του πλανήτη. Σε πολική τροχιά παρατηρεί ολόκληρη τη Γη, καθώς ο πλανήτης περιστρέφεται κάτω από το δορυφόρο. Σε ηλιοσύγχρονη τροχιά, με κλίση λίγων μοιρών από τους Πόλους, φωτογραφίζει τη Γη, με το Ηλιακό φως να τη λούζει υπό την ίδια πάντα γωνία. Οι δορυφόροι παραμένουν στο τροχιακό επίπεδο, που ορίζεται από το γεωγραφικό πλάτος του τόπου εκτόξευσής τους. Ένας δορυφόρος που εκτοξεύεται από τη Γαλλική Γουιάννα με τον πύραυλο Arianne θα παραμείνει σε Ισημερινή τροχιά, αν αυτή δεν διορθωθεί από το κέντρο ελέγχου. Οι αμερικάνικοι δορυφόροι που εκτοξεύονται από το « Ακρωτήριο Κανάβεραλ » έχουν μικρότερη κλίση, η γωνία ως προς τον Ισημερινό, από τους Ρώσικους που εκτοξεύονται από μεγαλύτερα γεωγραφικά πλάτη. Οι ελλειπτικές τροχιές είναι χρήσιμες για επιστημονικές μετρήσεις- όπως των επιπέδων του όζοντος.

✓ Γεωστατική τροχιά(GEO)

GEO, είναι μια ειδική περίπτωση του GSO είναι πολύ σημαντικό, γιατί είναι εξαντλούμενη φυσική πηγή μιας υπολογίσιμης οικονομικής αξίας για τους τηλεπικοινωνιακούς δορυφόρους. Αυτή η κατηγορία τροχιάς περιέχει έναν ταχέως αναπτυσσόμενο πληθυσμό διαστημοπλοίων, με αποτέλεσμα, αρχικά την οικονομική και πολιτική σημασία για τους τηλεπικοινωνιακούς δορυφόρους και άλλες εμπορικές δυνατότητες.

Η GEO έχει έναν σταθερό πληθυσμό περίπου 400 ανιχνεύσιμων αντικειμένων, συμπεριλαμβανοντας και 100 ενεργές δραστηριότητες και

άλλους δορυφόρους. Η ακριβής ποσότητα των αντικειμένων στη GEO δεν είναι γνωστή, επειδή αντικείμενα μικρότερα από 1 μέτρο είναι μη ανιχνεύσιμα από την απόσταση της Γης. (σχήμα 6). Ένας αναλυτής σημειώνει ότι μπορεί να περιέχει ακόμα και άλλα 2000 μη ανιχνεύσιμα αντικείμενα. Τα αντικείμενα που τοποθετούνται στην GEO θα παραμείνουν εκεί για πάντα εκτός εάν μεταφερθούν από εκεί σκόπιμα. Ακόμα, επειδή τα αντικείμενα αυτής της τροχιάς κινούνται όλα στη ίδια γενική διεύθυνση (προς την ανατολή) σε χαμηλές ταχύτητες σχετικές μεταξύ τους, συγκρούσεις μεταξύ ενεργών ελεγχόμενων δορυφόρων και εγκαταλελειμμένων διαστημοπλοίων που κινούνται γύρω από τη Γη, θα συμβούν σε σχετικά χαμηλές ταχύτητες. Συμπερασματικά, οι ειδικοί σημειώνουν ότι ο κίνδυνος από τα διαστημικά σκουπίδια είναι μικρότερος από εκείνον των μετεωριτών που περνούν από την τροχιά. Λόγω των χαμηλότερων ταχυτήτων, είναι λιγότερο πιθανό να συμβούν αντιδράσεις αλυσίδας απ' ότι στην LEO. Καθώς όμως περισσότεροι ενεργοί δορυφόροι τοποθετούνται σε σημαντική τροχιά και καθώς μεγαλώνουν τα νούμερα των ανεξέλεγκτων, ανενεργών δορυφόρων ξεφεύγουν από την τροχιά της Γης, οι καταστροφικές συγκρούσεις είναι αναπόφευκτες. Καταστροφικές συγκρούσεις, θα έχουμε και όταν ανενεργοί δορυφόροι ξεφεύγουν από την GEO, κερδίζοντας πολύ υψηλότερες ταχύτητες, με αποτέλεσμα την εμφάνιση μικρών βαρυτικών και άλλων δυνάμεων. Σε συγκεκριμένες πυκνότητες για τα συντρίμια και δορυφόρους της GEO, μερικοί ειδικοί σημειώνουν ότι ένας μεγάλος δορυφόρος (30-50 τ.μ.) θα βιώσει με πιθανότητα 0,1 % να χτυπηθεί κατά την διάρκεια της λειτουργικής του ζωής.

Όμως, σε λίγα χρόνια, εάν τα παρόντα νούμερα των δορυφόρων που τίθενται σε GEO συνεχίσουν, αυτή η πιθανότητα θα αλλάξει δραματικά σε περίπου 5% τον χρόνο εάν δεν γίνουν προσπάθειες μετρίασης. Εάν αυτή η σημείωση γίνει πραγματικότητα, ο τυπικός δορυφόρος της GEO, ο οποίος αναμένεται να λειτουργεί για 10 χρόνια, θα έχει 40% πιθανότητα να χτυπηθεί από σκουπίδια κατά τη διάρκεια της ζωής του.

Ταχύτητες κίνησης

Τα συντρίμια κινούνται με ταχύτητες περίπου 10 km/s, ενώ οι μετεωρίτες με ταχύτητα 20 km/s. Στις LEO (κάτω από 2000 km) γυρίζουν γύρω από τη Γη με ταχύτητες 7- 8 km/s, η σχετική όμως ταχύτητά τους με άλλα αντικείμενα του διαστήματος είναι 10 km/s.

5) Ποιες είναι οι χώρες που ευθύνονται για την ύπαρξη των διαστημικών συντριμμιών;

Κατάσταση καταγραφής δορυφόρων

Η πληροφορία αυτή είναι από την κατάσταση καταγραφής δορυφόρων από το διαστημικό κέντρο πτήσης Goddard, τον Σεπτέμβριο του 1997.



Εικόνα 1.9. Πύραυλος Έτοιμος για εκτόξευση

Η κατάσταση καταγραφής δορυφόρων είναι ένας κατάλογος εκείνων των δορυφόρων (αντικειμένων) που βρίσκονται αυτή τη στιγμή σε τροχιά και εκείνων που προηγουμένως περιφέρονταν γύρω από τη Γη. Μερικά αντικείμενα, είναι πολύ μικρά ή πολύ μακριά από την επιφάνεια της Γης για να μπορούν να ανιχνευτούν. Γι' αυτό ο κατάλογος αυτός δεν περιλαμβάνει όλα τα περιφερόμενα γύρω από τη Γη αντικείμενα ανθρώπινης προέλευσης.

ΠΙΝΑΚΑΣ 1.1

	αντικείμενα	Σε τροχιά		Αποσυντεθειμένα	Αντικείμενα	
Πηγές/οργανισμοί	φορτία	συντρίμια	σύνολο	φορτία	συντρίμια	σύνολο
Αργεντινή	5	0	5	0	0	0
Arab Sat. Comn.Org	2	0	2	0	0	0
Asia Sat Corp	3	0	3	0	0	0
Αυστραλία	6	2	8	2	0	2
Βραζιλία	6	0	6	0	0	0
Καναδάς	15	0	15	1	1	2
Τσεχοσλοβακία	4	0	4	1	0	1
ESA	25	190	215	4	477	481
Euro. Space Res.Org	0	0	0	7	3	10
Euro.Telec.Sat.Org	11	0	11	0	0	0
France/Fed. Rep. Ger	2	0	2	0	0	0
Γαλλία	29	16	45	7	59	66
Federal Republic Ger	14	1	15	6	5	11
Int.Marit.Sat.Org	8	0	8	0	0	0
Ινδία	16	4	20	7	8	15
Ινδονησία	8	0	8	1	0	1
Ισραήλ	2	0	2	2	3	5
Ιταλία	7	3	10	6	0	6
Int. Telec.Sat.Org	53	0	53	1	0	1
Ιαπωνία	62	57	119	11	84	95
Κορέα	4	0	4	0	0	0
Λουξεμβούργο	6	0	6	0	0	0
Μαλαισία	2	0	2	0	0	0
Μεξικό	5	0	5	0	0	0
North at.Treaty Org	8	0	8	0	0	0

Κάτω Χώρες	0	0	0	1	0	1
Πακιστάν	0	0	0	1	0	1
Πορτογαλία	1	0	1	0	0	0
Λαϊκή δημ. Κίνας	21	100	121	26	88	114
Σαουδ. Αραβία	5	0	5	0	0	0
Ισπανία	5	0	5	0	0	0
Σουηδία	5	0	5	0	0	0
Ταϊλάνδη	3	0	3	0	0	0
Τουρκία	2	0	2	0	0	0
Ηνωμ. Βασίλειο	15	1	16	8	4	12
ΗΠΑ	714	3304	4018	679	3184	3863
Ρωσία/Σοβ.Ενω ση	1361	2536	3897	1684	9913	11597
Σύνολα	2465	6216	8681	2457	13834	16291
Γενικό σύνολο						24972



Εικόνα 1.10

2. ΠΗΓΕΣ ΔΙΑΣΤΗΜΙΚΩΝ ΚΑΤΑΛΟΙΠΩΝ

Οι πηγές των τεχνητών διαστημικών συντριμμιών ποικίλουν όπως και οι δορυφόροι από τους οποίους προέρχονται. Ονομαστικά, οι δραστηριότητες των αποστολών, η καταστροφή των δορυφόρων και ο θρυμματισμός τους. Η εξέταση της κάθε μια κατηγορίας όχι μόνο θα εξηγήσει και θα ταξινομήσει την επιρροή των μηχανισμών παραγωγής συντριμμιών, αλλά θα αναγνωρίσει τις περιοχές όπου μικρές αλλαγές στις διαδικασίες διαστημικής αποστολής, θα μπορούσε επιτυχώς να μετριάσει την ανάπτυξη του πληθυσμού των διαστημικών συντριμμιών.

ΔΡΑΣΤΗΡΙΟΤΗΤΕΣ ΑΠΟΣΤΟΛΗΣ



Εικόνα 2.1. Διαχωρισμός των ορόφων του πυραύλων κατά την εκτόξευση

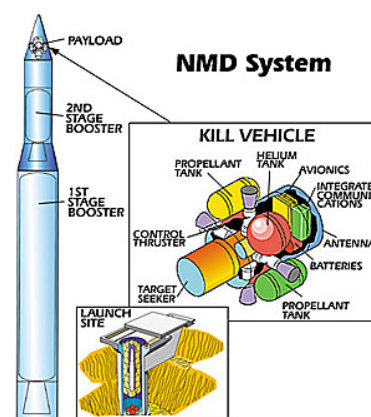
1. Ίσως το πιο φανερό και σίγουρα το μεγαλύτερο τεχνητό (από τον άνθρωπο) διαστημικό σκουπίδι προέρχεται από την **αποθήκευση των χρησιμοποιημένων ορόφων των δορυφόρων σε τροχιές γύρω από την Γη**. Η πλειονότητα της μάζας των τεχνητών συντριμμιών βρίσκεται στα στάδια των χρησιμοποιημένων ορόφων. Κατά μέσο όρο, τα κομμάτια του πυραύλου είναι πιο ογκώδη, βαριά και το σημαντικότερο, κατέχουν μεγαλύτερες περιοχές από το φορτίο που χρησιμοποιείται.

Αν και η πιθανότητα να συγκρουστεί ένας χρησιμοποιημένος όροφος πυραύλου με έναν ενεργό είναι μικρή, λόγω του σχετικά μικρού αριθμού τους, τα χρησιμοποιούμενα διαστημικά σκουπίδια αποτελούν μια τεράστια αποθήκη μάζας για μελλοντικά διαστημικά σκουπίδια. Αυτά τα σκουπίδια μπορούν να παραχθούν με μια σύγκρουση μεταξύ του σώματος του πυραύλου και μιας πολύ μικρότερης μάζας συντριμμιού. Εξαιτίας του ότι η ελαστικότητα των μικρότερων συντριμμιών είναι σημαντικά μεγαλύτερη από εκείνη των δορυφόρων που λειτουργούν, η πιθανότητα της σύγκρουσης ενός δορυφόρου είναι μεγαλύτερη.

Οι όροφοι ενός πυραύλου μπορούν να χωριστούν σε τρεις υποκατηγορίες: **Όροφος στάθμευσης, όροφος μεταφοράς και τελικός όροφος.**

Κάθε πρόγραμμα εκτόξευσης περιέχει έναν ή όλους τους παραπάνω ορόφους: Οι όροφοι στάθμευσης είναι σχεδιασμένοι έτσι ώστε να σηκώνουν φορτίο όπως τους πρόσθετους ορόφους. Σε χαμηλή τροχιά (LEO), τυπικά κάτω από 400km. Το φορτίο μπορεί να μετακινηθεί σε χαμηλού ύψους τροχιά μεγαλύτερης ζωής ή σε μια μεγάλου ύψους τροχιά ή σε τροχιά διαφυγής από τη Γη για αποστολές στη Σελήνη και πλανήτες.

Οι όροφοι στάθμευσης είναι τυπικά μεγάλοι, έχουν υψηλά βαλλιστικούς παράγοντες (Η μεγαλύτερη μάζα τους έχει καταναλωθεί) και καταστρέφονται πολύ γρήγορα. Για παράδειγμα ένα τυπικό στάδιο στάθμευσης για μια Ρώσικη γεωσύγχρονη ή ενδοπλανητική αποστολή είναι 12 μέτρα πλάτος, 4 μέτρα σε διάμετρο και έχει μάζα 4000 κιλών. Αυτό ισοδυναμεί με έναν βαλλιστικό παράγοντα περίπου στα 0,01 m²/kgf το οποίο οδηγεί σε επανέισοδο στην ατμόσφαιρα της Γης σε μια ή δυο μέρες. Συμπερασματικά, οι όροφοι στάθμευσης δεν τοποθετούν συγκεκριμένους κινδύνους από διαστημικά συντρίμια γιατί μετακινούνται από το περιβάλλον πολύ γρήγορα..



Εικόνα 2.2. Οροφοι πυραύλου

Οι όροφοι μεταφοράς είναι συνήθως μικρότεροι από εκείνους της στάθμευσης γιατί χρειάζεται να σηκώσουν λιγότερη μάζα σε μια νέα τροχιά που απαιτεί αλλαγή στην ταχύτητα, συνήθως λιγότερο από 2 km/sec. Ο όροφος μεταφοράς USAM, είναι μόνο 2,3 μέτρα μακρύς και 1,5 μέτρα σε διάμετρο και βάρος λιγότερο από 500 κιλά. Οι όροφοι μεταφοράς όπως και εκείνοι χαμηλότερων σταδίων, έχουν μειωμένους βαλλιστικούς παράγοντες (περίπου 0,005 m²/kgf) αφού είναι αρχικά «κοίλες φλούδες» μετά από επιτυχείς αποστολές. Επιπρόσθετα το χαμηλό τους περίγιο (και πάλι λιγότερο από 400 km) επιβεβαιώνει ότι θα συμβεί η «σήψη» μέσα σε μερικά χρόνια ή σε δεκάδες χρόνια.

Όπως αναφέρθηκε, η προσεκτική επιλογή της σωστής ανάβασης του αρχικού σχεδίου τροχιάς του ορόφου μεταφοράς, μπορεί να επιταχύνει σημαντικά τη «σήψη», εκμεταλλευόμενες τις ηλιακές διαταραχές. Μια ακατάλληλη επιλογή θα μπορούσε να οδηγήσει σε μεγαλύτερες ζωές. Αν και μικροί σε νούμερο, οι όροφοι μεταφοράς μπορούν να προκαλέσουν μια κρίσιμη σύζευξη μεταξύ του πληθυσμού των δορυφόρων χαμηλού ύψους και εκείνων του υψηλού. Εάν, για παράδειγμα ένας όροφος μεταφοράς, θρυμματιζόταν είτε από σύγκρουση σε χαμηλό ύψος είτε λόγω λάθους του πληρώματος, το μεγαλύτερο μέρος των συντρίμμων θα βάλλονταν σε υψηλά κεντρικές ελλειπτικές τροχιές. Τα συντρίμια αυτά στη συνέχεια μπορούν να επιφέρουν θρυμματισμούς και σε μεγαλύτερα ύψη. Ευτυχώς στην περίπτωση των γεωστατικών ορόφων μεταφοράς ($i=25^\circ$ για τις εκτοξεύσεις των ΗΠΑ και $i=47^\circ$ για εκτοξεύσεις Ρώσων), το θέμα του περιγείου «προπορεύεται» σχετικά γρήγορα. Για το λόγο αυτό το πλάτος του απογείου θα «παρασυρθεί» από τις πιο πυκνοκατοικημένες ισημερινές περιοχές και οι πιθανότητες σύγκρουσης με γεωστατικούς δορυφόρους θα καταστούν σπάνιες. Όμως, όταν περάσουν από την γεωστατική περιοχή, η υψηλότερη σχετική ταχύτητα μεταξύ του γεωστατικού δορυφόρου και του ορόφου μεταφοράς, θα δημιουργήσουν περισσότερα συντρίμια σε περίπτωση σύγκρουσης.

Μεγάλο ενδιαφέρον σ' αυτό τον τομέα παρουσιάζει ο ανώτερος όροφος του Ariane του Ευρωπαϊκού διαστημικού Οργανισμού (ESA). Ο πρώτος όροφος μεταφοράς του Ariane είναι γνωστό ότι θρυμματίστηκε. Νεώτερες συζητήσεις με την ESA το 1986 και 1987 δείχνουν ότι πρόσθετοι όροφοι μεταφοράς έσπασαν το 1985

και 1986. Αυτό δηλώνει ότι η πιθανότητα διάλυσης σε γεωστατική τροχιά, λόγω συντριμμιού μπορεί να αυξηθεί. Η κατάσταση αυτή είναι σύνθετη γιατί οι όροφοι Ariane χρησιμοποιούν κλίση μόνο 7 μοιρών σε σχέση με την «άχρηστη ζώνη». Οι Ηλιακές-Σεληνιακές διαταραχές θα αναγκάσουν τους ισημερινούς γεωστατικούς δορυφόρους να κινούνται κυκλικά με κλίση τροχιάς πάνω από 15 μοίρες.

Ας αναφερθούμε τώρα στο τελευταίο στάδιο, τον τελικού ορόφου. Από τη στιγμή που οι τελικοί όροφοι μεταφέρουν φορτίο στις ενεργές τροχιές, η τροχιά του τελικού ορόφου συνήθως διαφέρει πολύ λίγο από εκείνη του φορτίου. Η διαφορά εμφανίζεται λόγω της μικρής αλλαγής στην ταχύτητα που προσαρτήθηκε στο φορτίο κατά των διαχωρισμό. Ακόμα και τότε, η πιθανότητα να συγκρουστεί ένας τελικός όροφος με το φορτίο μετά από έναν επιτυχή διαχωρισμό είναι αμελητέα. Επειδή όμως, συχνά τελικοί όροφοι τοποθετούνται σε τροχιές μεγάλης ζωής, αποτελούν εύκολους στόχους για μικρότερα συντρίμια και αυτό γίνεται πηγή για δευτερεύοντα συντρίμια.

Η μετακίνηση των τελικών ορόφων από την τροχιά της Γης μπορεί να επιταχυνθεί με μικρό κόστος. Θα μπορούσε ιδανικά, ο όροφος να είναι σχεδιασμένος ώστε να περιέχει «υπόλοιπους» κινητήρες, μετά την ολοκλήρωση της αποστολής μεταφοράς του φορτίου. Εάν η ώθηση λειτουργούσε έτσι ώστε να παράγει μια ορμή οπισθοδρόμησης, το απόγειο του τελικού ορόφου θα μπορούσε να μικρύνει σημαντικά. Δεν είναι ανάγκη να γίνει η επανείσοδος αμέσως, αφού ένα μικρότερο περίγειο, ειδικά κάτω από 300 km, θα οδηγούσε σε σύγκρουση του πυραύλου με περιφερόμενο αντικείμενο λόγω της μετακίνησής του από την τροχιά της. Ακόμα και αν ο πύραυλος είχε χτυπηθεί ή θρυμματιστεί πριν την επανείσοδο ο όροφος θα είχε μπει σε τροχιά μικρότερου περιγείου. Η πλειοψηφία των συντριμμιών θα ακολουθούσαν σε τροχιές μικρής ζωής και θα καθαριζόταν από το περιβάλλον γρήγορα.



Εικόνα 2.3. Κομμάτι δορυφόρου κατευθύνεται προς τη Γη

2. Επιπρόσθετα, μερικοί **ανώτεροι όροφοι**, τελευταία αναγνωρίστηκαν ως **απευθείας μολυντές του κοντινού περιβάλλοντος** της Γης. Τα μοντέρνα **στερεά καύσιμα** των ανώτερων ορόφων, ειδικά εκείνα που χρησιμοποιούνται για να διώξουν τους τελικούς ορόφους και ορόφους μεταφοράς, αποτελούνται από μεγάλες ποσότητες Αργιλίου, το οποίο καίγεται σε οξείδιο του Αργιλίου Al_2O_3 . Τα σωματίδια αυτά, που εισχωρούν μέσω ενός μεγάλου εύρους γωνιακών ταχυτήτων πάνω από 4 km/sec, είναι συνήθως όχι μεγαλύτερα από 10 μm σε διάμετρο. Τόσα πολλά όσα 10^{20} σωματίδια Al_2O_3 μπορούν να εισχωρήσουν όταν έχουμε στερεή καύση στον κινητήρα..

Ο Mueller και ο Kessler έδειξαν ότι το Al_2O_3 τήκεται όταν η καύση της μηχανής υπερβάλλει του μετεωρικού περιβάλλοντος, για ίδιου μεγέθους σωματίδια. Ευτυχώς, η Ηλιακή πίεση δρα σε αυτά τα σωματίδια και μετακινεί το 95 % σε ένα έτος καύσης. Όμως κατά τη διάρκεια που είναι σε τροχιά τα σωματίδια, παρουσιάζουν έναν όχι αμελητέο κίνδυνο για τον επιστημονικό εξοπλισμό. Όταν γύρισε μια θερμική κουβέρτα εμβადού 1,5 τ.μ. από τον δορυφόρο Solar



Εικόνα 2.4. Τρύπα σε θερμική κουβέρτα που βρέθηκε

Max και ακολούθησε η επισκευή της από τους αστροναύτες, ανακαλύφθηκαν πάνω από 1000 κρατήρες μεγαλύτερους των 20μm. Πολλοί από αυτούς αποδόθηκαν σε συγκρούσεις με αέρια καύσης Al_2O_3 . Στο ενεργό ύψος του Solar Max τα σωματίδια Al_2O_3 πρέπει να έχουν πολύ μικρούς χρόνους ζωής. Αυτό σημαίνει ότι το Solar Max διαπέρασε ένα «νέο» σύννεφο (υψηλότερης ειδικής πυκνότητας) σωματιδίων Al_2O_3 που δημιουργήθηκαν από στερεή καύση του πυραύλου ή ότι υπήρξε εμφάνιση σωματιδίων Al_2O_3 κοντά στο διάστημα της Γης όπου η φυσική των οποίων δεν είναι απόλυτα κατανοητή.

3. Ως τρίτο παράγοντα εμφάνισης των συντριμμιών μπορούμε να πούμε ότι **κατά την εκτόξευση του δορυφόρου**, σκόπιμα ή κατά λάθος χάνεται υλικό και πολλές φορές κατά την λειτουργία ή επισκευή τους ενεργοποιούνται ορισμένες συσκευές (ελατήρια κλπ.) και δεκάδες συντρίμια παράγονται.

Περιστασιακά, μερικά από τα μεγαλύτερα συντρίμια (κομμάτια), ανιχνεύονται και καταγράφονται από τη NORAD. Τον Δεκέμβριο του 1985, η NORAD κατέγραψε τρία κομμάτια συντριμμιών σε τροχιά στάθμευσης και μια «εξέδρα» που συνόδευε. Ακόμα χειρότερα, τον Ιούνιο του 1986 όταν ένας Σοβιετικός πυρηνικός αντιδραστήρας μετακινήθηκε σε μεγαλύτερου ύψους τροχιά αποθήκευσης, περισσότερες από δυο δεκάδες συντριμμιών ανιχνεύθηκαν και καταγράφηκαν. Τρία τέταρτα από αυτά, βρέθηκαν σε τροχιές με περίγειο μεγαλύτερο από 500 km, προτείνοντας ποικίλες διάρκειες ζωής από 3 μέχρι 1000 χρόνια ή και περισσότερα. Πολλά μικρότερα, μη ανιχνεύσιμα κομμάτια σίγουρα παράχθηκαν κατά τη διάρκεια αυτού του ελιγμού.

Η χρονική διάρκεια ζωής των συντριμμιών σε κάθε στάδιο και η σοβαρότητα των συνεπειών για την αύξηση του πληθυσμού των συντριμμιών, εξαρτώνται φυσικά από την αποθήκευση και τη φύση των συντριμμιών. Οι όροφοι στάθμευσης και οι όροφοι μεταφοράς συνήθως επανεισέρχονται στην ατμόσφαιρα της Γης σε μικρό χρονικό διάστημα.

Ένα παρόμοιο πρόβλημα εμφανίζεται όταν ένα διαστημόπλοιο εκτροχιάζεται και γυρνάει στη Γη. Αυτό αναφέρεται σε επανδρωμένα ή μη επανδρωμένα διαστημόπλοια αλλά και σε ένα μεγάλο αριθμό (35 ετησίως) Σοβιετικών στρατιωτικών αποστολών και διαστημόπλοια από Γήινες πηγές. Το 1984, η NORAD ιστορικά θα κατέγραφε πέντε αντικείμενα που δημιουργήθηκαν κατά τη διάρκεια της επανεισόδου. Τα συντρίμια δημιουργούνται κατά την «εισχώρηση» του εξοπλισμού λίγο πριν την έκρηξη (πίσω) για να μειώσει τη μάζα του διαστημοπλοίου και να μειώσει τις ανάγκες ορμής. Τον Νοέμβριο του 1984 η NORAD μπόρεσε να αυξήσει την ολική ευαισθησία του δικτύου επιτήρησης του διαστήματος για αντικείμενα χαμηλού ύψους κατά μια κατηγορία μεγέθους. *Αμέσως ο παρατηρούμενος αριθμός συντριμμιών από τους Σοβιετικούς δορυφόρους πριν την επανείσοδο διπλασιάζεται.*

Από τη στιγμή που τα φαινόμενα των ορόφων και της επανεισόδου είναι εκρηκτικά στη φύση, ένας μεγάλος αριθμός σωματιδίων μπορεί να σχηματιστεί.. Τα όρια όμως που βάζει η NORAD αποσκοπούν στην ακριβή εστίαση του πραγματικού αριθμού των συντριμμιών που γεννιούνται. Στην περίπτωση της παροχής πυρηνικής ενέργειας, όπως αναφέρθηκε η λειτουργία αυτή παρήγαγε κατά μέσο όρο τρία με τέσσερα κομμάτια παρατηρήσιμων συντριμμιών. Από την στιγμή που αυτό ίσχυε πριν την αύξηση της ευαισθησίας της NORAD, τα μη ορατά ενεργά σκουπίδια είναι πολύ περισσότερα από τον γνωστό τους πληθυσμό. Ο διαχωρισμός ενός φορτίου από τον τελικό όροφο συνήθως είναι πιο ήρεμος λόγω της λεπτότητας πολλών φορτίων.

Πολλά φορτία διώχνονται από τον πύραυλο με ελατήρια ή παρόμοιες συσκευές. Αυτό φαίνεται σε μια μικρή αύξηση της posigrade ταχύτητας, μεγάλωνοντας την τροχιά του δορυφόρου λίγο πιο πολύ από του πυραύλου και μειώνοντας την

πιθανότητα σύγκρουσης μεταξύ των δυο στο μέλλον (σημειώστε ότι τα σώματα των πυραύλων φυσιολογικά «πεθαίνουν» πιο γρήγορα από εκείνα των φορτίων).

Μερικοί από αυτούς τους μηχανισμούς ανάπτυξης φορτίου αποβάλλονται και γίνονται διαστημικά συντρίμια. Μερικές φορές ειδικά βάρη χρησιμοποιούνται για να στρέψουν τον δορυφόρο στην ανάπτυξη ή να τον σταθεροποιήσουν σε μια συγκεκριμένη θέση-στάση. Αυτά πολλές φορές γίνονται νέοι δορυφόροι.



Εικόνα2.5. Σε ένα σημείο, κομμάτια πάγου με διάμετρο ενός μέτρου απομακρύνονται από τους δορυφόρους.

4. Από τη στιγμή που το φορτίο έχει διαχωριστεί επιτυχώς μπορούν να πεταχτούν και άλλα συντρίμια. Μια συχνή πηγή αυτών των σκουπιδιών είναι η **σκόπιμη «εισχώρηση» προστατευτικών ασπίδων και καλυμμάτων** πάνω από ευαίσθητους αισθητήρες όπως τα τηλεσκόπια ή τους ελεγκτές ύψους ή τους αισθητήρες πλοήγησης. Συχνότερη χρησιμοποίηση «στρεφόμενων» καλυμμάτων ή ολισθηρών θηκών θα αύξανε τις πηγές των συντριμμίων.

5. Τα σχεδιασμένα προγράμματα στο διάστημα μπορούν να προκαλέσουν σημαντικούς αριθμούς συντριμμίων. Ένα παράδειγμα είναι τα πειράματα του Westford που έγιναν το 1961-1963. Στόχος του προγράμματος ήταν να ελευθερώσουν μεγάλες ποσότητες μικρών δίπολων χαλκού σε συχνότητες ακτίνων χ και ραδιοσυχνότητες στο συγκεκριμένο ύψος των 3900 km. Η πρώτη προσπάθεια έγινε τον Οκτώβριο του 1961 και τελείωσε ανεπιτυχώς: κανένα δίπολο δεν διανεμήθηκε. Μια δεύτερη προσπάθεια τον Μάιο του 1963 ήταν μερικώς επιτυχής. Πάνω από 300 εκατομμύρια διπόλων, καθένα περίπου 2 εκατοστά μακρύ, ήταν να ξετυλιχτούν από ένα δοχείο που στριφογύριζε. Τα δίπολα ήταν ενωμένα μεταξύ τους με ένα μέσο σχεδιασμένο έτσι ώστε να «χειροτερεύει» γρήγορα όταν εκτεθεί στην Ηλιακή ραδιενέργεια, και έτσι να ελευθερώσει τα όμοια δίπολα. Μια «ζώνη» διπόλων 8 km πλάτους και 40 m βάθους ήταν αναμενόμενη.

Δυστυχώς ο διαχωρισμός των φορτίων δεν έγινε όπως έπρεπε, με αποτέλεσμα να ελευθερωθούν μόνο μερικά ελεύθερα δίπολα (τα οποία καταστράφηκαν μέσα σε μερικά χρόνια) αλλά και ομάδες δίπολων. Από τις 100 ομάδες που καταγράφηκαν από τη NORAD, 60 ήταν ήδη σε τροχιά μέχρι την 1^η Ιανουαρίου 1987. Από τη στιγμή που αυτές οι ομάδες βρίσκονται στο κατώφλι της ευαισθησίας της NORAD, για τα ύψη τους, πολύ περισσότερα από τα συντρίμια του Westford υπάρχουν ακόμα, αν και τα μικρότερα σκουπίδια θα περίμενε κανείς να επανεισέλθουν πιο γρήγορα.

Ένα ακόμη παράδειγμα από σχεδιασμένη διασπορά δορυφόρου είναι μια τάξη Σοβιετικών δορυφόρων για να εκπληρώσει αποστολές μέτρησης διαμέτρου των ραντάρ. Μετά από μερικά χρόνια, οι δορυφόροι αυτοί μετατρέπονται σε 25 ή

περισσότερα μικρά αντικείμενα τα οποία μετά χρησιμοποιούνται για να μετρήσουν διαμέτρους μεγάλων, ραντάρ εδάφους στην Σοβιετική Ένωση. Από τη στιγμή που τα αντικείμενα μπαίνουν σε σχετικά χαμηλά ύψη (κάτω από 500km) και παρουσιάζουν πολύ υψηλότερους βαλλιστικούς παράγοντες από τον αρχικό δορυφόρο, αυτό το συντρίμμι (όπως σχεδιάστηκε από τη NORAD) καταστρέφεται πιο γρήγορα και δεν αποτελεί πλέον κίνδυνο για το περιβάλλον της Γης.

6. Η ανθρώπινη δραστηριότητα στο διάστημα μπορεί να οδηγήσει και σε εσκεμμένα και σε τυχαία διαστημικά συντρίμια. Κατά την διάρκεια 5 χρόνων στο διάστημα, ο διαστημικός σταθμός Soviet Sajuut 6 ήταν υπεύθυνος για περίπου 200 κομμάτια συντριμμίων. Τα περισσότερα από αυτά είναι μικρά σκουπίδια και ανθρώπινα απόβλητα. Τα μεγαλύτερα αντικείμενα προστίθενται σε διαστημόπλοια ρομπότ και καταστρέφονται κατά την επανείσοδο. Εξαιτίας του μικρού ενεργού ύψους του σταθμού Salyut (κάτω από 400km) τα περισσότερα από τα σκουπίδια μπαίνουν στην ατμόσφαιρα μέσα σε ένα χρόνο.

Το πιο διαφημισμένο κομμάτι σκουπιδιού περιλαμβάνει **το γάντι** του Ed. White, το οποίο ξέφυγε από το διαστημόπλοιο Gemini κατά τη διάρκεια της πρώτης βόλτας στο διάστημα, τον Ιούνιο του 1965 όπως επίσης και ένα κατσαβίδι που χάθηκε κατά την επισκευή του Solar Max. Επίσης, κατά την εξέταση της θερμικής κουβέρτας του Solar Max που αναφέρθηκε προηγουμένως, μια σύγκρουση παρατηρήθηκε ότι διαπεράστηκαν 3 στρώματα από τα 17 που έχει η κουβέρτα. Μετά από ανάλυση της εμφανιζόμενης λακκούβας, το αντικείμενο που προκάλεσε τη σύγκρουση ήταν ένα κομμάτι πάγου από το σύστημα διαχείρισης αποβλήτων του δορυφόρου.



Εικόνα 2.6. Η πρώτη βόλτα στο διάστημα

7. Η τελευταία κατηγορία των ενεργών διαστημικών συντριμμίων είναι εκείνα από τα **«πεθαμένα» φορτία του δορυφόρου**. Οι περισσότεροι δορυφόροι που δεν είναι σχεδιασμένοι για «ανάρρωση» αφήνονται απλά στην τροχιά της Γης για να αποσυντεθούν φυσιολογικά. Εξαιρέσεις αποτελούν τα πολύ μεγάλα αντικείμενα, όπως οι διαστημικοί σταθμοί των Σοβιετικών και μη επανδρωμένα διαστημόπλοια που μπορεί μερικοί να επιζήσουν κατά την επανείσοδο και να προκαλέσουν πολλές ζημιές στη Γη. Τα οχήματα αυτά σκόπιμα τα ρίχνουμε σε μεγάλες περιοχές ωκεανών όπου κανένα συντρίμμι δεν θα δημιουργήσει πρόβλημα. Μια ελεγχόμενη επανείσοδος είχε ευτυχώς προγραμματιστεί για το Skylab US, αλλά οι δυνάμεις που θα περιγραφούν το προστάτευσαν.

8. Επίσης **τα εγκαταλελειμμένα διαστημόπλοια** είτε σε χαμηλές είτε σε υψηλές τροχιές, αποτελούν έναν από τους πιο σοβαρούς κινδύνους για τις διαστημικές αποστολές. Μαζί με τα «πεθαμένα» σώματα, οι πεθαμένοι δορυφόροι προκαλούν περισσότερες ανησυχίες σαν πηγές συντριμμίων μετά από σύγκρουση με μικρότερα αντικείμενα παρά απευθείας απειλές σε ενεργά διαστημόπλοια. Η μεταφορά των «πεθαμένων» δορυφόρων από την τροχιά της Γης είναι μια πρόταση με μεγάλο κόστος. Η ανάκτηση της μάζας από τον σταθμό δεν είναι πρακτική αλλά και μερικές φορές είναι επικίνδυνη για το πλήρωμα.

Ίσως μια φθηνότερη λύση για να ρίξουμε τους δορυφόρους χαμηλού ύψους και τους χρησιμοποιημένους ορόφους είναι η ίδρυση δομών σχεδιασμένων ώστε να αυξάνεται η αντιπροσωπευτική περιοχή του δορυφόρου και να επιταχύνεται η φυσική

«σήψη». Αυτό θα μπορούσε να επηρεαστεί από ένα αναπτυσσόμενο πλαίσιο ή ένα επιπεδωμένο μπαλόνι. Ένα μειονέκτημα αυτής της τεχνικής είναι η αύξηση της πιθανότητας να συγκρουστεί με τα υπάρχοντα συντρίμια, δημιουργώντας περισσότερα συντρίμια.

9. Η Καταστροφή των δορυφόρων



Εικόνα 2.7. Απεικόνιση καταστροφής δορυφόρου

Μια λίγο κατανοητή πηγή διαστημικών συντριμμιών προέρχεται από την **βαθμιαία καταστροφή των παλαιών διαστημοπλοίων και σωμάτων των πυραύλων**. Οι βασικοί ένοχοι αυτής της καταστροφής είναι το **Ατομικό οξυγόνο** και η **Ηλιακή ακτινοβολία**.

9 α. Για πολλά χρόνια θεωρείται το ατομικό οξυγόνο ύποπτο για το φαινόμενο που φεύγει η μπογιά από την επιφάνεια των διαστημοπλοίων. Πάνω από τις μισές συγκρούσεις στο υλικό του Solar Max πιστεύεται ότι προκλήθηκαν από ανθρώπινα σκουπίδια και πολλά από αυτά εμφανίζονται να είναι μικροσκοπικά κομμάτια μπογιάς. Η σύγκρουση στο παράθυρο του Shuttle κατά τη διάρκεια της αποστολής STS-7, ήταν σίγουρα μια μικροσκοπική φλούδα μπογιάς διαμέτρου 0,2 mm. Η μπογιά του διαστημοπλοίου συνήθως απαιτείται για θερμικό έλεγχο παρά για διακοσμητικούς λόγους.

Αν και η αντοχή του ατομικού οξυγόνου στα ύψη των 500km είναι πολύ μικρή. Οι δυνατοί ήχοι που παράγονται κατά την κίνηση των δορυφόρων ταξιδεύοντας με ταχύτητες πάνω από 8km/sec. Προβάλλουν πολλές ευκαιρίες να εμφανιστεί ατομικό οξυγόνο. **Το Ατομικό οξυγόνο** μπορεί να αντιδράσει και να υποβιβάσει (να χαλαρώσει) το δεσμό της οργανικής μπογιάς, επιτρέποντας έτσι τον διαχωρισμό μικρών τμημάτων. Η εμπειρία με το Shuttle σε πολύ χαμηλά ύψη έδειξε ότι αυτή η αντίδραση μπορεί να συμβεί σε πολύ μικρή χρονική διάρκεια. Μερικές εκτεθειμένες επιφάνειες του Shuttle στην «εξέχουσα» επιφάνεια φορτίου έμειναν χωρίς βαφή σε αποστολή μιας μόνο εβδομάδας.

Αλλά μεταλλικά και αμέταλλα υλικά είναι επίσης τρωτά στο ατομικό οξυγόνο. Οι θερμικές κουβέρτες που γύρισαν από το Solar Max έγιναν από Kapton και αργιλιωμένα στρώματα χωρισμένα με στρώματα dacron. Μετά από τετράχρονη

έκθεση στο διάστημα, το εξωτερικό στρώμα Kapton, συρρικνώθηκε από 75 μm λεπτότητα σε 55 μm από το ατομικό οξυγόνο.

Οι ερευνητές που πετούσαν στο STS-5 και STS-8 πιστεύουν ότι το ατομικό οξυγόνο μπορεί να είναι ακόμη πιο επικίνδυνο για το διαστημόπλοιο, απ' ό,τι πίστευαν πριν. Ανάλυση των δεδομένων που μαζεύτηκαν σ' αυτές τις πτήσεις δείχνουν ότι τα παράγωγα μέλη graphite-epoxy ενός προγραμματισμένου διαστημικού σταθμού της NASA μπορούσε να χάσει περισσότερο από το μισό των 0,15 εκατοστών πάχους μέσα σε 30 χρόνια με μόνο αίτιο το ατομικό οξυγόνο. Οι ακτίνες του Ηλίου μπορούν να χάσουν όλο το υπόστρωμα Kapton κατά τη διάρκεια ενός Ηλιακού κύκλου 11 χρόνων. Πολύ από το υλικό αυτό, θα βρει το δρόμο του για το διαστημικό περιβάλλον με τη μορφή μικροσκοπικών σωματιδίων που στο μέλλον θα αλληλεπιδράσουν με άλλο διαστημόπλοιο.

9 β. Η επαναλαμβανόμενη θέρμανση από την Ηλιακή ακτινοβολία μπορεί να παράγει θερμικές πιέσεις και σαν αποτέλεσμα λάθη δομής. Ίσως το καλύτερο παράδειγμα του φαινομένου αυτού είναι η ιστορία των εκρηκτικών καταστροφών των Δέλτα δευτερευόντων ορόφων (θα συζητηθεί αργότερα). Φαινομενικά λόγω των τυχαίων αναμείξεων των ελίκων όταν μια εσωτερική μεμβράνη σπάει. Λιγότερο δραματικά φαινόμενα μπορούν να προκληθούν με το χάσιμο της ελαστικότητας των πλαστικών και πολυμερών μετά από χρόνια έκθεσης στην Ηλιακή ακτινοβολία. Επειδή η αιτία της αρχικής καταστροφής του μπαλονιού Pageos διαμέτρου 14 μέτρων μετά από 10 χρόνια στο διάστημα είναι ακόμα άγνωστη. Ο λόγος για τις υποστρωματικές διαλύσεις που παρατηρήθηκαν στα κομμάτια του Pageos, μπορεί να οφείλονται σε φυσικώς παρακινούμενους στροβιλισμούς των εύθραυστων κομματιών. Ακόμα και η έκθεση μικρής διάρκειας των απροστάτευτων δορυφόρων στην Ηλιακή ακτινοβολία μπορεί να προκαλέσει σοβαρές ζημιές, όπως παρατηρήθηκε κατά την αρχική φάση του προγράμματος US Skylab.

10. Ο Θρυμματισμός των δορυφόρων



Εικόνα 2.8. Ένα δέινμα από το τι κυκλοφορεί εκεί πάνω

Φανερά η μεγαλύτερη πηγή ανθρώπινων διαστημικών συντριμμιών είναι οι **πάνω από 80 θρυμματισμοί δορυφόρων από το 1961**. Το τελευταίο τέταρτο του αιώνα, οι θρυμματισμοί δορυφόρων μετρήθηκαν σε πάνω 1/3 όλων των δορυφόρων που καταγράφηκαν και τώρα συνιστούν περίπου το μισό του γνωστού πληθυσμού των δορυφόρων γύρω από τη Γη.

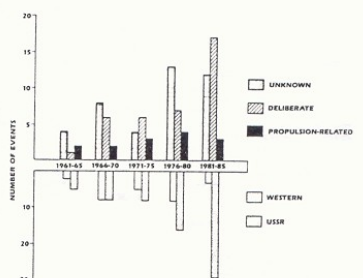
Στο ξεκίνημα του 1983 ο Nicholas Johnson με υποτροφία της NASA, καθοδήγησε την πρώτη «νοητή» προσπάθεια αναγνώρισης για να χαρακτηρίσει και να υπολογίσει την πιθανή αιτία καθεμιάς διάσπασης γνωστού δορυφόρου. Η διάσπαση του δορυφόρου ορίζεται ως ένα γεγονός παραγωγής συντριμμιών που έχει ως αποτέλεσμα τη διάλυση του αρχικού δορυφόρου. Γι' αυτό φυσικά λειτουργικά

γεγονότα ή καταστροφές δορυφόρων ανεξάρτητα του ποσού των συντριμμιών που παράγονται, θεωρούνται διαλύσεις.

Ο σκοπός της προσπάθειας να προσδιορίσουμε τις αιτίες θρυμματισμού των δορυφόρων είναι διπλός. Καταλαβαίνοντας τους μηχανισμούς θρυμματισμού, μπορούμε να υπολογίσουμε τον αριθμό των μη ανιχνεύσιμων συντριμμιών. Πολλά μοντέλα σχεδιάστηκαν για να προσομοιώσουν χαμηλής και υψηλής έντασης εκρήξεις και οι υπερταχείες συγκρούσεις μπορούν να εξασκηθούν για να προβλέψουν τον αριθμό των θραυσμάτων σε ένα συγκεκριμένο εύρος, την πιθανή τροχιά τους, την τροχιακή εξέλιξη για κάθε γνωστή διάσπαση, έτσι μπορεί να παρατηρηθεί καλύτερη εστίαση του παρόντος περιβάλλοντος.

Δεύτερον, συνειδητοποιώντας και εφιστώντας την προσοχή στις αιτίες θρυμματισμού του δορυφόρου, μελλοντικές διασπάσεις μπορούν να αποφευχθούν. Αυτή η θεωρία συντελούσε στις έρευνες της NASA και στην τελική λύση του προβλήματος του δεύτερου ορόφου Δέλτα. Επίσης μια απλή εκπαίδευση των προστατευτικών οργανώσεων του διαστήματος, αναμένεται να μειώσει τον αριθμό των μη αναγκαίων διαλύσεων.

Οι αιτίες για τις διαλύσεις των δορυφόρων χωρίζονται σε 3 κατηγορίες: • Εσκεμμένες ενέργειες, • τυχαία γεγονότα σχετικά με την ώθηση και • άγνωστοι λόγοι. Η τελευταία κατηγορία που είναι και η μεγαλύτερη, είναι η ανάκλαση της ανικανότητας να επιλέξουμε ένα μοναδικό, υψηλής πιθανότητας αίτιο για τη διάσπαση του δορυφόρου. Αυτή η κατάσταση μπορεί να οφείλεται λόγω έλλειψης τηλεμετρικών δεδομένων, έλλειψης δεδομένων παρατήρησης ή να μη θέλει ο διαχειριστής του δορυφόρου να συνεργαστεί κατά τη διάρκεια της διάσπασης. Το σχήμα 2.1. παρουσιάζει ζωντανά τη σχετική επιρροή των κατηγοριών αυτών της διάσπασης για μετρήσεις πέντε χρόνων. Από τις συγκεκριμένες κατηγορίες, ενδιαφέρον γι' αυτούς που ασχολούνται με τις διαστημικές αποστολές αποτελεί η τάση για περισσότερες διασπάσεις. Ευτυχώς η τάση αυτή μειώθηκε κάπως μέσω της ελάττωσης του μέσου αριθμού των θραυσμάτων που παρατηρήθηκαν μετά από κάθε γεγονός. Πριν το 1975 ο μέσος όρος των ανιχνεύσιμων συντριμμιών μετά από τη διάλυση ενός δορυφόρου ήταν 100. Από τότε ο αριθμός αυτός έπεσε στα 35. Τελικά το σχήμα 2.1. επίσης δείχνει τον αριθμό των δυτικών και Σοβιετικών δορυφόρων που έσπασαν. Μέχρι εκείνη τη στιγμή κανένας Ιαπωνικός, Κινέζικος ή Ινδικός δορυφόρος δεν θρυμματίστηκε.



Σχήμα 2.1.

Στην κατηγορία του θρυμματισμού των δορυφόρων και σαν αιτία αυτών ανήκει ο σκόπιμος θρυμματισμός των δορυφόρων. Επειδή όμως η ευθύνη του είναι πολύ μεγάλη θα τον παρουσιάσουμε σαν μια διαφορετική ενότητα.

11. Σκόπιμος θρυμματισμός δορυφόρων

Εικόνα 2.9.
Όπλο-λέιζερ στο
διάστημα



Αν και οι συνέπειες της σκόπιμης καταστροφής δορυφόρου σε τροχιά είναι σήμερα γνωστές ως σημαντικές. Ιστορικά, τέσσερις λογικές προσφέρονται: **έλεγχος της δομής, διάταξη του ευαίσθητου εξοπλισμού, αντιδορυφορικά τεστ (ASAT) και αυτοάμυνα.** Ο πίνακας 2.1. καταγράφει τις 34 διαλύσεις δορυφόρων που θεωρείται ότι είναι αποτέλεσμα σκόπιμης δράσης.

Ενδιαφέρον αποτελεί ότι μόνο τα τρία ανήκουν στη Σοβιετική Ένωση. Επιπλέον το 41% ήταν αποτέλεσμα του ASAT και των τεστ της στρατηγικής στρατιωτικής άμυνα (SDI), το 41% διατέθηκε σε μια τάξη Σοβιετικών δορυφόρων «διάσωσης» ωκεανών, 15% καταστράφηκε όταν το σύστημα πληρώματος απέτυχε να προβλέψει μια ελεγχόμενη επανείσοδο στη Γη των στρατιωτικών δορυφόρων κατόπτευσης. Τα υπολείμματα της διάλυσης αποτέλεσαν μέρος του μηχανικού ελέγχου των Αμερικανών.

ΠΙΝΑΚΑΣ 2.1.

INTERN DESIC	Ημερομηνία γεγονότος	καταχωρημένα Θραύσματα	Θραύσματα Σε τροχιά	Ύψος διάλυσης	Κλίση (⁰)	Απόγειο/ περίγειο	Περίοδος τροχιάς	Σχόλια
1964-70 (USSR)	5/11/64	96	0	UNK	51, 23	233/188	88, 7	
1966-59 (US)	5/07/66	34	0	204	31, 98	214/185	88, 5	
1968-90 (USSR)	1/11/68	5	0	542	62, 25	543/473	94, 8	
1968-91 (USSR)	20/10/68	97	60	1994	62, 33	2159/496	112, 2	
1968-97 (USSR)	1/11/68	125	55	534	62, 34	2139/534	112, 4	
1970-89 (USSR)	23/10/70	97	44	1197	62, 94	2132/529	112, 3	
1970-91 (USSR)	30/10/70	42	31	565	62, 83	2186/464	112, 1	
1971-15 (USSR)	25/02/71	95	78	587	65, 76	2200/575	113, 5	
1971-106 (USSR)	3/12/71	29	0	231	65, 88	1654/231	103, 8	
1973-21 (USSR)	6/05/73	196	0	309	72, 85	350/168	89, 7	
1974-103 (USSR)	17/04/75 2/08/75	50	0	437 433	65, 04 65, 05	444/424 442/414	93, 3 93, 1	
1975-80 (USSR)	6/09/75	76	0	184	67, 14	324/173	89, 5	
1975-102 (USSR)	25/01/76	62	0	441	65, 02	442/430	93, 3	
1976-63 (USSR)	17/05/77	40	0	431	65, 06	444/415	93, 2	
1976-72 (USSR)	25/07/76	248	0	209	67, 15	353/172	89, 8	
1976-126 (USSR)	27/12/76	64	57	2088	65, 84	2297/595	114, 8	
1977-21 (USSR)	21/12/77	59	59	1133	65, 85	1139/946	1106, 0	
1979-17 (US)	13/09/85	230	166	525	97, 63	549/518	95, 3	
1979-33 (USSR)	17/09/79	1	0	403	65, 03	405/382	92, 4	
1980-21 (USSR)	15/07/81	12	0	437	65, 0	450/357	92, 6	
1980-30 (USSR)	18/04/80	45	25	986	65, 84	1025/362	98, 6	

1980-89 (USSR)	20/06/82 25/08/82	68	30	877 666	65 65	883/571 873/580	99, 3 99, 3	
1981-24 (USSR)	14/03/81	1	0	UNK	65, 8	1024/301	98.0	
1981-25 (USSR)	8/05/82 10/08/82	66	24	357 752	65, 02 65, 02	720/422 753/447	96, 1 96, 7	
1981-72 (USSR)	29/09/82	2	0	317	65, 21	328/305	92, 6	
1981-89 (USSR)	12/07/82 18/09/82	8	2	380 370	64, 94 64, 94	407/380 372/369	92, 4 92, 0	
1982-38 (USSR)	8/08/83 1/02/84 21/02/84	29	0	364 317 UNK	65, 05 65, 04 65, 04	395/362 330/308 307/289	92, 1 90, 9 90, 5	
1982-88 (USSR)	20/12/83	32	0	333	65, 0	342/3115	91, 1	
1983-44 (USSR)	11/03/85 13/05/85	86	79	752 839	65, 02 65, 02	888/568 887/570	99, 4 99, 4	
1984-83 (USSR)	23/02/86	45	4	428	65, 03	439/408	93, 0	
1985-39 (USSR)	21/06/85	18	0	202	64, 85	299/184	89, 3	
1985-82 (USSR)	18/12/86	18	17	408	65, 04	418/404	92, 8	
1986-69 (US)	5/09/86	13 5	5 1	220 220	39, 07 22, 78	746/211 611/219	94, 2 92, 9	
Σύνολο	34 διαλύσεις	2094	737					

Η περαιτέρω ανάλυση αυτής της κατηγορίας θα επικεντρωθεί στα πολύ σημαντικά αντιδορυφορικά προγράμματα και τον ρόλο της αυτοάμυνας

Τα αντιδορυφορικά προγράμματα ίσως έλαβαν την περισσότερη δημοσιότητα λόγω των αποτελεσμάτων τους τόσο στο διαστημικό περιβάλλον όσο και στο πολιτικό περιβάλλον. Τα αντιδορυφορικά τεστ μετρήθηκαν να είναι περίπου 15% των διασπάσεων των δορυφόρων, αλλά εδώ παρουσιάζεται το 20% του συνολικού πληθυσμού συντριμμίων από την 1^η Ιανουαρίου 1987. Τα τεστ ASAT των Σοβιετικών που άρχισαν το 1968 χαρακτηρίζονται από τη διάσπαση του ASAT που διακόπτεται μόνο του καθώς καίγεται το συμβατικό μέρος του βλήματος με τα εκρηκτικά. Μόνο σε μια περίπτωση το Σοβιετικό ASAT κατάφερε να θρυμματίσει το στόχο λόγω του ότι αυτή η ενέργεια συνέβη κατά το επιτυχές τεστ των Σοβιετικών το Νοέμβριο του 1968 όταν 4 κομμάτια συντριμμίων προήλθαν από το δορυφόρο-στόχο.

Το πρόγραμμα ελέγχου ASAT των Σοβιετικών χωρίζεται στην 1^η φάση (1968-1972) και στη δεύτερη φάση (1976-1982). Κατά την 1^η φάση, επτά τεστ ASAT παρήγαγαν 490 κομμάτια ανιχνεύσιμων συντριμμίων, όπου τα 13 τεστ 2^{ης} φάσης ASAT παρήγαγαν μόνο 169 καταγεγραμμένα συντρίμια. Ο λόγος της απότομης μείωσης στη 2^η φάση ήταν η αλλαγή της Σοβιετικής εικόνας «διακοπής» που μετακίνησε τον «διακόπτη» (συμπερασματικά και τα συντρίμια του) από τη τροχιά, λίγο μετά την «διακοπή». Ο λόγος που άλλαξε το τεστ είναι άγνωστο αλλά είναι πιθανή η ανταπόκριση της γνώμης του παγκόσμιου κοινού.

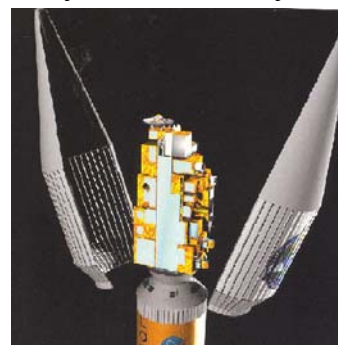
Το μοναδικό Αμερικάνικο πρόγραμμα ASAT που οδήγησε σε διάλυση δορυφόρου ήταν η επιτυχής σύζευξη του DOD P-78 δορυφόρου με ένα εκτοξευμένο ASAT τον Σεπτέμβριο του 1985. Κατά το τέλος του 1986, 230 κομμάτια συντριμμίων σχετίστηκαν με το γεγονός και μπήκαν στο μόνιμο κατάλογο δορυφόρων της NORAD. Τον Σεπτέμβριο του 1986, η σκόπιμη σύγκρουση δύο δορυφόρων κατά τη διάρκεια ενός τεστ μέσα στο πρόγραμμα SDI, παράχθηκαν μερικές εκατοντάδες κομματιών ανιχνεύσιμων συντριμμίων, από τα οποία μόνο 18 καταγράφηκαν. Όμως διαλέγοντας ένα χαμηλότερο ύψος διακοπής, όλα τα γνωστά συντρίμια είχαν φυσικά αποσυντεθεί μέχρι τα μέσα του 1987.

Ακόμα και πριν το Σοβιετικό τεστ ASAT, η Σοβιετική ένωση άρχισε να στέλνει ανανεωμένους φωτογραφικούς, κατασκοπευτικούς δορυφόρους βασισμένους σε ανθρώπινο υλικό δορυφόρων. Μεταξύ του 1962 και του 1986, οι Σοβιετικοί έβαλαν σε τροχιά 712 τέτοιου είδους δορυφόρους στην στρατιωτική επιτήρηση των αποστολών γήινης πηγής. Από αυτά μόνο 5 (0,7%) συγκαταλέγουν κακές λειτουργίες, αρκετά σοβαρές για να εμποδίσουν μια ελεγχόμενη επανείσοδο και προσγείωση στο Σοβιετικό έδαφος. Από τη στιγμή που κάθε διαστημόπλοιο είναι ειδικά σχεδιασμένο να επιβιώνει από τις αντιξοότητες της επανεισόδου, η Σοβιετική ένωση είναι αναγκασμένη να καταστρέφει σ' αυτές τις περιπτώσεις τον δορυφόρο για να εμποδίσει την ανακατασκευή τους από ένα εχθρικό έθνος. Τον Ιανουάριο του 1987 μια εξαπλή σκόπιμη καταστροφή είχε ως αποτέλεσμα 800 ανιχνεύσιμα συντρίμια, από τα οποία τα 180 καταγράφηκαν μέχρι την 1^η Ιουλίου 1987.

Οι πέντε προηγούμενες διασπάσεις αυτού του τύπου οδήγησαν σε 634 καταγεγραμμένα κομμάτια συντριμμίων, σχεδόν ίδιο με τις 111 διαλύσεις των Σοβιετικών ASAT. Όμως λόγω των πολύ χαμηλών ενεργών υψών κανένα συντρίμμι δεν ήταν ακόμη σε τροχιά την 1^η Ιανουαρίου 1987. Βασικά, κάθε γεγονός δημιουργεί πολύ περισσότερα συντρίμια από αυτά που καταγράφονται, γιατί τα μισά από αυτά επανεισέρχονται στην Γήινη ατμόσφαιρα μέσα σε μια ώρα και τα άλλα μισά μέσα σε μερικές μέρες ή εβδομάδες και έτσι είναι πολύ δύσκολο το έργο της NORAD.

Το 1974 οι Σοβιετικοί ξεκίνησαν να πετούν ένα νέο είδος δορυφόρων επιτήρησης ωκεανών που ονομάστηκε EORSAT από το τμήμα άμυνας των ΗΠΑ (DOD). 4 μήνες μετά την απογείωση της πρώτης σειράς, ο δορυφόρος Kosmos 699 έσπασε σε δεκάδες κομμάτια. Από τότε η πλειοψηφία των δορυφόρων αυτών έχουν παρόμοια τύχη, και μερικοί παθαίνουν πολλαπλές διασπάσεις. Η λογική αυτής της πράξης δεν είναι ακόμη καθαρή, η συνέπεια των γεγονότων και μερικές νωρίτερες τοποθετήσεις σίγουρα δηλώνουν σκοπό.

Λογικά, οι δορυφόροι αυτοί λειτουργούν σε περίπου κυκλικές τροχιές σε μέσο ύψος 435 km. Οι αρχικές διασπάσεις συνέβησαν σ' αυτό ή χαμηλότερο ύψος μετά τη φυσιολογική αποσύνθεση επιτράπηκε να απογειωθεί. Όμως, από το 1981 τρεις; Δορυφόροι αυτού του είδους μεταφέρθηκαν με ελιγμούς σε υψηλότερα ελλειπτικές τροχιές πριν θρυμματιστούν. Από αυτές τις τροχιές, τα συντρίμια θα μείνουν στην τροχιά για μεγαλύτερη χρονική διάρκεια. Επίσης ανησυχητικό είναι ειδικές παρατηρήσεις ραντάρ φανέρωσαν ότι δημιουργείται το ελάχιστο ο τριπλάσιος



Εικόνα 2.10. Τη στιγμή που το προστατευτικό κάλυμμα του πυραύλου Atlas II/Centaurus ανοίγει, ανατέλλει μια νέα εποχή για τις γεωλογικές επιστήμες.

αριθμός καταγεγραμμένων θρυμμάτων σκουπιδιών μετά από ένα συγκεκριμένο επεισόδιο. Ο αριθμός των ακόμη μικρότερων συντριμμιών είναι άγνωστος.

Η μοναδική άλλη γνωστή σκόπιμη διάσπαση δορυφόρου συνέβη στις 5 Ιουλίου 1966 αμέσως μετά το τεστ πτήσης του Saturn IB. Περίπου έξι ώρες μετά την εκτόξευση, τα «αντικείμενα» της πτήσης ολοκληρώθηκαν. Η πίεση στο ανώτερο όροφο του Saturn IVB επέτρεψε να χτιστεί και σπάσει η δεξαμενή σε ένα μηχανικό έλεγχο της ακεραιότητας της δομής του οχήματος. Όλα τα συντρίμια επανεισήλθαν μέσα σε 17 μέρες χωρίς να προκαλέσουν συγκεκριμένο κίνδυνο στο διαστημικό περιβάλλον.

Όπως αναφέραμε άλλο αίτιο για την σκόπιμη καταστροφή των ενεργών δορυφόρων είναι η **αυτοάμυνα**. Έτσι και η Σοβιετική Ένωση και οι ΗΠΑ έστειλαν όπλα αυτοάμυνας στο διάστημα. Η φυγή των διαστημικών συντριμμιών (ποσότητα, μέγεθος, μακροβιότητα) εξαρτώνται πολύ από την τροχιά του δορυφόρου-στόχου και τον τύπο του μηχανισμού άρνησης. Π.χ. συμβατικά εκρηκτικά, κινητικά οχήματα, όπλα καθοδηγούμενης ενέργειας. Οι αρχικές συνέπειες αυτών των τεχνικών θα φανούν αργότερα.

12. Έπειτα παρενθετικά στην αναφορά των πηγών των διαστημικών καταλοίπων θα ακολουθήσει μια μικρή ανάλυση των διαστημικών όπλων.

Όπλα στο διάστημα

Μετά από μια σύντομη μελέτη γύρω από τα όπλα στο διάστημα μπορούμε να πούμε ότι ένα νέο πραγματικό διαστημικό δράμα ξετυλίγεται καθώς η νέα παραγωγή εξοπλισμού όπλων σύντομα θα εγκατασταθεί στους ουρανούς.

Οι στρατιωτικοί «σχεδιαστές» ζωγραφίζουν μια αναπόφευκτη εικόνα όσο αναφορά τα όπλα στο διάστημα. Συγκεκριμένοι ειδικοί προβλέπουν έναν πολλαπλασιασμό των αντιδορυφορικών και των διαστημικών (λατομείων – ναρκών). Άλλοι προτείνουν επίμονα την ανάγκη για ολική ασφάλεια, δορυφόρους



Εικόνα 2.11. Στρατιωτικό σχέδιο NMD

που αντέχουν σε δυσκολίες με έναν πλοηγό διαστημικών βομβαρδιστικών γρήγορης πλοήγησης.

Ίσως πολλές «εκεί έξω», αλλά ανοιχτά συζητημένες στρατηγικές, είναι τα περιφερόμενα λείζερ όπλα δέσμης σωματιδίων που συγκεντρώνουν τις θανατηφόρες ακτίνες ενέργειας για να συντρίψουν τους δορυφόρους, εχθρικές κεφαλές πυραύλων εν πτήση, ή ακόμα και να καταστρέψουν στόχους στην Γη.

Επειτα υπάρχουν και τα thunder rods («βροντερά ραβδιά»). Κλυδωνίζονται κάτω από την τροχιά, αυτές οι μακριές και λεπτές μηχανές κινητικής ενέργειας χρησιμοποιούν την δική τους μάζα και την πολύ υψηλή ταχύτητά τους ώστε να προκαλέσουν ένα καταστροφικό αποτέλεσμα.

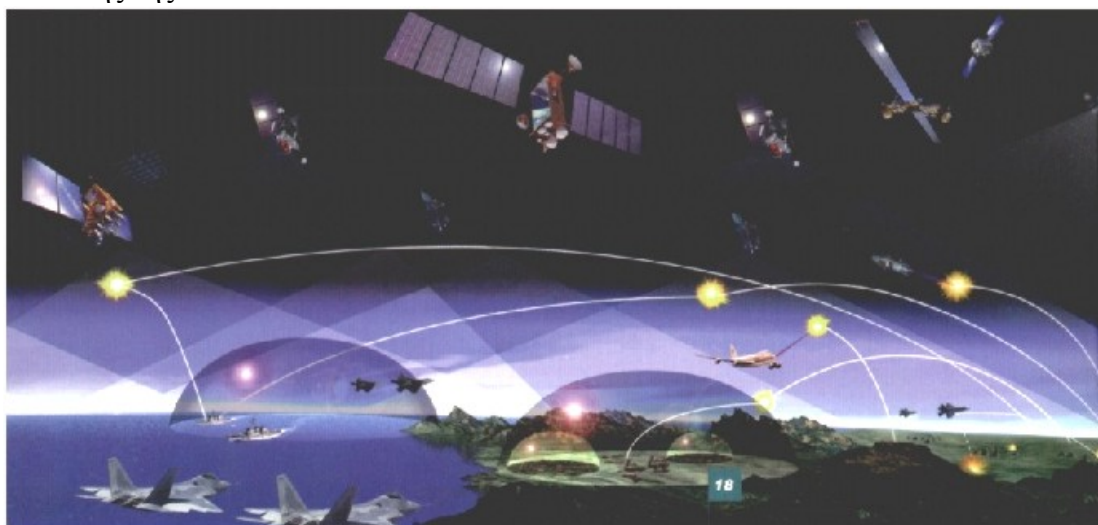
Ένα άλλο είδος που θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί είναι τα μετεωροειδή. Καλού μεγέθους πύρινες σφαίρες μετάλλου θα μπορούσαν να σταλθούν στη Γη, σε επιλεγμένους στόχους. Αυτοί οι συγκρουστές αφήνουν έναν ωραίο κρατήρα, ή ακόμα καλύτερα δεν αφήνουν κανένα ραδιενεργό σκουπίδι.

Τα όπλα που έχουν την βάση τους στο διάστημα είναι στις επικεφαλίδες όλων των ρεπορτάζ :«Διαστημικά όπλα- Πόλεμος στη Γη» Γραμμένο από τους ειδικούς της RAND –διαμορφωμένο έτσι ώστε να βοηθήσει στην βελτίωση της κοινωνίας και στο να παίρνονται οι αποφάσεις μετά από έρευνα και ανάλυση- η έρευνα που αναφέρθηκε τελευταία ετοιμάστηκε για την Αμερικάνικη Air force.

Η έρευνα RAND δεν υποστηρίζει απόψεις υπέρ ή κατά των διαστημικών όπλων, είπε ο Bob Preston, που ηγείται της προσπάθειας αυτής. Άλλωστε ο σκοπός ήταν να ταξινομήσει τις πραγματικότητες και τους μύθους που περιβάλλουν τα διαστημικά όπλα.

«Θέλαμε να προβάλλουμε μια αντικειμενική άποψη για συζήτηση βασισμένη σε φυσικές πραγματικότητες και ιστορικές συνθήκες» Πρόσθεσε ο ίδιος στο space.com. Η παρατήρησή του, αφού τέλειωσε την εργασία, είναι ότι το θέμα των όπλων στο διάστημα «διχάζει τους ανθρώπους πολύ σε αυτούς που είναι υπέρ και εκείνους που είναι κατά αυτής της ιδέας».

Ακόμα και οι επιστημονικές κοινωνικές χρήσεις δεσμεύτηκαν κατά ένα μεγάλο μέρος για λόγους ασφάλειας κάτω από τις συνθήκες του ψυχρού πολέμου. Υπάρχει ένα πολύ καλό σημείο που λέει ότι σχεδόν οτιδήποτε έχουμε κάνει στο διάστημα έχει υποκινηθεί με υπεροχή από την προοπτική της ασφάλειας είπε ο αναλυτής της RAND.



Εικόνα 2.12. Απεικόνιση της κατάστασης που επικρατεί με τα όπλα στο διάστημα

Κλασσικοί τύποι

Η RAND παρουσιάζει ορισμένους τύπους όπλων:

- ✓ Απευθείας ενέργειας όπλα, όπως είναι τα διαστημικά λέιζερ. Χρησιμοποιούν εκατοντάδες watt ισχύος και μεγάλους φακούς για να μεταφέρουν με την ταχύτητα του φωτός, τελειωτικά χτυπήματα ως τόξα πυραύλων πάνω στη Γη. Εξαρτώμενη από το μήκος κύματος της ενέργειας της δέσμης και τις ατμοσφαιρικές συνθήκες, μια δέσμη ενέργειας μπορεί να καταστρέψει έναν στόχο στην επιφάνεια της Γης.
- ✓ Όπλα κινητικής ενέργειας εναντίον στόχων-πυραύλων. Αυτό το βαρύ πυροβολικό μπορεί να πέσει κατευθείαν σε στόχους στο διάστημα ή αντικείμενα που βρίσκονται στα ανώτερα τμήματα της Γήινης ατμόσφαιρας, που τα έχει στη μνήμη του.
- ✓ Όπλα κινητικής ενέργειας που έχουν τη βάση τους στο διάστημα, τα οποία χτυπούν στόχους που βρίσκονται στο έδαφος, όπως είναι μεγάλα πλοία, ψηλά κτίρια, και δεξαμενόπλοια. Απαλά και με ταχύτητα παρόμοια με εκείνη των μετεωριτών, αυτά τα όπλα επιτίθενται σε στόχους που βρίσκονται σε υπερβολή, σχεδόν κάθετες τροχιές
- ✓ Συμβατικά όπλα που έχουν τη βάση τους στο διάστημα, ικανά να κάνουν ελιγμούς για να χτυπούν επίγειους στόχους. Αυτά μπορούν να κουβαλούν εξωτικά ποσά καταστροφής, όπως είναι ραδιοσυχνότητες ή υψηλής ισχύος πολεμοφόδια μικροκυμάτων.

Υπέρ και κατά

Ο αναλυτής της RAND βρήκε ότι τα όπλα στο διάστημα έχουν έναν αριθμό πλεονεκτημάτων και έναν αριθμό μειονεκτημάτων.

Στην στήλη των πλεονεκτημάτων, τα όπλα στο διάστημα μπορούν να καλύπτουν στόχους που δεν μπορούν να καλύψουν τα άλλα όπλα. Καθώς τα πλοία και τα αεροσκάφη κάνουν μέρες ή ακόμα και εβδομάδες για να φτάσουν και να ριχτούν στο πεδίο της μάχης, τα όπλα που έχουν τη βάση τους στο διάστημα, μπορούν να ανταποκριθούν σε διάστημα λεπτών μέχρι μερικών ορών. Επίσης τα όπλα στο διάστημα είναι λιγότερο εκτεθειμένα σε επίθεση.

Από την άλλη μεριά υπάρχουν τα μειονεκτήματα.

Για κάποιον, ένας αντίπαλος μπορεί να κορέσει με βομβαρδισμούς ένα διαστημικό όπλο, υπερισχύοντας την ικανότητα του όπλου να αποκρούσει μια επίθεση. Επιπρόσθετα οι θέσεις των όπλων στο διάστημα είναι προβλέψιμες. Άλλωστε ένα όπλο που θα καταστραφεί σε τροχιά θα αφήσει ένα πλήθος από κατάλοιπα, θέτοντας πολλούς κινδύνους για τους δορυφόρους. Τέλος, πολλά όπλα απαιτείται να βεβαιώνουν ότι ένα από αυτά είναι στο σωστό μέρος τη σωστή στιγμή.



Εικόνα 2.13. λέιζερ στο διάστημα

Αστεροειδείς- όπλα

Ακόμα και η ιδέα να σταλθεί σκόπιμα ένας αστεροειδής πάνω στη Γη ως όπλο εξετάστηκε από τους ειδικούς της RAND «Για έθνη που έχουν ήδη πυρηνικές κεφαλές, το όπλο των αστεροειδών είναι ενδιαφέρον μόνο για ακαδημαϊκές γνώσεις».

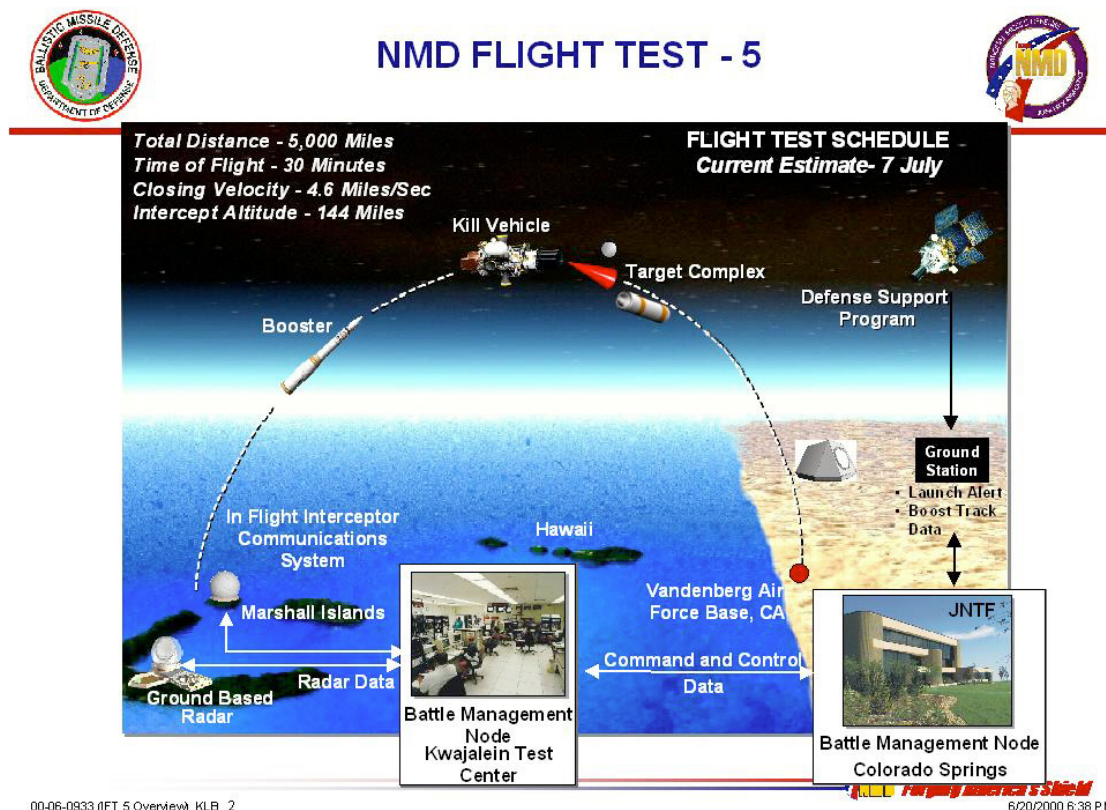
Δεν υπάρχει αμφιβολία, εξηγεί η έρευνα ότι οι αστεροειδείς έχουν δράσει στο παρελθόν ως μεγάλες μηχανές θρυμματισμού. Η Γη έχει τα σημάδια για να το αποδείξουν αυτό. Όμως για να χρησιμοποιήσουμε τους αστεροειδείς ως βόμβες, το κόστος της επιχείρησης θα είναι μεγαλύτερο από εκείνο που χρειάστηκε για να χτιστεί η πρώτη Α- βόμβα για το Πρόγραμμα Μανχάταν στον 2^ο Παγκόσμιο πόλεμο.

Εκτός από αυτήν την περιορισμένη τάξη των πιθανών αποτελεσμάτων και της μεγάλης αβεβαιότητας για την ακρίβεια του αποτελέσματος, ένας καθαρός ισχυρισμός εναντίον των αστεροειδών ως όπλα είναι ότι οι μικρότερες, φθηνότερες έννοιες της απαίτησης μίας ισοδυναμίας για ένα πυρηνικό εμπόδιο είναι διαθέσιμες.

Ένα παιχνίδι που περιμένει

Ο Preston από την RAND έδωσε έμφαση στο ότι η ευκαιρία απόκτησης όπλων στο διάστημα δεν περιορίζεται μόνο στις Ηνωμένες Πολιτείες Αμερικής. Καθώς πολλές χώρες έχουν μόνο συγκρατημένες διαστημικές ικανότητες, κάθε έθνος γνωρίζει πώς το διάστημα μπορεί να βελτιώσει την ασφάλειά του.

Ίσως δεν υπάρχει κανένας που ασχολείται με το διάστημα, που δεν αντιλαμβάνεται τις δυνατότητες που προσφέρει για ασφάλεια. και δεν υποκινείται κατά ένα βαθμό από αυτές τις χρήσεις ασφάλειας. Τα όπλα που έχουν τη βάση τους στο διάστημα, μπορεί να είναι μεγάλης επιρροής, ασύμμετρης απόκρισης στις στρατιωτικές δυνάμεις των Η.Π.Α.



Εικόνα 2.14. Σχέδιο πτήσης του προγράμματος NMD

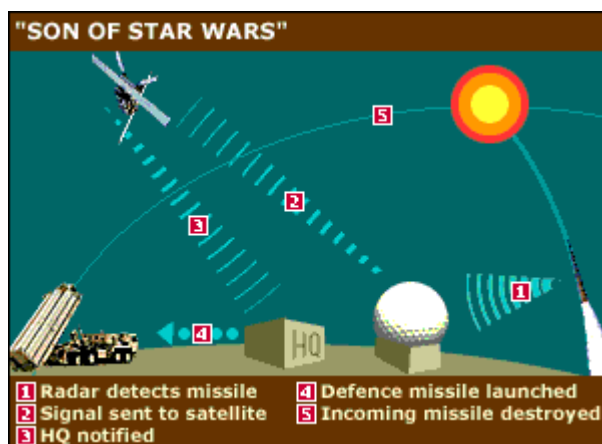
Χρήσεις σε κατάσταση ειρήνης.

Το θέμα των όπλων στο διάστημα και της αναπτυσσόμενης στρατιωτικής ημερήσιας διάταξης του διαστήματος, εισάγει μια μεγάλη ποικιλία θεμάτων.

Τέτοια είναι και η υπόθεση της πρώτης Αμερικανίδας γυναίκας που πήγε στο διάστημα, η Sally Ride. Τελευταία, υπογράμμισε ότι το διάστημα χρησιμοποιείται για στρατιωτικούς σκοπούς, εδώ και δεκαετίες. (Η Ride είναι η γενική διευθύντρια του space.com.)

«Το διάστημα είναι μεγάλο πλεονέκτημα για την εθνική ασφάλεια» είπε η Ride. Τώρα είναι καθηγήτρια φυσικής στο πανεπιστήμιο της Καλιφόρνια- Σαν Ντιέγκο και συγγραφέας στο διαστημικό ίδρυμα του πανεπιστημίου της Καλιφόρνια στο La Jolla.

Σήμερα, οι υπηρεσίες νοημοσύνης και ο στρατός μετράει 100 δορυφόρους ως μέρος της εθνικής ασφάλειας. Αυτοί οι δορυφόροι φωτογραφίζουν λεπτομερείς εικόνες την ημέρα και τη νύχτα, προσέχοντας σημεία που επικεντρώνουν το παγκόσμιο ενδιαφέρον, ακόμα και εκτοξεύσεις πυραύλων σε περίοδο ειρήνης σε όλο τον κόσμο για προειδοποιητικούς λόγους. Ένα δορυφόρο που χρησιμοποιεί σε περίοδο ειρήνης το παγκόσμιο σύστημα θέσης συνόλου διαστημοπλοίων (GPS) για λόγους πλοήγησης, μπορεί σε περίοδο πολέμου χρησιμοποιεί την ίδια ικανότητα να στοχεύει βόμβες ή τηλεκατευθυνόμενα οχήματα.



Εικόνα 2.15. Πόλεμος στο διάστημα

Αντι-δορυφόροι

Η ερώτηση της κοινωνίας, όπως εξηγεί η Ride μπορεί να τίθενται απλά ως: Είναι λογικό να τοποθετήσει η Αμερική όπλα στο διάστημα; Ένα θέμα από αυτόν τον ισχυρισμό είναι να αναπτύξουμε και να τοποθετήσουμε στο διάστημα αντιδορυφορικά όπλα ή ASAT για πιο σύντομα.

Εκτός και αν επιβληθούν ειδικοί περιορισμοί στον έλεγχο των αντιδορυφορικών, θα μπορεί να υπάρξει κάποιο πρόβλημα. Τα πολύ γρήγορα κινούμενα συντρίμια από ένα αντιδορυφορικό τεστ μπορεί να προκαλέσουν ζημιές και να καταστρέψουν πολλούς δορυφόρους της τροχιάς γύρω από τη γη.

Η Ride είχε την εμπειρία μιας σύγκρουσης με διαστημικά συντρίμια, στο πρώτο της διαστημικό ταξίδι. Ένα μικρό, αλλά ορατό κομμάτι σε ένα από τα παράθυρα του διαστημοπλοίου εμφανίστηκε στο μισό περίπου της διαδρομής. Αργότερα, οι αναλύσεις έδειξαν ότι μια περιφερόμενη φλούδα μπογιάς προκάλεσε την σύγκρουση.

«Μια φλούδα μπογιάς δεν είναι το ίδιο με ένα μικρό κομμάτι μετάλλου που ταξιδεύει με την ίδια ταχύτητα. Έτσι, από τη στιγμή που αρχίσαμε να αυξάνουμε το ποσό των άχρηστων αντικειμένων στην τροχιά χαμηλού ύψους, έχουμε ένα άσκοπο υποπροϊόν που θέτει τους πολύτιμους δορυφόρους σε κίνδυνο» διηγείται η ίδια.

Έχοντας αναπτύξει το θέμα των διαστημικών όπλων μπορούμε να γυρίσουμε στην ανάλυση των πηγών δημιουργίας των διαστημικών συντριμμίων.

13. Προώθηση-σχετιζόμενος θρυμματισμός δορυφόρου



Εικόνα 2.16. Επιτυχής εκτόξευση

Στο τέλος του 1960 καθώς οι ΗΠΑ προσπαθούσαν να παρουσιάσουν σημαντικές ικανότητες εκτόξευσης, η πολυπλοκότητα του θέματος ήταν όπως φαίνεται στα νούμερα, συχνά θεαματικές αποτυχίες εκτοξεύσεων. Οι αποτυχίες του Shuttle, Titan, Atlas, Delta από το 1985-1987 θυμίζουν σε όλους μας ότι η είσοδος μας στο διάστημα βασίζεται στις κάπως εύθραυστες και πτητικές τεχνικές. Αν και η ασφάλεια της Σοβιετικής Ένωσης κρύβει το μεγαλύτερο μέρος των αποτυχιών, υπερβάλλουσες αποδείξεις

δείχνουν ότι έχουν παρόμοια ατυχήματα και αποτυχίες σε μια τόσο συχνή βάση.

Ανεξάρτητα από τη φύση, παρατηρήθηκαν αποτυχίες εκτόξευσης οχημάτων πριν την ελάχιστη τροχιακή ταχύτητα, που δεν αποτελούν απειλή για το διαστημικό περιβάλλον. Όμως κακές λειτουργίες σε ορόφους τροχιών (στάθμευσης, μεταφοράς και τελικοί) μπορούν να έχουν τρομερό αντίκτυπο στον πληθυσμό των διαστημικών σκουπιδιών. Ο πίνακας 2.2. καταγράφει τις 13 περιπτώσεις των αποτυχιών ανώτερων ορόφων που πιστεύεται ότι προήλθαν από το σύστημα προώθησης. Τα παραγόμενα ποσά συντριμμίων είναι περίπου 30% όλων των διασπάσεων των δορυφόρων και 33% των διαλύσεων των δορυφόρων που είναι ακόμα σε τροχιά.

14. Οι διασπάσεις εκτόξευσης οχημάτων συχνά σχετίζονται με το σύστημα προώθησης και συνεπάγεται ότι μπορεί να προκαλέσει εξαιρετικά δυναμικά φαινόμενα. Όταν έλικες είναι cryogenic ή hypergolic, επιλέγονται για το περιεχόμενο υψηλής ενέργειας. Η δημιουργία εκατοντάδων παρατηρήσιμων συντριμμίων είναι μία απομονωμένη διάσπαση.

Όπως φαίνεται στο σχήμα 2.1. η συχνότητα των **διασπάσεων λόγω προώθησης** είναι σχετικά σταθερή, κατά μέσο όρο γύρω στη μία διάλυση κάθε 2 χρόνια. Έξι από τις αναγνωρισμένες διασπάσεις σχετικά με προώθηση (3 για τις ΗΠΑ και την Σοβιετική Ένωση) συνέβησαν λίγο μετά την απογείωση. Τον Οκτώβριο του 1965 ένα transtage του Titan έσπασε παράγοντας τον μεγαλύτερο αριθμό

συντριμμίων σε σχέση με κάθε άλλη διάσπαση συντριμμιού. Τον Νοέμβριο του 1986, η διάσπαση του ανώτερου ορόφου του Ariadne πιθανόν να υπερβεί αυτή την καταγραφή.

Η τελευταία καταγεγραμμένη διάσπαση ήταν τυπικά μια αποτυχία ανώτερου ορόφου. Τον Δεκέμβριο του 1982, η Σοβιετική Ένωση εκτόξευσε έναν νέο τηλεπικοινωνιακό δορυφόρο Molniya για να αντικαταστήσει έναν δίχρονο Molniya που έφτανε στο τέλος της ενεργού ζωής του. Ο δορυφόρος προήλθε από το Baikonur Cosmodrome, Σοβιετική περιοχή που γίνονται όλες οι επανδρωμένες, Σεληνιακές, πλανητικές εκτοξεύσεις. Βρισκόταν σε βορειοανατολικό αζιμούθιο, σε χαμηλού ύψους τροχιά στάθμευσης και με κλίση $62,8^{\circ}$. Μια ώρα περίπου μετά την απογείωση, διαχωρίστηκε ο όροφος μεταφοράς από εκείνον της στάθμευσης και έπειτα τα δυο γυρνούσαν γύρω από την βορειότερη κορυφή της Ανταρκτικής. Νότια από τα νησιά Falkland, μια διαταγή του πληρώματος πυροδότησε τον όροφο μεταφοράς έχοντας ως στόχο να τοποθετήσει το φορτίο σε υψηλά ημισύγχρονη ελλειπτική τροχιά. Για αγνωστο λόγο η μονάδα προώθησης δεν πυροδότησε επιτυχώς και αντίθετα το όχημα χωρίστηκε σε κομμάτια. Πολλά από τα συντρίμια που πετάχτηκαν σε τυχαίες διευθύνσεις αποσυντέθηκαν μέσα σε μια ώρα. Όμως παρατηρήσιμα αντικείμενα που πετάχτηκαν μπροστά, μπήκαν σε τροχιές με απόγειο περίπου 250 km ψηλότερα από εκείνον του μητρικού δορυφόρου.

ΠΙΝΑΚΑΣ 2.2.

INTERN'L DESC.	ΗΜΕΡΟΜΗΝΙΑ ΓΕΓΟΝΟΤΟΣ	ΚΑΤΑΓΕΓΡΑΜΜΕΝΑ ΘΡΑΥΣΜΑΤΑ	ΘΡΑΥΣΜΑΤΑ ΣΕ ΤΡΟΧΙΑ	ΥΨΟΣ ΔΙΑΛΥΣΗΣ	ΚΛΙΣΗ ($^{\circ}$)	ΑΠΟΓΕΙΟ/ ΠΕΡΙΓΕΙΟ(KM)	ΠΕΡΙΟΔΟΣ ΤΡΟΧΙΑΣ
1962-β (USSR)	29/10/62	24	0	UNK	65, 11	261/202	89, 1
1963-47 (US)	27/11/63	17	14	UNK	29, 94	1735/502	107, 7
1965-82 (US)	15/10/65	467	91	739	32, 6	791/708	99, 8
1969-64 (US)	26/07/69	22	1	UNK	30, 37	5445/271	147, 2
1972-58 (US)	22/05/75	225	88	725	98, 34	909/633	100, 3
1973-86 (US)	28/12/73	184	169	1513	102, 05	1513/1504	1116, 2
1974-89 (US)	20/08/75	138	130	1460	101, 69	1460/1445	114, 9
1975-04 (US)	9/02/76 19/01/76	198	48	UNK 751	97, 78 97, 78	915/741 912/742	101, 5 101, 4
1976-77 (US)	24/12/77	141	140	1510	102, 02	1521/1506	116, 3
1977-65 (US)	14/07/77	159	96	1450	29, 05	2027/536	111, 2
1978-26 (US)	27/01/81	185	164	905	98, 85	912/903	103, 1
1981-88 (USSR)	11/09/81	2	2	649	62, 82	13864/626	263, 7
1982-115 (USSR)	8/12/82	29	2	402	62, 8	516/400	93, 8
Σύνολο	13 Διαλύσεις	1791	945				

Οι πιο σημαντικές σειρές αποτυχιών στην εκτόξευση συμπεριλαμβάνοντας δεύτερα ορόφους Δέλτα, είναι 7 καταστροφικές διασπάσεις μεταξύ του 1973 και 1981. Ο μέσος όρος των συντριμμιών ανά συμβάν ήταν περίπου 175. Δυστυχώς λόγω των υψηλών τροχιών ταυτόχρονα με τις διασπάσεις, 68% των συντριμμιών είναι ακόμα σε τροχιά και τα πιο πολλά θα είναι για πολλά χρόνια ακόμα. Στην πραγματικότητα, τα συντρίμια από αυτές τις επτά διασπάσεις αντιπροσωπεύουν περίπου το 1/3 όλων των διασπάσεων των δορυφόρων που περιφέρονται.

Το φαινόμενο της διάλυσης του δεύτερου ορόφου Δέλτα είναι ιστορικά αξιοσημείωτη περίπτωση, του ενδιαφέροντος μερικών ειδικών στο

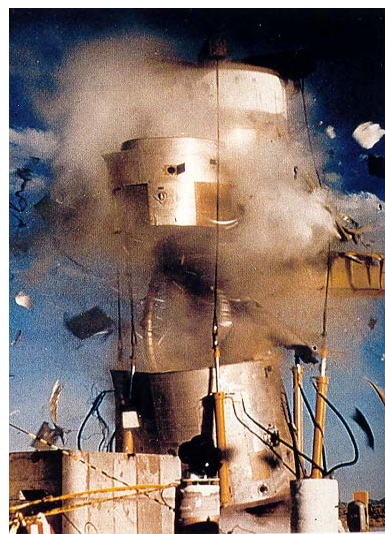
διαστημικό περιβάλλον και την ικανότητά τους να σταματήσουν την άχρηστη μόλυνση του κοντινού διαστημικού περιβάλλοντος της Γης. Δυστυχώς,

στις διασπάσεις σχετικά με την προώθηση όπως αναφέρθηκε, οι δεύτεροι όροφοι Δέλτα δεν θρυμματίστηκαν κατά την λειτουργία αλλά μόνο κατά την επιτυχή ολοκλήρωση της αποστολής και είχε εγκαταλειφθεί για περίπου 3 χρόνια. Το κάθε περιστατικό δύσκολα κατέγραψε η NORAD, έρευνες στα γεγονότα δεν έδωσαν καμία προτεραιότητα ούτε στη NASA ούτε στους μηχανικούς των οχημάτων (Mc Donnell Douglas).

Ένας ιδιώτης αναλυτής της NORAD/ADCOM στο Colorado Springs, ο John Gabbard ενδιαφέρθηκε για τη διάλυση των δορυφόρων μετά από τη πρώτη διάσπαση του πυραύλου Transit 4A το 1961. Έπειτα ανέπτυξε τα διαγράμματα Gabbard, ένα εξαιρετικά χρήσιμο εργαλείο ανάλυσης για τις διασπάσεις των δορυφόρων (όπως θα αναφερθεί εκτενέστερα). Ο Gabbard επέμενε στην καταγραφή των διαλύσεων των δορυφόρων για τη NORAD/ADCOM και το 1978 προώθησε ένα αντίγραφο στον Don Kessler, του γραφείου διαστημικού περιβάλλοντος της NASA. Ο Kessler αντιστοιχούσε τους τύπους κάθε οχήματος με τη διάσπαση και αμέσως έγινε αντιληπτό ότι ο αριθμός των ενεργειακών διαλύσεων σχετιζόταν με δεύτερους ορόφους Δέλτα.

Με τα κατάλληλα όρια διαχείρισης της NASA, επισπεύτηκε μια έρευνα και από την NASA και από τον McDonnell Douglas. Η φαινομενικά βίαιη φύση των διαλύσεων, οδήγησε σε έναν σοβαρό επανέλεγχο του συστήματος προώθησης αλλά και του μηχανισμού αυτοκαταστροφής που χρειαζόταν για καταστραφεί το όχημα εν πτήξει εάν απέκλινε κατά πολύ από το προγραμματισμένο σχέδιο. Η δεύτερη δυνατή αιτία αποφεύχθηκε ως χαμηλής πιθανότητας αιτία και η προσοχή εστιάστηκε στο σύστημα προώθησης.

Ένας άλλος παράγοντας που οδηγεί στην διάσπαση των πυραύλων και στην δημιουργία συντριμμιών είναι οι έλικες των δευτερευόντων ορόφων Δέλτα. Εξαιτίας του οι έλικες ήταν εύφλεκτοι (πυροδοτούνται με επαφή). Πολλά σενάρια που περιείχαν προσεγγμένες ενώσεις επινοήθηκαν. Χωρίς να καταλαβαίνουμε απόλυτα την αιτία και τα αποτελέσματα, η φανερά ενέργεια διόρθωσης είναι η διάθεση των υπολοίπων ελίκων μετά την ολοκλήρωση της αποστολής. Η διαδικασία οργανώθηκε τον Αύγουστο του 1981 και κανένας όροφος Δέλτα δεν είχε θρυμματιστεί μέχρι εκείνη τη στιγμή. Κατόπιν συμφωνίες άδειας με τις Ηνωμένες



Εικόνα 2.17. Προβλήματα κατά την εκτόξευση

πολιτείες. Το Ιαπωνικό διαστημικό όχημα είναι καλά μελετημένο μετά τον πύραυλο Δέλτα. Για να μειώσει κάθε είδους μόλυνση στο διάστημα, η Ιαπωνία οργάνωσε το πρόγραμμα «ελάττωση καύσης» όπως λέγεται στους δεύτερους ορόφους.

Μια μεγαλύτερη ανάλυση των δεύτερων ορόφων Δέλτα το 1985, του φαινομένου των διασπάσεων συντάχτηκε από τον John Gabbard, έπειτα στο Teledyne Brown μηχανική, με την βοήθεια του προγράμματος της ΝΑΣΑ. Η προβληματική όψη του φαινομένου Δέλτα ήταν γιατί μερικά οχήματα διασπάζονταν ενώ άλλα όχι. Από την στιγμή που η ΝΑΣΑ άρχισε να χρησιμοποιεί την «ελάττωση καύσης» με τους Ορόφους Δέλτα, 154 Δέλτα εκτοξεύτηκαν με μεγάλη συχνότητα επιτυχίας. Δεκάδες δορυφόροι δεύτερου ορόφου είναι ακόμα σε τροχιά χωρίς να παρουσιάσουν το παραμικρό συμβάν.

Το πρώτο στοιχείο του Gabbard ήταν όταν αντιλήφθηκε ότι ο πρώτος όροφος θρυμματίστηκε μετά από ένα τελειωτικό ανασχηματισμό του οχήματος. Επιπρόσθετα, στην χρησιμότητα των μικρών προωθητήρων στερεού καυσίμου εφαπτόμενο στον πρώτο όροφο και ένα αδρανές σύστημα οδήγησης, νέοι έλικες επιλέχτηκαν για τον δεύτερο όροφο: Τετροξείδιο του Αζώτου N_2O_4 και Αεροζίνη 50. Η ξανασχεδιασμένη δεξαμενή δεύτερου ορόφου και οι νέοι έλικες μπορούν να εξηγήσουν γιατί κανένας από τους προηγούμενους ορόφους δεν έσπασε και γιατί μόνο μια χούφτα της νέας γενιάς θρυμματίζονται.

Τα τελικά στοιχεία ήρθαν, όταν ο Gabbard συνειδητοποίησε ότι έξι από τις επτά διασπάσεις των Δέλτα εκτοξεύτηκαν από το Vandenberg AFB σε Ηλιοστατικές τροχιές. Επιπλέον η στιγμή της εκτόξευσης, που επικρατούν συνθήκες λαμπρότητας ενός οχήματος σε ηλιοστατική τροχιά, ήταν περίπου 1000 ώρες τοπικής κλίμακας. Μόνο μια άλλη Δέλτα τοποθετήθηκε σε παρόμοια τροχιά και η τροχιακή ανάλυση έδειξε ότι παρουσιάστηκε «καύση» χωρίς λόγο.

Καθυστερημένα, ο επανασχεδιασμός του δεύτερου ορόφου Δέλτα το 1972, έθεσε τις βάσεις για τις επακόλουθες καταστροφές. Ο απαιτούμενος καταλύτης για να μειωθούν οι διασπάσεις ήταν η Ηλιοστατική τροχιά κεντρωμένη γύρω στις 1000 ώρες τοπική κλίμακα. Οι όροφοι Δέλτα δεν θρυμματίστηκαν σε απογευματινές τροχιές. Η δεκτή υπόθεση τώρα προτείνει ότι η ηλιακή ακτινοβολία είτε η υπερβολική πίεση στην δεξαμενή του προωθητή ή η θερμική συστολή και διαστολή, υποβιβάζουν το κοινό διαχωριστικό του καυσίμου. Σε άλλη περίπτωση επιτρέπεται να έρθουν σε επαφή το N_2O_4 και η Αεροζίνη 50 και να αντιδράσουν εκρηκτικά.

Ο εναπομείναν όροφος Δέλτα για να σπάσει, χρησιμοποιήθηκε για να εκτοξεύσει έναν Ιαπωνικό γεωστατικό δορυφόρο από το Cape Canaveral. Η διάλυση συνέβη σε λιγότερο από έξι ώρες μετά την απογείωση. Αν και δεν ταιριάζει στην περίπτωση των εκτοξεύσεων από το Vandenberg, η αιτία της αποτυχίας πιστεύεται ότι είναι παρόμοια με εκείνη των άλλων έξι.

Αυτό που πρέπει να μάθουμε από τους ορόφους Δέλτα είναι ότι η εμμονή και η αφοσίωση βοηθούν τον άνθρωπο να ξεπεράσει τις ατέλειές του. Οι διαλύσεις των δορυφόρων σχετικά με την προώθηση, αναμφισβήτητα θα συνεχίσουν και στο μέλλον. Αν όμως επαγρυπνούμε για το τι συμβαίνει στον κόσμο, μπορούμε να λύσουμε προβλήματα ελλείψεων πριν βγουν εκτός ελέγχου.

Θα έπρεπε να σημειωθεί ότι πάνω από 13 σώματα πυραύλων, όπως αναφέρθηκε, είναι πηγές συντριμμίων από το 1961. Οι άλλοι πύραυλοι, μαζί με το Albestar, Altair, Atlas, Agena, Ariane και Σοβιετικούς πυραύλους, θρυμματίστηκαν για άγνωστους λόγους. Μερικοί «έσπασαν» την ημέρα της εκτόξευσης και άλλοι πολύ αργότερα. Η παράλειψη αυτής της ενότητας; Οφείλεται σε έλλειψη πληροφοριών. Είναι λογικό να θεωρούμε ότι μερικοί, φυσικά όχι όλοι από αυτούς τους πυραύλους διασπάστηκαν από προωθητή.

15. Συγκρούσεις που δημιουργήθηκαν από θρυμματισμό δορυφόρου



Εικόνα 2.18. Απεικόνιση ενός δορυφόρου στο έλεος των συντριμμιών

Συγκρούσεις που δημιουργήθηκαν από θρυμματισμό δορυφόρου είναι οι πιο απειλητικές για το εγγύς διαστημικό περιβάλλον της Γης. Μια απλή υπερταχεία σύγκρουση μπορεί να προκαλέσει και ένα εκατομμύριο συντρίμια με διάμετρο ενός χιλιοστού ή και περισσότερο. Σημαντικότερα, οι προσθέσεις στον πληθυσμό των δορυφόρων της Γης αυξάνει την πιθανότητα σύγκρουσης μεταξύ δορυφόρων, πιθανότατα θέτουμε σε ενέργεια έναν φαύλο κύκλο γένεσης συντριμμιών. Φυσικά, υπερταχείες συγκρούσεις συμβαίνουν επι καθημερινή βάση μεταξύ μικρών φυσικών και ανθρώπινων σωματιδίων (λιγότερο από 1 mm σε διάμετρο) και ανιχνεύσιμου πληθυσμού δορυφόρων. Από τη στιγμή που αυτά τα γεγονότα δεν παράγουν συγκεκριμένα δευτερεύοντα συντρίμια και δεν έχουν επιπτώσεις στην κατάσταση των ενεργών δορυφόρων, αποτελεί μικρότερη ανησυχία για τους περιβαλλοντολόγους του διαστήματος.

Εκτός από ορισμένες δυνατότητες της NORAD, αυτός ο οργανισμός δεν έχει την πολυτέλεια να βλέπει δυο δορυφόρους να αλληλεπιδρούν σε μια οθόνη και να αναγνωρίσουν πιθανές συγκρούσεις. Οι δορυφόροι παρατηρούνται φυσιολογικά μόνο για λίγα λεπτά την ημέρα ή και λιγότερο. Οι διασπάσεις αναγνωρίζονται μόνο όταν ένα σύννεφο δορυφόρων διαπεράσει την περιοχή που καλύπτει το ραντάρ. Τα χαρακτηριστικά της τροχιάς των συντριμμιών αντιστοιχίζονται με εκείνα γνωστών δορυφόρων και έπειτα τα σύννεφα συντριμμιών διαδίδονται μέσω μοντέλων υπολογιστών, πίσω στην ώρα προσδιορισμού του μητρικού δορυφόρου.

Αν και δεν γνωρίζουμε κανέναν δορυφόρο να διασπάστηκε λόγω τυχαίας σύγκρουσης στο διάστημα (υπερταχείες συγκρούσεις του P-78 με το SDI ήταν σκόπιμες). Το λιγότερο ένας δορυφόρος θεωρείται ένα ισχυρά υποψήφιο θύμα των διαστημικών συντριμμιών. Στις 24 Ιουλίου 1981, επτά μόνο εβδομάδες μετά την εκτόξευση, ένας Σοβιετικού τύπου Transit, δορυφόρος πλοήγησης θρυμματίστηκε εκρηκτικά. Πάνω από 240 κομμάτια συντριμμιών καταγράφηκαν έως σήμερα, και το μεγάλο ύψος των 1000 km το έκανε την δεύτερη πηγή συντριμμιών που υπάρχει τώρα σε τροχιά.

Άλλες περιστασιακές αποδείξεις οδηγούν στην άποψη ότι ο δορυφόρος Kosmos 1275, υπέστη μια υπερταχεία σύγκρουση. Το ύψος που κινείται είναι η πιο πυκνοκατοικημένη περιοχή γύρω από τη Γη – μια περιοχή αυξημένης πιθανότητας να γίνει μια σύγκρουση. Πολλά είναι γνωστά για τη διαμόρφωση του διαστημοπλοίου

ώστε να καθορίσει ορισμένους από τους φανερούς λόγους εμφάνισης της διάσπασης. Δορυφόροι τύπου Kosmos 1275 είναι σταθερής βαρυτικής κλίσης. Για τον λόγο αυτό δεν χρησιμοποιούν μονάδες προώθησης για να κάνουν ελιγμούς, ούτε και χρησιμοποιούν άλλες τεχνικές ελέγχου συμπεριφοράς όπως είναι ωθητές πεπιεσμένου αερίου. Λόγω της στρατιωτικό δείκτη νοημοσύνης και λόγω την μεγάλης χρονικής διάρκειας της τροχιά (πάνω από 1000 χρόνια), αυτοί οι δορυφόροι πιστεύεται ότι δεν είναι απαραίτητο να εξοπλιστούν με εκρηκτικά φορτία για περίπτωση αυτοκαταστροφής.

Δυστυχώς, η Σοβιετική Ένωση δεν έχει ακόμα αναγνωρίσει τα θραύσματα του Kosmos 1275 και έτσι άφησε δεδομένα που μπορούν να φανούν χρήσιμα για την μείωση των αιτιών. Για παράδειγμα, είναι γνωστό ότι οι Σοβιετικοί δορυφόροι πιέζονται εσωτερικά σε μια ατμόσφαιρα για να μειώσουν της απαιτήσεις σχηματισμού συστημάτων του πληρώματος. Μπορεί ένα λάθος στο σύστημα θερμικού ελέγχου να προκάλεσε υπερβολική πίεση και τελικά διάρρηξη του διαστημοπλοίου; Αν ήταν διαθέσιμα τα τηλεμετρικά δεδομένα των Σοβιετικών, θα μπορούσαμε να απαντήσουμε πολλές παρόμοιες ερωτήσεις.

Ένα ακόμα πιθανό θύμα σύγκρουσης ήταν το Pageos που θρυμματίστηκε το 1976. Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, η μεγάλη περιοχή που κάλυπτε αυτό το μπαλόνι μπορούσε να αυξήσει την πιθανότητα να συγκρουστεί με ένα μικρό κομμάτι συντριμμιού.

Μεγάλης σημασίας για την επιτροπή περιβάλλοντος του διαστήματος είναι η δυνατότητα διαχωρισμού των διαλύσεων από εκρήξεις και εκείνων από συγκρούσεις. Οι θεωρητικές αναλύσεις αυτών των ανόμοιων μηχανισμών, δείχνουν καθαρά ότι η μάζα των συντριμμιών και η διανομή ταχυτήτων είναι ουσιαστικά δυο διαφορετικά πράγματα. Τώρα όμως τα όρια παρατήρησης εμποδίζουν την ικανότητα να κάνουμε αυτόν τον διαχωρισμό. Κάτω από το φως της πρώτης υπερταχείας σύγκρουσης που συνέβη τον Σεπτέμβριο του τα μοντέλα συντριμμιών αναθεωρούνται με την ελπίδα της ανακάλυψης του μεγάλου ζητήματος, ακόμα άπιαστου, της «υπογραφής» της διάλυσης και των υπερταχειών συγκρούσεων. Αυτά θα αναφερθούν και αργότερα.

Δεν είναι όλες οι συγκρούσεις στο διάστημα υπερταχείες. Συγκρούσεις με πολύ μικρότερες ταχύτητες μπορούν να συμβούν από ακατάλληλους ορόφους κατά τη διάρκεια της εκτόξευσης και στον γεωστατικό δακτύλιο. Περιστασιακά, προσκρούουν το φορτίο τους οι τελικοί όροφοι μεταφοράς μετά την ελευθέρωση, για παράδειγμα το ECS 1 και ο τελικός του όροφος τον Φεβρουάριο του 1979. Ο αριθμός των θραυσμάτων που δημιουργήθηκαν σε έναν γεγονός αυτού του είδους ήταν μικρός. Επιπλέον η απειλή αυτής της δραστηριότητας στην ανάπτυξη της ζωτικότητας των δορυφόρων, απαιτεί πολύ προσοχή από την μεριά των οργανισμών εκτόξευσης και γρήγορες λύσεις θα πρέπει να δοθούν στο πρόβλημα.

Αυξανόμενο ενδιαφέρον, παρουσιάζουν για την διεθνή κοινότητα, οι πιθανές συγκρούσεις στην γεωστατική τροχιά. Τρεις περιπτώσεις που έλαβαν μέρος κατά τη διάρκεια δυο εβδομάδων του 1980 δείχνουν το μέγεθος του προβλήματος. Τον Μάιο του έτους 1991 περιμέναμε ότι τα φορτία US DOD (1973 –40A και 1978 –16A) σύντομα θα περνούσαν πολύ κοντά μεταξύ τους. Ειδικά στις 4 Μαΐου οι δορυφόροι απέιχαν 9, 4 km με σφάλμα 10 km, και στις 8 Μαΐου η μέση απόσταση μειώθηκε σε



Εικόνα 2.19. Ανάμεσα στα άλλα όργανα που διαθέτει, η αυτόνομη διαστημοσυσκευή «Χόιγκενς» θα εκτοξευτεί από το «Κασίνι» στις 6 Νοεμβρίου του 2004 με στόχο την ομαλή προσεδάφισή της στον Τιτάνα.

3,5 km με σφάλμα 20 km. Αν και η μεγαλύτερη πιθανότητα σύγκρουσης ήταν μια στα δέκα εκατομμύρια, στις 3 Μαΐου το 1978-16 A προετοιμάστηκε να κάνει έναν ελιγμό.

Επίσης, σ' αυτή την περιοχή, κοντά στις 100⁰ δυτικά, ήταν 1974-2A, ένας τηλεπικοινωνιακός δορυφόρος. Στις 9 Μαΐου και πάλι στις 15 Μαΐου οι 1973-40A και 1974-22A, προβλέφτηκε ότι θα έρθουν πολύ κοντά. Σ' αυτή την περίπτωση κανένας από τους δυο δεν είχε κανένα εναπομείναντα προωθητή για ελιγμούς, άρα καμιά κίνηση δεν ήταν πιθανή. Όχι πολύ μακριά, γύρω στις 135⁰ Δυτικά, οι 1979-53 A και 1978-113 A πλησίαζαν ο ένας τον άλλον. Μέσες αποστάσεις των 9, 6 km και 3,5 km με σφάλμα 40,7 km προβλέφθηκαν. Άσκοπα, ο 197-113 A, προστάχτηκε να κάνει έναν ελιγμό στις 15 Μαΐου. Αν και τότε η πιθανότητα σύγκρουσης ήταν μια στις 100 χιλιάδες.

Μια παρόμοια περίπτωση ήταν εκείνη που συνέβη λίγο περισσότερο από 4 μήνες μετά την εκτόξευση του 1979-53 A, ακόμα έναν DOD δορυφόρο. Προβλέφθηκε ότι ο δορυφόρος και οι πύραυλοί του θα ερχόταν σε 20,9 km απόσταση με σφάλμα ίδιας τάξης. Και πάλι σαν προληπτικό μέτρο, το φορτίο προετοιμάστηκε να κάνει ελιγμό.

Αν και ο αναμενόμενος αριθμός των συντριμμιών που περιμέναμε να παραχθεί σε κάθε σύγκρουση ήταν μικρός, η μοναδικότητα της φύσης της γεωστατικής τροχιάς την κάνει πιο ύποπτη για την μόλυνση του διαστήματος παρά άλλες περιοχές του διαστήματος. Η ανικανότητά μας να ανιχνεύσουμε περισσότερα συντρίμια (μικρότερης διαμέτρου από 1 mm) και η αβεβαιότητα των μετρήσεων μας, περιπλέκουν την κατάσταση. Τον Αύγουστο του 1970 το κινητήριο απόγειο του Skynet IB, απέτυχε, πιθανόν δημιουργώντας ένα σύννεφο σωματιδίων τα οποία περιοδικά αλληλεπιδρούν με τον γεωστατικό δακτύλιο. Δυο άλλοι δορυφόροι, το Αμερικάνικο RCA Satom 3 και το Ιαπωνικό ECS 2, χάθηκαν κάτω από παρόμοιες καταστάσεις, αργά το 1979 και νωρίς το 1980. Αυτοί έχουν σχηματίσει σύννεφα σωματιδίων, ικανά να διακόψουν γεωστατικούς δορυφόρους. Τέτοιου είδους συγκρούσεις συμβαίνουν σε σχετικά χαμηλές ταχύτητες, λίγο πιο κάτω από τις απαιτούμενες για υπερταχείες συγκρούσεις συντριμμιών.

16. Θρυμματισμός δορυφόρων για άγνωστους λόγους

Στις τόσες πολλές επιστημονικές προσπάθειες, οι άγνωστες αιτίες των διασπάσεων ξεπερνούν τις γνωστές. Ο πίνακας 2.3. καταγράφει 39 γνωστές διασπάσεις δορυφόρων των οποίων η αιτία δεν έχει ακόμα καθοριστεί. Αυτό αποτελεί το 45% όλων των γνωστών θρυμματισμών δορυφόρων. Επιπλέον τα πάνω από 1100 κομμάτια συντριμμιών που είναι ακόμα σε τροχιά από την 1^η Ιανουαρίου του 1987 αποτελούν το 18% όλων των καταγεγραμμένων από τη NORAD.

ΠΙΝΑΚΑΣ 2.3. Διαλύσεις δορυφόρων από άγνωστους λόγους.

Intern'L Desic	Ημερ/ναι γεγονότος	Καταγεγραμμένα θραύσματα	Θραύσματα σε τροχιά	Ύψος διάλυσης	κλίση	Απόγειο/ περίγειο	Περίοδος τροχιάς
1961-Omi (US)	29 Jun 61	269	206	905	66.81	998/880	103.8
1965-12 (USSR)	22 Feb 65	167	0	UNK	64.8	UNK	UNK
1965-20 (USSR)	15 Mar 65	147	26	1639	56.05	1827/260	106.0
1965-88 (USSR)	Nov 65	22	0	UNK	48.44	521/211	91. 9

1966-12 (US)	15 Feb 66	38	0	UNK	96.5	268/147	88. 6
1966-46 (US)	21 Jun 66	51	0	UNK	28.82	300/281	90. 3
1966-56 (US)	12 Jul 75 20 Jan 76 Jun 78	76	8	5144 UNK UNK	85.28 85.07 84.60	5169/3201 5424/2934 5750/2629	180.1 179.9 180.1
1966-88 (USSR)	17 Sep 66	53	0	UNK	49.60	792/138	93. 9
1966-101 (USSR)	2 Nov 66	41	0	UNK	49.70	651/188	92. 9
1969-29 (USSR)	28 Mar 69	37	2	554	81.17	851/462	97. 9
1969-82 (US)	4 Oct 69	248	121	919	70.0	940/907	103. 4
1970-25 (US)	17 Oc t 70	337	284	1076	99.79	1094/1051	106. 7
1973-17 (USSR)	3 Apr 73	25	0	224	51.48	224/195	88. 9
1974-74 (USSR)	26 Sep 74	19	0	355	70.9	456/259	91. 7
1975-27 (US)	12 Mar 78	4	3	840	114.99	844/837	101. 7
1976-67 (USSR)	29 Sep 77	55	54	1911	65.85	2100/981	116. 9
1976-105 (USSR)	15 Mar 77	11	11	5678	63.16	39644/1352	718. 9
1976-120 (USSR)	27 Nov 78	50	9	559	65.84	621/551	96. 4
1977-27 (USSR)	8 Jun 78	2	2	UNK	63.15	39035/1323	717.8
1977-47 (USSR)	30 Mar 79	1	1	3283	62.95	38723/1643	718. 0
1977-68 (USSR)	24 Oc t 77	4	4	UNK	62.94	39667/682	717. 7
1978-83 (USSR)	10 oc t 78	4	4	UNK	62.84	39760/666	719. 2
1979-58 (USSR)	Sep 79	5	5	UNK	62.86	39679/712	718. 5
1979-77 (USSR)	9 Sep 79	5	5	8100	62.93	39754/574	717. 2
1979-104 (ESA)	Early 80	1	0	UNK	17. 6	35839/189	631. 9
1980-57 (USSR)	14 May 81	2	2	UNK	62.44	39283/1083	718. 0
1981-16 (USSR)	20 Oc t 81	4	4	UNK	62.97	39401/362	717. 9
1981-31 (USSR)	12 May 81	4	4	UNK	63.04	39743/649	718. 5
1981-53 (USSR)	24 Jul 81	249	244	977	82.96	1014/961	104.8
1981-58 (USSR)	Dec 86	2	2	UNK	67.1	37689/2664	717. 8
1981-71 (USSR)	21 Nov 81	3	3	UNK	63.11	40109/721	727. 4
1981-108 (USSR)	Jan 84	4	4	UNK	62.8	39085/1319	718. 8
1982-55 (USSR)	21 Oc t 85	33	33	986	65.84	1000/992	105. 04
1983-20 (USSR)	3 Sep 84	1	0	307	51.5	1230/220	99. 3
1983-22 (US)	30 Dec 85	7	3	823	98.64	831/808	101. 29
1983-38	12 Ayg 83	4	4	UNK	63.29	39631/729	717. 9

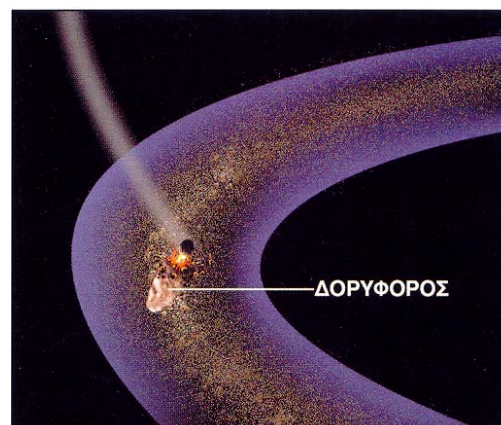
(USSR)							
1983-70 (USSR)	9 Jul 83	2	2	UNK	62.92	39199/642	707. 4
1985-94 (USSR)	22 Nov 85	11	11	1414	82.6	1430/1409	114. 2
1986-19 (ESA)	13 Nov 86	80	80	806	98.7	836/806	101. 3
Συνολικά	39	2078	1141	55%			

Η ένταση όλων αυτών των διασπάσεων δορυφόρων μαζί είναι για να δείξουν ότι μοιράζονται μια κοινή αιτία. Μερικά αναμφισβήτητα σχετίζονται με την προώθηση, μερικά είναι σκόπιμα και μερικά με ενέργειες λειτουργίας για τις οποίες δεν ενδιαφερόμαστε. Η πρόσφατη διάλυση του ανώτερου ορόφου του Ariane (1986-19C) μπορεί να προκλήθηκε από σχετικές προωθητικές δυνάμεις. Από την 1^η Ιουλίου 1987, 330 κομμάτια από αυτό το συμβάν, καταγράφηκαν επίσημα, και πάνω από 150 είναι στη λίστα για να μπου. Ενδιαφέρον αποτελεί το γεγονός ότι ο ανώτερος όροφος του Ariane ήταν το πρώτο που μπήκε σε χαμηλή ηλιοστατική τροχιά και ήταν παρόμοιο με εκείνο τον όροφο Δέλτα που συζητήθηκε προηγουμένως με τοπικό ηλιακό χρόνο 1030.

Η τάξη των διαλύσεων των δορυφόρων Kosmos 862 συγκαταλέγονται σ' αυτή την κατηγορία. Αυτοί οι δορυφόροι, πιστεύεται ότι σχηματίζουν την ραχοκοκαλιά της Σοβιετικής στρατηγικής για το σύστημα ελέγχου της. Μετά από μερικά χρόνια έρευνας. Η Σοβιετική Ένωση ξεκίνησε την ανάπτυξη με τον Kosmos 862. Όμως πέντε μήνες μετά την εκτόξευση, το διαστημόπλοιο διασπάσθηκε σε τουλάχιστον 11 κομμάτια που αμέσως άρχισαν να ξεφεύγουν από τον σταθμό. Επειδή αυτοί οι δορυφόροι βρίσκονται σε υψηλά ελλειπτικές τροχιές μικρού ύψους, μόνο στο Βορειότερο Ημισφαίριο, μπορεί η επιτροπή της NORAD να ανιχνεύσει θραύσματα με όριο τα 0,5 μέτρα διάμετρο. Μετά από αυτό το γεγονός, 13 άλλοι δορυφόροι αυτοί της τάξης βίωσαν παρόμοιες καταστάσεις, συμπληρώνοντας το 1/3 των διασπάσεων δορυφόρων γνωστής αιτίας. Έπειτα από τη διάλυση, ο δορυφόρος παρουσιάζεται ανενεργός.

Η αιτία για τις διασπάσεις είναι ακόμα άγνωστη στην Δύση. Εσκεμμένες καταστροφές από τους Σοβιετικούς φαίνονται άχρηστες από τη στιγμή που οι δορυφόροι δεν είναι ικανοί να επιζήσουν κατά την επανείσοδό τους στην ατμόσφαιρα μετά από τροχιά δεκάδων χρόνων. Μια ακόμη πιθανότητα είναι ότι το σχεδιασμένο «πέταγμα» που διέφυγε από του Σοβιετικούς, για πολλά χρόνια, προκάλεσε τις διασπάσεις. Ίσως ανάλογα με τις διασπάσεις λόγω των ορόφων Δέλτα. Τα κομμάτια αυτά επίσης μπορεί να είναι μέρος μιας βοηθητικής αποστολής που ενεργοποιήθηκε κοντά στην ολοκλήρωση της αρχικής αποστολής.

Μια άλλη μοναδικότητα αυτής της κατηγορίας των αγνώστων αιτιών διάλυσης είναι η παρουσία των τριών δορυφορικών στόχων της Σοβιετικής Ένωσης ASAT. Κάθε ένας από τους δορυφόρους αυτούς διαλύθηκε το ελάχιστο ένα χρόνο μετά από εμπλοκή τους με το πρόγραμμα ASAT. Οι πρώτες δυο περιπτώσεις έλαβαν



Εικόνα 2.20. Ένας δορυφόρος συγκρούεται με ένα συντρίμμι που ξέφυγε από την τροχιά

χώρο με ένα χρόνο διαφορά το 1977 και 1978. Ανεξάρτητα από την μικρή πιθανότητα να συγκρουστούν δυο όμοιοι δορυφόροι με διαστημικά συντρίμια σε μικρό χρονικό διάστημα, και οι δύο διασπάσεις μελετήθηκαν από μερικούς αναλυτές ως πρωταρχικά θύματα σύγκρουσης. Μια από τις rationales ήταν να τοποθετηθούν οι διασπάσεις αυτές σε υψηλότερης πιθανότητας συγκρούσεις με τα τεστ ASAT λόγω της φύσης των συντριμμιών τους.

Έπειτα τον Οκτώβριο του 1985, ένας τρίτος Σοβιετικός στόχος ASAT έσπασε. Στις προηγούμενες περιπτώσεις, περίπου 50 θραύσματα ανιχνεύονταν συγκριτικά με τα 33 θραύσματα της τελευταίας. Η πιθανότητα να χτυπήθηκαν και τα τρία από συντρίμια αρκετά μεγάλα ώστε να προκαλέσουν μερική διάσπαση είναι απίθανη. Άλλοι μηχανισμοί είναι πιθανόν να σχετίζονται.

17. Τέλος, άλλη μια αιτία εμφάνισης συντριμμιών είναι τα φυσικά συντρίμια, **οι αστροειδείς, μετεωροειδείς, κομήτες** που φεύγουν από την τροχιά τους και καθιστούν σημαντικό κίνδυνο για τη Γη και τον άνθρωπο. Το θέμα όμως αυτό θα το μελετήσουμε αναλυτικότερα στο τελευταίο κεφάλαιο.

Περίληψη

Σήμερα το 95% όλων των γνωστών δορυφόρων της Γης μπορούν να καταμετρηθούν στα διαστημικά σκουπίδια, ο αριθμός όμως των μη ανιχνεύσιμων διαστημικών συντριμμιών είναι πολλαπλάσιος αυτού που παρουσιάζεται. Τα συντρίμια λόγω διάσπασης αποτελούν πάνω από το μισό των δορυφόρων που καταγράφει η NORAD και 40% αυτών των συντριμμιών προέρχονται από άγνωστη αιτία. Αν και φαίνεται πολύ στενή η περιοχή στην οποία βρίσκονται τα συντρίμια, οι ενεργοί δορυφόροι περνούν από εκεί στην καθημερινή τους τροχιά γύρω από τη Γη. Χρησιμοποιώντας τον κατάλογο της NORAD, ο μέσος αριθμός αντικειμένων στην μονάδα έκτασης του διαστήματος σε συγκεκριμένο ύψος μπορεί να υπολογιστεί. Το σχέδιο αυτό πυκνότητας- ύψους είναι η πιο ακριβής και διαχρονική παρουσίαση της κατάστασης του διαστημικού περιβάλλοντος. Μόνο μερικές από τις αιτίες των διαστημικών σκουπιδιών έχουν ανακαλυφθεί τα τελευταία χρόνια.π.χ. στερεά καύσιμα πυραύλων, φλούδες μπογιάς. Η ερώτηση που τέθηκε στον κ. D.J.Kessler της NASA ήταν: ποιες άλλες πηγές υπάρχουν που δεν μας ενδιαφέρουν; Μόνο η καλύτερη έρευνα και δημιουργία καλύτερων μοντέλων μπορούν να απαντήσουν. Αυτά είναι τα θέματα των επόμενων ενοτήτων.



Εικόνα 2.21.Απεικόνιση των συντριμμιών που γυρίζουν γύρω από τη Γη

3. ΑΝΑΛΥΣΗ ΤΟΥ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΟΣ ΤΩΝ ΔΙΑΣΤΗΜΙΚΩΝ ΣΥΝΤΡΙΜΜΙΩΝ ΚΑΙ ΔΙΑΣΠΟΡΑ ΤΟΥΣ

α) NORAD- πηγή πληροφοριών



Εικόνα 3.1. Δακτύλιος με συντρίμια γύρω από τη Γη

Ανεξάρτητα από τα 30 χρόνια εμπειρίας να δουλεύουμε στο εγγύς διαστημικό περιβάλλον, η γνώση μας και η κατανόησή μας αυτού του πολύπλοκου περιβάλλοντος είναι ακόμα ημιτελής. Καθώς συνεχίζουμε να μαθαίνουμε για τους βυθούς των ωκεανών, τις αλληλεπιδράσεις στην ανώτερη ατμόσφαιρα, έτσι και τώρα πρέπει να αρχίσουμε να ξεδιπλώνουμε την φύση του διαστήματος για μας. Η αρχική μας πηγή πληροφοριών για τους αριθμούς, τα μεγέθη και τις τροχιές είναι η NORAD. Παγκόσμια εταιρία φύλαξης του διαστήματος (επίσημως γνωστή ως σύστημα ανίχνευσης του διαστήματος SPADATS). Αν και η Ρωσία πρέπει να έχει ανάλογο ανιχνευτικό σύστημα, δεν παρουσίασε επίσημα παρόμοιους καταλόγους με την NORAD.

Οι μετρήσεις των διαστημικών σκουπιδιών από την NORAD είναι πολύπλοκες, από το γεγονός ότι το μεγαλύτερο μέρος του συστήματος δεν σχεδιάστηκε και χτίστηκε με σκοπό να ανιχνεύει συντρίμια. Αυτό το σύστημα ανίχνευσης αναπτύχθηκε για να καταλαβαίνει σχετικά μεγάλα αντικείμενα που μπορεί να δείχνουν μια επίθεση από έναν αντίπαλο και να αποτελούνται από ραντάρ (περιοδική παράταξη ραντάρ και μηχανικοί ανιχνευτές) και οπτικές μηχανές. Επιπρόσθετα, η ανίχνευση των διαστημικών συντριμμίων δεν είναι η πρώτη προτεραιότητα της NORAD. Η πρωταρχική αποστολή αφορά τακτικές προειδοποιήσεις και εκτιμήσεις επίθεσης για ηπειρωτική άμυνα, όχι η ανίχνευση των θραυσμάτων από παλιούς δορυφόρους. Η προσπάθεια να ανιχνεύσουμε όλα τα συντρίμια, ακριβέστερα δεν θα κορέσει (γεμίσει) τις υπολογιστικές και αναλυτικές πηγές της NORAD, αλλά θα οδηγούσε στην ικανότητα να αντιδρά με τις αποστολές προειδοποίησης. Επιπλέον η φύση της NORAD, εταιρίας φύλαξης του διαστήματος και η διαθεσιμότητα των πλεονεκτημάτων δεν μπορεί να κυριαρχήσει στο ήδη δύσκολο κομμάτι της αναγνώρισης πολύ μικρών αντικειμένων αγνώστων χαρακτηριστικών. Εκτός από τα τεχνικά και πολιτικά φράγματα, η NORAD κάνει μια αξιοσημείωτη δουλειά στο να παρέχει δεδομένα για τα διαστημικά σκουπίδια.

Μέθοδοι υπολογισμού μεγεθών

Τα δεδομένα των διαστημικών συντριμμίων γενικά προέρχονται κατά μέσο όρο από περιοχές που είναι σταυροδρόμια των ραντάρ (RCS) και παραμέτρους περιφερόμενων δορυφόρων. Από τη στιγμή που ο ερευνητής λαμβάνει το «τι» και το «που» των συντριμμίων, θα πρέπει να προβλέψει και άλλα χαρακτηριστικά. Καθορίζοντας τη μάζα του σκουπιδιού από την τιμή του RCS, γίνεται πιο δύσκολο το πρόβλημα λόγω της αβεβαιότητας σε 5 όψεις του συντριμμιού: το σχήμα, τον προσανατολισμό, την τάξη περιστροφής, την ανακλαστικότητα και την πυκνότητα. Επιπλέον, η τιμή του RCS είναι μια συνάρτηση της συχνότητας του ερευνητικού

ραντάρ. Ειδικά για μικρά αντικείμενα με διαμέτρους της ίδιας τάξης με το μήκος κύματος του ραντάρ, οι διορθώσεις για το φαινόμενο Rayleigh είναι απαραίτητες.

Από τη στιγμή που οι μάζες των θραυσμάτων της διάσπασης των δορυφόρων υπολογίζεται, τα δεδομένα μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε ένα πλήθος μεθόδων. Ένας τρόπος ανάλυσης που χρησιμοποιείται ευρέως είναι η κατασκευή μιας καμπύλης κατανομής της μάζας. Αυτή η καμπύλη σχεδιάζει την μάζα με τον αριθμό των θραυσμάτων που είναι μεγαλύτερα από μια συγκεκριμένη μάζα συντριμμιού. Οι καμπύλες αυτές ταιριάζουν σ' αυτές τις γραφικές παραστάσεις για να μας βοηθήσουν να ομαδοποιήσουμε τις διαλύσεις σε διάφορες κατηγορίες- οικογένειες. Εκθέτες, δυνάμεις και πολυωνυμικές εκφράσεις ενώθηκαν όλα μαζί με επιτυχία. Η ερμηνεία των δεδομένων της μάζας απαιτεί μια δύσκολη μαθηματική προσέγγιση και περιλαμβάνει έναν αριθμό προσεγγίσεων.

Από τα περιφερόμενα στοιχεία των σκουπιδιών και τους μητρικούς δορυφόρους, η ταχύτητα που δίνεται σε κάθε θραύσμα μπορεί να υπολογιστεί. Η κατανομή αυτών των αλλαγών στην ταχύτητα (ΔV) σύμφωνα βέβαια με το ότι η μάζα διαφέρει για διαφορετικού τύπου μηχανισμούς διάλυσης και μπορεί να παρουσιαστεί γραφικά στη γραφική παράσταση των συντριμμιών. Άλλη μια ισχυρή γραφική προσέγγιση που χρησιμοποιεί παραμέτρους της τροχιάς αναπτύχθηκε από τον John Gabbard και από τη NORAD. Τα διαγράμματα Gabbard, απεικονίζουν την σφοδρότητα της διάλυσης και ως εκ τούτου τον αρχικό χαρακτήρα του νέφους των συντριμμιών, σχεδιάζοντας το απόγειο και το περίγειο κάθε θραύσματος, με την περίοδο περιφοράς. Ένας άλλος τρόπος, το «βαρύ» διάγραμμα Gabbard, αναπτύχθηκε από τον Nicholas Johnson που παρουσίασε το νέφος συντριμμιών ως λειτουργία του μεγέθους των συντριμμιών i.e. RCS. Η χρήση του « βαρέως» διαγράμματος Gabbard, προβάλλει νέα ενόραση στη διαφορά μεταξύ των διαλύσεων που οφείλονται σε εκρήξεις και διαλύσεων που οφείλονται σε συγκρούσεις.

Μερικές από αυτές τις μεθόδους ανάλυσης των σκουπιδιών χρησιμοποιούνται για να σχηματίσουν το γεγονός διάλυσης δορυφόρου (SAFE) τεστ. Το SAFE τεστ περιλαμβάνει την πιθανότητα ένα νέφος σκουπιδιών να είναι χαρακτηριστικό μίας διάλυσης που προκλήθηκε από σύγκρουση. Το SAFE τεστ είναι μια πολύ συγκεκριμένη εφαρμογή των αναλύσεων των σκουπιδιών, αλλά φανερώνει και το πόσες αναλυτικές τεχνικές μπορούν να συνδυαστούν.

Όλες αυτές οι προηγούμενοι μέθοδοι ανάλυσης που συζητήθηκαν, παρουσιάζουν το νέφος συντριμμιών ως ένα σύνολο εξατομικευμένων σωματιδίων με το να συμβάλλουν τα χαρακτηριστικά κάθε ενός στη γνώση για την ολότητα. Αντίθετα, μερικές αναλύσεις έγιναν, οι οποίες θεωρούν το νέφος συντριμμιών ως μια συνέχεια της διάλυσης.

Στατιστικοί μηχανισμοί μπορούν να παίξουν σημαντικό ρόλο σε αυτό τον τύπο της ανάλυσης. Η προσομοίωση των διαλύσεων των δορυφόρων όπως συζητήθηκε στο κεφάλαιο αυτό, αποτελεί ένα πολύτιμο εργαλείο για την ανάλυση των συντριμμιών. Στο μέλλον, πρόσθετες μηχανές μέτρησης, μπορεί να αναπτυχθούν για να βελτιωθεί η κατανόηση του φαινομένου της διάλυσης και του περιβάλλοντος των συντριμμιών.

β) Μέτρηση του μεγέθους και διασπορά

ι. Μέθοδοι, πίνακες και πηγές πληροφοριών σχετικά με δορυφόρους.

Κατά το 1970, η NORAD άρχισε καθημερινά να παρέχει δεδομένα RCS, Πρόσθετα, σε περιφερόμενα στοιχεία διαστημικών σκουπιδιών. Ο μέσος όρος των

τιμών RCS υπολογίζεται από τις μετρήσεις που έκανε η AN/FPS-85 παράταξη ραντάρ στην βάση Eglin Air Force, Florida σε συχνότητα UHF των 442 M Hz. Η πληροφορία αυτή δόθηκε από τη NORAD και δημοσιεύονταν μηνιαία με άλλες παραμέτρους τροχιάς (κλίση, περίοδο, απόγειο και περίγειο) για κάθε δορυφόρο που είναι ακόμα σε τροχιά. Ειδικά θέματα (τομείς) από τον κατάλογο RCS καταγράφουν όλους τους δορυφόρους κάθε χαρακτηριστικό της τροχιάς. Αυτά τα είδη επιτρέπουν την γρήγορη εκτίμηση των αλλαγών του ολικού πληθυσμού δορυφόρων που είναι παρατηρήσιμοι από τη Γη.

Ένα άλλο χρήσιμο στοιχείο που δημοσιεύτηκε από τη NORAD είναι ο κατάλογος δορυφόρων (SATCAT). Κάθε SATCAT περιλαμβάνει σωστές εκτοξεύσεις, τροχιές και μαζεύει δεδομένα για κάθε δορυφόρο που καταγράφηκε ποτέ από τη NORAD. Η πρώτη είσοδος σε SATCAT ήταν το 1957, ο Alpha 1, Sputnik 1, που εκτοξεύτηκε στις 4 Οκτωβρίου του 1957. Το 1984-1985 κάτω από την καθοδήγηση των Nicholas Johnson και Darren Mcnight ο κατάλογος SATCAT της NORAD, επεκτάθηκε να παρέχει RCS δεδομένα και για τους «άχρηστους» δορυφόρους που βρίσκονται σε τροχιά. Επιπλέον, για πρώτη φορά ένα αρχείο περιέχει ιστορικά RCS δεδομένα για διαστημικά σκουπίδια και για φορτία δορυφόρων. Στις αρχές του 1986, ο SATCAT διαμορφώθηκε ξανά ώστε να δέχεται τιμές RCS από διαφορετικής συχνότητας ραντάρ συμπεριλαμβανομένου και της τάξης L, C και VHF ραντάρ.

Ο κατάλογος SATCAT της NORAD έχει περιορισμένη κατανομή, αλλά ένα παρόμοιο αρχείο, το “καταγραφή της κατάστασης των δορυφόρων» είναι διαθέσιμο για το γενικό κοινό μέσω του διαστημικού κέντρου πτήσης Goddard (GSFC) στο Greenland του Maryland. Συγκεκριμένες παράμετροι της τροχιάς μπορούν επίσης να παρθούν από το GSFC σε κάθε δορυφόρο που ανιχνεύεται από τη NORAD. Οι πληροφορίες που μαζεύονται από τη NORAD, GSFC, το αστεροσκοπείο Smithson, και η NASA συνδυάζονται στο Satellite handbook.

ΠΙΝΑΚΑΣ 3.1.

Τύπος	Όνομα	Τοποθεσία	Συχνότητα λειτουργίας	Αρχική αποστολή
Ραντάρ δίσκου	Altair (pacbar 1)	Kwajalein island, Pacific	415-440 Mhz	Ανίχνευση δορυφόρων
	AN/FPQ-14	Antigua island, Atlantic	5400-500MHz	Υποστήριξη δορυφόρων:Ανίχνευση τους
	AN/FPQ-15	Ascension islnad, Atlantic	5450-5900MHz	Υποστήριξη δορυφόρων:Ανίχνευση τους
	BMEWS SITE 1	Thule, Greenland	400-450 MHz	Προειδοποιητές βλημάτων
	BMEWS SITE 2	Clear, Alaska	400-450 MHz	Προειδοποιητές βλημάτων
	BMEWS SITE 3	Fylingdales, England	400-450MHz	Προειδοποιητές βλημάτων
	CPS-10 (PACBAR 2)	San Miguel, Philippines	442MHz	Ανίχνευση δορυφόρων
	Millstone	Westford, Massachussets	1295 MHz	Ανίχνευση δορυφόρων
	AN/FPS-79	Pirinclik, Turkey	432MHz	Καταγραφή βλημάτων: Ανίχνευση δορυφόρων
Phased array radar	COBRA DANE	Shemya, Alaska	1175-1375 MHz	Καταγραφή βλημάτων: Ανίχνευση δορυφόρων
	AN/FPS-85	Eglin AFB, Florida	437-447MHz	Ανίχνευση δορυφόρων
	PARCS	Cavalier, North Dakota	420-450 MHz	προειδοποίηση βλημάτων: Ανίχνευση δορυφόρων
	PAVE PAWS East	Otis AFB, Massachusetts	420-250MHz	Καταγραφή βλημάτων: Ανίχνευση δορυφόρων

	PAVE PAWS west	Beale AFB, California	420-450 MHz	Καταγραφή βλημάτων: Ανίχνευση δορυφόρων
	PAVE PAWS southeast	Robins AFB, Georgia	420-450 MHz	Καταγραφή βλημάτων: Ανίχνευση δορυφόρων
	PAVE PAWS southwest	Goodfellow AFB, Texas	420-450 MHz	Καταγραφή βλημάτων: Ανίχνευση δορυφόρων
Radar fence	NAVPASUR	Dahigren, Virginia	217 Mhz	Ανίχνευση δορυφόρων
Optical	Baker-Nunn	San Vito, Italy	Περιοχή ορατού	Ανίχνευση δορυφόρων(μεγάλο ύψος)
	Baker-Nunn	St.Margarets, Canada	Περιοχή ορατού	Ανίχνευση δορυφόρων(μεγάλο ύψος)
Ηλεκτρο-οπτικά	GEODSS Site 1	White Sands, New Mexico	Περιοχή ορατού	Ανίχνευση δορυφόρων(μεγάλο ύψος)
	GEODSS Site 2	Taegu, South Korea	Περιοχή ορατού	Ανίχνευση δορυφόρων(μεγάλο ύψος)
	GEODSS Site3	Maui, Hawaii	Περιοχή ορατού	Ανίχνευση δορυφόρων(μεγάλο ύψος)
	GEODSS Site 4	Diego Garcia island Indian ocean	Περιοχή ορατού	Ανίχνευση δορυφόρων(μεγάλο ύψος)

ΠΙΝΑΚΑΣ 3.2.

Τύπος	Όνομα	τοποθεσία	Ημερομηνία λειτουργίας	Αρχική αποστολή
Ραντάρ δίσκου	GPS-10	Saipan island, Pacific	1989	Ανίχνευση δορυφόρων
Phased array	Thule Upgrade	Thule, Greenland	1988	Replace dish radar with PAVE PAWS type phased array radar
	Fylingdales Upgrade	Fylingdales, England	1992	Replace dish radar with PAVE PAWS type phased array radar
Ηλεκτρο-οπτικά	GEODSS Site 5	Portugal	1990+	Ανίχνευση δορυφόρων(μεγάλο ύψος)

ii. Εξοπλισμός και μέθοδοι μέτρησης μάζας

Ο εξοπλισμός που χρησιμοποιείται για να μετρήσει και να ανιχνεύσει τους δορυφόρους της Γης, περιλαμβάνει μια ποικιλία συμβατικών και phased παρατάξεις ραντάρ, φωτογραφικό εξοπλισμό (κάμερες Baker – Nunn) και ήλεκτρο- οπτικές μηχανές (GEODSSsites).

Συνολικά, 17 ραντάρ και 6 συστήματα οπτικής αίσθησης αποτελούν το δίκτυο φύλαξης του διαστήματος NORAD (Σχήμα 3.1, πίνακες 3.1. και 3.2.) Ένα προοδευτικότερο πρόγραμμα που βρίσκεται σε εξέλιξη θα συμβάλλει σε μετατροπή των δύο BMEWS (Σύστημα γρήγορης προειδοποίησης επίθεσης πυραύλων) από μηχανικούς ανιχνευτές σε πιο ικανές παρατάξεις phased ραντάρ και την ανάπτυξη του τρίτου μηχανικού ανιχνευτή στην περιοχή του Ειρηνικού και ένα ακόμα GEODSS στην Πορτογαλία.

Αυτό το περίτεχνο σύστημα παρέχει αξιόπιστη ανίχνευση των αντικειμένων μεγαλύτερα από 1 m σε διάμετρο σε γεωστατική τροχιά και μικρά όσο 8 cm σε πολύ χαμηλά ύψη. Το σχήμα 3.1. δείχνει τις ικανότητες ανίχνευσης της NORAD και απαθανατίζει τον διαχωρισμό σε διαφορετικά ύψη. Από το σχήμα είναι φανερό ότι κάθε σωματίδιο μικρότερο από 8 cm σε διάμετρο ($0,005 \text{ m}^2$ αντιστοιχούν σε κυκλική διατομή) δεν μπορούν να ανιχνευτούν από τη NORAD σε οποιοδήποτε ύψος. Το

μικρότερο συντρίμμι που μπορεί να ανιχνευτεί σε ύψος μεγαλύτερο από 1000 km είναι περίπου 10 cm σε διάμετρο.

Μερική αιτία, για την μείωση αυτή, μπορεί εύκολα να φανεί μέσω της παρατήρησης του διαχωρισμού αντιπροσωπευτικών ραντάρ του δικτύου φύλαξης του διαστήματος- που φαίνεται στο σχήμα 3.2. Από τη στιγμή που κανένα αντικείμενο δεν μπορεί να καταγραφεί, εκτός αν 2 ή περισσότεροι αισθητήρες μπορούν αξιόπιστα να το ανιχνέσουν, η ευαισθησία του δικτύου είναι συμπερασματικά μικρότερη από του καλύτερου ραντάρ του συστήματος.

Ακόμα και όταν ένα αντικείμενο μπορεί να μετρηθεί και να ανιχνευτεί, το λάθος στις μετρήσεις μπορεί να είναι τόσο μεγάλο ώστε να είναι πολύ λίγες οι χρήσιμες πληροφορίες που παρέχονται. Είναι γενικά αποδεκτό ότι τα σύνολα περιφερόμενων στοιχείων είναι πολύ πιο ακριβή από τις πληροφορίες RCS για τα αντικείμενα μεγέθους συντριμμίων. Μια μεγαλύτερη πειστικότητα στις τιμές των RCS θα είναι πιθανή όταν η NORAD αρχίζει να δημοσιεύει RCS τιμές από πολλαπλούς αισθητήρες, συμπεριλαμβανομένου και εκείνους με διαφορετικές συχνότητες.

iii. Στατιστική προσέγγιση απόκλισης του πληθυσμού των συντριμμίων

Μια στατιστική προσέγγιση πάρθηκε για να αναπτυχθεί μια μέτρηση RCS αβεβαιότητας (δεδομένο λάθος) για τα συντρίμια που ανιχνεύονται από τη NORAD. Μια απλή, δεδομένη απόκλιση μεταβλητής, υπολογίστηκε για κάθε αντικείμενο, εξετάζοντας μηνιαίες τιμές RCS για μια χρονική περίοδο (επιλέχθηκαν τα 2 χρόνια). Χρησιμοποιώντας μέθοδο επαλήθευσης της πιθανότητας κατανομής λειτουργία, σχηματίστηκε 90 % ποσοστό για την σταθερή απόκλιση του πληθυσμού χρησιμοποιώντας την παρατηρούμενη μεταβολή μεταβλητής. Η σχέση που χρησιμοποιήθηκε ήταν

$$\sqrt{\frac{(n-1)s^2}{\chi_{0,95}^2(v)}} < \sigma < \sqrt{\frac{(n-1)s^2}{\chi_{0,95}^2(v)}}$$

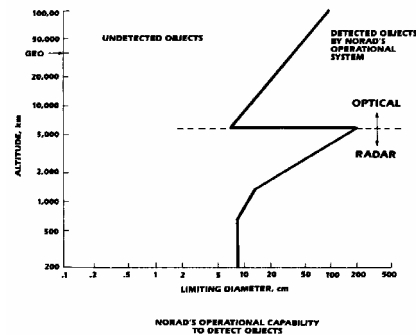
Όπου n ο αριθμός των μεταβλητών

V=n-1 οι βαθμοί ελευθερίας (DF)

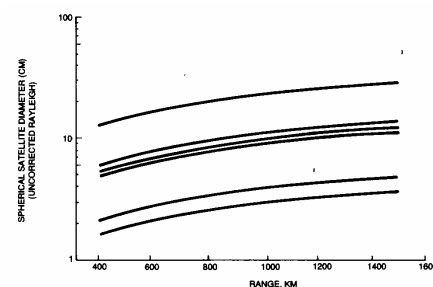
$\chi_{0,95}^2(v)$ η τιμή του χ^2 για v βαθμούς ελευθερίας σε 0,95 επίπεδο ακρίβειας.

S η μεταβολή της μεταβλητής

σ η σταθερή απόκλιση του πληθυσμού συντριμμίων.



Σχήμα 3.1. Η συνολική ευαισθησία της NORAD εξαρτάται σημαντικά από το ύψος του δορυφόρου



Σχήμα 3.2. Οι καμπύλες δείχνουν την ευαισθησία κάθε ενός ραντάρ ξεχωριστά.

Η ανάλυση επίσης συνοδεύτηκε από 8 σφαίρες κυμαινόμενες από 30 μέχρι 110 cm σε διάμετρο. Οι σφαίρες γενικά, έχουν μεγάλη κλίση τροχιάς (πάνω από 70 μοίρες) και περιόδους τροχιάς γύρω στα 105 λεπτά. Η σταθερά απόκλισης πληθυσμού, υπολογίστηκε χρησιμοποιώντας την προσέγγιση που δόθηκε παραπάνω, να είναι 20 % από την μετρημένη τιμή RCS. Η ίδια ανάλυση εφαρμόστηκε για τα συντρίμια 12 διαλύσεων που αναλύθηκαν και αναφορικά παρήγαγαν χειρότερα αποτελέσματα. Αν και μόνο 12 διαλύσεις μελετήθηκαν, αυτές οι διαλύσεις μέτρησαν για πάνω από 60 % των συντριμμίων που είναι σε τροχιά. Αυτή η σταθερά απόκλισης του πληθυσμού των συντριμμίων βρέθηκε να είναι 100% της μετρούμενης τιμής RCS κατά μήκος όλου του φάσματος των μεγεθών. Αυτός είναι ένας παράγοντας, πέντε φορές χειρότερος από τις διαβαθμιζόμενες σφαίρες.

Η σταθερά απόκλισης της μέτρησης για τα αντικείμενα – σαν συντρίμια, ήταν αναμενόμενο να είναι μεγαλύτερη για μικρότερα σωματίδια, αλλά στην πραγματικότητα η τιμή ήταν σχεδόν σταθερή για όλα τα ανιχνεύσιμα συντρίμια. Οι λόγοι για την συγκρίσιμη σταθερά απόκλισης καθ' όλο το εύρος μεγέθους, είναι ταυτόχρονα λειτουργικό και τεχνικό. Στο υψηλό όριο (1m^2 ή περισσότερο) σπάνιος προσανατολισμός των θραυσμάτων θα παράγει υπολογίσιμη στατιστικά αυξομείωση σύμφωνα με την φύση των μεγάλων αντικειμένων. Αυτά τα αντικείμενα είναι το πιο πιθανό κυλινδρικά, ημισφαίρια ή σε σχήμα φύλλου έτσι ώστε μια μικρή αλλαγή στον προσανατολισμό να προκαλέσει σημαντική αλλαγή στην περιοχή διατομής. Από την άλλη μεριά, τα μικρότερα αντικείμενα (μικρότερα από 1m^2) είναι πιο πιθανό να έχουν διατομές οι οποίες είναι λιγότερο εξαρτώμενες από τον προσανατολισμό. Η βελτιωμένη φυσική αρχιτεκτονική είναι ένα μεταφερόμενο σχέδιο, από τον διαχωρισμό των ραντάρ στα μικρότερα μεγέθη (κυρίως σύμφωνα με τη σκέδαση Rayleigh).

iv. Σφάλματα μετρήσεων της RCS και μεταφορά σφάλματος στην μέτρηση μάζας

Επιπλέον η μέτρηση RCS των αντικειμένων μεγέθους- συντριμμίων είναι χαμηλής προτεραιότητας θέμα, αποτελώντας μια μικρότερη βάση δεδομένων για εξέταση. Ακόμη, άλλη μια δυσκολία είναι το περιστασιακό χάσιμο πολύ μικρών αντικειμένων από τη NORAD. Όταν τέτοιου είδους αντικείμενα ξαναβρίσκονται, μπορεί στην πραγματικότητα να είναι διαφορετικά κομμάτια σκουπιδιών από τον ίδιο μητρικό δορυφόρο. ως εκ τούτου, με τα καινούργια δεδομένα RCS που πάρθηκαν, συγκεκριμένες μεταβολές σε συγκεκριμένα ρεκόρ μπορεί να συμβούν.

Το πρόβλημα των εργασιών αποδείχθηκε κατά τους υπολογισμούς για την ανάπτυξη της μέτρησης της σταθεράς απόκλισης για συντρίμια που έχουν αναλυθεί. Για τα σκουπίδια που καταγράφηκαν για 2 χρόνια (Ιανουάριος 1983- Δεκέμβριος 1984) μόνο το 26% των κομματιών είχε 2 ή περισσότερες διαφορετικές τιμές RCS και χρησιμοποιήθηκαν για να υπολογιστεί η μεταβολή της μεταβλητής. Πάνω από 40% των σκουπιδιών δεν είχε τιμές RCS καθόλου. Τα σκουπίδια έχουν αποσθραφεί πριν μια αξιόπιστη μέτρηση θα μπορούσε να γίνει ή να ορίσει η NORAD μια δεδομένη τιμή, που σημαίνει ότι η μέτρηση δεν ολοκληρώθηκε για ένα πλήθος λόγων. Πάνω από 30 % των συντριμμίων είχε την ίδια τιμή RCS για περίοδο 2 χρόνων. Φανερά, αυτά τα μικρότερα αντικείμενα μεγέθους συντριμμίων δεν έχουν τόσο συχνά ξαναμετρημένες και ξαναυπολογισμένες τιμές RCS όπως γίνεται για μεγαλύτερα θραύσματα.

Κατά τη διάρκεια της ανάλυσης, βρέθηκε ότι ένα μικρό ποσοστό (3%) των σωματιδίων ξαφνικά αντιστοιχίστηκε από την μια στιγμή. Για παράδειγμα, φανταστείτε ότι 2 δορυφόροι 1085 και 2942 έχουν παρόμοιες τροχιές και τιμές RCS

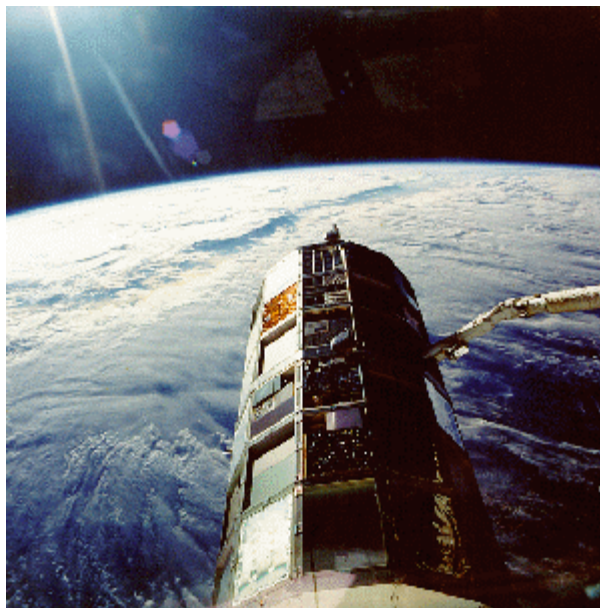
του 0,1 και 10 m² αντίστοιχα. Αν οι δορυφόροι κάλυψης ενός αισθητήρα, ο αισθητήρας μπορεί να αντιστοιχήσει τα αντικείμενα με υπάρχοντα αρχεία. Έτσι, ο δορυφόρος 1035 γίνεται 2942 και αντίστροφα. Αυτό ονομάζεται mistagging και συνήθως εύκολα ανιχνεύεται με προσεκτική διερεύνηση των αρχείων. Ως αποτέλεσμα του «mistagging», οι τιμές RCS μπορούν να μεταβάλλονται δραματικά. Το mistagging είναι πιο «εξέχον»- σημαντικό όταν το νέφος συντριμμιών γίνεται πυκνό αμέσως μετά την δημιουργία του και πριν από συγκεκριμένη διασπορά που συνέβη.

Ο παράγοντας των πέντε, διαφοράς μεταξύ της σταθεράς απόκλισης μέτρησης μ τις σφαίρες διαβάθμισης και τα περιφερόμενα σκουπίδια είναι συγκεκριμένα. Για τον υπολογισμό της κάλυψης που χρειάζεται για να προστατευτεί ο δορυφόρος από τα συντρίμια, η μάζα του θραύσματος θα πρέπει να είναι γνωστή. Εάν η περιοχή διατομής είναι λανθασμένη σύμφωνα με την τάξη μεγέθους, οι υπολογισμοί της μάζας σταδιακά θα μεγαλώσει το σφάλμα. Το πρόβλημα αυτό της εύρεσης της μάζας από τις τιμές RCS είναι μεγάλης σημασίας για σωματίδια μεγέθους της τάξης των cm.

v. Εξερεύνηση του περιβάλλοντος των δορυφόρων.

Οι αισθητήρες σύγκρουσης χρησιμοποιήθηκαν για χρόνια για να μετρήσουν μετεωροειδείς μικρότερους από 1mm σε διάμετρο. Μερικοί από αυτούς τους αισθητήρες σύγκρουσης μέτρησαν υπολογίσιμες ροές στις τροχιές χαμηλού ύψους, μερικές από τις οποίες αποδίδονται σε στέρεα υπόλοιπα της κίνησης του πυραύλου. Οι πρώτες άμεσες μετρήσεις διαστημικών συντριμμιών πάρθηκαν το 1973-1974 κατά το πρόγραμμα Skylab όταν επέστρεψε το μοντέλο Apollo και εξετάστηκε προσεκτικά. Το σύνολο των ευαίσθητων αισθητήρων σύγκρουσης και των ραντάρ-εδάφους αφήνουν ένα κενό μέτρησης στην περιοχή μεγέθους από 1 mm σε 10 cm. Κατευθυνόμενα οπτικά τηλεσκόπια (φακών) μπορεί να χρησιμοποιηθούν για να γεμίσουν το κενό αυτό. Η NASA είδε την ανάγκη αυτή και σε συνεργασία με τα εργαστήρια Lincoln χρησιμοποίησε 2 από τα τηλεσκόπια GEODSS για να ερευνήσει τη περιοχή συντριμμιών 1cm. Τα 2 equatorial τηλεσκόπια των 80 cm ενώθηκαν για να μετρήσουν και ανιχνεύσουν μικρά, χαμηλού ύψους αντικείμενα. Αυτό το σύστημα είχε μετρική ικανότητα να διαχωρίζει τους μετεωρίτες από τους τεχνητούς δορυφόρους. Τα συνεχή σήματα από τα 2 τηλεσκόπια συνδυάστηκαν με συγκεκριμένη βάση χρόνου για να παρέχουν τον υπολογισμό ενός πληθυσμού μικρών δορυφόρων. Το προηγούμενο συμπέρασμα πρότεινε ότι ο πληθυσμός των μη-ανιχνεύσιμων συντριμμιών του 1 cm ή περισσότερο μπορεί να είναι 8 φορές ο ανιχνεύσιμος πληθυσμός. Το αποτέλεσμα αυτό χρησιμοποιήθηκε από τα μοντέλα κινδύνου που θα περιγράφουν παρακάτω.

vi. Επιπρόσθετα τα τηλεσκόπια εδάφους, η εγκατάσταση έκθεσης μεγάλης διάρκειας (LDEF) θα συνεισφέρουν πολύ, στην κατανόηση του μη-ανιχνεύσιμου πληθυσμού συντριμμιών. Σύμφωνα με τον Shuttle το 1984, η LDEF παρουσιάζει μια σειρά από 84 πειράματα μακράς διάρκειας, μερικά από τα οποία συγκαταλέγονται στις μετρήσεις σκουπιδιών κοντά στη Γη. Το πείραμα S0001 πείραμα σύγκρουσης διαστημικών συντριμμιών, στο LDEF θα μετρήσουν τα συγκρουόμενα σωματίδια σε μια μεγάλη γκάμα μεγέθους σωματιδίων. Στο παρελθόν, η ένωση δεδομένων που πάρθηκαν από διάφορους αισθητήρες σύγκρουσης πρόβαλλε μια ημιτελή κατανόηση του περιβάλλοντος των συντριμμιών από τη στιγμή που διαφορετικό υλικό χρησιμοποιούνται κάθε φορά. Το πείραμα S0001 θα χρησιμοποιήσει την ίδια πλακέτα αργύρου για να μετρήσει ένα ευρύ φάσμα συγκρούσεων και να παράγει πιο περιεκτικές εκτιμήσεις της κατανομής των διαστημικών συντριμμιών και των μετεωροειδών.



Εικόνα 3.2.
Το πείραμα
έκθεσης μακράς
διάρκειας
LDEF

Η Εγκατάσταση έκθεσης μακράς διάρκειας.(LDEF)

LDEF, ένα διαστημόπλοιο μεγέθους ενός μικρού σχολικού, σχεδιάστηκε για να μετρήσει τα αποτελέσματα του ατομικού οξυγόνου, της κοσμικής ακτινοβολίας, των μικρομετεωροειδών, των περιφερόμενων σκουπιδιών, του κενού και άλλων φαινομένων- σχετικών με το διάστημα, σε μια ποικιλία υλικών. Κουβαλούσε πάνω από 10000 δείγματα τεστ σε 57 πειράματα. Πάνω από 200 ερευνητές από 9 χώρες σχετίστηκαν με αυτά τα πειράματα.

Στις 7 Απριλίου 1984, η NASA ανέπτυξε LDEF από τον περιφερόμενο πύραυλο Challenger. Είχε προγραμματιστεί να επανέλθει στο τέλος του 1966. Όμως, η αποτυχία του Challenger τον Ιανουάριο του 1966, και η ανάγκη να εκτοξευτούν πιο κρίσιμα φορτία το 1966 και 1969 μετά τον γυρισμό του Shuttle, άφησε το LDEF σε τροχιά μόνο για 6 χρόνια. Ως αποτέλεσμα, το LDEF παρουσιάζει μια αναπάντεχη ευκαιρία να παρατηρήσει εκεί αποτελέσματα μια μακράς διάρκειας έκθεσης στο περιβάλλον του διαστήματος, συμπεριλαμβανομένου και των αποτελεσμάτων στα περιφερόμενα συντρίμια.

Το περιφερόμενο Columbia επανέκτησε LDEF τον Ιανουάριο του 1960. Αν και μερικοί ειδικοί θεωρούν ότι το LDEF καταρρίφθηκε από τον πολύ χρόνο που ήταν δορυφόρος σε τροχιά, η επιπλέον έκθεση στο περιβάλλον του διαστήματος παρήγαγε πολύ ενδιαφέροντα αποτελέσματα για του σχεδιαστές δορυφόρων. Πιο λεπτομερής εξέταση του LDEF και ανάλυση των αποτελεσμάτων, θα πάρει μήνες. Οι αρχικές παρατηρήσεις περιλαμβάνουν τα παρακάτω:

1. Λεπτές ταινίες- Μερικά δείγματα τεστ λεπτών ταινιών εμφανίζονται να έχουν καταστραφεί ή εντελώς να διαβρωθεί.
2. Θερμικά καλύμματα Καπτωνίου σε δύο δίσκους για τους ερευνητές με βαριά ιόντα στο διάστημα όπου μερικά γυρίζουν πίσω. Επιπρόσθετα, το θερμικό κάλυμμα τυλίγει τους ανιχνευτές ενός διαστημικού πλάσμα, αποθήκευσης υψηλής τάσης πείραμα που καταστράφηκε.
3. Καταστροφή συντριμμιών- Το θερμικό κάλυμμα ενός πειράματος κοσμικής πυρηνικής ακτινοβολίας. Τοποθετημένο στις άκρες του διαστημοπλοίου, αποφεύγοντας την ζημιά από τεχνητά και από φυσικά συντρίμια.
4. Συγκρούσεις κοσμικής σκόνης-η πρώτη χρονιά λειτουργίας του LDEF, φανέρωσε 15000 συγκρούσεις από ενδοπλανητική σκόνη, από 6 κατευθύνσεις. Η πειραματική επιφάνεια που αντιμετωπίζει την διεύθυνση της πτήσης, έζησε 4500 συγκρούσεις από σκόνη.

Ειδικά, αυτό το πείραμα τείνει να εγκαθιδρύσει την κατανομή του πληθυσμού και του μεγέθους των μετεωριτών στην τάξη μάζας των 10^{-10} με 10^4 γραμμάρια, για να εγκαθιδρύσει τον τρέχον πληθυσμό των ανθρώπινων συντριμμιών στο ίδιο εύρος

μάζας, και να αποκτήσει δεδομένα από τις φυσικές ιδιότητες (σύνθεση και πυκνότητα) των μετεωροειδών. Το πείραμα χρησιμοποιεί δίσκους τοποθετημένους σε όλες τις μεριές του LDEF, π.χ. κατά μήκος της περιφέρειας της δομής και στο ναδίρ και στο ζενίθ. Προγραμματίστηκε να ξαναβρεθεί από τον Αμερικάνικο Shuttle το 1985, αλλά οι καθυστερήσεις προγραμματισμού, και έπειτα το ατύχημα του Challenger τον Ιανουάριο του 1986, οδήγησαν στην επιστροφή του στη Γη. Η επανεμφάνιση του LDEF είναι υψηλής σημασίας, όταν ξαναρχίσουν οι πτήσεις του Shuttle. Τα αποτελέσματα του πειράματος LDEF θα πρέπει να είναι διαθέσιμα μέσα σε ένα χρόνο από τον τερματισμό της πτήσης.

vii. Η χρήση των τηλεσκοπίων GEODSS του εργαστηρίου Lincoln ήταν σημαντική βοήθεια, που παρείχε πληροφορίες που δεν βρίσκονται καθημερινά από τη NORAD. Παρόμοια πειράματα προετοιμάστηκαν με το «περιμετρική απόκτηση του συστήματος χαρακτηρισμού ραντάρ (PARCS) στην βόρεια Ντακότα. Αρχικά σχεδιάστηκε για να ανιχνεύει την επανείσοδο μικρών στρατιωτικών όπλων και σχετικών συντριμμίων. Ουσιαστικά αυτό το σύστημα ραντάρ είναι μέρος του δικτύου φύλαξης του διαστήματος NORAD. Στις τρεις περιπτώσεις, τον τελευταίο Μάιο του 1984, η ευαισθησία του ραντάρ αυξήθηκε σημαντικά από τις κανονικές λειτουργίες με καλύτερη απόδοση στα πολύ μικρά συντρίμια σε χαμηλά ύψη. Το μέγεθος αυτών των συντριμμίων μικρής ζωής μπορούν μετά να χρησιμοποιηθούν για τον υπολογισμό της μάζας της «αποθήκης» συντριμμίων σε μεγαλύτερα ύψη. Ένα από τα μοντέλα συντριμμίων, παρουσιάζεται παρακάτω, χρησιμοποιεί αυτές τις παρατηρήσεις ως την μεγαλύτερη όψη της προόδου πρόβλεψης πληθυσμού.

viii Ένα ακόμα πείραμα που χρησιμοποίησε PARCS, έγινε σε συνεργασία με τα ραντάρ της NORAD. Όλα τα συστήματα κατέγραψαν τα συντρίμια από την ώρα της διάσπασης του δορυφόρου 1982-88 A στις 20 Δεκεμβρίου 1983. Το PARCS ανίχνευσε 130 αντικείμενα καθώς το δίκτυο της NORAD συνολικά μπορούσε να καταγράψει μόνο 33 κομμάτια. Έτσι, τα δημοσιευμένα δεδομένα της NORAD, αποτελούν μια προσεγγιστική όψη των διαστημικών συντριμμίων στο εγγύς διαστημικό περιβάλλον.

Η άλλη μεγάλη παράμετρος στα προβλήματα «αποσάθρωσης», είναι η ατμοσφαιρική πυκνότητα στο ύψος του περιφερόμενου αντικειμένου. Η ατμοσφαιρική πυκνότητα είναι επίσης παράγοντας του μεγέθους της ηλιακής ακτινοβολίας σε δεδομένο ύψος. Η Sehna έδειξε μεγάλες μειώσεις στον πληθυσμό των συντριμμίων μπορεί να συσχετίσει με την αυξημένη ηλιακή ακτινοβολία κοντά στο ηλιακό μέγιστο. Αυτή η τάση αναλύθηκε ποιοτικά σε μοντέλα προσομοίωσης.

Η μελέτη των διαστημικών συντριμμίων και η διασπορά τους είναι πολύπλοκο και δελεαστικό θέμα. Ακόμα, οι πληροφορίες μπορεί να έρχονται από την διασπορά των συντριμμίων, οι οποίες είναι χρήσιμες για άλλες προόδους της αστρονομίας. Αργότερα αναπτύσσεται η χρήση των διαγραμμάτων Gabbard για μακράς – διάρκειας διαλύσεις, για την εφαρμογή των σφαιρικών αρμονικών στη Γη. Ανωμαλίες στις τροχιές των θραυσμάτων σημειώνονται σε συγκεκριμένες περιόδους τροχιάς οι οποίες φαίνεται να σχετίζονται με τις αρμονικές συνθήκες του πεδίου βαρυτικής δύναμης της Γης. Αυτοί οι τύποι των δυνάμεων αντίστασης, παράγουν παρόμοια φαινόμενα οπουδήποτε στο σύμπαν. Δυνάμεις αντίστασης, από τους δορυφόρους του Κρόνου μπορεί να προκάλεσαν ειδικά στον Κρόνο να διαχωριστεί σε συγκεκριμένους δακτυλίους.

Το μέγεθος της κατανομής του διαστήματος σε διαστημικά συντρίμια μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την πρόβλεψη συγκρούσεων και κινδύνων διάλυσης για ένα διαστημόπλοιο. Μερικές από τις βασικές μειώσεις και ανάγκες μέτρησης των συντριμμίων θα καλυφθούν στο κεφάλαιο αυτό. Οι 4 επόμενες ενότητες ασχολούνται

με τα βασικά εργαλεία της ανάλυσης των συντριμμιών. Πρώτα, τεχνικές μεταβολής των RCS, σε μάζα, συνοδευόμενες από πληροφορίες για μεθόδους σταθεροποίησης των δεδομένων συντριμμιών αυτού του τύπου. Ένα γραφικό εργαλείο, τα διαγράμματα Gabbard, θα εξηγηθούν για να δείξουν την χρησιμότητά τους στην περιγραφή των χαρακτηριστικών του νέφους των συντριμμιών. Τέλος, ένας αριθμός αυτών των τεχνικών συνδυάζεται σε ένα τεστ για την ταξινόμηση των χαρακτηριστικών των συντριμμιών σε μια προσπάθεια αναγνώρισης της αιτίας των διαλύσεων.

γ) Μεταβολή από RCS σε μάζα

Η τιμή RCS για ένα αντικείμενο εξαρτάται σημαντικά από τη σύνθεση, το σχήμα και τον προσανατολισμό. Μια επίπεδη πλάκα μπορεί να παράγει εντελώς αντίθετη τιμή RCS ανάλογα με τον προσανατολισμό, σύμφωνα και με το παρατηρητικό ραντάρ, όσο και με τη γεωμετρία του περάσματος κοντά από το ραντάρ. Η τιμή RCS για ένα κομμάτι συντριμμιού φαίνεται να διαφέρει κατά μια τάξη μεγέθους από τον ένα μήνα στον άλλο όπως φαίνεται από τους καταλόγους RCS της NORAD. Το φαινόμενο είναι επικρατέστερο, ειδικά για τους περιστρεφόμενους πυραύλους, συνεισφέροντας στις μεγάλες σταθερές απόκλισης μεγέθους για τα διαστημικά συντρίμια που συζητήθηκε νωρίτερα. Εξαιτίας αυτών των μεταβολών, είναι κατάλληλο να πάρουμε έναν μέσο όρο όλων των τιμών RCS που καταγράφηκαν για ένα θραύσμα και να χρησιμοποιήσουμε αυτόν τον μέσο όρο για να αντιστοιχήσουμε μια μάζα στο αντικείμενο. Η μέθοδος είναι πολύπλοκη, από το γεγονός ότι οι τιμές RCS δόθηκαν από το UHF FPS-85 ραντάρ στο Eglin AFB που έχει ήδη τιμές κατά μέσο όρο.

i. Μπορούν να αναπτυχθούν τρεις μέθοδοι μεταβολής της τιμής RCS σε μάζα. Η πρώτη προσέγγιση θεωρεί ότι η τιμή RCS αντιπροσωπεύει την επιφάνεια ενός κανονισμένου σχήματος, σχεδόν κυκλικού δίσκου. Αυτός ο κυκλικός δίσκος θεωρείται να έχει μέση χαρακτηριστική πυκνότητα 5-10 mm, και, λογικές τιμές για την δομή πολλών διαστημοπλοίων. Η πυκνότητα επιλέγεται να είναι χαρακτηριστική της πυκνότητας του σωρού του υλικού που χρησιμοποιήθηκε για να δημιουργηθεί ο δορυφόρος που αναλύεται. Φανερά, όσα περισσότερα γνωρίζουμε για τον μητρικό δορυφόρο, τόσο περισσότερα γνωρίζουμε για τα συντρίμια. Οι τιμές RCS πάρθηκαν να είναι ίσες με την περιοχή της κυκλικής επιφάνειας του δίσκου ($\pi d^2/4$), έτσι ώστε η διάμετρος να μπορεί να βρεθεί αμέσως.

Η προσέγγιση του κυκλικού δίσκου, οδηγεί στη θεώρηση ότι το σώμα έχει σφαιρικό σχήμα όταν η ειδική πυκνότητα γίνεται ίση με την υπολογισμένη διάμετρο. Έπειτα η διάμετρος αυτή γίνεται η διάμετρος της υποτιθέμενης σφαίρας. Έπειτα ο όγκος αυτών των 2 σχημάτων μπορεί να υπολογιστεί αμέσως, ο οποίος τελικά θα μας οδηγήσει στη μάζα του θραύσματος εάν η πυκνότητα μάζας έχει βρεθεί. Συνήθως τα διαστημόπλοια κατασκευάζονται από υλικά που βρίσκονται κυρίως σε 3 περιοχές πυκνότητας: περίπου 2 gm/m^3 για κυκλικού σχήματος υλικά, $2,79 \text{ gm/m}^3$ για άργυρο, γυαλί, βασάλτιο και 8 gm/m^3 για ατσάλι. Αυτές οι πυκνότητες παράγουν ένα εύρος μεταβολών και πιθανοτήτων και κάποιος πρέπει να θεωρήσει μια συγκεκριμένη σύνθεση για ένα συντρίμι που βρίσκεται υπό εξέταση.

Ένας τρόπος να χειριστούμε το πρόβλημα είναι να πάρουμε μια παραμετρική προσέγγιση και να χρησιμοποιήσουμε και τις 3 πυκνότητες για να παρέχουμε ένα εύρος πιθανών μαζών. Πάλι, εάν ο ερευνητής γνωρίζει ακριβώς την δομή του δορυφόρου που διασπάσθηκε, μπορεί να αποφασίσει ποιο είναι προτιμότερο. Για παράδειγμα ένα διαστημόπλοιο μικρής διάρκειας, δημιουργήθηκε το 1960 χωρίς

συλλέκτες ηλιακής ενέργειας, χωρίς δομή κυψέλης και προωθητικό σύστημα cumbersome, μπορεί να δημιουργεί μια μέση πυκνότητα πιο κοντά στο υψηλό όριο της τιμής των παραμέτρων. Ένα παράδειγμα όπου χρησιμοποιείται αυτή η τεχνική παρουσιάζεται στο τέλος της ενότητας.

ii. Η δεύτερη προσέγγιση αναπτύχθηκε από τον D.J Kessler και B.G.Cour-Palais. Εδώ οι λογαριθμικές περιοχές διατομής σχεδιάζονται έναντι της λογαριθμικής μάζας για σεβαστά φορτία, κινητήρες πυραύλων και συντρίμια από τη διάλυση του Centaur D 1T πύραυλο (σχήμα 3.3.). Από αυτό το σχήμα βρέθηκε η παρακάτω σχέση:

$$M = 62 \times 10^3 (A_c)^{1.13}$$

Όπου M η μάζα του δορυφόρου σε γραμμάρια

A_c η μέση διατομή ραντάρ σε m^2

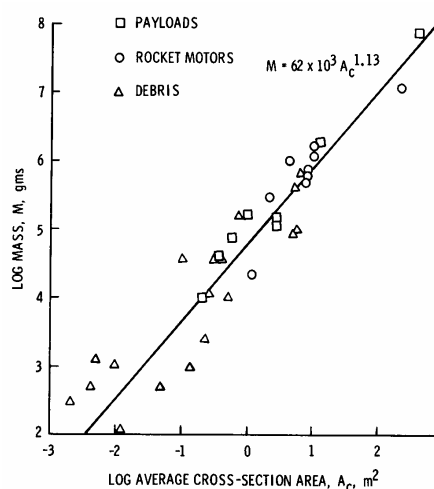
Η εκθετική δύναμη 1,13 βρίσκεται μεταξύ του 1,0 και του 1,5 όπου το 1,0 ισχύει για «κούφια» δομές με τοίχους σταθερής πυκνότητας και 1,5 ισχύει για δομές που έχουν σταθερή πυκνότητα μάζας. Επαναλήφθηκε αυτή η άσκηση χρησιμοποιώντας αποκλειστικούς Σοβιετικούς δορυφόρους και πυραύλους που κατανέμονται σε 3 τάξεις μεγέθους μάζας και βρέθηκε η ίδια σχέση μετατροπής μάζας RCS. Αυτή η μέθοδος χρησιμοποιήθηκε αργότερα από ένα μοντέλο μέτρησης του κινδύνου σύγκρουσης από συντρίμια.

iii. Η τρίτη και τελευταία τεχνικά, η προσέγγιση του «οικοδομικού τετραγώνου» χρησιμοποιεί χαρακτηριστικά των πρώτων 2 μεθόδων μαζί. Η προσέγγιση του οικοδομικού τετραγώνου θεωρεί ότι οι τιμές RCS που μετρήθηκαν στην περιοχή face του κύβου. Ο κύβος θα έχει πυκνότητα ίση με τον ολικό όγκο των μητρικών δορυφόρων i.e πυκνότητα διαστήματος. Η προσέγγιση αυτή θεωρεί ότι μεταβολές στην πυκνότητα και τη μεταβολή περιστασιακά θα μοιραστεί από τα αποτελούμενα συντρίμια. Η επιτυχής χρήση του «οικοδομικού τετραγώνου» εξαρτάται σημαντικά από την γνώση για τους μητρικούς δορυφόρους όπως εξαρτάται και η τεχνική του κυκλικού δίσκου. Η προσέγγιση του «οικοδομικού τετραγώνου» είναι όμοια σχεδόν με την δεύτερη τεχνική, από τη στιγμή που χρησιμοποιεί μέσους όρους για να βρει τη μάζα του θραύσματος. Και οι τρεις μέθοδοι χρησιμοποιήθηκαν για να μετατρέψουν μια περιοχή διατομής σε μάζα θραυσμάτων από τεστ υπερταχείας σύγκρουσης. Τα πραγματικά σκουπίδια, που χρησιμοποιήθηκαν από τον Kessler και τον Cour-Palais βρέθηκαν να είναι πιο ακριβή.

δ) Μέθοδοι μεταβολής

Δυο χαρακτηριστικά παραδείγματα της χρήσης αυτών των RCS μεταβολών σε μάζα ακολουθούν. Αυτά τα παραδείγματα σκιαγραφούν μερικές από τις δυσκολίες ανάλυσης των διαστημικών συντριμμιών.

Κατ τη διάρκεια αρχικής έρευνας, σύμφωνα με την πηγή 1, αναπτύχθηκε η προσέγγιση του «οικοδομικού τετραγώνου». Η τεχνική του κυκλικού δίσκου υιοθετήθηκε για την ανάλυση των συντριμμιών από μια διάσπαση δορυφόρου και η προσέγγιση του «οικοδομικού τετραγώνου» προέκυψε στην προσπάθεια να αναπτυχθεί αυτή η μέθοδος.



της Γης μπορεί να προσεγγιστεί με την μέση cross-sectional περιοχή

Με τα παραδείγματα αυτά θα προσπαθήσουμε να βρούμε αν η διάσπαση προκλήθηκε από σύγκρουση ή από έκρηξη. Μια προτεινόμενη μέθοδος για τον διαχωρισμό των διασπάσεων ήταν η σύγκριση της μάζας που μετρήθηκε από τις μετρήσεις RCS σε κάθε μια περίπτωση. Χρησιμοποιώντας την προσέγγιση κυκλικού δίσκου, οι τιμές RCS για τα ανιχνεύσιμα συντρίμια κάθε διάσπασης μετατράπηκαν σε ισοδύναμες μάζες, αθροισμένες και συγκρινόμενες με την επιλεγμένη μάζα του μητρικού δορυφόρου. Τα αποτελέσματα της ανάλυσης παρουσιάζονται στον πίνακα 3.3.

ΠΙΝΑΚΑΣ 3.3.

Διάλυση δορυφόρου	2.0gr/cm ³	2, 7 gr/cm ³	8.0 gr/cm ³	Μάζα δορυφόρου(kg)	Αναλογία Ως προς πραγματική
1981-53A	2519	3395	10074	800	3.1/4.2/12.6
1976-120A	175	236	697	700	0.25/0.34/1.0
1976-67A	333	445	1330	700	0.48/0.64/1.9
1982-115A	743	1006	2972	2240	0.33/0.45/1.3
1978-26B	1234	1687	-	350	3.5/4.8
1976-77B	1734	2365	-	350	5.0/6.8

ΠΙΝΑΚΑΣ 3.4.

Διάλυση δορυφόρου	Πυκνότητα (gr/cm ³)	Ανιχνεύσιμη μάζα(kg)	Πραγματική μάζα (kg)	Αναλογία Ως προς πραγματική
1981-53A	0.189	4633	700	6.62
1976-120 A	0.055	277	700	0.40
1976-67A	0.055	299	700	0.43
1982-115 A	0.180	618	2240	0.28
1978-26 B	0.017	186	350	0.53
1976-77 B	0.017	208	350	0.59

ΠΙΝΑΚΑΣ 3.5.

RCS(m ²)	Μέθοδος κυκλικού δίσκου (2.0/2.7/8.0 g/cm ² (kg)	Μέθοδος μέσου όρου M=62(RCS) ^{1, 13} (kg)	Μέθοδος οικοδομικού τετραγώνου (kg)
1.0	2.0/2.7/8.0	62	33
0.1	0.2/0.27/0.8	4.6	1.0

Μεγάλης σημασίας στην ανάλυση αυτή είναι η αναγνώριση ότι λιγότερη μάζα μπορεί να παρουσιαστεί σε μια διάσπαση. Εάν αυτό συνέβαινε σε χαμηλού ύψους τροχιά, όπου η αναλογία των συντριμμίων θα αποσαθρωνόταν πιο γρήγορα, ή εάν η διάσπαση συνέβαινε σε μεγάλου ύψους τροχιά, όπου τα μικρά συντρίμια δεν θα μπορούσαν να ανιχνευτούν από τα ραντάρ της NORAD. Γι' αυτό ήταν αναμενόμενο όλα τα κλάσματα να είναι μικρότερα από 1 από τη στιγμή που αναμφισβήτητα ορισμένα συντρίμια δεν θα είχαν μετρηθεί. Ο μεγάλος αριθμός των τιμών που βρέθηκαν για τις αναλογίες δικαιολογούνται λόγω της καταστροφής των συντριμμίων, λάθη στην μετατροπή τιμών RCS σε μάζα, σφάλμα στα δεδομένα RCS, σφάλμα στα υλικά κατασκευής του δορυφόρου, και στα μοναδικά χαρακτηριστικά κάθε διαστημοπλοίου. (Σημειώστε ότι οι υπολογισμοί για τα Αμερικάνικα διαστημόπλοια χρησιμοποιούν μόνο τις δύο χαμηλότερες τιμές πυκνότητας).

Από τη στιγμή που πληροφορίες για τα Ρώσικα διαστημόπλοια είναι συνήθως περιορισμένες, άλλη μια προσεγγιστική μέθοδος της μάζας αναπτύχθηκε. Αυτή η τεχνική ήταν η προσέγγιση οικοδομικού τετραγώνου που αναπτύχθηκε νωρίτερα. Τα αποτελέσματα που βγήκαν από την χρήση αυτής της μεθόδου πάνω στις ίδιες έξι διαλύσεις παρουσιάζονται στον πίνακα 3.4.. Με την εξαίρεση του 1981-53 A, οι αναλογίες μάζας παρουσιάζονται πιο αξιόπιστες από τα αποτελέσματα της προσέγγισης του κυκλικού δίσκου.

Από αυτή την ανάλυση έγινε φανερό ότι η μάζα από μόνη της δεν μπορεί να παρέχει πληροφορίες διαχωρισμού των ειδών της διάλυσης, σύμφωνα με τα σφάλματα που μπαίνουν στους υπολογισμούς. Από την άλλη μεριά, αυτή η προσπάθεια, παρήγαγε μια εναλλακτική μέθοδο αναπαράστασης της μάζας η οποία αποδείχτηκε χρήσιμη σε μια διαδικασία κανονικής κατανομής μάζας, η οποία θα αναλυθεί παρακάτω.

Παράδειγμα μεταβολής

Η διαφορά μεταξύ των τριών τεχνικών μετατροπής της τιμής RCS σε μάζα μπορεί εύκολα να φανεί με ένα μικρό παράδειγμα. Έστω ότι έχουμε έναν Αμερικάνικο δορυφόρο κυλινδρικού σχήματος, με μήκος 6 μέτρων, διαμέτρου 2 μέτρων, και βάρος 625 κιλών και το χαρακτηριστικό πάχος των 10 χιλιοστών. Κάποια στιγμή ο δορυφόρος αυτών διασπάται, και οι τιμές RCS που παράγονται μετατρέπονται σε μάζα μέσω μίας από τις μεθόδους που αναφέραμε και έχουμε τις παρακάτω τιμές: για 1m^2 και για $0,1\text{m}^2$ με τις μετατροπές μάζας, παρουσιάζονται στον πίνακα 3.5.

ε) Κατανομές μάζας και ταχύτητας

Οι γραφικές παραστάσεις κατανομής της ενέργειας, χρησιμοποιούνται για να οργανώσουν μεγάλες ομάδες δεδομένων, και να χαρακτηρίσουν τάσεις των δεδομένων. Οι τάσεις –ροπές χαρακτηρίζονται από προσαρμοσμένες καμπύλες στ δεδομένα. Υπάρχουν πολλοί τρόποι να παράγουμε δεδομένα μάζας (όπως δείχθηκε στην προηγούμενη ενότητα), και πολλοί περισσότεροι τρόποι για να προσαρμόσουμε τις καμπύλες σ' αυτά τα δεδομένα. Οικογένειες καμπυλών μπορεί να χρησιμοποιηθούν για να διαχωρίσουν τα είδη και τα μεγέθη των γεγονότων των διαλύσεων- διασπάσεων. Αρχικά, θα εξετασθούν τα πειραματικά δεδομένα για εκρήξεις και υπερταχείες συγκρούσεις και έπειτα οι πληροφορίες αυτές θα συγκριθούν με τις καμπύλες κατανομής μάζας, για πραγματικά δεδομένα συντριμμιών.

Δεδομένα έκρηξης

Η πηγή 14 παρουσιάζει μια ανάπτυξη των δεδομένων κατανομής μάζας, για χαμηλής και υψηλής σφοδρότητας εκρήξεις. Μια χαμηλής έντασης έκρηξη ορίζεται ως «ένα φορτίο που δεν είναι σε απευθείας επαφή με τη δομή του διαστημοπλοίου» όπως είναι η πιεστική έκρηξη «αγγείου». Για μια υψηλής έντασης έκρηξη, το φορτίο θεωρείται να είναι απευθείας ενωμένο με το διαστημόπλοιο, όπως είναι η ανάφλεξη των καυσίμων, ή την ανάφλεξη ενός εκρηκτικού. Γενικά, οι εκρήξεις μεγάλης έντασης θα είναι μεγαλύτερες σε μέγεθος ανεξάρτητα από τις φυσικές συνθήκες στις οποίες έγινε η διάλυση- διάσπαση.

Οι ερευνητές συνεργάστηκαν για να βγάλουν πληροφορίες από τις εκρήξεις μεγάλης έντασης όπου τα θραύσματα από ένα πύραυλο Atlas που εξερράγη,

χρησιμοποιήθηκαν για να βγουν πειραματικά αποτελέσματα για τις εκρήξεις χαμηλής έντασης. Οι κατανομές μάζας και των δυο μεγεθών εκρήξεων, ακολουθούν την εκθετική μορφή και έχουν την μορφή:

$$N = N_0 \exp [-c(m_f)^{1/2}]$$

Όπου N είναι ο αριθμός των θραυσμάτων μάζας που είναι μεγαλύτερα ή ίσα από το m_f

N_0 ο ολικός αριθμός των θραυσμάτων,

C μια σταθερά (ελέγχει την κλίση της καμπύλης)

M_f η μάζα των θραυσμάτων.

Οι εκρήξεις μεγαλύτερης έντασης έχουν μεγαλύτερες τιμές στο c και στο N_0 από εκείνες μικρότερης έντασης. Μεγαλύτερο c σημαίνει ότι η κλίση της καμπύλης είναι πιο απότομη και μεγαλύτερο N_0 σημαίνει ότι αριθμητικά υπάρχουν περισσότερα θραύσματα από την έκρηξη. Οι τιμές του c κυμαίνονται από 0,23 μέχρι 0,44, καθώς το N_0 κυμαίνεται από 6921 μέχρι 33800. Η τιμή του N_0 εξαρτάται από τη μάζα και τη δομή του μητρικού δορυφόρου, πρόσθετα στην ένταση της έκρηξης. Το μικρότερο θραύσμα που μετρήθηκε από τους ειδικούς της έκρηξης ήταν 30 mg (περίπου 0,3 cm σε διάμετρο σφαίρα, με πυκνότητα 2,7 gm/cm³), αλλά για τις περισσότερες εκρήξεις, πάνω από το 30 % της μάζας δεν ανακαλύπτεται.

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η δύο κατατάξεις της χαμηλής και της υψηλής έντασης εκρήξεις χρησιμοποιούνται και για να παρουσιάσουν δυο περιοχές σε μια συνέχεια πιθανοτήτων. Το πόσο απότομη θα είναι μια καμπύλη κατανομής της μάζας για τις δυο αυτές περιπτώσεις, σχηματίζουν ένα εύρος κλίσεων που μπορούν να μπου γενικά στην κατηγορία των εκρήξεων. Η διάκριση αυτή είναι σημαντική όταν προσπαθούμε να συγκρίνουμε καμπύλες κατανομής μάζας γνωστών εκρήξεων με γεγονότα διάσπασης άγνωστης αιτίας.

Αυτά τα αποτελέσματα από τα πειράματα έκρηξης συγκρίθηκαν με την θεωρία των θραυσμάτων. Από την ανάλυση αυτή, έγινε αντιληπτό ότι η θεωρία υποτιμά τον ολικό αριθμό των θραυσμάτων που παράγονται σε μια διάλυση. Αν και η θεωρία είναι σχετικά συντηρητική, είναι ακόμα χρήσιμη, από τη στιγμή που μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να προβλέψει αποτελέσματα δομών με διαφορετικό πάχος. Η ανάπτυξη αυτής της θεωρίας μπορεί να βρεθεί στην πηγή 15.

Ένα πρόσθετο στοιχείο μπορεί να συμπεριληφθεί στην εκθετική εξίσωση για να δηλώνει την διαφορά στη δομή του διαστημοπλοίου. Αυτός ο νέος παράγοντας, είναι μέρος της σταθεράς c από την εξίσωση 3.3. Τελικά ο εκθετικός νόμος μετατρέπεται σε:

$$N = N_0 \exp [-b SF(m_f)^{1/2}]$$

Όπου N , N_0 και m_f ορίζονται όπως και πριν

b παράγοντας διαφοροποίησης

SF ο παράγοντας μετατόπισης = $10 \rho / m_i$ (ρ είναι η πυκνότητα του διαστημοπλοίου όπως ορίστηκε προηγουμένως, και m_i η μάζα του μικρότερου θραύσματος).

Χρησιμοποιώντας αυτή την προτεινόμενη μέθοδο ανάλυσης, ο παράγοντας διαφοροποίησης είναι 10,5 για εκρήξεις χαμηλής έντασης. Λόγω έλλειψης δεδομένων, δεν μπόρεσε να υπολογιστεί ο παράγοντας διαφοροποίησης για εκρήξεις μεγάλης έντασης. Είναι όμως γνωστό ότι είναι μεγαλύτερη από εκείνη της χαμηλής έντασης. Η μέθοδος της δημιουργίας της κατανομής της μάζας αναπτύχθηκε για να

βρεθεί η διαφορά μεταξύ των διαφορετικών ειδών διασπάσεων (παραγόμενων από έκρηξη ή από σύγκρουση). Δυστυχώς, αυτή η μέθοδος αποδείχθηκε να είναι πολύ υποκειμενική σύμφωνα με τα σφάλματα στις μετρήσεις και στα ποικίλα μεγέθη των γεγονότων των εκρήξεων.

Η ταχύτητα των θραυσμάτων που παρουσιάστηκαν είναι μια λειτουργία του μεγέθους της διάσπασης. Οι ταχύτητες των θραυσμάτων για χαμηλής και υψηλής έντασης εκρήξεις είναι κατά μέσο όρο από 100 m/s μέχρι 3km/s. Δεν εμφανίζεται καμία εξάρτηση της ταχύτητας από τη μάζα των θραυσμάτων, όχι όπως των συντριμμίων από τις υπερταχείες συγκρούσεις.

στ) Δεδομένα υπερταχείας σύγκρουσης

Τα τεστ υπερταχείας σύγκρουσης έγιναν για να ερευνηθεί η φύλαξη των επανεισερχόμενων οχημάτων, την αντοχή των στρατιωτικών οχημάτων και διείσδυση των δορυφόρων. Η μεγάλη πλειοψηφία αυτών των αναλύσεων, ταξινομήθηκαν, αλλά υπάρχουν και πολλές μελέτες στο κοινό που περιμένουν να προβάλλουν ένα καλό ποσοστό για το φαινόμενο της σύγκρουσης μεταξύ ενός συντριμμιού και ενός δορυφόρου. Πολλά τεστ υπερταχείας κρούσης έγιναν από τη NASA στο κέντρο έρευνας Landley στα μέσα του 1970. Δεδομένα άλλα τεστ μαζεύτηκαν στο κέντρο ανάπτυξης και μηχανικής Arnold (AEDC) συλλέχθηκαν από Physical Science Incorporated (PSI) και μετά ξανααναλύθηκε από το Lockheed.

Τα τεστ υπερταχείας κρούσης AEDC χρησιμοποίησαν σωματίδια αλουμινίου που ταξίδευαν με ταχύτητες 3-5 km/s και χτυπούσαν μικρές δομές, παρόμοιες με δορυφόρους. Με αυτές τις ταχύτητες, η φαινομενολογία των κρούσεων μπορεί ακόμα να επιτρέψει να θεωρούνται ο στόχος και το σωματίδιο ως στερεά μέσω της ολικής προόδου διάλυσης. Καθώς η ταχύτητα κρούσης φτάνει τα 20 km-s, η υγρή κατάσταση μετριέται εύκολα, καθώς για ταχύτητες πάνω από αυτήν, η εξάτμιση του υλικού αποτελεί ένα μεγάλο κομμάτι της προόδου διάλυσης. (41).

Η καμπύλη κατανομής μάζας, για μια υπερταχεία κρούση, ουσιαστικά θα αποτελείται από δυο ξεχωριστές περιοχές. Στα πολύ μικρού μεγέθους θραύσματα(μικρότερα από 1 cm για αυτά τα τεστ) μιας σχέσης κατανομής ισχύος παρατηρείται. Μια εκθετική συνάρτηση (της ίδιας μορφής που φαίνεται και στην περίπτωση των εκρήξεων) περιγράφει το άνω όριο της καμπύλης κατανομής υπερταχείας κρούσης. Η σταθερά b είναι ίση με 3,4 στην περίπτωση που η τιμή είναι 0,9067. Το ότι αυτός ο παράγοντας διαφοροποίησης είναι μια τάξη μεγέθους μικρότερος από τον παράγοντα διαφοροποίησης στις διαλύσεις που προκαλούνται από εκρήξεις, χρησιμοποιείται από το SAFE τεστ.

Το κομμάτι της καμπύλης κατανομής μάζας το οποίο ακολουθεί το νόμο της δύναμης είναι περιορισμένης σημασίας για τους συνήθεις παρατηρητές λόγω του ότι τα μικρότερα θραύσματα γενικά δεν ανιχνεύονται από τη NORAD. Για το λόγο αυτό, όταν μειώνονται τα δεδομένα των παρατηρούμενων συντριμμίων, αυτή η κατανομή του νόμου δύναμης μπορεί να μην επηρεάσει την καμπύλη κατανομής μάζας. Είναι σημαντικό να σημειωθεί η φυσική εξήγηση της καμπύλης δυο κομματιών. Ο νόμος της δύναμης εφαρμόζεται στα εκτοξευμένα θραύσματα που παράγονται ως φυσική συνέπεια της έκρηξης. Όταν ένα σωματίδιο αλουμινίου συγκρουστεί με ένα διαστημόπλοιο με σχετική ταχύτητα 9-11 km/sec, η ακαριαία πίεση μπορεί να φτάσει τα 5 Mb. Η εκτοξευμένη μάζα παίρνει τη μορφή:

$$N=0, 447 (m/m_e)^{-0, 7496}$$

Όπου N ο αριθμός των θραυσμάτων με μάζα m ή μεγαλύτερη
 m η μάζα των θραυσμάτων
 m_e η ολική εκτοξευμένη μάζα (απόβλητα)

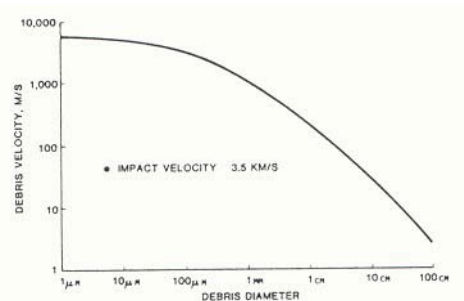
Ο εκθετικός νόμος εφαρμόζεται στα μεγαλύτερα θραύσματα τα οποία διαλύονται ως ένα έμμεσο αποτέλεσμα της κρούσης. Ο αριθμός των μεγαλύτερων θραυσμάτων είναι μια άμεση συνέπεια της μάζας των σωματιδίων και της μάζας και φύσης των αντικειμένων που συγκρούστηκαν.

Ως αποτέλεσμα μιας υπερταχείας κρούσης είναι η ταχύτητα εκτόξευσης να μπορεί ουσιαστικά να ξεπερνάει την ταχύτητα του σωματιδίου. Αυτό δεν είναι πάντοτε αλήθεια: η ταχύτητα εκτόξευσης εξαρτάται από το μέγεθος του σωματιδίου και το πού θα χτυπήσει τον στόχο (μητρικό δορυφόρο). Εάν το σωματίδιο διαπεράσει τον μητρικό δορυφόρο μέσω μιας λεπτής σχισμής (μικρή περιοχή μάζας), μπορεί να αναμένονται υψηλές ταχύτητες εκτόξευσης. Από την άλλη μεριά, εάν ένα σωματίδιο χτυπήσει ένα πυκνό κομμάτι του στόχου, θα εμφανιστούν μικρότερες ταχύτητες εκτόξευσης.

Η γωνία του νέφους συντριμμίων εξαρτάται επίσης από το πού θα χτυπήσει το σωματίδιο, τον δορυφόρο. Η γωνία αυτή είναι ένα μέγεθος μέτρησης του πόσο οι δρόμοι των εκτοξευμένων κομματιών διαφέρουν από τον δρόμο του σωματιδίου.. Μια μικρή γωνία του νέφους θα σημαίνει φυσικά, ότι τα περισσότερα εκτοξευμένα κομμάτια θα αφήσουν τον στόχο σχεδόν με ίδιο διάνυσμα με εκείνο που προσέγγισε το σωματίδιο. Μια μικρή γωνία (μικρότερη από 20°) υπάρχει όταν το σωματίδιο είναι μεγαλύτερο από το 1/10 της μάζας του δορυφόρου που δέχεται τη σύγκρουση. Αυτή η κατάσταση ισοδυναμεί με εκείνη που το σωματίδιο μπαίνει στον στόχο μέσω μιας σπάνιας κατεστραμμένης περιοχής (π.χ. λεπτή σχισμή) του δορυφόρου. Ως εκ τούτου, γι' αυτό το είδος των κρούσεων θα πρέπει να συμβαίνουν μαζί υψηλές ταχύτητες εκτόξευσης και μικρές γωνίες νέφους συντριμμίων.

Το πιο πιθανό να συμβεί καθώς ένα σωματίδιο χτυπά τον στόχο σε πυκνή περιοχή είναι μικρές ταχύτητες εκτόξευσης (μεταξύ 10 και 100 m/s) και μεγάλου εύρους (περίπου 90°) γωνίες νέφους. Χαρακτηριστικά, τα μικρότερα συντρίμια έχουν μεγαλύτερες ταχύτητες, καθώς τα μεγάλα συντρίμια έχουν μικρότερες ταχύτητες. Το σχήμα 3.4. δείχνει μια καμπύλη σχετική με την κατανομή ταχυτήτων προς τη μάζα για μια σύγκρουση όπου το σωματίδιο είχε ταχύτητα 3,54 m/s. Η αναλογία της μάζας του σωματιδίου με τη μάζα του στόχου είναι σημαντική παράμετρος που θα συζητηθεί πιο πολύ παρακάτω. Σημειώστε ότι η καταστρεπτικότητα των συγκρούσεων είναι μεγάλη όταν η μάζα του σωματιδίου είναι μικρότερη από το 10% της μάζας του στόχου. Αυτές οι φυσικές παρατηρήσεις είναι χρήσιμες για αναλύσεις συντριμμίων και είναι σημαντικές όταν βγαίνουν κάποια σχέδια διασποράς των συντριμμίων, εφαρμόζοντας τα διαγράμματα Gabbard.

Η χρήση των διαγραμμάτων Gabbard για την ανάλυση των συντριμμίων παρέχει μια γραφική προσέγγιση των διαφορετικών διαδικασιών διαχείρισης των αιτιών που μπορούν να προκαλέσουν διάλυση, ορίζοντας το νέφος συντριμμίων από την διάλυση του δορυφόρου και καταλαβαίνοντας πως δρουν αυτά τα αντικείμενα



Σχήμα 3.4. οι υπερταχείες κρούσεις έδειξαν τις μέγιστες ταχύτητες των συντριμμίων συναρτήση της διαμέτρου των σωματιδίων

καθώς περνάει ο χρόνος. Μια βασική κατανόηση της θεωρίας της τροχιάς είναι απαραίτητη για μια ολοκληρωμένη προσέγγιση της χρησιμότητας, των διαγραμμάτων Gabbard. Γι' αυτό εξισώσεις διαταραχών θα περιγραφούν σύντομα, πριν τα διαγράμματα Gabbard συζητηθούν περισσότερο.

ζ) Θεωρία διαταραχών

Οι εξισώσεις κίνησης ενός αντικειμένου ελλειπτικής τροχιάς κάτω από την επήρεια της κεντρικής δύναμης μ/r^2 ανά μονάδα μάζας είναι καλά γνωστές. Για δορυφόρους της Γης, είναι $\mu=3,986 \cdot 10^5 \text{ km}^3/\text{s}^2$ και r είναι η ακτινική απόσταση του δορυφόρου από το κέντρο της Γης. Μερικές βασικές εξισώσεις της κίνησης της τροχιάς, ακολουθούν χωρίς απόδειξη (Δείτε πηγές 50, 51).

$$P=a(1-e^2)=h^2/\mu$$

Όπου ρ :

a ο μεγάλος ημιάξονας

e η εκκεντρότητα

h η ολική γωνιακή ταχύτητα

μ η βαρυτική σταθερά.

$$r=\rho / [1+e\cos f]=a(1+e^2)/[1+e\cos f]$$

Όπου f η ανωμαλία και

$$r=a[1-e\cos(E)]$$

Όπου E είναι η εκκεντρική ανωμαλία τριχιάς

Άλλες 2 χρήσιμες εξισώσεις είναι

$$V=(2\mu r-\mu/a)^{1/2}$$

Όπου V η ταχύτητα του δορυφόρου

$$\text{Και } T=2\pi(a^3/\mu)^{1/2}$$

Όπου T είναι η περίοδος της τροχιάς του δορυφόρου.

Ο Langrange ανέπτυξε εξισώσεις οι οποίες πρόβλεψαν αλλαγές στις παραμέτρους τροχιάς (a, e, i, Ω, ω) σύμφωνα με εξωτερικές δυνάμεις (επιπρόσθετα στο αντίστροφο τετράγωνο της βαρυτικής δύναμης). Θεωρείται ότι αυτές οι εξωτερικές δυνάμεις είναι μικρές συγκρινόμενες με την βαρύτητα. Η εξωτερική δύναμη θεωρείται να έχει τις τρεις παρακάτω συνιστώσες. Την ακτινική δύναμη που είναι κατά τη διεύθυνση της ακτίνας της τροχιάς και συμβολίζεται με F_r . Η εγκάρσια συνιστώσα, που δρα κάθετα στο r και συμβολίζεται με F_t (Η εγκάρσια συνιστώσα βρίσκεται με την στροφή της ακτινικής ταχύτητα κατά 90° κατά τη φορά των δεικτών του ρολογιού). Η τελευταία συνιστώσα είναι η F_n και αντιπροσωπεύει την κανονική δύναμη που είναι κάθετη στις άλλες δύο συνιστώσες.

Πάλι η απόδειξη των εξισώσεων που ακολουθούν δεν θα δοθεί. Γράφονται μόνο οι εξισώσεις Langrange, που θα χρησιμοποιηθούν στα διαγράμματα Gabbard.

$$da/dt=[(2a^2/\mu p)^{1/2}][fr\sin(f)+fr[1+e\cos(f)]]$$

$$de/dt=[(p/\mu)^{1/2}][fr\sin f+fr[\cos f+e\cos(f)]]$$

$$di/dt=[1/(\mu p)^{1/2}][rf_n\cos u] \text{ όπου } u=\omega+f$$

Θεωρώντας ότι η δύναμη είναι σύνθεση αυτών των εξισώσεων μπορεί να μετατραπεί ώστε να περιέχει την ταχύτητα

$$\Delta a = \frac{2}{n} \left[\Delta V_r \frac{e \sin(f)}{(1-e^2)^{1/2}} + \Delta V_t \frac{a}{r} (1-e^2)^{1/2} \right]$$

$$\Delta e = \frac{(1-e^2)^{1/2}}{na} \left[\Delta V_r \sin(f) + \Delta V_t \frac{a}{er} \left(1-e^2 - \frac{r^2}{a^2} \right) \right]$$

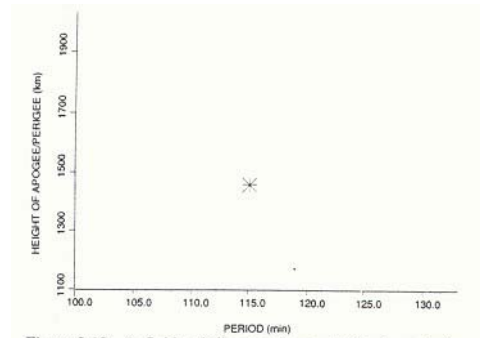
$$\Delta i = \Delta V_n \left[\frac{r \cos(\omega + f)}{na^2 (1-e^2)^{1/2}} \right]$$

Αυτές οι εξισώσεις είναι πιο ωφέλιμο να τις χρησιμοποιήσουμε, με δέλτα ταχύτητες που ανιχνεύονται και είναι πιο εύκολο να υπολογιστούν από τις δυνάμεις. Αυτές οι εξισώσεις χρησιμοποιούνται για την λύση των δέλτα ταχυσιτήτων των συντριμμίων.

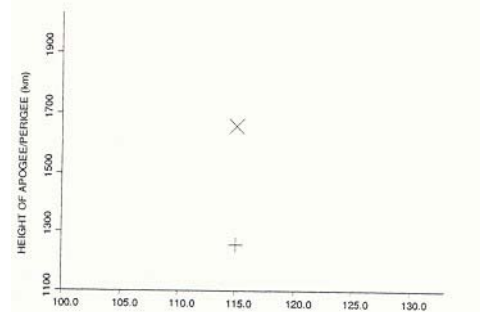
η) Διαγράμματα Gabbard

Το διάγραμμα Gabbard σχεδιάζει το απόγειο ενός δορυφόρου και το ύψος του περιγείου με την περίοδο τροχιάς. Για έναν δορυφόρο σε μια κυκλική τροχιά, το διάγραμμα Gabbard είναι ένα σημείο (σχήμα 3.5). Ένας δορυφόρος σε ελλειπτική τροχιά θα έχει διάγραμμα με δυο σημεία, το απογειο και το περιγείο πάνω από την τροχιακή περίοδο του (σχήμα 3.6) Συχνά το σύμβολο X συμβολίζει το απόγειο και το + το περιγείο. Μεγαλύτερα σύμβολα χρησιμοποιούνται μερικές φορές για να συμβολιστούν οι παράμετροι του μητρικού δορυφόρου τη στιγμή της διάλυσης. Αυτό είναι πολύ βοηθητικό όταν εξετάζουμε ένα διάγραμμα Gabbard με πολλά θραύσματα.

Όταν τα συντρίμια από μια διάλυση δορυφόρου σχεδιάζονται σε ένα διάγραμμα Gabbard, η εικόνα γίνεται πιο πολύπλοκη. Αναλύοντας τα συντρίμια μέσω των διαγραμμάτων Gabbard, δύο σχέδια διασποράς εμφανίζονται και κατά σύμπτωση με τους αρχικούς δορυφόρους να κινούνται σε κυκλική ή ελλειπτική τροχιά. Για έναν μητρικό δορυφόρο με κυκλική ή σχεδόν κυκλική τροχιά, η διασπορά των συντριμμίων παίρνει το σύμβολο X. Το σχήμα 3.7. δείχνει ένα διάγραμμα Gabbard για τη διάλυση του δορυφόρου 1973- 86 B ο οποίος είχε απόγειο 1512 km και περιγείο 1505 km.

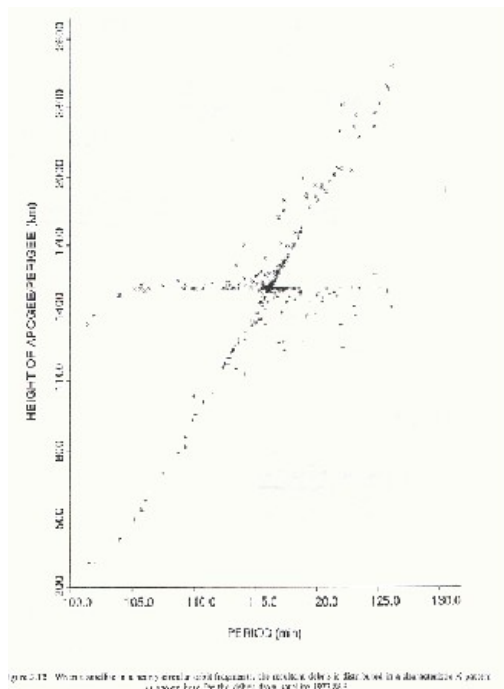


Σχήμα 3.5



Σχήμα 3.6

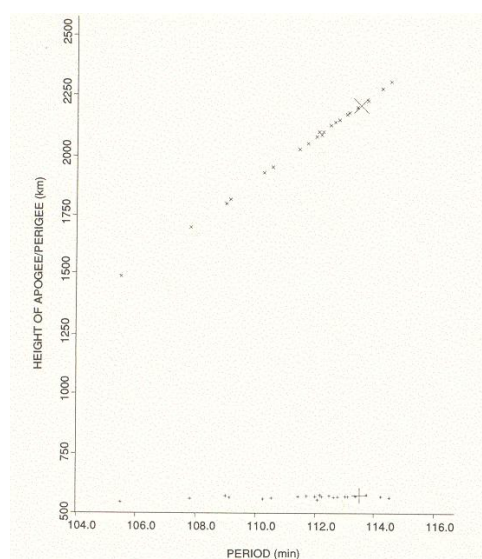
Σχήμα 3.7



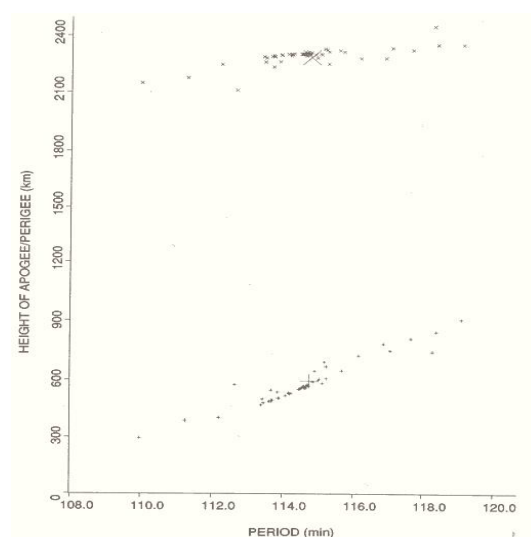
το απόγειο (περίγειο). Για μια κυκλική τροχιά, το απόγειο και το περίγειο ορίζονται από τη στιγμή που υπάρχει ώθηση.

Η διασπορά των συντριμμιών από μια διάλυση δορυφόρου με ελλειπτική τροχιά μπορεί να αναλυθεί χρησιμοποιώντας την ίδια αναλογία, με του ελιγμούς ώθησης. Όταν ένας δορυφόρος σε μια ελλειπτική τροχιά, διαλυθεί στο περίγειο, τα περισσότερα συντρίμια θα έχουν παρόμοια περίγεια και τα απόγεια θα ποικίλουν ανάλογα με το μέγεθος της δύναμης και από το αν η δύναμη τέθηκε ή όχι σε κατεύθυνση προς τα πίσω ή εμπρός. Γραφικά, μπορεί κανείς να φανταστεί την κίνηση της δεξιάς αρμάδας, στο σχήμα 3.7. Η εικόνα 3.8. δείχνει το διάγραμμα Gabbard για τον δορυφόρο 1971-15 A που ήταν σε ελλειπτική τροχιά (απόγειο/περίγειο =

Σχήμα 3.8.



Σχήμα 3.9



2200/575 km) και διαλύθηκε στα 587 km. Η διάλυση συνέβη κοντά στο περίγειο.

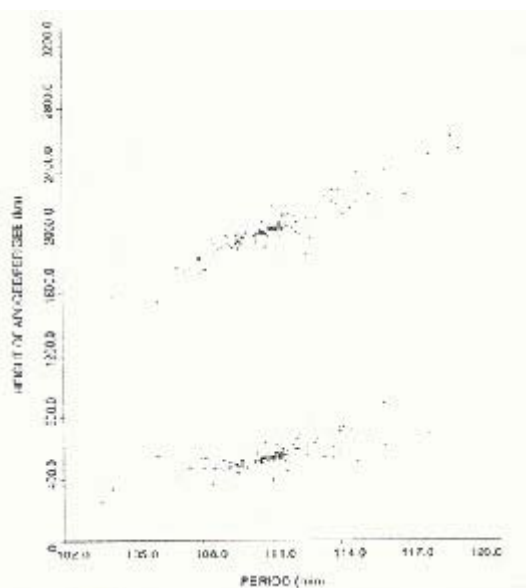
Η διάλυση στο απόγειο παράγει παρόμοια αποτελέσματα: Η υψηλότερη αρμάδα κρατάει σταθερό ύψος ενώ η αρμάδα του περιγείου έχει θετική κλίση. Το

σχήμα 3.9 είναι το διάγραμμα Gabbard για την διάλυση του 1976- 126 A ο μητρικός δορυφόρος έχει απόγειο 2297 km και περίγειο 597 km και διαλύθηκε στα 2088 km, πολύ κοντά στο απόγειο.

Μια διάλυση που συμβαίνει σε κάποιο σημείο της τροχιάς διάφορο από το περίγειο ή το απόγειο, θα έχει έναν συνδυασμό χαρακτηριστικών των δύο οικογενειών που μόλις συζητήσαμε. Η εικόνα 3.10 είναι το διάγραμμα Gabbard για μια διάλυση του 1977-65B που είχε απόγειο και περίγειο στα 2027 Km. Και 536 Km αντίστοιχα. Ο δορυφόρος διαλύθηκε στο ύψος των 1450 Km το οποίο εισάγει μια ανωμαλία 108 μοιρών. θα πρέπει να είναι προφανές ότι τα χαρακτηριστικά των διαγραμμάτων Gabbard περιγράφηκαν τόσο πολύ με σκοπό να ανιχνευτεί η συνιστώσα της ταχύτητας εκτόξευσης (π.χ. τη συνιστώσα ανάλογη με το διάνυσμα της ακτίνας από το κέντρο της Γης. Σε μερικές περιπτώσεις η συνιστώσα της intrack ταχύτητας παρουσιάζει μεγάλο ενδιαφέρον λόγω του ότι τα αποτελέσματα εξαρτώνται πιο πολύ από τις παραμέτρους τροχιάς. Η ενέργεια που προσδίδεται στη διεύθυνση intrack θα προκαλέσει πιο ορατές αλλαγές στις παραμέτρους τροχιάς από εκείνες που θα προκαλούσε ένα ποσό ενέργειας, προσδιδόμενο κατά μήκος της ακτινικής διεύθυνσης (αυτή είναι κατά μήκος της γραμμής του ακτινικού διανύσματος ή στην κάθετη διεύθυνση (ανάλογη με την επιφάνεια της τροχιάς).

Τα αποτελέσματα της συνιστώσας της ακτινικής ταχύτητας, εμφανίζονται στα διαγράμματα Gabbard. Μι μικρή ακτινική συνιστώσα ταχύτητα έχει το αποτέλεσμα να θέτει σε ετοιμότητα το απόγειο και το περίγειο των θραυσμάτων καθώς διατηρείται ο ίδιος μεγάλος ημιάξονας, άρα και η ίδια περίοδος τροχιάς. Γι' αυτό, οι ακτινικές συνιστώσες της ταχύτητας των εκτοξευμένων σωματιδίων σχεδιάζονται ως σημεία πάνω και κάτω από την αρμάδα του διαγράμματος Gabbard. Τα περισσότερα αναφέρονται, όπως είναι αναμενόμενο, στην περιοχή της περιόδου τροχιάς της κατάστασης πριν διαλυθεί ο μητρικός δορυφόρος. Επειδή εμφανίζονται να περιβάλλουν το μητρικό δορυφόρο, μερικές φορές αναφέρονται και σαν στεφάνι συντριμμίων. Μια δεύτερη ματιά στο σχήμα 3.7. θα φανερώσει στεφάνια συντριμμίων μεταξύ των ανωτέρων και χαμηλότερων αρμάδων. Πάλι, θα πρέπει να σημειωθεί ότι για μια συμμετρική διάλυση δορυφόρου, το στεφάνι συντριμμίων θα είναι λιγότερο φανερό από το μήκος των αρμάδων του διαγράμματος λόγω του ίδιου ποσού ενέργειας που θα παράγει μικρότερη αλλαγή στην ακτινική διεύθυνση.

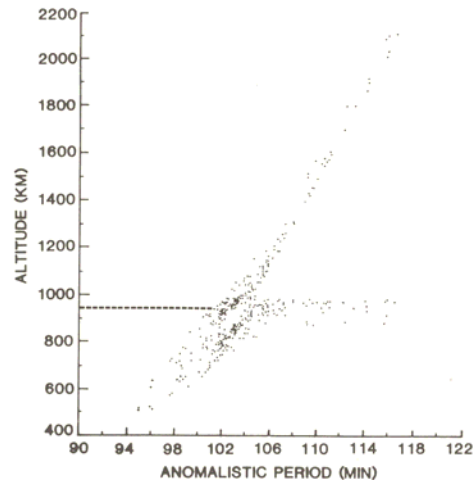
Μια συνιστώσα ταχύτητας στην διεύθυνση cross- track θα προκαλέσει αλλαγή στον προσανατολισμό της τροχιάς του δορυφόρου. Ακόμα και όταν προετοιμάζονται στο σημείο τομής της τροχιάς –οι πιο ακριβείς τοποθεσίες- οι αλλαγές προσανατολισμού απαιτούν σεβαστά ποσά ενέργειας. Όταν προετοιμάζεται σε μέτρια πλάτη, το ποσό της ενέργειας που σχετίζεται με την αλλαγή προσανατολισμού, αυξάνει δραματικά. Η crosstrack συνιστώσες ταχύτητας των 100 m/s ή και περισσότερων μπορούν να προκαλέσουν μικρές αλλαγές στον προσανατολισμό, συχνά κρυμμένες πίσω από την ανακρίβεια των κανονικών συνόλων στοιχείων της NORAD. Συνεπώς, οι συνιστώσες cross track ταχύτητας συχνά υπολογίζονται από



Σχήμα 3.10

τα μεγέθη των intrack και ακτινικών συνιστωσών. Η cross track συνιστώσες που προκλήθηκαν δεν απεικονίζονται στο διάγραμμα Gabbard, το οποίο συγκεντρώνει όλες τις αλλαγές στην επιφάνεια τροχιάς

Κάτι που συμβαίνει πολύ συχνά στα διαγράμματα Gabbard για δορυφόρους χαμηλού ύψους είναι να συγκρούεται με τον χρόνο, με τις αριστερές (χαμηλότερης περιόδου) αρμάδες. Αυτή η σύγκρουση δηλώνει ουσιαστικά την φυσιολογική αποσάθρωση των σκουπιδιών η οποία προκαλεί ένα κυκλικό φαινόμενο των τροχιών των συντριμμιών (μια μεγαλύτερη δύναμη επιβράδυνσης εφαρμόζεται κοντά στο περίγειο, ελαττώνοντας το απόγειο). Καθώς τα απόγεια αυτών των συντριμμιών αρχίζουν να μειώνονται, η ανώτερη αριστερή αρμάδα του διαγράμματος Gabbard αρχίζει να καταρρέει προς την κατώτερη αριστερή. Αυτό το φαινόμενο είναι πιο αντιπροσωπευτικό για διαλύσεις που έχουν θραύσματα με περίοδο τροχιάς μικρότερη από 95 λεπτά. Η εικόνα 3.11 δείχνει ένα παράδειγμα διάλυσης με την αριστερή αρμάδα να καταρρέει σύμφωνα με τα αποτελέσματα μετά από 23 χρόνια. Μια διάστικτη γραμμή, προστέθηκε για να δείξει την αρχική θέση της πάνω αρμάδας των οπισθοδρομικών συντριμμιών.



Σχήμα 3.11

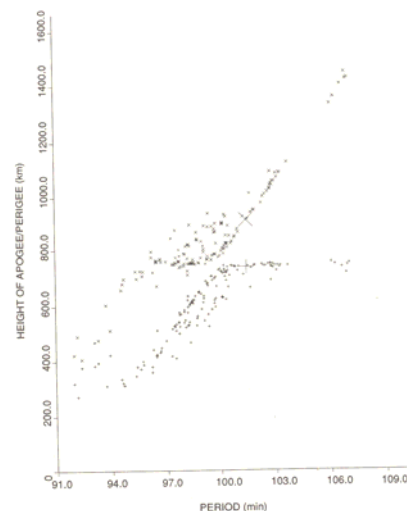
Τώρα, θα παρουσιαστούν 3 παραδείγματα με διαγράμματα Gabbard. Για κάθε διάγραμμα, θα απαντηθούν οι παρακάτω ερωτήσεις:

1. Ο μητρικός δορυφόρος είχε κυκλική ή ελλειπτική τροχιά ;
2. Η διάλυση συνέβη στο περίγειο, απόγειο ή κάπου ανάμεσα;
3. Υπάρχουν συγκεκριμένα χαρακτηριστικά στο διάγραμμα που μπορεί να είναι σημαντικά για την ανάλυση του γεγονότος της διάλυσης;

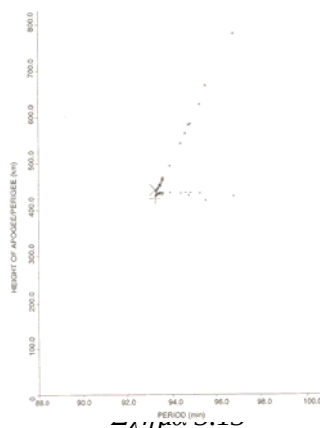
Παράδειγμα 1^ο

Δείτε την εικόνα 3.12, ο μητρικός δορυφόρος βρισκόταν σε σχετικά κυκλική τροχιά ($e=0,01$) από 912 km και 742 km τη στιγμή που έγινε η διάλυση. Συνεπώς γνωρίζουμε πότε έγινε και αν έγινε κοντά στο απόγειο ή το περίγειο. Το πραγματικό ύψος της σύγκρουσης ήταν 750 km. Η κατάρρευση από τα αριστερά έχει ξεκινήσει. Στεφάνια συντριμμιών παρατηρούνται

δηλώνοντας ένα ενεργητικό γεγονός. Ήταν η διάλυση ενός δεύτερου ορόφου δορυφόρου Δέλτα.



Σχήμα 3.12



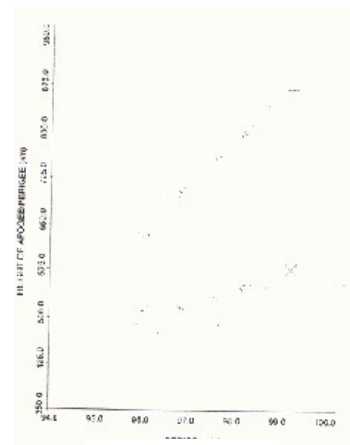
Παράδειγμα 2^ο

Δείτε την εικόνα 3.13, και πάλι ο μητρικός δορυφόρος βρίσκεται σε κυκλική κίνηση των 444 km από 424 km ($e=0,001$). Το ύψος της διάσπασης ήταν 437 km,

αδύνατο να φανεί μόνο από το διάγραμμα Gabbard. Υπάρχει μια αδιαμφισβήτητη ασυμμετρία. Κανένα συντρίμμα δεν εκτοξεύτηκε προς τα πίσω. Δεν υπάρχουν επίσης ακτινικές συνιστώσες. Αν και δεν ανακλώνται στο διάγραμμα Gabbard, όλα τα συντρίμια αυτού του γεγονότος παρουσιάζουν μια μείωση στην κλίση, συνεπώς και σε όλα τα διανύσματα ταχύτητας. Αυτή η ασυμμετρία που παρατηρήθηκε είναι χαρακτηριστικό της διάλυσης της τάξης των Kosmos 699, από την οποία αυτή ήταν η πρώτη.

Παράδειγμα 3^ο

Δείτε την εικόνα 3.14. Τη στιγμή αυτή της διάλυσης, ο μητρικός δορυφόρος ήταν σε μια ελλειπτική τροχιά. Το απόγειο ήταν 879 km και το περίγειο 580 km ($e=0,02$). Ισοδύναμα, φανερό από την κλίση των δύο αρμάδων είναι το συμπέρασμα ότι η διάλυση δεν έγινε κοντά στο απόγειο ή στο περίγειο. Το πραγματικό ύψος διάλυσης ήταν 665 km (αληθινή ανωμαλία 293°). Το γεγονός αυτό ήταν πάλι πολύ ασύμμετρο: αυτό σημαίνει ότι όλα τα συντρίμια εκτοξεύτηκαν προς τα πίσω. Αυτή ήταν η δεύτερη διάλυση του Kosmos 1220, ένα μέλος της τάξης των Kosmos 699.



Σχήμα 3.14

θ) «Βαρύτερα» διαγράμματα Gabbard

Τα διαγράμματα Gabbard είναι ένα δυνατό εργαλείο για την ανάλυση των συντρίμμων αλλά μια μικρή μετατροπή τους, παράγει πρόσθετες ευκαιρίες για την ανάλυση της διάλυσης των δορυφόρων. Τα «βαρύτερα» διαγράμματα Gabbard αναπτύχθηκαν με την ελπίδα της υποστήριξης του διαχωρισμού μεταξύ των ειδών των διαλύσεων των δορυφόρων. Τα βαρύτερα διαγράμματα Gabbard σχεδιάζουν κάθε κομμάτι συντρίμμιού χρησιμοποιώντας ένα σύμβολο («1», «2», «3», «4», «5») ανάλογο με την τιμή RCS. Αυτή η μορφή του διαγράμματος επιτρέπει στον ερευνητή να καταγράφει τάσεις οι οποίες μπορεί να είναι αντιπροσωπευτικές συγκρούσεων ή έκρηξης. Όταν ένας δορυφόρος διαλύεται από υπερταχεία κρούση, είναι λογικό ότι τα μεγαλύτερα κομμάτια είναι έμμεσο αποτέλεσμα της κρούσης, ενώ τα μικρότερα είναι άμεσο αποτέλεσμα. Αυτές οι παρατηρήσεις επιτρέπουν την ανάπτυξη 4 υποθέσεων που χρησιμοποιούνται για να κρίνουν αν μια διάλυση έγινε από τάσεις κρούσης ή έκρηξης.

1. Αν τα μεγαλύτερα κομμάτια (μεγαλύτερα από 1m^2) διασπέρνονται σε πάνω από 50 % του μεγαλύτερου εύρους όλων των κομματιών, έπειτα η διάλυση προέρχεται από έκρηξη.
2. Εάν τα μεγαλύτερα κομμάτια είναι ασύμμετρα κατανεμημένα γύρω από τον μητρικό δορυφόρο, η διάλυση να προκλήθηκε από έκρηξη. Τα εκτοξευμένα σωματίδια που μπορεί να έχουν ταχύτητες της τάξης των km/s για συγκρούσεις θα είναι πολύ μικρά για να μετρηθούν με τις υπάρχουσες μηχανές.
3. Εάν το σχέδιο διασποράς είναι με τάξη (αυτό γίνεται, όταν κατανέμονται κατά μήκος των αρμάδων) η διάλυση θα προέρχεται από κρούση. Εάν η μέση ταχύτητα μειώνεται καθώς το μέγεθος των σωματιδίων αυξάνεται, η διάλυση θα προέρχεται από κρούση.

Η τελευταία υπόθεση είναι παρόμοια με την πρώτη, εκτός από το ότι η τελευταία περιλαμβάνει την διασπορά σε 2 κλίσεις. Η υπόθεση μπορεί να φανεί, εξετάζοντας την αποκτούμενη ταχύτητα κάθε αντικειμένου. Η εξίσωση που χρησιμοποιείται είναι: $\Delta V = [v_o^2 + v^2 - 2vv_o \cos(DP) \cos(di)]^{1/2}$

Όπου V_o η ταχύτητα του μητρικού δορυφόρου

V η ταχύτητα των θραυσμάτων

$$\phi = \tan^{-1} \left(\frac{e \sin(f)}{1 + e \cos(f)} \right)$$

$$\phi_0 = \tan^{-1} \left(\frac{e_0 \sin f}{1 + e_0 \cos(f)} \right)$$

$$d_i = |i_0 - i|$$

i = true anomaly

Περισσότερα από τις υποθέσεις των « βαρύτερων » διαγραμμάτων είναι η υπόθεση μηδέν. Ακόμα, η σειρά των υποθέσεων με αυτό τον τρόπο κάνουν μια υποκειμενική παρατήρηση. Η υποκειμενικότητα κάνει δύσκολο το να εδραιωθεί κάθε στατιστικό συμπέρασμα (όπως θα φανεί στην επόμενη ενότητα), αλλά προβάλλει την αιτία της διάλυσης.

Τα βαρύτερα διαγράμματα Gabbard όπως περιγράφηκαν χρησιμοποιούν πέντε περιοδικά RCS.

5: μεγαλύτερα από 5% των συντριμμιών

4: το επόμενο, μεγαλύτερο από 10% των συντριμμιών

3: Επόμενο μεγαλύτερο των 35% των συντριμμιών

2: Τα μισά των συντριμμιών (50%)

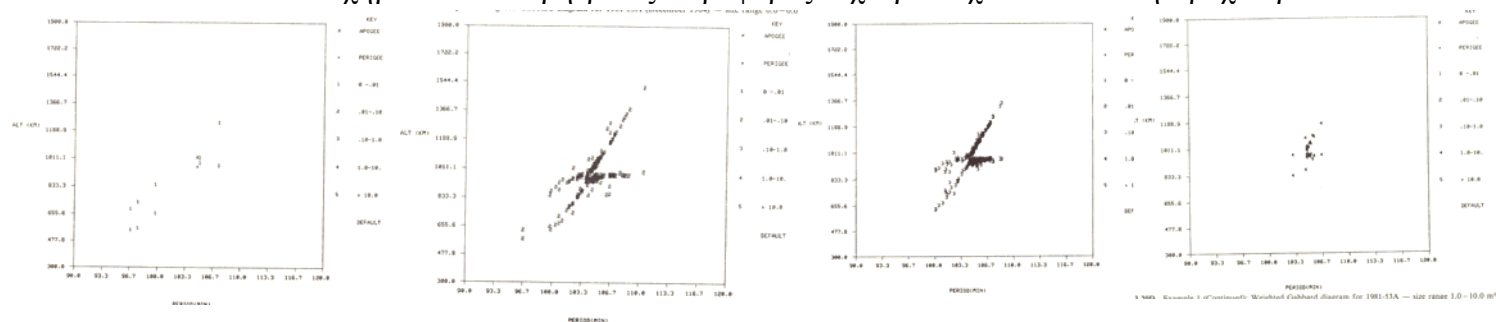
Η χρήση του διαγράμματος P-W Gabbard παρέχει πιο σίγουρα διαγράμματα για σύγκριση, αλλά σε κάθε περίπτωση να αναλύονται σε δεδομένα. Τα διαγράμματα P-W Gabbard παράγουν τα ίδια αποτελέσματα με τα βαρύτερα διαγράμματα Gabbard

Στα δύο παρακάτω παραδείγματα, συντρίμια θα αναλύονται χρησιμοποιώντας τα βαρύτερα διαγράμματα Gabbard με 4 υποθέσεις. Για κάθε δείγμα θα τίθενται οι παρακάτω ερωτήσεις:

- 1) Είχε ο μητρικός δορυφόρος κυκλική ή ελλειπτική τροχιά;
- 2) Συνέβη η διάλυση κοντά στο απόγειο στο περίγειο ή κάπου ανάμεσα;
- 3) Χρησιμοποιώντας την υπόθεση 1, εμφανίζεται αυτή η διάλυση να είναι αποτέλεσμα έκρηξης ή σύγκρουσης;
- 4) Χρησιμοποιώντας την υπόθεση 2, εμφανίζεται αυτή η διάλυση να είναι αποτέλεσμα έκρηξης ή σύγκρουσης;
- 5) Χρησιμοποιώντας την υπόθεση 3, εμφανίζεται αυτή η διάλυση να είναι αποτέλεσμα έκρηξης ή σύγκρουσης;
- 6) Κοιτώντας τις απαντήσεις των τριών τελευταίων ερωτήσεων, ήταν η διάλυση αποτέλεσμα έκρηξης ή σύγκρουσης.
- 7) Υπάρχουν κάποια χαρακτηριστικά διαγράμματος που ίσως να μας ενδιαφέρουν;

Παράδειγμα 1^ο

Δείτε το σχήμα 3.15. Ο μητρικός δορυφόρος είχε μια σχεδόν κυκλική τροχιά με



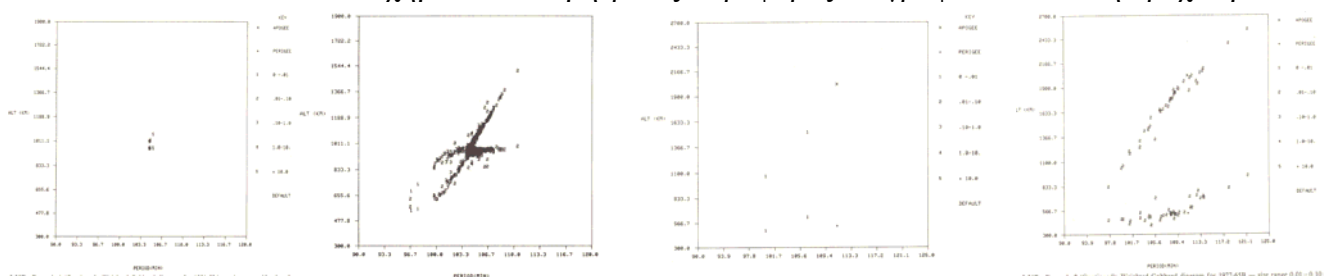
Σχήμα 3.15

απόγειο /περίγειο τον 1064/961 Km ($e=0,036$). Από την στιγμή που η τροχιά είναι περίπου κυκλική, το ύψος της διάλυσης δεν είναι τόσο ακριβές (το ακριβές ύψος διάλυσης ήταν 977Km). Για την υπόθεση 1, τα 5 έχουν διασπαρθεί δύσκολα και τα 4 δεν φτάνουν ούτε στο μισό δρόμο εκείνου που διανύουν τα 2_s και 3_s. Άρα προτείνεται μια διάλυση που προκλήθηκε από σύγκρουση. Για την δεύτερη υπόθεση, υπάρχει μια θεώρηση ότι τα περισσότερα 4_s ρίχτηκαν σε διεύθυνση προς τα εμπρός. Δεν υπάρχει όμως αξιοσημείωτη ασυμμετρία, έτσι και πάλι προτείνεται μια διάλυση από σύγκρουση. Η τρίτη υπόθεση είναι δύσκολο να υπολογιστεί, απαιτώντας σημαντική εμπειρία με τα διαγράμματα Gabbard σε ένα πλήθος συνθηκών διάλυσης. Είναι ουσιαστικά ταξινομημένη διάλυση. Έτσι και πάλι προτείνεται ότι προκύπτει από σύγκρουση.

Επίσης η απαντήσει στις τρεις πρώτες υποθέσεις ήταν λιγότερο από ακριβείς, συνολικά η διάλυση έχει τα χαρακτηριστικά μια διάλυσης από σύγκρουση. Στην πραγματικότητα, αυτό το παράδειγμα είναι το 1981–53A, ο πιο κατάλληλος υποψήφιος για μια τυχαία υπερταχεία κρούση στο διάστημα. Σημειώστε ότι η κατάρρευση στο αριστερό κομμάτι ξεκίνησε, είναι πιο φανερό στα μικρότερα σωματίδια όπως ήταν αναμενόμενο. Αυτό επίσης δείχνει ότι τα δεδομένα πάρθηκαν μετά από έναν ουσιαστικό χρόνο μετά την διάλυση. Θα αναρωτιέται κάποιος πότε αναλύονται τα δεδομένα που δεν πάρθηκαν σύντομα μετά το συμβάν.

Παράδειγμα 2^ο

Δείτε το σχήμα 3.16. ο μητρικός δορυφόρος διαγράφει ελλειπτική τροχιά με



Σχήμα 3.16

απόγειο/περίγειο τον 2027/536 Km ($e=0,097$). Το ύψος της διάλυσης ήταν μεταξύ του απογείου και του περιγείου. Η σχετική κλίση της αρμάδας απογείου και της αρμάδας περιγείου μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να στενέψει την περιοχή του ύψους τα διάλυσης. Σε αυτήν την περίπτωση, η διάλυση συνέβη σε ύψος 1450 km ($=108^0$).

Δείτε επίσης το σχήμα 3.7. Για την υπόθεση 1 τα πιο ενεργητικά 4_s διασπείρονται στο μισό της μέγιστης διασποράς κάθε αντικειμένου της διάλυσης, προτείνοντας την διάλυση να προέρχεται από έκρηξη. Υπάρχει φυσικά, μια καθαρή ασυμμετρία των μεγαλύτερων κομματιών στην διεύθυνση προς τα πίσω, που φωνάζει για πρόκληση από έκρηξη για την υπόθεση 2.

Η υπόθεση 3 θα είναι δύσκολο να κριθεί, η ανομοιογένεια και λεπτότητα των αρμάδων δείχνουν ένα υψηλό επίπεδο αταξίας. Επιπλέον η διάλυση μπορεί να προέρχεται από έκρηξη. Από τις παραπάνω φαίνεται ότι η διάλυση προκλήθηκε από έκρηξη. Στην πραγματικότητα, αυτός είναι ο δορυφόρος 1977-65 B, μια διάλυση ενός δεύτερου σταδίου Δέλτα. Πολύ λίγα μικρά κομμάτια φαίνονται γιατί αυτή η διάλυση συνέβη σε μεγάλα ύψη και ο προσανατολισμός του ανιχνευτικού συστήματος μεταβλήθηκε (μειώθηκε).

ΠΙΝΑΚΑΣ 3.6.

Μέγιστο όριο βαθμών	Βαθμοί που λαμβάνονται	Κατανομή μάζας (σύνολο από πιθανούς 50 βαθμούς)
25	-	a. Εκθετική κατανομή : εάν $b < 2.0$, βαθμολογείται με 25 βαθμούς
25	-	b. Πολυωνυμική κατανομή : εάν $b > 2.0$ 0 βαθμούς
		Βαρύτερα διαγράμματα Gabbard (μέγιστο σύνολο 50 βαθμών)
10	-	a. Διασπορά μεγάλων κομματιών :εάν κομμάτια μεγαλύτερα από $1m^2$ έχουν διασπαρθεί σε πάνω από το 50 % του εύρους των κομματιών, βαθμολογία=0, αλλιώς είναι 10 βαθμοί.
15	-	b. Ασυμμετρία μεγάλων κομματιών: Εάν τα κομμάτια μεγαλύτερα από $1m^2$ κατανέμονται ασύμμετρα γύρω από τον μητρικό δορυφόρο, 0 βαθμοί, αλλιώς 15 βαθμοί.
15	-	c. Τάξη κατανομής: Εάν το διάγραμμα Gabbard είναι πολύ ταξινομημένο (τα πιο πολλά συντρίμια κοντά στις compact αρμάδες), 15 βαθμοί, εάν τα συντρίμια κατανέμονται άτακτα, 0 βαθμοί
10	-	d. Ανάλυση ταχύτητας. Εάν η μέση ταχύτητα που δίνεται, μειώνεται καθώς το μέγεθος των σωματιδίων αυξάνεται, 10 βαθμοί. Εάν η μέση αυτή ταχύτητα δεν μειώνεται καθώς το μέγεθος σωματιδίων αυξάνει, 0 βαθμοί.
	-Σύνολο βαθμών	Μεγάλη τιμή βαθμών σημαίνει μια διάλυση που προκλήθηκε από σύγκρουση, και η χαμηλή τιμή δηλώνει διάλυση από έκρηξη

ι) Τέστ γεγονότος θρυμματισμού δορυφόρου [(SAFE) test]

Εως τώρα, στο κεφάλαιο παρουσιάστηκε ένας αριθμός μεθόδων για την ανάλυση συντριμμίων από διαλύσεις δορυφόρων. Μερικές από αυτές τις μεθόδους ανάλυσης συνδυάζονται για να σχηματίσουν ένα (SAFE) test, το οποίο υπολογίζει ένα συντελεστή εμπιστοσύνης όπου το νέφος συντριμμίων έχει τα χαρακτηριστικά μιας τυπικής διάλυσης που προκλήθηκε από σύγκρουση. Ο συντελεστής εμπιστοσύνης βρίσκεται χωρίζοντας τα στενά σημεία από τον ολικό αριθμό των πιθανών σημείων. Ο συντελεστής εμπιστοσύνης χρησιμοποιείται εδώ μόνο για λόγους κατανόησης και δεν έχει καμία μαθηματική έννοια.

Κάθε μια από τις έξι διαφορετικές κατηγορίες εισάγουν έναν αριθμό σημείων. Όταν ένα χαρακτηριστικό της ανάλυσης δηλώνει μια διάλυση από σύγκρουση, η διάλυση λαμβάνει όλα τα σημεία που είναι διαθέσιμα σε αυτή την κατηγορία. Η σταθερή μορφή του (SAFE) test φαίνεται στο πίνακα 3.6. Εξηγείται από μόνο του για κάθε κατηγορία και το σύνολο των σημείων.

Όλες οι κατηγορίες παράλληλες ανάλυσης συζητήθηκαν νωρίτερα στο κεφάλαιο εκτός της « πολυωνυμική προσαρμογή» στον τομέα «κατανομή μάζας». Βρέθηκε ότι διαφορετικές οικογένειες καμπύλων μπορούν να ταξινομηθούν χρησιμοποιώντας πολυωνυμικές καμπύλες. Η χρήση των πολυωνυμικών καμπύλων υπολογίζει την ανάγκη για τον παράγοντα μετακίνησης ο οποίος περιέχει ένα πλήθος σφαλμάτων. Το (SAFE) test αποδείχθηκε χρήσιμο σε πρώτο βήμα, στο διαχωρισμό μεταξύ διάλυσης από σύγκρουση και από έκρηξη, μέσω της ανάλυσης συντριμμίων. Θα πρέπει να αναπτυχθούν πιο αντικειμενικά κριτήρια ώστε να γίνει αυτός ο διαχωρισμός μαθηματικά ξεκάθαρος.

Οι δύο διαλύσεις δορυφόρων, 1981-53 A και 1977-65 B, θα αναλυθούν τώρα χρησιμοποιώντας ένα (SAFE) test. Οι πληροφορίες κατανομής μάζας και ταχύτητας δίνεται στους πίνακες 3.6 και 3.7. Τα σχήματα 3.20 και 3.21 παρέχουν τα βαρύτερα διαγράμματα Gabbard για τα δύο αυτά παραδείγματα.

Η χρήση του (SAFE) test (πίνακας 3.8) φανερώνει ότι το 1981 –53 A ήταν πιθανόν μια διάλυση από σύγκρουση. Αν και οι ερευνητές θεωρούν ότι αυτή ήταν υπόθεση, αυτή είναι η πρώτη ανάλυση των συντριμμίων που προσπάθησε να αναλύσει ποιοτικά αυτό το συμπέρασμα. Αν ο 1981-53 A διαλύθηκε από σύγκρουση με μη ανιχνεύσιμα σκουπίδια, θα ήταν μια σημαδιακή παρατήρηση, αφού αποτελούσε την αρχή ενός φαινομένου που άρχισε το 1990. Η διάλυση του 1977-65 B ήταν γνωστό. Άλλες πιο αντικειμενικές μέθοδοι ερευνούνται και αναπτύσσονται για να στραφούν στην μελέτη των διαλύσεων.

4. ΚΙΝΗΣΗ ΣΤΟ ΔΙΑΣΤΗΜΑ

Α) Μελέτη της κίνησης ενός νέφους σωματιδίων στο διάστημα έπειτα από μια διαταραχή

Κατ' αρχήν θα προσπαθήσουμε να υπολογίσουμε τις εξισώσεις εκείνες που μας δίνουν την κίνηση ενός σωματίου κατά την επανείσοδο του στην ατμόσφαιρα..

Αν θεωρήσουμε ότι κατά την επανείσοδο δεν υπάρχει ατμόσφαιρα, θα ισχύουν οι νόμοι του Νεύτωνα και όσα φυσικά γνωρίζουμε από την κλασσική θεωρητική μηχανική. Στην περίπτωση που θεωρήσουμε ότι υπάρχει η ατμόσφαιρα, δεν εγκαταλείπουμε την έννοια του υποθέματος. Στην περίπτωση αυτή, εισάγεται η έννοια της πίεσης με αποτέλεσμα να μιλάμε για κίνηση ρευστών και όχι σωματιδίων.

Σε καρτεσιανές συντεταγμένες η εξίσωση της κίνησης είναι :

$$\frac{du^\alpha}{dt} = \frac{\partial U}{\partial x^\alpha} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x^\alpha} \quad (\text{Εξίσωση Euler})$$

Υποθέσεις για το μοντέλο του ρευστού

1. Από τη στιγμή που η κίνηση γίνεται σε ρευστό, εισάγεται ένα επίπεδο συμμετρίας και ένας άξονας συμμετρίας. Μπορούμε λοιπόν να χρησιμοποιήσουμε κυλινδρικές συντεταγμένες.
2. Αν παρατηρήσει κάποιος τι γίνεται και πως μεταβάλλονται οι φυσικές παράμετροι με το χρόνο, δεν βλέπει καμιά μεταβολή.
3. Υποθέτουμε επίσης ότι η κίνηση είναι αδιαβατική που σημαίνει ότι η μεταβολή της θερμότητας είναι μηδέν. Η έννοια του volume element, το οποίο κινείται στο χώρο, είναι ένας στοιχειώδης όγκος, ιδεατός που αποτελείται από ρευστό (δηλαδή ένα σύνολο βαρυονίων – πρωτονίων, ηλεκτρονίων κ.λ.π.). Βασική ιδιότητά του είναι ότι αλλάζει σχήμα και ότι ενώ συνεχώς μπαίνουν και βγαίνουν βαρυόνια, θα πρέπει να είναι σταθερός ο αριθμός των βαρυονίων που υπάρχει μέσα στον όγκο. Αυτό συνεπάγεται ότι θα είναι σταθερή και η μάζα. Η μαθηματική έκφραση της ιδιότητας αυτής είναι:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\partial}{\partial x^\alpha} (\rho u^\alpha) = 0$$

η οποία φυσικά είναι η εξίσωση συνέχειας.

Όσο αναφορά το **θερμοδυναμικό περιεχόμενο**, ποσά θερμότητας μπαίνουν και βγαίνουν. Αν δεν είναι ίδια τα ποσά που μπαίνουν και που βγαίνουν, το volume element ή θα ψύχεται συνεχώς ή θα θερμαίνεται συνεχώς αντίστοιχα. Εμείς απαιτούμε το θερμικό περιεχόμενο να είναι σταθερό, που σημαίνει ότι $dQ=0$. Αντικαθιστώντας στο πρώτο θερμοδυναμικό αξίωμα, με $dQ=0$, συμπεραίνουμε ότι έχουμε αδιαβατική κίνηση. Μια ισοδυναμία που απαιτούμε να ισχύει σε ένα αστρονομικό σύστημα. Στη Νευτώνεια δυναμική, τα δύο αυτά μεγέθη είναι ανεξάρτητα μεταξύ τους.

Αντίθετα στη **Γενική Θεωρία της Σχετικότητας** ισχύει μια εξίσωση που γενικεύει την εξίσωση συνέχειας. Σχηματικά θα ισχύει :

$$\text{Εξίσωση συνέχειας} + 1/c^2 (1^\circ \text{θερμοδυναμικό αξίωμα}) = 0.$$

Αν μηδενίσουμε την εξίσωση συνέχειας θα μηδενιστεί ο όρος της παρένθεσης και τελικά θα προκύψει ότι έχουμε και διατήρηση βαρυονίων και αδιαβατική κίνηση και αντιστρόφως το ένα οδηγεί στο άλλο.

Όταν έχουμε **ισχυρό πεδίο βαρύτητας**, όπου δεν ισχύει η Νευτώνια θεωρία, ισχύουν οι σχέσεις της σχετικότητας, και το ένα συνεπάγεται το άλλο απαραίτητα.

Στη **Νευτώνεια θεωρία** οι απαιτήσεις είναι ανεξάρτητες μεταξύ τους και το πρώτο θερμοδυναμικό αξίωμα μετατρέπεται σε:

$$\frac{d\Pi}{dt} + p \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) = 0$$

όπου Π η εσωτερική θερμοδυναμική ενέργεια,

$m = \rho V$ όπου $\frac{1}{\rho} = \frac{V}{m}$ είναι ο όγκος της μοναδιαίας μάζας, δηλαδή ο ειδικός όγκος.

Ισχύει :

$$\frac{du^a}{dt} = \frac{\partial U}{\partial x^a} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x^a}$$

$$\frac{d\Pi}{dt} + p \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) = 0$$

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u^a \frac{\partial}{\partial x^a}$$

Άρα προκύπτει :

$$\frac{\partial \Pi}{\partial t} + u^a \frac{\partial \Pi}{\partial x^a} + p \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) + u^a \frac{\partial}{\partial x^a} \left(\frac{1}{\rho} \right) \right] = 0 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{\partial \Pi}{\partial t} + p \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) + u^a \left[\frac{\partial \Pi}{\partial x^a} + p \frac{\partial}{\partial x^a} \left(\frac{1}{\rho} \right) \right] = 0$$

$$\text{ή } \frac{\partial \Pi}{\partial t} + p \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) + \vec{u} \bullet \left[\vec{\nabla} \Pi + p \vec{\nabla} \left(\frac{1}{\rho} \right) \right] = 0$$

Για να ισχύει η ισότητα αυτή $\forall \vec{u}$ θα πρέπει και οι δύο παράγοντες να είναι ίσοι με μηδέν, δηλαδή :

$$\vec{\nabla} \Pi + p \vec{\nabla} \left(\frac{1}{\rho} \right) = 0 \quad \text{και} \quad \frac{\partial \Pi}{\partial t} + p \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) = 0$$

Η εξίσωση Euler γράφεται :

$$\frac{du^a}{dt} = \frac{\partial U}{\partial x^a} - \frac{\partial}{\partial x^a} \left(\frac{p}{\rho} \right) + p \frac{\partial}{\partial x^a} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{\partial}{\partial x^a} \left(U - \frac{p}{\rho} \right) - \frac{\partial \Pi}{\partial x^a} =$$

$$= \frac{\partial}{\partial x^a} \left[U - \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right) \right] = \frac{\partial V}{\partial x^a} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{du^a}{dt} = \frac{\partial V}{\partial x^a} \quad \text{όπου} \quad V = U - \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)$$

η οποία είναι η εξίσωση του Νεύτωνα.

Άρα αντί για volume element (όπου η κίνηση είναι υδροδυναμική ροή), έχουμε υπόθεμα με γενικευμένο δυναμικό.

Σε κυλινδρικές συντεταγμένες r, ϕ, z , υποθέτουμε ότι ισχύει :

$$V=V(r,z)$$

$\frac{\partial}{\partial \phi} = 0$ άρα υπάρχει στροφορμή που δίνεται από τη σχέση:

$$J = r^2 \dot{\phi} \Rightarrow \dot{\phi} = \frac{J}{r^2} \quad (\alpha)$$

$$\text{Ισχύει } \ddot{r} - r\dot{\phi}^2 = \frac{\partial V}{\partial r}$$

Οι υπόλοιπες εξισώσεις κίνησης μετατρέπονται στις παρακάτω:

$$\ddot{r} - \frac{J^2}{r^3} = \frac{\partial V}{\partial r} \quad (\beta)$$

$$\ddot{z} = \frac{\partial V}{\partial z} \quad (\gamma)$$

οι οποίες αναφέρονται σε κίνηση στο μεσημβρινό επίπεδο (r,z) .

Μέχρι τη στιγμή αυτή δεν έχουμε βάλει στο πρόβλημά μας το μαγνητικό πεδίο και την τριβή.

Θεωρούμε ότι έχουμε κυκλική τροχιά ισορροπίας πάνω στο επίπεδο με στροφορμή J και με δεδομένη ακτίνα. Για οποιοδήποτε λόγο, εκείνη τη στιγμή, κάνουμε διαταραχή κατά r και κατά το z . Θα εξετάσουμε τι θα προκύψει σε εκείνο το σημείο.

Η διαταραχή εκφράζεται από τις εξισώσεις:

$$r = r_0 + \xi \quad |\xi| \ll r_0$$

$$z = 0 + z \quad |z| \ll r_0$$

στις εξισώσεις κίνησης. Κατά την αντικατάσταση, από την στιγμή που έχουμε κυκλική τροχιά ισορροπίας, θα ισχύει ότι $\mathbf{r}_0 = \text{σταθερό}$.

$$(\mathbf{r}_0, \mathbf{z}_0) = (\mathbf{r}_0, \mathbf{0})$$

$$\dot{r}_0 = 0 \quad \dot{z}_0 = 0$$

$$\ddot{r}_0 = 0 \quad \ddot{z}_0 = 0$$

Οι συνθήκες ύπαρξης κυκλικής τροχιάς είναι οι παρακάτω:

$$\ddot{r}_0 - \frac{J^2}{r_0^3} = \frac{\partial V}{\partial r} \Big|_0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial V}{\partial z} \Big|_0 = 0 \quad (2)$$

Παρατηρούμε στην πρώτη εξίσωση ότι υπάρχει και εξάρτηση από την ατμόσφαιρα, αφού το V δίνεται από τον τύπο $V=U-(\Pi+P/\rho)$. Άρα αργότερα με κάποιες υποθέσεις μας μπορούμε να βγάλουμε συμπεράσματα για την επίδραση των ατμοσφαιρικών συνθηκών στην κίνηση του υποθέματος. Π.χ. αν είναι πολύ αραιή η ατμόσφαιρα, μπορούμε να μη λάβουμε υπόψη μας τον παράγοντα αυτό.

Στη συνέχεια ενσωματώνουμε τις εξισώσεις των διαταραχών στις εξισώσεις (1) και (2), οπότε προκύπτει :

$$\ddot{r}_0 + \ddot{\xi} - \frac{J^2}{(r_0 + \xi)^3} = \frac{\partial V(r_0 + \xi, z)}{\partial r} = \Phi \quad \text{ή} \quad \ddot{r}_0 + \ddot{\xi} + \frac{J^2}{r_0^3} \left(1 + \frac{\xi}{r_0}\right)^{-3} = \frac{\partial V}{\partial r} \quad (3)$$

Ανάπτυγμα Taylor

$$\begin{aligned} \Phi(r_0 + \xi, z = 0 + z) &= \Phi(r_0, 0) + \xi \frac{\partial \Phi}{\partial r} \Big|_0 + z \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_0 + \frac{1}{2!} \xi^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} \Big|_0 + \frac{1}{2!} z^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \Big|_0 + \xi z \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r \partial z} \Big|_0 + \\ &+ \frac{1}{3!} \xi^3 \frac{\partial^3 \Phi}{\partial r^3} \Big|_0 + \frac{1}{2} \xi^2 z \frac{\partial^3 \Phi}{\partial r^2 \partial z} \Big|_0 + \frac{1}{2} \xi z^2 \frac{\partial^3 \Phi}{\partial r (\partial z)^2} \Big|_0 + \frac{1}{3!} z^3 \frac{\partial^3 \Phi}{\partial z^3} \Big|_0 = \\ &= \frac{\partial V}{\partial r} \Big|_0 + \xi \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \Big|_0 + \frac{1}{2} \xi^2 \frac{\partial^3 V}{\partial r^3} \Big|_0 + \frac{1}{2} z^2 \frac{\partial^3 V}{\partial z^2 \partial r} \Big|_0 + \frac{1}{3!} \xi^3 \frac{\partial^4 V}{\partial r^4} \Big|_0 + \frac{1}{2} \xi z^2 \frac{\partial^4 V}{\partial r (\partial z)^2 \partial r} \Big|_0 \end{aligned}$$

Αντικαθιστούμε :

$$\left. \frac{\partial V}{\partial r} \right|_0 = \ddot{r}_0 - \frac{J^2}{r_0^3}$$

$$\left(1 + \frac{\xi}{r_0} \right)^{-3} = 1 - 3 \frac{\xi}{r_0} + 6 \left(\frac{\xi}{r_0} \right)^2 - 10 \left(\frac{\xi}{r_0} \right)^3$$

$$\left. \frac{\partial^{2n+1} V}{(\partial z)^{2n+1}} \right|_0 = 0$$

προκύπτει απο την (3) $\Rightarrow$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \frac{\partial V}{\partial r} &= \ddot{r}_0 + \ddot{\xi} - \frac{J^2}{r_0^3} + 3 \frac{J^2 \xi}{r_0^4} - 6 \frac{J^2}{r_0^5} \xi^2 + 10 \frac{J^2}{r_0^6} \xi^3 = \\ &= \ddot{r}_0 - \frac{J^2}{r_0^3} + \xi \left. \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \right|_0 + \frac{1}{2} \xi^2 \left. \frac{\partial^3 V}{\partial r^3} \right|_0 + \frac{1}{2} z^2 \left. \frac{\partial^3 V}{\partial z^2 \partial r} \right|_0 + \frac{1}{3!} \xi^3 \left. \frac{\partial^4 V}{\partial r^4} \right|_0 + \frac{1}{2} \xi z^2 \left. \frac{\partial^4 V}{\partial r (\partial z)^2 \partial r} \right|_0 \Rightarrow \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \ddot{\xi} + \left[3 \frac{J^2}{r_0^4} - \left. \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \right|_0 \right] \xi + \left[-6 \frac{J^2}{r_0^5} - \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^3 V}{\partial r^3} \right|_0 \right] \xi^2 + \left[\frac{10J^2}{r_0^6} - \frac{1}{6} \left. \frac{\partial^4 V}{\partial r^4} \right|_0 \right] \xi^3 + \\ + \left(\frac{1}{2} \left. \frac{\partial^3 V}{\partial z^2 \partial r} \right|_0 \right) z^2 + \left(\frac{1}{2} \left. \frac{\partial^4 V}{\partial r (\partial z)^2 \partial r} \right|_0 \right) \xi z^2 = 0 \quad (3l) \end{aligned}$$

μορφή: $\ddot{\xi} + \Omega_\xi^2 \xi + \dots = 0$ η οποία αποτελεί απλή αρμονική ταλάντωση με διαταραχή

$$\text{Άρα } \Omega_\xi^2 = \frac{3J^2}{r_0^4} - \left. \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \right|_0$$

Διερεύνηση

1. Αν $\Omega_\xi^2 > 0$, έχουμε ευσταθή κίνηση (μένει στην αρχική περιοχή)

$$\frac{3J^2}{r_0^4} - \left. \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \right|_0 > 0 \Rightarrow \left. \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \right|_0 < \frac{3J^2}{r_0^4}$$

2. Αν $\Omega_\xi^2 < 0$, έχουμε ασταθή, μη περατωμένη, κίνηση (ή θα πάει στο άπειρο ή θα πέσει)

$$\frac{3J^2}{r_0^4} - \left. \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \right|_0 < 0 \Rightarrow \left. \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \right|_0 > \frac{3J^2}{r_0^4}$$

Ομοίως εργαζόμαστε και για την δεύτερη εξίσωση :

$$\ddot{z} = \frac{\partial V(r_0 + \xi, z)}{\partial z} = \Psi \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \Psi(r_0 + \xi, z = 0 + z) &= \Psi(r_0, 0) + \xi \frac{\partial \Psi}{\partial r} \Big|_0 + z \frac{\partial \Psi}{\partial z} \Big|_0 + \frac{1}{2!} \xi^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} \Big|_0 + \frac{1}{2!} z^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \Big|_0 + \xi z \frac{\partial^2 \Psi}{\partial r \partial z} \Big|_0 + \\ &+ \frac{1}{3!} \xi^3 \frac{\partial^3 \Psi}{\partial r^3} \Big|_0 + \frac{1}{2} \xi^2 z \frac{\partial^3 \Psi}{\partial r^2 \partial z} \Big|_0 + \frac{1}{2} \xi z^2 \frac{\partial^3 \Psi}{\partial r \partial z^2} \Big|_0 + \frac{1}{3!} z^3 \frac{\partial^3 \Psi}{\partial z^3} \Big|_0 = \\ &= 0 + \xi \frac{\partial^2 V}{\partial r \partial z} \Big|_0 + z \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \Big|_0 + \frac{1}{2} \xi^2 \frac{\partial^3 V}{\partial r^2 \partial z} \Big|_0 + \frac{1}{2} z^2 \frac{\partial^3 V}{\partial z^3} \Big|_0 + \xi z \frac{\partial^3 V}{\partial r \partial z^2} \Big|_0 + \frac{1}{6} \xi^3 \frac{\partial^4 V}{\partial r^3 \partial z} \Big|_0 + \\ &\frac{1}{2} \xi^2 z \frac{\partial^4 V}{\partial r^2 \partial z^2} \Big|_0 + \frac{1}{2} \xi z^2 \frac{\partial^4 V}{\partial r \partial z^3} \Big|_0 + \frac{1}{6} z^3 \frac{\partial^4 V}{\partial z^4} \Big|_0 \end{aligned}$$

χρησιμοποιώντας τις ίδιες σχέσεις καταλήγουμε

$$\Rightarrow \ddot{z} + \left[-\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \Big|_0 \right] z - \xi z \frac{\partial^3 V}{\partial r \partial z^2} \Big|_0 - \frac{1}{2} \xi^2 z \frac{\partial^4 V}{\partial r^2 \partial z^2} \Big|_0 - \frac{1}{6} z^3 \frac{\partial^4 V}{\partial z^4} \Big|_0 = 0 \quad (4i)$$

μορφή $\ddot{z} + \Omega_z^2 z + \dots = 0$: απλή αρμονική ταλάντωση με διαταραχή

$$\text{Άρα } \Omega_z^2 = -\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \Big|_0$$

1. Αν $\Omega_z^2 > 0$, έχουμε ευσταθή κίνηση

$$-\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \Big|_0 > 0 \Rightarrow \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \Big|_0 < 0$$

2. Αν $\Omega_z^2 < 0$, έχουμε ασταθή, μη περατωμένη, κίνηση

$$-\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \Big|_0 < 0 \Rightarrow \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \Big|_0 > 0$$

Στο σημείο αυτό υπολογίζουμε κάποιες ποσότητες που θα μας χρειαστούν αργότερα.

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \left(\frac{1}{R} \right) &= \frac{\partial}{\partial x^a} \left(\frac{1}{R} \right) \cdot r^a \\ &= -\frac{1}{R^2} \frac{\partial R}{\partial x^a} \cdot r^a \\ &= -\frac{1}{R^2} \frac{r^a}{R} \cdot r^a \\ &= -\frac{1}{R^3} \vec{R} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\nabla^2\left(\frac{1}{R}\right) &= \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}\left(\frac{1}{R}\right) = -\vec{\nabla}\left(\frac{1}{R^3} \vec{R}\right) \\
&= -\frac{\partial}{\partial X^a}\left(\frac{1}{R^3} r^a\right) \\
&= -\frac{1}{R^6}\left[\frac{\partial X^a}{\partial X^a} R^3 - r^a \frac{\partial R^3}{\partial r^a}\right] \\
&= -\frac{1}{R^6}\left[3R^3 - r^a 3R^2 \frac{\partial R}{\partial X^a}\right] \\
&= -\frac{1}{R^6}\left[3R^3 - r^a 3R^2\left(\frac{r^a}{R}\right)\right] \\
&= -\frac{1}{R^6}\left[3R^3 - 3R(r^a r^a)\right] \\
&= -\frac{1}{R^6}\left[3R^3 - 3R^3\right] \\
&= 0
\end{aligned}$$

Υπολογισμός του παράγοντα $\Pi + P/\rho$

$$p = k\rho^\gamma$$

$$p \cong nkT$$

$$n = \frac{\rho}{m} = \frac{\rho}{\mu m_H} \Rightarrow p = \frac{k}{\mu m_H} \rho T$$

$$d\Pi + p d\left(\frac{1}{\rho}\right) = 0$$

$$d\Pi - \frac{p}{\rho^2} d\rho = 0$$

$$d\Pi = \frac{p}{\rho^2} d\rho$$

$$1) \quad p = K\rho^\gamma$$

$$\begin{aligned}
d\Pi &= k\rho^\gamma \frac{1}{\rho^2} d\rho = k\rho^{\gamma-2} d\rho \\
&= \frac{k}{\gamma-1} d(\rho^{\gamma-1}) \quad \gamma \neq 1 \\
&= d\left(\frac{k}{\gamma-1} \rho^{\gamma-1}\right)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Pi &= \frac{k}{\gamma-1} \rho^{\gamma-1} + \Pi_0 - \frac{k}{\gamma-1} \rho_0^{\gamma-1} \\
\Pi &= \Pi_0 - \frac{k}{\gamma-1} \rho_0^{\gamma-1} \left(1 - \frac{\rho^{\gamma-1}}{\rho_0^{\gamma-1}}\right)
\end{aligned}$$

$$\frac{p}{\rho} = k\rho^{\gamma-1}$$

$$\begin{aligned}
\Pi + \frac{p}{\rho} &= \Pi_0 - \frac{k}{\gamma-1} \rho_0^{\gamma-1} \left(1 - \frac{\rho^{\gamma-1}}{\rho_0^{\gamma-1}}\right) + k\rho^{\gamma-1} \\
&= \Pi_0 - \frac{k}{\gamma-1} \rho_0^{\gamma-1} + \frac{k}{\gamma-1} \rho^{\gamma-1} + k\rho^{\gamma-1} \\
&= \Pi_0 - \frac{k}{\gamma-1} \rho_0^{\gamma-1} + k\rho^{\gamma-1} \left(\frac{1}{\gamma-1} + 1\right) \\
&= \Pi_0 - \frac{k}{\gamma-1} \rho_0^{\gamma-1} + k\rho^{\gamma-1} \frac{\gamma}{\gamma-1}
\end{aligned}$$

$$2) \quad p = \frac{k}{\mu m_H} \rho T \quad \frac{p}{\rho} = \frac{k}{\mu m_H} T$$

$$\begin{aligned}
d\Pi &= \frac{p}{\rho^2} d\rho = \frac{k}{\mu m_H} \rho T \frac{1}{\rho^2} d\rho \\
&= \frac{k}{\mu m_H} T \frac{d\rho}{\rho}
\end{aligned}$$

T=σταθερό :

$$\begin{aligned}
\Pi &= \frac{kT}{\mu m_H} \ln \rho + \Pi_0 - \frac{kT}{\mu m_H} \ln \rho_0 \\
&= \Pi_0 + \frac{kT}{\mu m_H} \ln \frac{\rho}{\rho_0}
\end{aligned}$$

$$\Pi + \frac{p}{\rho} = \Pi_0 + \frac{kT}{\mu m_H} \ln \frac{\rho}{\rho_0} + \frac{kT}{\mu m_H}$$

$$\Pi + \frac{p}{\rho} = \Pi_0 + \frac{kT}{\mu m_H} \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} \right)$$

$$R^2 = r^2 + z^2$$

$$2R \frac{\partial R}{\partial r} = 2r \Rightarrow \frac{\partial R}{\partial r} = \frac{r}{R}$$

$$\frac{\partial R}{\partial z} = \frac{z}{R}$$

$$\frac{\partial}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial R} \frac{\partial R}{\partial r} = \frac{r}{R} \frac{\partial}{\partial R}$$

$$\frac{\partial}{\partial r} = \frac{r}{R} \frac{\partial}{\partial R}$$

$$\frac{\partial}{\partial z} = \frac{z}{R} \frac{\partial}{\partial R}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2}{\partial r^2} &= \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \\
&= \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} + r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \\
&= \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} + r \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \frac{r}{R} \\
&= \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} + \frac{r^2}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2}{\partial r^2} &= \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} + \frac{r^2}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \\
\frac{\partial^2}{\partial z^2} &= \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} + \frac{z^2}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2}{\partial r \partial z} &= \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{r}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \\
&= r \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \\
&= r \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \frac{\partial R}{\partial z} \\
&= r \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \frac{z}{R} \\
&= rz \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right)
\end{aligned}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial r \partial z} = rz \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right)$$

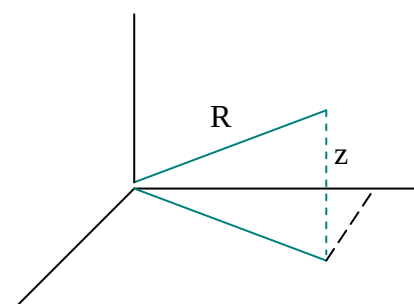
$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2}{\partial z \partial r} &= \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{z}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \\
&= z \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \\
&= z \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \frac{\partial R}{\partial r} \\
&= zr \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^3}{\partial r^3} &= \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} \right) \\
&= \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} + r^2 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \\
&= \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \left(\frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \frac{\partial R}{\partial r} + 2r \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + r^2 \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \\
&= r \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + 2r \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + r^2 \frac{\partial}{\partial R} [\dots] \frac{\partial R}{\partial r} \\
&= 3r \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + r^3 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right]
\end{aligned}$$

$$\frac{\partial^3}{\partial r^3} = 3r \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + r^3 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right]$$

$$R_0^2 = r_0^2 + 0^2 = r_0^2 \Rightarrow$$

$$\begin{aligned}
R_0 &= r_0 \\
z_0 &= 0
\end{aligned}$$



$$\left(\frac{\partial}{\partial r}\right)_0 = r_0 \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R}\right)_0 = \left(\frac{\partial}{\partial R}\right)_0$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z}\right)_0 = 0$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2}\right)_0 = \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R}\right)_0 + R_0 \left[\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R}\right)\right]_0$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)_0 = \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R}\right)_0$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r \partial z}\right)_0 = 0$$

$$\left(\frac{\partial^3}{\partial z^3}\right)_0 = 3 \left[\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R}\right)\right]_0 + R_0^2 \left\{ \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R}\right) \right] \right\}_0$$

$$\chi \quad \text{r} \quad \Psi$$

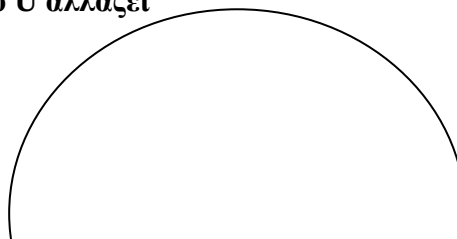
Έστω ότι έχουμε ατμόσφαιρα που κινείται γύρω από κεντρικό σώμα. Έστω ότι ο Ήλιος επιδρά πάνω στην ατμόσφαιρα διαταράσσοντας την. Επειδή ισχύουν τα εξής :

$m_{\Gamma\eta\varsigma}$ =σταθερή

$r_{H-\Gamma}$ =σταθερή

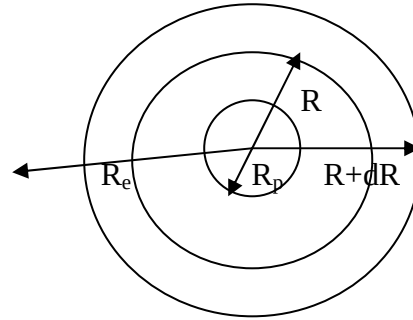
}

$\Rightarrow$ το U αλλάζει



το πεδίο βαρύτητας σε συγκεκρι-
μένο σημείο της γήινης ατμόσφαιρας
=αμετάβλητο

Οπότε θα είναι :



$$U(R) = \frac{GM_p}{R} + U_{atm}(R)$$

$$U_{atm}(R) = \frac{Gm(R)}{R} + G \int_{\lambda=R}^{\lambda=R_e} \frac{dm(\lambda)}{\lambda} - \frac{Gm(R_p)}{R}$$

$$U_{atm}(R) = \frac{G}{R} [m(R) - m(R_p)] + G \int_{\lambda=R}^{\lambda=R_e} \frac{dm(\lambda)}{\lambda}$$

$$dm(\lambda) = 4\pi\lambda^2 \rho(\lambda) d\lambda$$

$$m(R) = 4\pi \int_{\lambda=0}^{\lambda=R_e} \lambda^2 \rho(\lambda) d\lambda$$

$$m(R_p) = 4\pi \int_{\lambda=0}^{\lambda=R_p} \lambda^2 (\rho(\lambda)) d\lambda \neq M_p$$

$$\rho(R) = \rho_0 \left(1 + \frac{R^2}{R_0^2} \right)^{-n/2}$$

$$\rho(R = R_p) = \rho_{atm}(R = R_p) \neq \rho_p(R = R_p)$$

$$V = V(R)$$

$$\begin{aligned}
\frac{dU(R)}{dR} &= \frac{GM_p}{R^2} - \frac{G}{R^2} [m(R) - m(R_p)] + \frac{G}{R} \frac{d}{dR} [m(R) - m(R_p)] - G \frac{dm(R)}{dR} \\
&= -\frac{GM_p}{R^2} - \frac{G}{R^2} [m(R) - m(R_p)] + \frac{G}{R} \frac{dm(R)}{dR} - \frac{G}{R} \frac{d}{dR} m(R_p) - G \frac{dm(R)}{dR} \\
&= -\frac{GM_p}{R^2} - \frac{G}{R^2} [m(R) - m(R_p)] - \frac{G}{R} \frac{d}{dR} m(R_p) \\
&= -\frac{G}{R^2} [M_p + m(R) - m(R_p)]
\end{aligned}$$

$$\frac{dU(R)}{dR} = -\frac{G}{R^2} [M_p + m(R) - m(R_p)]$$

$$\begin{aligned}
\frac{d^2U(R)}{dR^2} &= \frac{2G}{R^3} [M_p + m(R) - m(R_p)] - \frac{G}{R^2} \frac{d}{dR} [M_p + m(R) - m(R_p)] \\
&= \frac{2G}{R^3} [M_p + m(R) - m(R_p)] - \frac{G}{R^2} \frac{dm(R)}{dR} \\
&= \frac{2G}{R^3} [M_p + m(R) - m(R_p)] - \frac{G}{R^2} 4\pi R^2 \rho(R) \\
&= \frac{2G}{R^3} [M_p + m(R) - m(R_p)] - 4\pi G \rho(R)
\end{aligned}$$

$$\frac{GM}{R^3} \approx \frac{G}{R^3} \pi \rho R^3 \approx \pi G_p$$

$$\frac{d^2U(R)}{dR^2} = \frac{2G}{R^3} [M_p + m(R) - m(R_p)] - 4\pi G \rho(R)$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^3 U(R)}{dR^3} &= \frac{d}{dR} \left\{ \frac{2G}{R^3} [M_p + m(R) - m(R_p)] - 4\pi G \rho(R) \right\} \\
&= -\frac{6G}{R^4} [M_p + m(R) - m(R_p)] + \frac{2G}{R^3} \frac{dm(R)}{dR} - 4\pi G \frac{d\rho(R)}{dR} \\
&= -\frac{6G}{R^4} [M_p + m(R) - m(R_p)] + 2G 4\pi \frac{\rho(R)}{R} - 4\pi G \frac{d\rho(R)}{dR} \\
&= -\frac{6G}{R^4} [M_p + m(R) - m(R_p)] + 4\pi G \left[2 \frac{\rho(R)}{R} - \frac{d\rho(R)}{dR} \right]
\end{aligned}$$

$$\frac{d^3U(R)}{dR^3} = -\frac{6G}{R^4} [M_p + m(R) - m(R_p)] + 4\pi G \left[\frac{2\rho(R)}{R} - \frac{d\rho(R)}{dR} \right]$$

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = \vec{\nabla} V$$

$$\nabla^2 U = -4\pi G \rho$$

Άρα :

$$\nabla^2 V = -4\pi G \rho_v$$

$$\nabla^2 \left[U - \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right) \right] = -4\pi G \rho_v$$

$$\nabla^2 U - \nabla^2 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right) = -4\pi G \rho_v$$

Επίσης θα ισχύει:

$$\begin{aligned} \nabla^2 U &= \nabla^2 \left[\frac{GM_p}{R} + U_{atm}(R) \right] = GM_p \nabla^2 \left(\frac{1}{R} \right) + \nabla^2 U_{atm}(R) = \quad , \nabla^2 \left(\frac{1}{R} \right) = 0 \\ &= 0 + (-4\pi G \rho) = \\ &= -4\pi G \rho \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \nabla^2 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right) &= \vec{\nabla} \cdot \left[\vec{\nabla} \Pi + \vec{\nabla} \left(\frac{p}{\rho} \right) \right] \\ &= \vec{\nabla} \cdot \left[\vec{\nabla} \Pi + p \vec{\nabla} \left(\frac{1}{\rho} \right) + \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p \right] \\ &= \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p \right) \end{aligned}$$

Άρα προκύπτει:

$$\begin{aligned} -4\pi G \rho_v &= -4\pi G \rho - \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p \right) \Rightarrow \\ \Rightarrow \quad \rho_v &= \rho + \frac{1}{4\pi G} \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p \right) \end{aligned}$$

Ισχύει :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} (R^2 A_R)$$

$$\acute{o}που \vec{A} = \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p \Rightarrow \vec{A}_R = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial R} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dR}$$

$$\kappaαι \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{A} = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dR} \left(R^2 \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dR} \right) = \frac{1}{R^2} \left[R^2 \frac{d}{dR} \left(\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dR} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dR} \cdot 2R \right] \Rightarrow$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = \frac{d}{dR} \left(\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dR} \right) + \frac{2}{R} \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dR}$$

Άρα:

$$\rho_v(R) = \rho(R) + \frac{1}{4\pi G} \left[\frac{d}{dR} \left(\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dR} \right) + \frac{2}{R} \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dR} \right]$$

Επίσης, υπολογίζουμε τις παρακάτω ποσότητες, οι οποίες θα μας χρειαστούν παρακάτω.

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} \right)_0 = \frac{1}{R_0} \left(\frac{d}{dR} \right)_0 + R_0 \left[\frac{d}{dR} \left(\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \right) \right]_0$$

$$\left(\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \right)_0 = \frac{1}{R_0} \left(\frac{dU}{dR} \right)_0 + R_0 \left[\frac{d}{dR} \left(\frac{1}{R} \frac{dU}{dR} \right) \right]_0$$

Για την διερεύνηση των εξισώσεων (3i) και (4i) υπολογίζουμε τις παρακάτω ποσότητες:

$$\begin{aligned} \ddot{\xi} + \left[\frac{3J^2}{r_0^4} - \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \Big|_0 \right] \cdot \xi + \left[\frac{-6J^2}{r_0^5} - \frac{1}{2} \frac{\partial^3 V}{\partial r^3} \Big|_0 \right] \xi^2 + \left[\frac{10J^2}{r_0^6} - \frac{1}{6} \frac{\partial^4 V}{\partial r^4} \Big|_0 \right] \xi^3 + \\ \left(\frac{1}{2} \frac{\partial^3 V}{\partial z^2 \partial r} \Big|_0 \right) z^2 + \left(\frac{1}{2} \frac{\partial^4 V}{\partial r \partial z^2 \partial r} \Big|_0 \right) \xi z^2 = 0 \end{aligned} \quad (3i)$$

$$\ddot{z} + \left[-\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \Big|_0 \right] z - \xi z \frac{\partial^3 V}{\partial r \partial z^2} \Big|_0 - \frac{1}{2} \xi^2 z \frac{\partial^4 V}{\partial r^2 \partial z^2} \Big|_0 - \frac{1}{6} z^3 \frac{\partial^4 V}{\partial z^4} \Big|_0 = 0 \quad (4i)$$

Ακολουθεί ο υπολογισμός κάποιων επιπλέον ποσοτήτων που θα μας χρησιμεύσουν παρακάτω.

Υπολογισμός του $\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \Big|_0$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \Big|_0 &= \frac{1}{R_0} \left(\frac{\partial U}{\partial R} \right)_0 + R_0 \left[\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial R} \right) \right]_0 \\
 &= -\frac{1}{R_0} \left\{ \frac{G}{R^2} [M_p + m(R) - m(R_p)] \right\}_0 + R_0 \left\langle \frac{\partial}{\partial R} \left\{ \frac{-G}{R^3} [M_p + m(R) - m(R_p)] \right\} \right\rangle_0 \\
 &= -\frac{1}{R_0} \left\{ \frac{G}{R^2} [M_p + m(R) - m(R_p)] \right\}_0 + R_0 \left\{ \frac{3G}{R^4} [M_p + m(R) - m(R_p)] \right\}_0 \\
 &= -\frac{1}{R_0} \frac{G}{R_0^2} [M_p + m(R) - m(R_p)] + R_0 \frac{3G}{R_0^4} [M_p + m(R) - m(R_p)] \\
 &= \frac{2G}{R_0^3} [M_p + m(R) - m(R_p)]
 \end{aligned}$$

$$A \rho a \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \Big|_0 = \frac{2G}{R_0^3} [M_p + m(R) - m(R_p)]$$

Υπολογισμός του $\frac{\partial^2 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial r^2} \Big|_0$

α) $p = k\rho^\gamma$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \Pi + \frac{p}{\rho} &= \Pi_0 - \frac{k}{\gamma-1} \rho_0^{\gamma-1} + \frac{k\gamma}{\gamma-1} \rho^{\gamma-1} \\ \frac{\partial^2}{\partial r^2} \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right) \Big|_0 &= \frac{\partial^2}{\partial r^2} \left(\Pi_0 - \frac{k}{\gamma-1} \rho_0^{\gamma-1} + \frac{k\gamma}{\gamma-1} \rho^{\gamma-1} \right) \Big|_0 \\ &= \frac{\partial^2 \Pi_0}{\partial r^2} - \frac{k}{\gamma-1} \frac{\partial^2 \rho_0^{\gamma-1}}{\partial r^2} + \frac{k\gamma}{\gamma-1} \frac{\partial^2}{\partial r^2} \rho^{\gamma-1} \Big|_0 \\ &= \frac{k\gamma}{\gamma-1} \frac{\partial^2}{\partial r^2} \rho^{\gamma-1} \Big|_0 \\ &= \frac{k\gamma}{\gamma-1} \left\{ \frac{1}{R_0} \left(\frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} \right)_0 + R_0 \left[\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} \right) \right] \right\}_0 \end{aligned}$$

Γνωρίζουμε όμως ότι η εξίσωση Plummer-type density ορίζει : $\rho(R) = \rho_0 \left(1 + \frac{R^2}{R_0^2} \right)^{-n/2}$

Άρα θα ισχύει :

$$\begin{aligned} \rho^{\gamma-1} &= \rho_0^{\gamma-1} \left(1 + \frac{R^2}{R_0^2} \right)^{-n(\gamma-1)/2} \\ \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} &= \frac{-\rho_0^{\gamma-1} n(\gamma-1)}{2} \left(1 + \frac{R^2}{R_0^2} \right)^{-\frac{n(\gamma-1)}{2}-1} \cdot \left(1 + \frac{R^2}{R_0^2} \right)' \\ &= \frac{n(1-\gamma)}{2} \rho_0^{\gamma-1} \left(1 + \frac{R^2}{R_0^2} \right)^{-\frac{n(\gamma-1)-2}{2}} \frac{2}{R_0^2} R \\ &= n(1-\gamma) \frac{\rho_0^{\gamma-1} R}{R_0^2} \left(1 + \frac{R^2}{R_0^2} \right)^{-\frac{n(\gamma-1)-2}{2}} \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} \Big|_0 = n(1-\gamma) 2^{-\frac{n(\gamma-1)-2}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0}$$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} = n(1-\gamma) \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^2} \left(1 + \frac{R^2}{R_0^2} \right)^{-\frac{n(\gamma-1)-2}{2}}$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} \right) \right] \Big|_0 = n(1-\gamma) \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^2} [n(1-\gamma)-2] \frac{R}{R_0^2} \left(1 + \frac{R^2}{R_0^2} \right) \Big|_0 \frac{-n(\gamma-1)-4}{2}$$

$$= n(1-\gamma)[n(1-\gamma)-2] \cdot 2^{\frac{-n(\gamma-1)-4}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^3}$$

Τελικά

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right) \Big|_0 = \frac{k\gamma}{\gamma-1} \left\{ n(1-\gamma) 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^2} + n(1-\gamma)[n(1-\gamma)-2] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^2} \right\}$$

$$= \frac{k\gamma\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^2} \left\{ -n 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} - n[n(1-\gamma)-2] 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \right\}$$

$$= \frac{-nk\gamma\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^2} \cdot \left\{ 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} + [n(1-\gamma)-2] 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \right\}$$

Για ισόθερμες μεταβολές, όπου $\gamma=1$, η παραπάνω ποσότητα μηδενίζεται, δηλαδή

$$\frac{\partial^2 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial r^2} \Big|_0 = 0$$

Υπολογισμός του $\frac{\partial^2 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial r^2} \Big|_0$

β) για $p = \frac{k}{\mu m_H} \rho T$

$$\Pi + \frac{p}{\rho} = \Pi_0 + \frac{kT}{\mu m_H} \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} \right)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right) \Big|_0 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} \left[\Pi_0 + \frac{kT}{\mu m_H} \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} \right) \right]$$

$$= \frac{\partial^2}{\partial r^2} \Pi_0 + \frac{kT}{\mu m_H} \frac{\partial^2}{\partial r^2} \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} \right) \Big|_0$$

$$= \frac{kT}{\mu m_H} \left\{ \frac{1}{R_0} \left[\frac{\partial \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} \right)}{\partial R} \right] \Big|_0 + R_0 \left[\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} \right)}{\partial R} \right) \right] \Big|_0 \right\}$$

Γνωρίζουμε ότι $\rho(R) = \rho_0 \left(1 + \frac{R^2}{R_0^2} \right)^{-n/2}$

Άρα

$$\begin{aligned}
 1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} &= 1 + \ln \left(1 + \frac{R^2}{R_0^2} \right)^{-n/2} = 1 - \frac{n}{2} \ln \left(1 + \frac{R^2}{R_0^2} \right) \\
 \frac{\partial \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} \right)}{\partial R} &= -\frac{n}{2} \frac{\partial}{\partial R} \ln \left(1 + \frac{R^2}{R_0^2} \right) = -\frac{n}{2} \frac{\left(1 + \frac{R^2}{R_0^2} \right)'}{1 + \frac{R^2}{R_0^2}} \\
 &= -\frac{n}{2} \frac{\frac{2R}{R_0^2}}{\left(R_0^2 + R^2 \right) / R_0^2} = -\frac{n}{2} \frac{2R}{R_0^2 + R^2} = -\frac{nR}{R_0^2 + R^2} \\
 \frac{\partial \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} \right)}{\partial R} \Big|_0 &= -\frac{nR_0}{2R_0^2} = -\frac{n}{2R_0}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{R} \frac{\partial \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} \right)}{\partial R} &= -\frac{n}{R_0^2 + R^2} \\
 \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} \right)}{\partial R} \right) &= \frac{\partial}{\partial R} \left(-\frac{n}{R_0^2 + R^2} \right) = \left[-n(R_0^2 + R^2)^{-1} \right]' \\
 &= -n(-1)(R_0^2 + R^2)^{-2} 2R \\
 &= \frac{2nR}{(R_0^2 + R^2)^2}
 \end{aligned}$$

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} \right)}{\partial R} \right] \right\} \Big|_0 = \frac{2nR_0}{(R_0^2 + R^2)^2} = \frac{2nR_0}{4R_0^4} = \frac{n}{2R_0^3}$$

Τελικά έχουμε ότι :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial r^2} \left(\Pi + \frac{p}{p_0} \right) \Big|_0 &= \frac{kT}{\mu m_H} \left[\frac{1}{R_0} \left(-\frac{n}{2R_0} \right) + R_0 \frac{n}{2R_0^3} \right] = \\ &= \frac{kT}{\mu m_H} \left(-\frac{n}{2R_0^2} + \frac{n}{2R_0^2} \right) = 0 \end{aligned}$$

όπως καταλήξαμε και για την άλλη σχέση του p για ισόθερμη μεταβολή.

Τι πρέπει να ισχύει για να επαληθεύονται οι αρχικές συνθήκες (για $p = kr^\gamma$)

$$\frac{\partial V}{\partial r} \Big|_0 + \frac{J^2}{r_0^3} = 0$$

$$\frac{\partial \left[U - \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right) \right]}{\partial r} \Big|_0 + \frac{J^2}{r_0^3} = 0 \Rightarrow$$

$$\frac{\partial U}{\partial r} \Big|_0 - \frac{\partial \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial r} \Big|_0 + \frac{J^2}{r_0^3} = 0 \Rightarrow$$

$$\frac{\partial U}{\partial R} \Big|_0 - \frac{\partial \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial R} \Big|_0 + \frac{J^2}{r_0^3} = 0 \Rightarrow$$

$$- \frac{G}{R_0^2} [M_p + m(R) - m(R_p)] - \frac{\partial}{\partial R} \left[\Pi_0 - \frac{k}{\gamma-1} \rho_0^{\gamma-1} + \frac{k\gamma}{\gamma-1} \rho^{\gamma-1} \right] \Big|_0 + \frac{J^2}{r_0^3} = 0 \Rightarrow$$

$$- \frac{G}{R_0^2} [M_p + m(R) - m(R_p)] - \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{k\gamma}{\gamma-1} \rho^{\gamma-1} \right) \Big|_0 + \frac{J^2}{r_0^3} = 0 \Rightarrow$$

$$- \frac{G}{R_0^2} [M_p + m(R) - m(R_p)] - \frac{k\gamma}{\gamma-1} n(1-\gamma) 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0} + \frac{J^2}{r_0^3} = 0 \Rightarrow$$

$$- \frac{G}{R_0^2} [M_p + m(R) - m(R_p)] + k\gamma n 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0} + \frac{J^2}{r_0^3} = 0 \quad (5i)$$

Τι πρέπει να ισχύει για να επαληθεύονται οι αρχικές συνθήκες; για $p = \frac{k}{\mu m_H} \rho T$

$$\frac{\partial V}{\partial r} \Big|_0 + \frac{J^2}{r_0^3} = 0 \Rightarrow$$

$$\frac{\partial \left[U - \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right) \right]}{\partial r} \Big|_0 + \frac{J^2}{r_0^3} = 0 \Rightarrow$$

$$\frac{\partial U}{\partial r} \Big|_0 - \frac{\partial \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial r} \Big|_0 + \frac{J^2}{r_0^3} = 0 \Rightarrow_p$$

$$\frac{\partial U}{\partial R} \Big|_0 - \frac{\partial \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial R} \Big|_0 + \frac{J^2}{r_0^3} = 0 \Rightarrow$$

$$- \frac{G}{R_0^2} [M_p + m(R) - m(R_p)] - \frac{\partial}{\partial R} \left[\Pi_0 + \frac{kT}{\mu m_H} \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} \right) \right] \Big|_0 + \frac{J^2}{r_0^3} = 0 \Rightarrow$$

$$- \frac{G}{R_0^2} [M_p + m(R) - m(R_p)] - \frac{kT}{\mu m_h} \frac{\partial}{\partial R} \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} \right) \Big|_0 + \frac{J^2}{r_0^3} = 0 \Rightarrow$$

$$- \frac{G}{R_0^2} [M_p + m(R) - m(R_p)] - \frac{kT}{\mu m_H} \left(- \frac{n}{2R_0} \right) + \frac{J^2}{r_0^3} = 0 \Rightarrow$$

$$- \frac{G}{R_0^2} [M_p + m(R) - m(R_p)] + \frac{kTn}{2\mu m_H R_0} + \frac{J^2}{r_0^3} = 0 \quad (5ii)$$

Οπότε :

$$\text{για } p = k\rho^\gamma$$

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \right|_0 &= \frac{2G}{R_0^3} [M_\rho + m(R) + m(R_\rho)] + \frac{k\gamma\rho_0^{\gamma-1}}{R_0} \left\{ 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} + [n(1-\gamma)-2] 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{4}} \right\} \\ &= \frac{2G}{R_0^3} [M_\rho + m(R) + m(R_\rho)] \quad , \quad \text{για } \gamma = 1 \\ &= \frac{kn\rho_0}{R_0^2} + \frac{2J^2}{R_0^4} \quad , \quad \text{λόγω της (5i) και για } \gamma = 1 \end{aligned}$$

$$\text{για } p = \frac{k}{\mu m_H} \rho T$$

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \right|_0 &= \frac{2G}{R_0^3} [M_\rho + m(R) + m(R_\rho)] = \\ &= \frac{kTn}{\mu m_H R_0^2} + \frac{2J^2}{R_0^4} \quad , \quad \text{λόγω της (5ii)} \end{aligned}$$

Παρατηρούμε ότι καταλήξαμε σε όμοιες σχέσεις με γενική μορφή :

$$\left. \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \right|_0 = K \frac{kn}{R_0^2} + \frac{2J^2}{R_0^4} \quad \text{όπου } K = \rho_0 = \frac{T}{\mu m_H}$$

Υπολογισμός του $\frac{\partial^3 U}{\partial r^3} \Big|_0$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial^3 U}{\partial r^3} \Big|_0 &= 3 \left[\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial R} \right) \right]_0 + R_0^2 \left\{ \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \right\}_0 \\
 &= 3 \left\langle \frac{\partial}{\partial R} \left\{ -\frac{G}{R^3} [M_p + m(R) - m(R_p)] \right\} \right\rangle_0 + R_0^2 \left\langle \frac{\partial}{\partial R} \left\{ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[-\frac{G}{R^3} (M_p + m(R) - m(R_p)) \right] \right\} \right\rangle_0 \\
 &= 3 \frac{3G}{R^4} [M_p + m(R) - m(R_p)]_0 + R_0^2 \left\{ \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{3G}{R^4} [M_p + m(R) - m(R_p)] \right] \right\}_0 \\
 &= \frac{9G}{R_0^4} [M_p + m(R) - m(R_p)] + R_0^2 \left\{ -\frac{15G}{R^6} [M_p + m(R) - m(R_p)] \right\}_0 \\
 &= \frac{9G}{R_0^4} [M_p + m(R) - m(R_p)] - \frac{15G}{R_0^4} [M_p + m(R) - m(R_p)] \\
 &= -\frac{6G}{R_0^4} [M_p + m(R) - m(R_p)]
 \end{aligned}$$

$$\frac{\partial^3 U}{\partial r^3} \Big|_0 = -\frac{6G}{R_0^4} [M_p + m(R) - m(R_p)]$$

$$\text{Εύρεση } \frac{\partial^3}{\partial r^3} \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right) \Big|_0$$

$$\alpha) p = K\rho^\gamma$$

$$\Pi + \frac{p}{\rho} = \Pi_0 - \frac{k}{\gamma-1} \rho_0^{\gamma-1} + \frac{k\gamma}{\gamma-1} \rho^{\gamma-1}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^3}{\partial r^3} \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right) \Big|_0 &= \frac{\partial^3}{\partial r^3} \left(\Pi_0 - \frac{k}{\gamma-1} \rho_0^{\gamma-1} + \frac{k\gamma}{\gamma-1} \rho^{\gamma-1} \right) \Big|_0 \\ &= \frac{\partial^3}{\partial r^3} \Pi_0 - \frac{k}{\gamma-1} \frac{\partial^3}{\partial r^3} \rho_0^{\gamma-1} + \frac{\partial^3}{\partial r^3} \left(\frac{k\gamma}{\gamma-1} \rho^{\gamma-1} \right) \Big|_0 \\ &= \frac{k\gamma}{\gamma-1} \frac{\partial^3}{\partial r^3} \rho^{\gamma-1} \Big|_0 \\ &= \frac{k\gamma}{\gamma-1} \left\{ 3 \left[\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} \right) \right] + R_0^2 \left\{ \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} \right) \right] \right\} \right\} \Big|_0 \end{aligned}$$

$$\text{Γνωρίζουμε όμως ότι } \rho(R) = \rho_0 \left(1 + \frac{R^2}{R_0^2} \right)^{-n/2}$$

Έχουμε βρει ότι :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} &= n(1-\gamma) \frac{\rho_0^{\gamma-1} R}{R_0^2} \left(1 + \frac{R^2}{R_0^2} \right)^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} \\ \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} \Big|_0 &= n(1-\gamma) 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0} \\ \frac{1}{R} \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} &= n(1-\gamma) \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^2} \left(1 + \frac{R^2}{R_0^2} \right)^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} \\ \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} \right) &= \frac{n(1-\gamma) \rho_0^{\gamma-1}}{R_0^2} \left(1 + \frac{R^2}{R_0^2} \right)^{\frac{-n(\gamma-1)-4}{2}} \frac{2R}{R_0^2} \left[\frac{-n(\gamma-1)-2}{2} \right] \\ &= \frac{n(1-\gamma) \rho_0^{\gamma-1} R}{R_0^4} [n(1-\gamma)-2] \left(1 + \frac{R^2}{R_0^2} \right)^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \\ \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} \right) \Big|_0 &= n(1-\gamma) [n(1-\gamma)-2] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^3} \end{aligned}$$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} \right) = n(1-\gamma)[n(1-\gamma)-2] \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^4} \left(1 + \frac{R^2}{R_0^2} \right)^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}}$$

$$\frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} \right) \right] = n(1-\gamma)[n(1-\gamma)-2] \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^4} [n(1-\gamma)-4] \frac{R}{R_0^2} \left(1 + \frac{R^2}{R_0^2} \right)^{\frac{n(1-\gamma)-6}{2}}$$

$$\frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} \right) \right] \Big|_0 = n(1-\gamma)[n(1-\gamma)-2] [n(1-\gamma)-4] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-6}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^5}$$

Άρα

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^3}{\partial r^3} \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right) \Big|_0 = \\ & = \frac{k\gamma}{\gamma-1} \left\{ 3n(1-\gamma)[n(1-\gamma)-2] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^3} + n(1-\gamma)[n(1-\gamma)-2] [n(1-\gamma)-4] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-6}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^3} \right\} \\ & = -\frac{k\gamma\rho_0^{\gamma-1}n}{R_0^3} [n(1-\gamma)-2] \left\{ 3 \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} + [n(1-\gamma)-4] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-6}{2}} \right\} \end{aligned}$$

Εύρεση του $\frac{\partial^3}{\partial r^3} \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right) \Big|_0$

β)

$$p = \frac{k}{\mu m_H} \rho T$$

$$\Pi + \frac{p}{\rho} = \Pi_0 + \frac{kT}{\mu m_H} \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} \right)$$

$$\frac{\partial^3}{\partial r^3} \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right) \Big|_0 = \frac{\partial^3}{\partial r^3} \left(\Pi_0 + \frac{kT}{\mu m_H} \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} \right) \right)$$

$$= \frac{kT}{\mu m_H} \frac{\partial^3}{\partial r^3} \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} \right) \Big|_0$$

$$= \frac{kT}{\mu m_H} \left\{ \left\langle \left[3 \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} \right)}{\partial R} \right] \right] \right\rangle + R_0^2 \left\langle \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} \right)}{\partial R} \right] \right] \right\rangle \right\} \Big|_0$$

Έχουμε βρει ότι $\frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} \right)}{\partial R} \right] = \frac{2nR}{(R_0^2 + R^2)^2}$

$$\frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} \right)}{\partial R} \right] \Big|_0 = \frac{n}{2R_0^3}$$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} \right)}{\partial R} \right] = \frac{2n}{(R_0^2 + R^2)^2}$$

$$\frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{2n}{(R_0^2 + R^2)^2} \right] = \frac{-2n2(R_0^2 + R^2)2R}{(R_0^2 + R^2)^4} = -\frac{8nR}{(R_0^2 + R^2)^3}$$

$$\frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} \right)}{\partial R} \right] \right] \Big|_0 = -\frac{8nR_0}{8R_0^6} = -\frac{n}{R_0^5}$$

Τελικά έχουμε ότι :

$$\frac{\partial^3}{\partial r^3} \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right) \Big|_0 = \frac{kT}{\mu m_H} \left[\frac{3n}{2R_0^3} - \frac{n}{R_0^3} \right] = \frac{kTn}{2\mu m_H R_0^3}$$

Υπολογισμός του $\frac{\partial^4}{\partial r^4}$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial^4}{\partial r^4} &= \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial^3}{\partial r^3} \right) \\
 &= \frac{\partial}{\partial r} \left[3r \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + r^3 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \right] \\
 &= 3 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + 3r \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] + 3r^2 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] + r^3 \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \right\} \\
 &= 3 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + 3r \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \frac{\partial R}{\partial r} + 3r^2 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] + r^3 \frac{\partial}{\partial R} \left\{ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \right\} \frac{\partial R}{\partial r} \\
 &= 3 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + \frac{3r^2}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] + \frac{3r^2}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] + \frac{r^4}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left\{ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \right\}
 \end{aligned}$$

$$\left(\frac{\partial^4}{\partial r^4} \right)_0 = \frac{3}{R_0} \left[\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right]_0 + 6R_0 \left\{ \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \right\}_0 + R_0^3 \left\langle \frac{\partial}{\partial R} \left\{ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \right\} \right\rangle_0$$

Υπολογισμός του $\frac{\partial^4 U}{\partial r^4}$

$$\frac{\partial^4 U}{\partial r^4} \Big|_0 = \frac{3}{R_0} \left[\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial R} \right) \right]_0 + 6R_0 \left\{ \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial R} \right) \right] \right\}_0 + R_0^3 \left\langle \frac{\partial}{\partial R} \left\{ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial R} \right) \right] \right\} \right\rangle_0$$

$$\frac{\partial U}{\partial R} = -\frac{G}{R^2} [M_p + m(R) - m(R_p)]$$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial R} = -\frac{G}{R^3} [M_p + m(R) - m(R_p)]$$

$$\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) = \frac{3G}{R^4} [M_p + m(R) - m(R_p)]$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right]_0 = \frac{3G}{R_0^4} [M_p + m(R) - m(R_p)]$$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) = \frac{3G}{R^5} [M_p + m(R) - m(R_p)]$$

$$\frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] = -\frac{15G}{R^6} [M_p + m(R) - m(R_p)]$$

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \right\}_0 = -\frac{15G}{R_0^6} [M_p + m(R) - m(R_p)]$$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] = -\frac{15G}{R^7} [M_p + m(R) - m(R_p)]$$

$$\frac{\partial}{\partial R} \left\{ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \right\} = \frac{105G}{R^8} [M_p + m(R) - m(R_p)]$$

$$\frac{\partial^4 U}{\partial r^4} \Big|_0 = \left[\frac{3 \cdot 3G}{R_0^5} - \frac{6 \cdot 15G}{R_0^5} + \frac{105G}{R_0^5} \right] [M_p + m(R) - m(R_p)]$$

$$\frac{\partial^4 U}{\partial r^4} \Big|_0 = \frac{24G}{R_0^5} [M_p + m(R) - m(R_p)]$$

$$\text{Εύρεση του } \frac{\partial^4 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial r^4} \Big|_0$$

$$\alpha) \quad p = k\rho^\gamma$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^4 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial r^4} \Big|_0 &= \frac{k\gamma}{\gamma-1} \frac{\partial^4 \rho^{\gamma-1}}{\partial r^4} \Big|_0 \\ &= \frac{k\gamma}{\gamma-1} \left\{ \left[\frac{3}{R_0} \left[\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} \right) \right] \right] \right\}_0 + 6R_0 \left\{ \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} \right) \right] \right\}_0 + R_0^3 \left\langle \frac{\partial}{\partial R} \left\{ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \right\} \right\rangle_0 \end{aligned}$$

Έχουμε βρει ότι :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} \right) &= n(1-\gamma) [n(1-\gamma)-2] \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^3} \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \\ \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} \right) \right] &= n(1-\gamma) [n(1-\gamma)-2] [n(1-\gamma)-4] \frac{\rho_0^{\gamma-1} R}{R_0^6} \left(1 + \frac{R^2}{R_0^2} \right)^{\frac{n(1-\gamma)-6}{2}} \\ \left\{ \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} \right) \right] \right\}_0 &= n(1-\gamma) [n(1-\gamma)-2] [n(1-\gamma)-4] \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^5} \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-6}{2}} \\ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} \right) \right] &= n(1-\gamma) [n(1-\gamma)-2] [n(1-\gamma)-4] \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^6} \left(1 + \frac{R^2}{R_0^2} \right)^{\frac{n(1-\gamma)-6}{2}} \\ \frac{\partial}{\partial R} \left\{ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} \right) \right] \right\} &= n(1-\gamma) [n(1-\gamma)-2] [n(1-\gamma)-4] [n(1-\gamma)-6] \frac{\rho_0^{\gamma-1} R}{R_0^8} \left(1 + \frac{R^2}{R_0^2} \right)^{\frac{n(1-\gamma)-8}{2}} \\ \left\langle \frac{\partial}{\partial R} \left\{ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} \right) \right] \right\} \right\rangle_0 &= n(1-\gamma) [n(1-\gamma)-2] [n(1-\gamma)-4] [n(1-\gamma)-6] \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^7} \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-8}{2}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^4 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial r^4} &= \\ &= - \frac{kn\gamma [n(1-\gamma)-2] \rho_0^{\gamma-1}}{R_0^4} \left\{ 3 \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} + 6 [n(1-\gamma)-4] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-6}{2}} + [n(1-\gamma)-4] [n(1-\gamma)-6] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-8}{2}} \right\} \end{aligned}$$

Υπολογισμός του $\frac{\partial^4 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial r^4}$

β) για $p = \frac{k}{\mu m_H} \rho T$

$$\Pi + \frac{p}{\rho} = \Pi_0 + \frac{KT}{\mu m_H} \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} \right)$$

$$\frac{\partial^4 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial r^4} \Big|_0 = \frac{kT}{\mu m_H} \frac{\partial^4}{\partial r^4} \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} \right) =$$

$$= \frac{kT}{\mu m_H} \left\{ \frac{3}{R_0} \left[\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial (1 + \ln \rho / \rho_0)}{\partial R} \right) \right] \right\}_0 + 6R_0 \left[\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial (1 + \ln \rho / \rho_0)}{\partial R} \right) \right) \right] \Big|_0 + R_0^3 \left[\frac{\partial}{\partial R} \left\{ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \right\} \right] \Big|_0 \right\}$$

Έχουμε βρει ότι :

$$\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial (1 + \ln \rho / \rho_0)}{\partial R} \right) \Big|_0 = \frac{n}{2R_0^3}$$

$$\frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial (1 + \ln \rho / \rho_0)}{\partial R} \right) \right] = \frac{-8nR}{(R_0^2 + R^2)^3}$$

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial (1 + \ln \rho / \rho_0)}{\partial R} \right) \right] \right\} \Big|_0 = -\frac{n}{R_0^5}$$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial (1 + \ln \rho / \rho_0)}{\partial R} \right) \right] = \frac{-8n}{(R_0^2 + R^2)^3}$$

$$\frac{\partial}{\partial R} \left\{ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial (1 + \ln \rho / \rho_0)}{\partial R} \right) \right] \right\} = \frac{48nR}{(R_0^2 + R^2)^4}$$

$$\left\langle \frac{\partial}{\partial R} \left\{ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial (1 + \ln \rho / \rho_0)}{\partial R} \right) \right] \right\} \right\rangle \Big|_0 = \frac{3n}{R_0^7}$$

Τελικά :

$$\frac{\partial^4 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial r^4} = \frac{kT}{\mu m_H} \left\{ \frac{3n}{2R_0^2} - \frac{6n}{R_0^2} + \frac{3n}{R_0^4} \right\} = -\frac{3nkT}{2R_0^4 \mu m_H}$$

Εύρεση του παράγοντα Ω_z και συμπεριφορά του $p=K\rho^\gamma$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \Big|_0 &= \frac{1}{R} \frac{\partial V}{\partial R} \Big|_0 \\
 &= \frac{1}{R} \frac{\partial \left[U - \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right) \right]}{\partial R} \Big|_0 \\
 &= \frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial R} \Big|_0 - \frac{1}{R_0} \frac{\partial \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial R} \Big|_0 \\
 &= -\frac{G}{R_0^3} [M_p + m(R) - m(R_p)] - \frac{1}{R_0} \frac{k\gamma}{\gamma-1} \frac{\partial}{\partial R} \rho^{\gamma-1} \Big|_0 \\
 &= -\frac{G}{R_0^3} [M_p + m(R) - m(R_p)] + \frac{k\gamma \rho_0^{\gamma-1}}{R_0^2} \cdot 2 \frac{n(1-\gamma)-2}{2}
 \end{aligned}$$

Για να επαληθεύονται οι αρχικές συνθήκες πρέπει να ισχύει :

$$\begin{aligned}
 &-\frac{G}{R_0^3} [M_p + m(R) - m(R_p)] + \frac{K\gamma \rho_0^{\gamma-1}}{R_0^2} \cdot 2 \frac{n(1-\gamma)-2}{2} + \frac{J^2}{r_0^3} = 0 \\
 \Rightarrow &\frac{k\gamma \rho_0^{\gamma-1}}{R_0^2} \cdot 2 \frac{n(1-\gamma)-2}{2} = \frac{G}{R_0^3} [M_p + m(R) - m(R_p)] - \frac{J^2}{r_0^3 R}
 \end{aligned}$$

Τελικά

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \Big|_0 = -\frac{J^2}{r_0^3 R} = -\frac{J^2}{R_0^4} \Rightarrow \quad \Omega_z^2 = \frac{J^2}{R_0^4}$$

Εύρεση του παράγοντα Ω_z και συμπεριφορά του για $p = \frac{k}{\mu m_H} \rho T$

Υπολογισμός του $\frac{d^2 V}{dz^2} \Big|_0$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \Big|_0 &= \frac{1}{R} \frac{\partial V}{\partial R} \Big|_0 = \frac{1}{R} \frac{\partial \left(U - \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right) \right)}{\partial R} \Big|_0 = \\ &= \frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial R} \Big|_0 - \frac{1}{R} \frac{\partial \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial R} \Big|_0 \\ &= -\frac{G}{R_0^3} [M_p + m(R) - m(R_p)] - \frac{1}{R_0} \frac{kT}{\mu m_H} \frac{\partial}{\partial R} \left(1 + \ln \frac{\rho}{\rho_0} \right) \Big|_0 \\ &= -\frac{G}{R_0^3} [M_p + m(R) - m(R_p)] - \frac{1}{R_0} \frac{kT}{\mu m_H} \left(-\frac{n}{2R_0} \right) \\ &= -\frac{G}{R_0^3} [M_p + m(R) - m(R_p)] + \frac{kTn}{2m_H \mu R_0^2} \end{aligned}$$

Από τις αρχικές συνθήκες ισχύει ότι :

$$\begin{aligned} -\frac{G}{R_0^2} [M_p + m(R) - m(R_p)] + \frac{kTn}{2\mu m_H R_0} + \frac{J^2}{r_0^3} &= 0 \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{kTn}{2\mu m_H R_0^2} &= \frac{G}{R_0^3} [M_p + m(R) - m(R_p)] - \frac{J^2}{r_0^3 R_0} \end{aligned}$$

Άρα

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \Big|_0 &= -\frac{G}{R_0^3} [M_p + m(R) - m(R_p)] + \frac{G}{R_0^3} [M_p + m(R) - m(R_p)] - \frac{J^2}{r_0^3 R_0} \\ &= -\frac{J^2}{r_0^3 R_0} \\ &= -\frac{J^2}{R_0^4} \end{aligned}$$

Οπότε καταλήξαμε, όπως αναμενόταν, και για τις δύο σχέσεις των p στην ίδια σχέση :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \Big|_0 = -\frac{J^2}{R_0^4} \Rightarrow \Omega_z^2 = \frac{J^2}{R_0^4}$$

Εύρεση του παράγοντα Ω_ξ , συμπεριφορά για $p = \frac{k}{\mu m_H} \rho T$

$$\begin{aligned}
 \frac{3J^2}{r_0^4} - \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \Big|_0 &= \\
 &= \frac{3J^2}{r_0^4} - \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \Big|_0 + \frac{\partial^2 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial r^2} \Big|_0 \\
 &= \frac{3J^2}{r_0^4} - \frac{2G}{R_0^3} [M_p + m(R) - m(R_p)] \\
 &= \frac{3J^2}{r_0^4} - 2 \frac{1}{R_0} \left(\frac{G}{R_0^2} [M_p + m(R) - m(R_p)] \right) \\
 &= \frac{3J^2}{r_0^4} - 2 \frac{1}{R_0} \left[\frac{kTn}{2\mu m_H R_0} + \frac{J^2}{r_0^3} \right] \\
 &= \frac{3J^2}{r_0^4} - \frac{kTn}{\mu m_H R_0^2} - \frac{2J^2}{R_0 r_0^3} \\
 &= \frac{J^2}{R_0^4} - \frac{kTn}{\mu m_H R_0^2}
 \end{aligned}$$

Εύρεση του Ω_ξ για $p = kr^\gamma$

$$\begin{aligned} & \frac{3J^2}{r_0^4} - \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \Big|_0 \Rightarrow \\ & \frac{3J^2}{r_0^4} - \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \Big|_0 + \frac{\partial^2 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial r^2} \Big|_0 \\ & \frac{3J^2}{r_0^4} - \frac{2G}{R_0^3} [M_p + m(R) - m(R_p)] - \frac{k\gamma m \rho_0^{\gamma-1}}{R_0^2} \left\{ 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} + [n(1-\gamma) - 2] 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \right\} \end{aligned}$$

Για να επαληθεύονται οι αρχικές συνθήκες θα πρέπει να ισχύει:

$$\begin{aligned} & -\frac{G}{R_0^2} [M_p + m(R) - m(R_p)] + k\gamma m 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0} + \frac{J^2}{r_0^3} = 0 \\ & -\frac{2G}{R_0^3} [M_p + m(R) - m(R_p)] = -2k\gamma m 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^2} - \frac{2J^2}{r_0^3 R_0} \end{aligned}$$

Αρα

$$\begin{aligned} & \frac{3J^2}{r_0^4} - \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \Big|_0 = \\ & = \frac{3J^2}{r_0^4} - 2k\gamma m 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^2} - \frac{2J^2}{r_0^3 R_0} - \frac{k\gamma m \rho_0^{\gamma-1}}{R_0^2} \left\{ 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} + [n(1-\gamma) - 2] 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \right\} = \\ & = \frac{J^2}{R_0^4} - \frac{k\gamma m \rho_0^{\gamma-1}}{R_0^2} \left\{ 3 \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} + [n(1-\gamma) - 2] 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \right\} \\ & = \frac{J^2}{R_0^4} - \frac{kn\rho_0}{R_0^2} \quad \text{για } \gamma = 1 \end{aligned}$$

Εύρεση του παράγοντα του ξ^2 για $p = k\rho^\gamma$

$$\begin{aligned}
 & -\frac{6J^2}{r_0^5} - \frac{1}{2} \frac{\partial^3 V}{\partial r^3} \Big|_0 = \\
 & -\frac{6J^2}{r_0^5} - \frac{1}{2} \frac{\partial^3 U}{\partial r^3} \Big|_0 + \frac{1}{2} \frac{\partial^3 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial r^3} \Big|_0 = \\
 & -\frac{6J^2}{r_0^5} + \frac{3G}{R_0^4} [M_p + m(R) - m(R_p)] - \frac{k\gamma\rho_0^{\gamma-1}n}{2R_0^3} [n(1-\gamma)-2] \left\{ 3 \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} + [n(1-\gamma)-4] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-6}{2}} \right\}
 \end{aligned}$$

Για να επαληθεύονται οι αρχικές συνθήκες θα πρέπει να ισχύει:

$$\begin{aligned}
 & -\frac{G}{R_0^2} [M_p + m(R) - m(R_p)] + k\gamma n 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0} + \frac{J^2}{r_0^3} = 0 \\
 & 3 \frac{G}{R_0^4} [M_p + m(R) - m(R_p)] = 3k\gamma n 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^3} + \frac{3J^2}{r_0^3 R_0^2}
 \end{aligned}$$

Άρα

$$\begin{aligned}
 & -\frac{6J^2}{r_0^5} + 3k\gamma n 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^3} + \frac{3J^2}{r_0^3 R_0^2} - \frac{k\gamma\rho_0^{\gamma-1}n}{2R_0^3} [n(1-\gamma)-2] \left\{ 3 \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} + [n(1-\gamma)-4] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-6}{2}} \right\} \\
 & \Rightarrow -\frac{6J^2}{r_0^5} - \frac{1}{2} \frac{\partial^3 V}{\partial r^3} \Big|_0 = \\
 & = -\frac{3J^2}{R_0^5} + \frac{k\gamma n [n(1-\gamma)-2] \rho_0^{\gamma-1}}{2R_0^3} \left\{ 2 \frac{3 \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}}}{[n(1-\gamma)-2]} + 3 \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} + [n(1-\gamma)-4] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-6}{2}} \right\}
 \end{aligned}$$

Εύρεση του παράγοντα του ξ^2 για $p = \frac{k}{\mu m_H} \rho T$

$$\begin{aligned}
 & -\frac{6J^2}{r_0^5} - \frac{1}{2} \frac{\partial^3 V}{\partial r^3} \Big|_0 = \\
 & = -\frac{6J^2}{r_0^5} - \frac{1}{2} \frac{\partial^3 U}{\partial r^3} \Big|_0 + \frac{1}{2} \frac{\partial^3 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial r^3} \Big|_0 = \\
 & = -\frac{6J^2}{r_0^5} + \frac{3G}{R_0^4} [M_p + m(R) - m(R_p)] + \frac{kTn}{4\mu m_H R_0^3}
 \end{aligned}$$

Για να επαληθεύονται οι αρχικές συνθήκες θα πρέπει να ισχύει:

$$\begin{aligned}
 & -\frac{G}{R_0^2} [M_p + m(R) - m(R_p)] + \frac{kTn}{2\mu m_H R_0^3} + \frac{J^2}{r_0^3} = 0 \Rightarrow \\
 & \Rightarrow \frac{3G}{R_0^4} [M_p + m(R) - m(R_p)] = \frac{3kTn}{2\mu m_H R_0^3} + \frac{3J^2}{r_0^3 R_0^2}
 \end{aligned}$$

Άρα

$$\begin{aligned}
 & -\frac{6J^2}{r_0^5} - \frac{1}{2} \frac{\partial^3 V}{\partial r^3} \Big|_0 = -\frac{6J^2}{r_0^5} + \frac{3kTn}{2\mu m_H R_0^3} + \frac{3J^2}{r_0^3 R_0^2} + \frac{kTn}{4\mu m_H R_0^3} = \\
 & = -\frac{3J^2}{R_0^5} + \frac{7kTn}{4\mu m_H R_0^3}
 \end{aligned}$$

Εύρεση του παράγοντα του ξ^3 για $p = \frac{k}{\mu m_H} \rho T$

$$\begin{aligned} \frac{10J^2}{r_0^6} - \frac{1}{6} \frac{\partial^4 V}{\partial r^4} \Big|_0 &= \\ &= \frac{10J^2}{r_0^6} - \frac{1}{6} \frac{\partial^4 U}{\partial r^4} \Big|_0 + \frac{1}{6} \frac{\partial^4 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial r^4} \Big|_0 = \\ &= \frac{10J^2}{r_0^6} - \frac{4G}{R_0^5} [M_p + m(R) - m(R_p)] - \frac{kTn}{4\mu m_H R_0^4} \end{aligned}$$

Για να επαληθεύονται οι αρχικές συνθήκες θα πρέπει να ισχύει:

$$\begin{aligned} -\frac{G}{R_0^2} [M_p + m(R) - m(R_p)] + \frac{kTn}{2\mu m_H R_0} + \frac{J^2}{r_0^3} &= 0 \Rightarrow \\ \Rightarrow -\frac{4G}{R_0^5} [M_p + m(R) - m(R_p)] &= -\frac{2kTn}{\mu m_H R_0^4} - \frac{4J^2}{r_0^3 R_0^3} \end{aligned}$$

Άρα

$$\begin{aligned} \frac{10J^2}{r_0^6} - \frac{1}{6} \frac{\partial^4 V}{\partial r^4} \Big|_0 &= \frac{10J^2}{r_0^6} - \frac{2kTn}{\mu m_H R_0^4} - \frac{4J^2}{r_0^3 R_0^3} - \frac{kTn}{4\mu m_H R_0^4} = \\ &= \frac{6J^2}{R_0^6} - \frac{9kTn}{4\mu m_H R_0^4} \end{aligned}$$

Εύρεση του παράγοντα του ξ^3 για $p = k\rho^\gamma$

$$\begin{aligned}
 & \frac{10J^2}{r_0^6} - \frac{1}{6} \frac{\partial^4 V}{\partial r^4} \Big|_0 = \\
 & = \frac{10J^2}{r_0^6} - \frac{1}{6} \frac{\partial^4 U}{\partial r^4} \Big|_0 + \frac{1}{6} \frac{\partial^4 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial r^4} \Big|_0 = \\
 & = \frac{10J^2}{r_0^6} - \frac{4G}{R_0^5} [M_p + m(R) - m(R_p)] - \\
 & - \frac{kn\gamma[n(1-\gamma)-2]\rho_0^{\gamma-1}}{6R_0^4} \left\{ 3 \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} + 6[n(1-\gamma)-4] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-6}{2}} + [n(1-\gamma)-4][n(1-\gamma)-6] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-8}{2}} \right\}
 \end{aligned}$$

Για να επαληθεύονται οι αρχικές συνθήκες θα πρέπει να ισχύει:

$$\begin{aligned}
 & -\frac{G}{R_0^2} [M_p + m(R) - m(R_p)] + k\gamma 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0} + \frac{J^2}{r_0^3} = 0 \Rightarrow \\
 & \Rightarrow -\frac{4G}{R_0^5} [VM_p + m(R) - m(R_p)] = -4k\gamma 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^4} - \frac{4J^2}{r_0^3 R_0^3}
 \end{aligned}$$

Άρα

$$\begin{aligned}
 & \frac{10J^2}{r_0^6} - \frac{1}{6} \frac{\partial^4 V}{\partial r^4} \Big|_0 = \frac{10J^2}{r_0^6} - 4k\gamma 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^4} - \frac{4J^2}{r_0^3 R_0^3} - \\
 & - \frac{kn\gamma[n(1-\gamma)-2]\rho_0^{\gamma-1}}{6R_0^4} \left\{ 3 \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} + 6[n(1-\gamma)-4] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-6}{2}} + [n(1-\gamma)-4][n(1-\gamma)-6] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-8}{2}} \right\} = \\
 & = \frac{6J^2}{R_0^6} - \frac{kn\gamma[n(1-\gamma)-2]\rho_0^{\gamma-1}}{6R_0^4} \left\{ \frac{24 \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}}}{[n(1-\gamma)-2]} + 3 \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} + 6[n(1-\gamma)-4] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-6}{2}} + [n(1-\gamma)-4][n(1-\gamma)-6] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-8}{2}} \right\}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^3}{\partial z^3} &= \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \\
&= \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} + z^2 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \\
&= \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \left(\frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \frac{\partial R}{\partial z} + 2z \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + z^2 \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \\
&= z \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + 2z \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + z^2 \frac{\partial}{\partial R} [\dots] \frac{\partial R}{\partial z} \\
&= 3z \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + z^3 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^3}{\partial z^2 \partial r} &= \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \\
&= \frac{\partial}{\partial r} \left[\left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + \frac{z^2}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \\
&= \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \frac{\partial R}{\partial r} + z^2 \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \\
&= r \frac{1}{R} \left[\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] + z^2 r \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^3}{\partial z^2 \partial r} \Big|_0 &= R_0 \frac{1}{R_0} \left[\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right]_0 + z_0^2 R_0 \frac{1}{R_0} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right]_0 \\
&= \left[\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right]_0
\end{aligned}$$

Υπολογισμός του $\frac{\partial^3 U}{\partial z^2 \partial r} \Big|_0$

$$\frac{\partial^3 U}{\partial z^2 \partial r} \Big|_0 = \left[\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] = \frac{3G}{R_0^4} [M_p + m(R) - m(R_p)]$$

για $p=k\rho^\gamma$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^3 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial z^2 \partial r} \Big|_0 &= \frac{k\gamma}{\gamma-1} \left[\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} \right) \right] \Big|_0 \\ &= \frac{k\gamma}{\gamma-1} n(1-\gamma) [n(1-\gamma)-2] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^3} \\ &= -k\gamma n [n(1-\gamma)-2] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^3} \end{aligned}$$

για $p = \frac{k}{\mu m_H} \rho T$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^3 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial z^2 \partial r} \Big|_0 &= \frac{kT}{\mu m_H} \frac{\partial^3 (1 + \ln \rho / \rho_0)}{\partial z^2 \partial r} \Big|_0 \\ &= \frac{kT}{\mu m_H} \left[\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial (1 + \ln \rho / \rho_0)}{\partial R} \right) \right] \Big|_0 \\ &= \frac{kT}{\mu m_H} \frac{n}{2R_0^3} = \frac{kTn}{2\mu m_H R_0^3} \end{aligned}$$

Εύρεση του παράγοντα του z^2

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{\partial^3 V}{\partial z^2 \partial r} \Big|_0 &= \\ &= \frac{1}{2} \frac{\partial^3 U}{\partial z^2 \partial r} \Big|_0 - \frac{1}{2} \frac{\partial^3 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial z^2 \partial r} \Big|_0 \end{aligned}$$

για $p=k\rho^\gamma$

$$= \frac{3G}{2R_0^4} [M_p + m(R) - m(R_p)] + \frac{1}{2} k\gamma n [n(1-\gamma) - 2] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^3}$$

Για να επαληθεύονται οι αρχικές συνθήκες θα πρέπει να ισχύει ότι:

$$\begin{aligned} -\frac{G}{R_0^2} [M_p + m(R) - m(R_p)] + k\gamma n 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0} + \frac{J^2}{r_0^3} &= 0 \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{3G}{2R_0^4} [M_p + m(R) - m(R_p)] &= 3k\gamma n 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{2R_0^3} + \frac{3J^2}{2r_0^3 R_0^2} \end{aligned}$$

Άρα

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{\partial^3 V}{\partial z^2 \partial r} \Big|_0 &= 3k\gamma n 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{2R_0^3} + \frac{3J^2}{2R_0^5} + \frac{1}{2} k\gamma n [n(1-\gamma) - 2] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^3} = \\ &= \frac{k\gamma n \rho_0^{\gamma-1}}{2R_0^3} \left[3 \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} + [n(1-\gamma) - 2] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \right] + \frac{3J^2}{2R_0^5} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{\partial^3 V}{\partial z^2 \partial r} \Big|_0 &= \\ &= \frac{1}{2} \frac{\partial^3 U}{\partial z^2 \partial r} \Big|_0 - \frac{1}{2} \frac{\partial^3 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial z^2 \partial r} \Big|_0 = \end{aligned}$$

$$\text{για } p = \frac{k}{\mu m_H} \rho T$$

$$= \frac{3G}{2R_0^4} [M_p + m(R) - m(R_p)] - \frac{kTn}{4\mu m_H R_0^3}$$

Για να επαληθεύονται οι αρχικές συνθήκες πρέπει να ισχύει ότι:

$$\begin{aligned} -\frac{G}{R_0^2} [M_p + m(R) - m(R_p)] + \frac{kTn}{2\mu m_H R_0} + \frac{J^2}{r_0^3} &= 0 \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{3G}{2R_0^4} [M_p + m(R) - m(R_p)] &= \frac{3kTn}{4\mu m_H R_0^3} + \frac{3J^2}{2r_0^3 R_0^2} \end{aligned}$$

Άρα

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{\partial^3 V}{\partial z^2 \partial r} \Big|_0 &= \frac{3kTn}{4\mu m_H R_0^3} + \frac{3J^2}{2r_0^3 R_0^2} - \frac{kTn}{4\mu m_H R_0^3} = \\ &= \frac{kTn}{2\mu m_H R_0^3} + \frac{3J^2}{2R_0^5} \end{aligned}$$

Εύρεση του $\frac{\partial^4}{\partial r \partial z^2 \partial r}$

$$\frac{\partial^2}{\partial z \partial r} = rz \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^3}{\partial r \partial z^2} &= \frac{\partial}{\partial z} \left[rz \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \\ &= r \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + r \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \\ &= r \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + r \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \frac{\partial R}{\partial z} \\ &= r \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + rz \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^4}{\partial r \partial z^2 \partial r} &= \\ &= \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + r \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] + z \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] + rz \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \\ &= \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + r \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \frac{\partial R}{\partial r} + z \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] + \\ &+ r^2 z \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left\{ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \right\} \end{aligned}$$

$$\frac{\partial^4}{\partial r \partial z^2 \partial r} \Big|_0 = \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right]_0 + R_0 \left\{ \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \right\}_0 + 0$$

Εύρεση του παράγοντα του ξz^2

$$\frac{1}{2} \frac{\partial^4 V}{\partial r \partial z^2 \partial r} \Big|_0 = \frac{1}{2} \frac{\partial^4 U}{\partial r \partial z^2 \partial r} \Big|_0 - \frac{1}{2} \frac{\partial^4 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial r \partial z^2 \partial r} \Big|_0$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^4 U}{\partial r \partial z^2 \partial r} \Big|_0 &= \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial R} \right) \right]_0 + R_0 \left\{ \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial R} \right) \right] \right\}_0 \\ &= \frac{3G}{R_0^5} [M_p + m(R) - m(R_p)] - \frac{15G}{R_0^5} [M_p + m(R) - m(R_p)] \\ &= \frac{-12G}{R_0^5} [M_p + m(R) - m(R_p)] \end{aligned}$$

για $p = k\rho^\gamma$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^4 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial r \partial z^2 \partial r} \Big|_0 &= \frac{k\gamma}{\gamma - 1} \left\{ \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} \right) \right]_0 + R_0 \left\{ \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} \right) \right] \right\}_0 \right\} \\ &= \frac{kn\gamma[n(1-\gamma)-2]\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^4} \left\{ 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} + [n(1-\gamma)-4] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-6}{2}} \right\} \end{aligned}$$

Άρα ο συντελεστής γίνεται :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{\partial^4 V}{\partial r \partial z^2 \partial r} \Big|_0 &= \\ &= \frac{-6G}{R_0^5} [M_p + m(R) - m(R_p)] - \frac{kn\gamma[n(1-\gamma)-2]\rho_0^{\gamma-1}}{2R_0^4} \left\{ 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} + [n(1-\gamma)-4] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-6}{2}} \right\} \end{aligned}$$

Για να επαληθεύονται οι αρχικές συνθήκες θα πρέπει να ισχύει ότι:

$$\begin{aligned} -\frac{G}{R_0^2} [M_p + m(R) - m(R_p)] + k\gamma 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0} + \frac{J^2}{r_0^3} &= 0 \Rightarrow \\ \Rightarrow -\frac{6G}{R_0^5} [M_p + m(R) - m(R_p)] &= -6k\gamma 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^4} - \frac{6J^2}{2r_0^3 R_0^3} \end{aligned}$$

Αρα

$$\begin{aligned} -6k\gamma 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^4} - \frac{6J^2}{R_0^6} - \frac{kn\gamma[n(1-\gamma)-2]\rho_0^{\gamma-1}}{2R_0^4} \left\{ 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} + [n(1-\gamma)-4] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-6}{2}} \right\} &= \\ = -\frac{6J^2}{R_0^6} + \frac{kn\gamma[n(1-\gamma)-2]\rho_0^{\gamma-1}}{2R_0^4} \left\{ \frac{-12}{[n(1-\gamma)-2]} 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} + 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} + [n(1-\gamma)-4] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-6}{2}} \right\} \end{aligned}$$

Εύρεση του παράγοντα του ξz^2

$$\frac{1}{2} \frac{\partial^4 V}{\partial r \partial z^2 \partial r} \Big|_0 = \frac{1}{2} \frac{\partial^4 U}{\partial r \partial z^2 \partial r} \Big|_0 - \frac{1}{2} \frac{\partial^4 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial r \partial z^2 \partial r} \Big|_0$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^4 U}{\partial r \partial z^2 \partial r} \Big|_0 &= \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial R} \right) \right]_0 + R_0 \left\{ \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial R} \right) \right] \right\}_0 \\ &= \frac{3G}{R_0^5} [M_P + m(R) - m(R_P)] - \frac{15G}{R_0^5} [M_P + m(R) - m(R_P)] \\ &= \frac{-12G}{R_0^5} [M_P + m(R) - m(R_P)] \end{aligned}$$

$$\text{για } p = \frac{k}{\mu m_H} \rho T$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^4 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial r \partial z^2 \partial r} \Big|_0 &= \frac{kT}{\mu m_H} \left\{ \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial (1 + \ln \rho / \rho_0)}{\partial R} \right) \right]_0 + R_0 \left\{ \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial (1 + \ln \rho / \rho_0)}{\partial R} \right) \right] \right\}_0 \right\} \\ &= \frac{kT}{\mu m_H} \left\{ \frac{2n}{4R_0^2} + R_0^2 \left(\frac{-8n}{8R_0^6} \right) \right\} \\ &= -\frac{kTn}{2\mu m_H R_0^4} \end{aligned}$$

$$\text{Άρα } \frac{1}{2} \frac{\partial^4 V}{\partial r \partial z^2 \partial r} \Big|_0 = \frac{-6G}{R_0^5} [M_P + m(R) - m(R_P)] + \frac{kTn}{4\mu m_H R_0^4}$$

Για να επαληθεύονται οι αρχικές συνθήκες θα πρέπει

$$\begin{aligned} -\frac{G}{R_0^2} [M_P + m(R) - m(R_P)] + \frac{kTn}{2\mu m_H R_0} + \frac{J^2}{r_0^3} &= 0 \Rightarrow \\ \Rightarrow -\frac{6G}{R_0^5} [M_P + m(R) - m(R_P)] &= -\frac{6kTn}{2\mu m_H R_0^4} - \frac{6J^2}{r_0^3 R_0^3} \end{aligned}$$

Άρα

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{\partial^4 V}{\partial r \partial z^2 \partial r} \Big|_0 &= \frac{6kTn}{2\mu m_H R_0^4} - \frac{6J^2}{r_0^3 R_0^3} + \frac{kTn}{4\mu m_H R_0^4} = \\ &= -\frac{11kTn}{4\mu m_H R_0^4} - \frac{6J^2}{R_0^6} \end{aligned}$$

Συντελεστές της πρώτης εξίσωσης για $p = \frac{k}{\mu m_H} \rho T$

$$\text{Συντελεστής του } \xi \quad \frac{J^2}{R_0^4} - \frac{kTn}{\mu m_H R_0^2}$$

$$\text{Συντελεστής του } \xi^2 \quad -\frac{3J^2}{R_0^5} + \frac{7kTn}{4\mu m_H R_0^3}$$

$$\text{Συντελεστής του } \xi^3 \quad \frac{6J^2}{R_0^6} - \frac{9kTn}{4\mu m_H R_0^4}$$

$$\text{Συντελεστής του } z^2 \quad \frac{3J^2}{2R_0^5} + \frac{kTn}{2\mu m_H R_0^3}$$

$$\text{Συντελεστής του } \xi z^2 \quad -\frac{6J^2}{R_0^6} - \frac{11kTn}{4\mu m_H R_0^4}$$

Συντελεστές της εξίσωσης του ξ για $p=k\rho^\gamma$ **Συντελεστής του ξ**

$$\text{Για } \gamma=1 : \quad \frac{J^2}{R_0^4} - \frac{k\gamma n \rho_0^{\gamma-1}}{R_0^2} \left\{ 3 \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} + [n(1-\gamma)-2] 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \right\}$$

$$\frac{J^2}{R_0^4} - \frac{kn\rho_0}{R_0^2}$$

Συντελεστής του ξ^2

$$-\frac{3J^2}{R_0^5} + \frac{k\gamma n[n(1-\gamma)-2]\rho_0^{\gamma-1}}{2R_0^3} \left\{ 2 \frac{3 \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}}}{[n(1-\gamma)-2]} - 3 \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} - [n(1-\gamma)-4] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-6}{2}} \right\}$$

$$\text{Για } \gamma=1: \quad -\frac{3J^2}{R_0^5} + \frac{7kn\rho_0}{4R_0^3}$$

Συντελεστής του ξ^3

$$\frac{6J^2}{R_0^6} - \frac{kn\gamma[n(1-\gamma)-2]\rho_0^{\gamma-1}}{6R_0^4} \left\{ \frac{24 \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}}}{[n(1-\gamma)-2]} + 3 \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} + 6[n(1-\gamma)-4] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-6}{2}} + [n(1-\gamma)-4][n(1-\gamma)-6] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-8}{2}} \right\}$$

$$\text{Για } \gamma=1 : \quad \frac{6J^2}{R_0^6} - \frac{9kn\rho_0}{4R_0^4}$$

$$\text{Συντελεστής του } z^2 \quad \frac{3kn\gamma\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^3} \left[2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} + \frac{1}{2}[n(1-\gamma)-2] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \right] + \frac{3J^2}{2R_0^5}$$

$$\text{Για } \gamma=1 : \quad \frac{3J^2}{2R_0^5} + \frac{kn\rho_0}{2R_0^3}$$

Συντελεστής του ξz^2

$$-\frac{6J^2}{R_0^6} + \frac{kn\gamma[n(1-\gamma)-2]\rho_0^{\gamma-1}}{2R_0^4} \left\{ \frac{-12}{[n(1-\gamma)-2]} 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} + 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} + [n(1-\gamma)-4] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-6}{2}} \right\}$$

$$\text{Για } \gamma=1 : \quad -\frac{6J^2}{R_0^6} - \frac{11kn\rho_0}{4R_0^4}$$

Εξίσωση των Z

$$\ddot{z} = \frac{\partial V(r_0 + \xi, z)}{\partial z} = \Psi$$

$$\begin{aligned} \Psi(r_0 + \xi, z = 0 + z) &= \Psi(r_0, 0) + \xi \frac{\partial \Psi}{\partial r} \Big|_0 + z \frac{\partial \Psi}{\partial z} \Big|_0 + \frac{1}{2!} \xi^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} \Big|_0 + \frac{1}{2!} z^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \xi z \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z \partial r} \Big|_0 + \\ &+ \frac{1}{3!} \xi^3 \frac{\partial^3 \Psi}{\partial r^3} \Big|_0 + \frac{1}{2} \xi^2 z \frac{\partial^3 \Psi}{\partial r^2 \partial z} \Big|_0 + \frac{1}{2} \xi z^2 \frac{\partial^3 \Psi}{\partial r \partial z^2} \Big|_0 + \frac{1}{3!} z^3 \frac{\partial^3 \Psi}{\partial z^3} \Big|_0 \Rightarrow \\ \Rightarrow z'' &= \frac{\partial V(r_0, 0)}{\partial z} \Big|_0 + \xi \frac{\partial^2 V}{\partial z \partial r} \Big|_0 + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \Big|_0 z + \frac{1}{2} \xi^2 \frac{\partial^3 V}{\partial z \partial r^2} \Big|_0 + \frac{1}{2} z^2 \frac{\partial^3 V}{\partial z^3} \Big|_0 + \xi z \frac{\partial^3 V}{\partial z \partial r \partial z} \Big|_0 + \\ &+ \frac{1}{6} \xi^3 \frac{\partial^4 V}{\partial z \partial r^3} \Big|_0 + \frac{1}{2} \xi^2 z \frac{\partial^4 V}{\partial r^2 \partial z^2} \Big|_0 + \frac{1}{6} z^3 \frac{\partial^4 V}{\partial z^4} \Big|_0 + \frac{1}{2} \xi z^2 \frac{\partial^4 V}{\partial z \partial r \partial z^2} \Big|_0 \Rightarrow \\ \Rightarrow \quad \ddot{z} - \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \Big|_0 z - \xi z \frac{\partial^3 V}{\partial z \partial r \partial z} \Big|_0 - \frac{1}{2} \xi^2 z \frac{\partial^4 V}{\partial r^2 \partial z^2} \Big|_0 - \frac{1}{6} z^3 \frac{\partial^4 V}{\partial z^4} \Big|_0 &= 0 \end{aligned}$$

Εύρεση του $\frac{\partial^3 V}{\partial z \partial r \partial z} \Big|_0 = \frac{\partial^3 V}{\partial r \partial z^2}$ **(συντελεστής του ξz)**

$$\begin{aligned} \frac{\partial^3 V}{\partial z \partial r \partial z} &= \frac{\partial}{\partial z} \left(z r \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right) = \\ &= r \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + z r \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \frac{\partial R}{\partial z} \\ &= r \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + z^2 r \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \end{aligned}$$

$$\frac{\partial^3 V}{\partial z \partial r \partial z} \Big|_0 = \left[\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right]_0 + 0 = \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \Big|_0$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^3 V}{\partial z \partial r \partial z} \Big|_0 &= \frac{\partial^3 U}{\partial z \partial r \partial z} \Big|_0 - \frac{\partial^3 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial z \partial r \partial z} \Big|_0 \\ &= \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial R} \right) \Big|_0 - \frac{k\gamma}{\gamma-1} \left\{ \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} \right) \right\} \Big|_0 \\ &= \frac{3G}{R_0^4} [M_p + m(R) - m(R_p)] + k\gamma n [n(1-\gamma) - 2] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^3} \quad , \quad \text{για} \quad p = k\rho^\gamma \end{aligned}$$

Για να επαληθεύονται οι αρχικές συνθήκες πρέπει:

$$\begin{aligned} -\frac{G}{R_0^2} [M_p + m(R) - m(R_p)] + k\gamma n 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0} + \frac{J^2}{r_0^3} &= 0 \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{3G}{R_0^4} [M_p + m(R) - m(R_p)] &= 3k\gamma n 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^3} + \frac{3J^2}{r_0^3 R_0^2} \end{aligned}$$

Τελικά

$$\frac{\partial^3 V}{\partial z \partial r \partial z} \Big|_0 = 3k\gamma n \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^3} \left[2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} + \frac{1}{3} [n(1-\gamma) - 2] 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \right] + \frac{3J^2}{R_0^5}$$

για $p = \frac{k}{\mu m_H} \rho T$

$$\frac{\partial^3 V}{\partial r \partial z^2} = \frac{3G}{R_0^4} [M_p + m(R) - m(R_p)] - \frac{kTn}{2\mu m_H R_0^3}$$

Για να επαληθεύονται οι αρχικές συνθήκες πρέπει:

$$\begin{aligned}
& -\frac{G}{R_0^2} [M_p + m(R) - m(R_p)] + \frac{kTn}{2\mu m_H R_0} + \frac{J^2}{r_0^3} = 0 \Rightarrow \\
& \Rightarrow \frac{3G}{R_0^4} [M_p + m(R) - m(R_p)] = \frac{3kTn}{2\mu m_H R_0^3} + \frac{3J^2}{R_0^5}
\end{aligned}$$

Τελικά

$$\left. \frac{\partial^3 V}{\partial r \partial z^2} \right|_0 = \frac{kTn}{\mu m_H R_0^3} + \frac{3J^2}{R_0^5}$$

Εύρεση του $\frac{1}{2} \frac{\partial^4 V}{\partial r^2 \partial z^2} \Big|_0$ (συντελεστή του $\xi^2 z$)

$$\begin{aligned} \frac{\partial^3 V}{\partial r^2 \partial z} \Big|_0 &= \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} + z^2 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right\} \\ &= \frac{z}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + 2z \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + z^2 \frac{z}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \\ &= 3z \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + z^3 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^4}{\partial r^2 \partial z^2} &= \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial^3}{\partial r^2 \partial z} \right) = \\ &= 3 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + 3z^2 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] + 3z^2 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] + \\ &+ z^4 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left\{ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \right\} \\ \frac{\partial^4 U}{\partial r^2 \partial z^2} \Big|_0 &= 3 \frac{1}{R_0} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \Big|_0 + 0 \\ &= 3 \frac{3G}{R_0^5} [M_p + m(R) - m(R_p)] = \frac{9G}{R_0^5} [M_p + m(R) - m(R_p)] \end{aligned}$$

για $p=k\rho^\gamma$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^4 \left(\Pi + \frac{p}{\rho} \right)}{\partial r^2 \partial z^2} \Big|_0 &= \frac{k\gamma}{\gamma-1} \left[3 \frac{1}{R_0} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \rho^{\gamma-1}}{\partial R} \right) \Big|_0 \right] \\ &= -3k\gamma [n(1-\gamma)-2] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^4} \\ \frac{\partial^4 V}{\partial r^2 \partial z^2} \Big|_0 &= \frac{9G}{R_0^5} [M_p + m(R) - m(R_p)] + 3k\gamma [n(1-\gamma)-2] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^4} \end{aligned}$$

Για να επαληθεύονται οι αρχικές συνθήκες θα πρέπει:

$$\begin{aligned} -\frac{G}{R_0^2} [M_p + m(R) - m(R_p)] + k\gamma 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0} + \frac{J^2}{r_0^3} &= 0 \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{9G}{R_0^5} [M_p + m(R) - m(R_p)] &= 9k\gamma 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^4} + \frac{9J^2}{r_0^3 R_0^3} \end{aligned}$$

$$\text{Άρα } \frac{1}{2} \frac{\partial^4 V}{\partial r^2 \partial z^2} \Big|_0 = \frac{3k\gamma \rho_0^{\gamma-1}}{2R_0^4} \left[3 \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} + [n(1-\gamma)-2] 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \right] + \frac{9J^2}{2R_0^6}$$

Εύρεση του συντελεστή του $\xi^2 z$ για $p = \frac{k}{\mu m_H} \rho T$

Βρήκαμε ότι
$$\left. \frac{\partial^4 U}{\partial r^2 \partial z^2} \right|_0 = \frac{9G}{R_0^5} [M_P + m(R) - m(R_P)]$$

$$\left. \frac{1}{2} \frac{\partial^4 V}{\partial r^2 \partial z^2} \right|_0 = \frac{9G}{2R_0^5} [M_P + m(R) - m(R_P)] - \frac{3kTn}{4\mu m_H R_0^4}$$

Αρχικές συνθήκες :

$$\begin{aligned} -\frac{G}{R_0^2} [M_P + m(R) - m(R_P)] + \frac{kTn}{2\mu m_H R_0} + \frac{J^2}{r_0^3} &= 0 \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{9G}{2R_0^5} [M_P + m(R) - m(R_P)] &= \frac{9kTn}{4\mu m_H R_0^4} + \frac{9J^2}{2r_0^3 R_0^3} \end{aligned}$$

Άρα

$$\begin{aligned} \frac{9kTn}{4\mu m_H R_0^4} + \frac{9J^2}{2r_0^3 R_0^3} - \frac{3kTn}{4\mu m_H R_0^4} \\ = \frac{3kTn}{2\mu m_H R_0^4} + \frac{9J^2}{2R_0^6} \end{aligned}$$

Εύρεση του $\frac{1}{6} \frac{\partial^4 V}{\partial z^4} \Big|_0$ (παράγοντα του z^3)

$$\begin{aligned} \frac{\partial^3}{\partial z^3} &= \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} + z^2 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \\ &= z \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + 2z \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + z^3 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \\ &= 3z \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + z^3 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^4}{\partial z^4} &= \frac{\partial}{\partial z} \left\{ 3z \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + z^3 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \right\} \\ &= 3 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + 3z^2 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] + 3z^2 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] + \\ &\quad + z^4 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left\{ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \right\} \\ \frac{\partial^4}{\partial z^4} \Big|_0 &= 3 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \Big|_0 \end{aligned}$$

$$\frac{\partial^4 U}{\partial z^4} \Big|_0 = 3 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial R} \right) \Big|_0 = \frac{9G}{R_0^5} [M_p + m(R) - m(R_p)]$$

Παρατηρούμε ότι είναι ίδιο με το $\frac{\partial^4 V}{\partial r^2 \partial z^2} \Big|_0$

Άρα για $p = k\rho^\gamma$

$$\frac{1}{6} \frac{\partial^4 V}{\partial z^4} \Big|_0 = \frac{9G}{6R_0^5} [M_p + m(R) - m(R_p)] + k\gamma n [n(1-\gamma) - 2] \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{2R_0^4}$$

και με την επαλήθευση:

$$\frac{1}{6} \frac{\partial^4 V}{\partial z^4} \Big|_0 = \frac{k\gamma n \rho_0^{\gamma-1}}{2R_0^4} \left[3 \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} + [n(1-\gamma) - 2] 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \right] + \frac{3J^2}{2R_0^6}$$

$$\text{για } p = \frac{k}{\mu m_H} \rho T$$

$$\frac{1}{6} \frac{\partial^4 V}{\partial z^4} \Big|_0 = \frac{9G}{6R_0^5} [M_p + m(R) - m(R_p)] - \frac{3kTn}{12\mu m_H R_0^4}$$

$$\frac{1}{6} \frac{\partial^4 V}{\partial z^4} \Big|_0 = \frac{kTn}{2\mu m_H R_0^4} + \frac{9J^2}{6R_0^6}$$

Για την εξίσωση των z

για $p = \frac{k}{\mu m_H} \rho T$

Συντελεστής του z

$$\frac{J^2}{R_0^4}$$

Συντελεστής του ξz

$$-\frac{3J^2}{R_0^5} - \frac{kTn}{\mu m_H R_0^3}$$

Συντελεστής του ξ²z

$$-\frac{9J^2}{2R_0^6} - \frac{3kTn}{2\mu m_H R_0^4}$$

Συντελεστής του z³

$$-\frac{9J^2}{6R_0^6} - \frac{kTn}{2\mu m_H R_0^4}$$

Για p=kρ^γ

Συντελεστής του z

$$\frac{J^2}{R_0^4}$$

Συντελεστής του ξz

$$-\frac{3J^2}{R_0^5} - 3k\gamma n \frac{\rho_0^{\gamma-1}}{R_0^3} \left[2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} + \frac{1}{3} [n(1-\gamma)-2] 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \right]$$

Για γ=1 :

$$-\frac{3J^2}{R_0^5} - \frac{kn\rho_0}{R_0^3}$$

Συντελεστής του ξ²z

$$-\frac{9J^2}{2R_0^6} - \frac{3k\gamma n \rho_0^{\gamma-1}}{2R_0^4} \left[3 \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} + [n(1-\gamma)-2] 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \right]$$

Για γ=1 :

$$-\frac{9J^2}{2R_0^6} - \frac{3kn\rho_0}{2R_0^4}$$

Συντελεστής του z³

$$-\frac{9J^2}{6R_0^6} - \frac{k\gamma n \rho_0^{\gamma-1}}{2R_0^4} \left[3 \cdot 2^{\frac{n(1-\gamma)-2}{2}} + [n(1-\gamma)-2] 2^{\frac{n(1-\gamma)-4}{2}} \right]$$

Για γ=1 :

$$-\frac{9J^2}{6R_0^6} - \frac{kn\rho_0}{2R_0^4}$$

Εξίσωση των ξ για $p=(k/\mu m_H)\rho T$

- Ω_ξ^2 ή συντελεστής του ξ : $\frac{J^2}{R_0^4} - \frac{knT}{\mu m_H R_0^2}$

$$\geq 0 \Rightarrow J^2 \geq \frac{knT}{\mu m_H} R_0^2$$

$$< 0 \Rightarrow J^2 < \frac{knT}{\mu m_H} R_0^2$$

$$= 0 \Rightarrow J^2 = \frac{knT}{\mu m_H} R_0^2 \Rightarrow J = \pm R_0 \sqrt{\frac{knT}{\mu m_H}}$$

- Συντελεστής του ξ^2 : $A = -\frac{3J^2}{R_0^5} + \frac{7knT}{4\mu m_H R_0^3}$

$$\geq 0 \Rightarrow J^2 \leq \frac{7knT}{12\mu m_H} R_0^2$$

$$< 0 \Rightarrow J^2 > \frac{7knT}{12\mu m_H} R_0^2$$

για $\Omega_\xi^2 = 0$, δηλαδή για $J^2 = \frac{knT}{\mu m_H} R_0^2$ ο συντελεστής του ξ^2 γίνεται : $-\frac{5knT}{4\mu m_H R_0^3} < 0$

- Συντελεστής του ξ^3 : $B = \frac{6J^2}{R_0^6} - \frac{9knT}{4\mu m_H R_0^4}$

$$\geq 0 \Rightarrow J^2 \geq \frac{3knT}{8\mu m_H} R_0^2$$

$$< 0 \Rightarrow J^2 < \frac{3knT}{8\mu m_H} R_0^2$$

για $\Omega_\xi^2 = 0$, ο συντελεστής του ξ^3 γίνεται : $\frac{15knT}{4\mu m_H R_0^4} > 0$

- Συντελεστής του z^2 : $\Gamma = \frac{3J^2}{2R_0^5} + \frac{knT}{2\mu m_H R_0^3}$

$$> 0 \text{ ισχύει } \forall J$$

για $\Omega_\xi^2 = 0$, ο συντελεστής του z^2 γίνεται : $\frac{2knT}{\mu m_H R_0^3} > 0$

- Συντελεστής του ξz^2 : $\Delta = -\frac{6J^2}{R_0^6} - \frac{11knT}{4\mu m_H R_0^4}$

$$< 0 \text{ ισχύει } \forall J$$

$$\text{για } \Omega_\xi^2 = 0, \text{ ο συντελεστής του } \xi z^2 \text{ γίνεται : } -\frac{35knT}{4\mu m_H R_0^4} < 0$$

Παρατηρώντας τα παραπάνω βγάζουμε τα εξής συμπεράσματα :

1^ο συμπέρασμα: Η εξίσωση των ξ δεν μπορεί να αποτελείται από μόνο θετικούς ή μόνο αρνητικούς συντελεστές, εξαιτίας των δύο τελευταίων συντελεστών, οι οποίοι παραμένουν πάντα θετικοί ή αρνητικοί αντίστοιχα.

2^ο συμπέρασμα: Όταν $\Omega_\xi^2=0$, η εξίσωση γίνεται:

$$\ddot{\xi} - \frac{5knT}{4\mu m_H R_0^3} \cdot \xi^2 + \frac{15knT}{4\mu m_H R_0^4} \cdot \xi^3 + \frac{2knT}{\mu m_H R_0^3} \cdot z^2 - \frac{35knT}{4\mu m_H R_0^4} \cdot \xi z^2 = 0$$

η οποία προφανώς δεν αποτελεί αρμονική ταλάντωση.

3^ο συμπέρασμα: Μελετώντας τα παραπάνω δημιουργούμε τον παρακάτω πίνακα.

Ω_ξ^2	A	B	Γ	Δ
$>0 \Rightarrow$	<0	>0	>0	<0
$<0 \Rightarrow$	$>0 \text{ ή } <0$	$>0 \text{ ή } <0$	>0	<0

Εξίσωση των z για $p=(k/\mu m_H)\rho T$

- Ω_z^2 ή συντελεστής του z : $\frac{J^2}{R_0^4}$

$$\geq 0 \text{ ισχύει } \forall J$$

$$\Omega_z^2 = 0 \Rightarrow J = 0$$

- Συντελεστής του ξz : $E = -\frac{3J^2}{R_0^5} - \frac{knT}{\mu m_H R_0^3}$

$$< 0 \text{ ισχύει } \forall J$$

$$\text{για } \Omega_z^2 = 0, \text{ δηλαδή για } J = 0 \text{ ο συντελεστής του } \xi z \text{ γίνεται : } -\frac{knT}{\mu m_H R_0^3} < 0$$

- Συντελεστής του $\xi^2 z$: $H = -\frac{9J^2}{2R_0^6} - \frac{3knT}{2\mu m_H R_0^4}$

$$< 0 \text{ ισχύει } \forall J$$

$$\text{για } \Omega_z^2 = 0, \text{ ο συντελεστής του } \xi^2 z \text{ γίνεται : } -\frac{3knT}{2\mu m_H R_0^4} > 0$$

- Συντελεστής του z^3 : $\Theta = -\frac{9J^2}{6R_0^6} - \frac{knT}{2\mu m_H R_0^4}$

$$< 0 \text{ ισχύει } \forall J$$

$$\text{για } \Omega_z^2 = 0, \text{ ο συντελεστής του } z^3 \text{ γίνεται : } -\frac{knT}{2\mu m_H R_0^4} < 0$$

Παρατηρώντας τα παραπάνω βγάζουμε τα εξής συμπεράσματα :

1^ο συμπέρασμα : Όπως και στην προηγούμενη εξίσωση, και αυτή δεν μπορεί να αποτελείται μόνο από θετικούς ή αρνητικούς συντελεστές.

2^ο συμπέρασμα : Όταν $\Omega_z^2=0$, η εξίσωση γίνεται :

$$\ddot{z} - \frac{knT}{\mu m_H R_0^3} \cdot \xi z - \frac{3knT}{2\mu m_H R_0^4} \cdot \xi^2 z - \frac{knT}{2\mu m_H R_0^4} \cdot z^3 = 0$$

3^ο συμπέρασμα : Άρα προκύπτει ο παρακάτω πίνακας, ο οποίος θα ισχύει $\forall J \neq 0$.

Ω_z^2	E	H	Θ
$>0 \Rightarrow$	<0	<0	<0

Για $\Omega_\xi^2=0$ και $\Omega_z^2=0$, οι εξισώσεις είναι :

$$\ddot{\xi} - \frac{5knT}{4\mu m_H R_0^3} \cdot \xi^2 + \frac{15knT}{4\mu m_H R_0^4} \cdot \xi^3 + \frac{2knT}{\mu m_H R_0^3} \cdot z^2 - \frac{35knT}{4\mu m_H R_0^4} \cdot \xi z^2 = 0$$

$$\ddot{z} - \frac{knT}{\mu m_H R_0^3} \cdot \xi z - \frac{3knT}{2\mu m_H R_0^4} \cdot \xi^2 z - \frac{knT}{2\mu m_H R_0^4} \cdot z^3 = 0$$

Μελέτη του προσήμου του παράγοντα του ξ σε σχέση με το πρόσημο των παραγόντων των άλλων συντελεστών.

	Ω_{ξ}^2
A>0	<0
A<0	<0 ή >0
B>0	<0 ή >0
B<0	<0
Γ >0	<0 ή >0
Δ <0	<0 ή >0

	A>0	A<0	B>0	B<0	Γ >0	Δ <0
Ω_{ξ}^2	<0	<0 ή >0	<0 ή >0	<0	<0 ή >0	<0 ή >0

Επιπλέον συνθήκες

$$J^2 =$$

$$3knTR_0^2/8\mu m_H \quad 7knTR_0^2/12\mu m_H \quad knTR_0^2/\mu m_H$$

$\Omega_{\xi}^2 = \frac{J^2}{R_0^4} - \frac{KTn}{\mu m_H R_0^2}$	—	—	—	○	+
$A = -\frac{3J^2}{R_0^5} + \frac{7KTn}{4\mu m_H R_0^3}$	+	+	○	—	—
$B = \frac{6J^2}{R_0^6} - \frac{9KTn}{4\mu m_H R_0^4}$	—	○	+	+	+
$\Gamma = \frac{3J^2}{2R_0^5} + \frac{KTn}{2\mu m_H R_0^3}$	+	+	+	+	+
$\Delta = -\frac{6J^2}{R_0^6} - \frac{11KTn}{4\mu m_H R_0^4}$	—	—	—	—	—

Θεωρούμε ότι οι λύσεις των εξισώσεων είναι ημιτονοειδείς αλλά με κάποια διαταραχή και έστω ότι έχουν την παρακάτω μορφή.

$$\begin{aligned}\xi &= \xi_e(t) + \varepsilon \theta_\xi(t) & z &= z_e(t) + n \theta_z(t) \\ \text{όπου } \xi_e(t) &= \xi_0 \eta \mu(\Omega_\xi \cdot t) & \text{όπου } z_e(t) &= z_0 \eta \mu(\Omega_z \cdot t)\end{aligned}$$

Για την εξίσωση των ξ

$$\ddot{\xi} + \Omega_\xi^2 \cdot \xi + A\xi^2 + B\xi^3 + \Gamma z^2 + \Delta \xi z^2 + \dots = 0$$

$$\begin{aligned}&\ddot{\xi}_e(t) + \varepsilon \ddot{\theta}_\xi(t) + \Omega_\xi^2 \cdot \xi_e(t) + \omega_\xi^2 \varepsilon \theta_\xi(t) + \\&+ A[\xi_e^2 + \varepsilon^2 \theta_\xi^2(t) + 2\xi_e \varepsilon \theta_\xi(t)] + \\&+ B[\xi_e^3 + 3\xi_e^2 \varepsilon \theta_\xi(t) + 3\xi_e(t) \varepsilon^2 \theta_\xi^2(t) + \varepsilon^3 \theta_\xi^3(t)] + \\&+ \Gamma[z_e^2 + \eta^2 \theta_z^2(t) + 2z_e \eta \theta_z(t)] + \\&+ \Delta[\xi_e(t) + \varepsilon \theta_\xi(t)][z_e^2 + \eta^2 \theta_z^2(t) + 2z_e \eta \theta_z(t)] =\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}&= \ddot{\xi}_e + \varepsilon \ddot{\theta}_\xi + \Omega_\xi^2 \xi_e + \Omega_\xi^2 \theta_\xi \varepsilon + A\xi_e^2 + A\theta_\xi^2 \varepsilon^2 + 2A\xi_e \theta_\xi \varepsilon + B\xi_e^3 + 3B\xi_e^2 \theta_\xi \varepsilon + \\&+ 3B\xi_e \theta_\xi^2 \varepsilon^2 + B\theta_\xi^3 \varepsilon^3 + \Gamma z_e^2 + \Gamma \theta_z^2 \eta^2 + 2\Gamma z_e \theta_z \eta + \Delta \xi_e^2 z_e^2 + \Delta \xi_e \theta_z^2 \eta^2 + \\&+ 2\Delta \xi_e z_e \theta_z \eta + \Delta \theta_\xi z_e^2 \varepsilon + \Delta \theta_\xi \theta_z^2 \varepsilon \eta^2 + 2\varepsilon \theta_\xi \theta_z \varepsilon \eta = 0\end{aligned}$$

άρα

$$\begin{aligned}&= (\ddot{\xi}_e + \Omega_\xi^2 \xi_e + A\xi_e^2 + B\xi_e^3 + \Gamma z_e^2 + \Delta \xi_e^2 z_e^2) + \\&+ (\ddot{\theta}_\xi + \Omega_\xi^2 \theta_\xi + 2A\xi_e \theta_\xi + 3B\xi_e^2 \theta_\xi + \Delta \theta_\xi z_e^2) \varepsilon + \\&+ (A\theta_\xi^2 + 3B\xi_e \theta_\xi^2) \varepsilon^2 + \\&+ B\theta_\xi^3 \varepsilon^3 + \\&+ (2\Gamma z_e \theta_z + 2\Delta \xi_e z_e \theta_z) \eta + \\&+ (\Gamma \theta_z^2 + \Delta \xi_e \theta_z^2) \eta^2 + \\&+ 2z_e \theta_\xi \theta_z \varepsilon \eta + \\&+ \Delta \theta_\xi \theta_z^2 \varepsilon \eta^2 = 0\end{aligned}$$

Άρα ανάλογα με την τάξη θα είναι :

$$\begin{aligned} & \left(\ddot{\xi}_e + \Omega_{\xi}^2 \xi_e + A \xi_e^2 + B \xi_e^3 + \Gamma z_e^2 + \Delta \xi_e^2 z_e^2 \right) + \\ & + \left(\ddot{\theta}_{\xi} + \Omega_{\xi}^2 \theta_{\xi} + 2A \xi_e \theta_{\xi} + 3B \xi_e^2 \theta_{\xi} + \Delta \theta_{\xi} z_e^2 \right) \varepsilon + (2\Gamma z_e \theta_z + 2\Delta \xi_e z_e \theta_z) \eta + \\ & + \left(A \theta_{\xi}^2 + 3B \xi_e \theta_{\xi}^2 \right) \varepsilon^2 + \left(\Gamma \theta_z^2 + \Delta \xi_e \theta_z^2 \right) \eta^2 + 2z_e \theta_{\xi} \theta_z \varepsilon \eta + \\ & + B \theta_{\xi}^3 \varepsilon^3 + \Delta \theta_{\xi} \theta_z^2 \varepsilon \eta^2 = 0 \end{aligned}$$

Μηδενίζουμε τον παράγοντα της 3^{ης} τάξης

$$B \theta_{\xi}^3 + \Delta \theta_{\xi} \theta_z^2 = 0$$

$$\text{για } B > 0 \quad B \theta_{\xi}^2 = -\Delta \theta_z^2$$

$$\theta_z^2 = -\frac{B}{\Delta} \theta_{\xi}^2 \Rightarrow \quad \text{όταν } B > 0, \text{ δηλαδή } \frac{6J^2}{R_0^6} > \frac{9nKT}{4\mu m_H R_0^4}$$

$$\text{ισχύει ότι } B/\Delta < 0, \text{ αφού } \Delta < 0. \quad \text{Άρα } \theta_z = \sqrt{-\frac{B}{\Delta}} \cdot \theta_{\xi}$$

Μηδενίζουμε τον παράγοντα της 2^{ης} τάξης

Έχουμε ότι :

$$\begin{aligned} & A \theta_{\xi}^2 + 3B \xi_e \theta_{\xi}^2 + \Gamma \theta_z^2 + \Delta \xi_e \theta_z^2 + 2z_e \theta_{\xi} \theta_z = \\ & = A \theta_{\xi}^2 + 3B \xi_e \theta_{\xi}^2 - \frac{\Gamma B}{\Delta} \theta_{\xi}^2 + \Delta \xi_e \left(-\frac{B}{\Delta} \right) \theta_{\xi}^2 + 2z_e \theta_{\xi} \sqrt{-\left(\frac{B}{\Delta} \right)} \theta_{\xi} \\ & = A \theta_{\xi}^2 + 3B \xi_e \theta_{\xi}^2 - \frac{\Gamma B}{\Delta} \theta_{\xi}^2 - B \xi_e \theta_{\xi}^2 + 2z_e \theta_{\xi}^2 \sqrt{-\frac{B}{\Delta}} \\ & = \left[A + 3B \xi_e - \frac{\Gamma B}{\Delta} - B \xi_e + 2z_e \sqrt{-\frac{B}{\Delta}} \right] \theta_{\xi}^2 \\ & = \left[\frac{A\Delta - \Gamma B}{\Delta} + 2B \xi_e + 2z_e \sqrt{-\frac{B}{\Delta}} \right] \theta_{\xi}^2 \\ & \theta_{\xi}^2 \neq 0 \Rightarrow \frac{A\Delta - \Gamma B}{\Delta} + 2B \xi_e + 2z_e \sqrt{-\frac{B}{\Delta}} = 0 \Rightarrow \\ & -2z_e \sqrt{-\frac{B}{\Delta}} = \frac{A\Delta - \Gamma B}{\Delta} + 2B \xi_e \Rightarrow \\ & z_e = \frac{\Gamma B - A\Delta}{2\Delta} \sqrt{-\frac{\Delta}{B}} - B \sqrt{-\frac{\Delta}{B}} \xi_e \Rightarrow \\ & z_e = \frac{\Gamma B - A\Delta}{2\Delta} \sqrt{-\frac{\Delta}{B}} \sqrt{-B\Delta \xi_e} \end{aligned}$$

Μηδενίζουμε τον παράγοντα 1^{ης} τάξης

$$\ddot{\theta}_\xi + \Omega_\xi^2 \theta_\xi + 2A\xi_e \theta_\xi + 3B\xi_e^2 \theta_\xi + \Delta \theta_\xi z_e^2 + \Gamma \theta_\xi z_e + 2\Delta \xi_e z_e \vartheta_z = 0$$

και αντικαθιστώντας τις παραπάνω σχέσεις που βρήκαμε από τον μηδένισμό των παραγόντων μεγαλύτερης τάξης, καταλήγουμε

$$\ddot{\theta}_\xi + \left\{ \Omega_\xi^2 + \frac{(\Gamma B - A\Delta)^2}{4B} + \frac{\Gamma(\Gamma B - A\Delta)}{2\Delta} + [2A - A\Delta - 2(\Gamma B - A\Delta)\Delta] \xi_e + \right. \\ \left. + (3B - B\Delta^2 - 2\Delta\sqrt{-B\Delta}) \xi_e^2 \right\} \theta_\xi = 0$$

Μηδενίζουμε τον παράγοντα 0ης τάξης

$$\ddot{\xi}_e + \Omega_\xi^2 \cdot \xi_e + A\xi_e^2 + B\xi_e^3 + \Gamma z_e^2 + \Delta \xi_e^2 z_e^2$$

Γνωρίζουμε ότι

$$\xi_e = \xi_0 \eta \mu \Omega_\xi t$$

$$z_e = z_0 \eta \mu \Omega_z t$$

Άρα έχουμε ότι

$$- \Omega_\xi^2 \xi_0 \eta \mu \Omega_\xi t + \Omega_\xi^2 \xi_0 \eta \mu \Omega_\xi t + A\xi_0^2 \eta \mu^2 \Omega_\xi t + B\xi_0^3 \eta \mu^3 \Omega_\xi t + \\ + \Gamma z_0^2 \eta \mu^2 \Omega_z t + \Delta \xi_0^2 \eta \mu^2 \Omega_\xi t \cdot z_0^2 \eta \mu^2 \Omega_z t$$

Έχουμε λοιπόν ότι

$$A\xi_0^2 \left(\frac{1 - \sigma \nu 2\Omega_\xi t}{2} \right) + B\xi_0^3 \left(\frac{3\eta \mu \Omega_\xi t - \eta \mu 3\Omega_\xi t}{4} \right) + \\ + \Gamma z_0^2 \left(\frac{1 - \sigma \nu 2\Omega_z t}{2} \right) + \Delta \xi_0^2 z_0^2 \frac{1}{4} \left[\sigma \nu^2 (\Omega_\xi - \Omega_z) t - \right. \\ \left. - 2\sigma \nu (\Omega_\xi - \Omega_z) t \cdot \sigma \nu (\Omega_\xi + \Omega_z) t + \sigma \nu^2 (\Omega_\xi + \Omega_z) t \right]$$

Άρα:

$$\begin{aligned}
 & \frac{A\xi_0^2}{2} - \frac{A}{2}\xi_0^2 \sigma \nu \nu 2\Omega_\xi t + \frac{3B}{4}\xi_0^3 \eta \mu \Omega_\xi t - \frac{B}{4}\xi_0^3 \eta \mu 3\Omega_\xi t + \frac{\Gamma z_0^2}{2} - \frac{\Gamma}{2}z_0^2 \sigma \nu \nu 2\Omega_z t + \\
 & + \frac{\Delta}{4}\xi_0^2 z_0^2 \left[1 - \eta \mu^2 (\Omega_\xi - \Omega_z) t - 2 \frac{1}{2} [\sigma \nu \nu (-2\Omega_z) t + \sigma \nu \nu 2\Omega_\xi t] + 1 - \eta \mu^2 (\Omega_\xi + \Omega_z) t \right] = \\
 & = \frac{A\xi_0^2}{2} - \frac{A}{2}\xi_0^2 \sigma \nu \nu 2\Omega_\xi t + \frac{3B}{4}\xi_0^3 \eta \mu \Omega_\xi t - \frac{B}{4}\xi_0^3 \eta \mu 3\Omega_\xi t + \frac{\Gamma z_0^2}{2} - \frac{\Gamma}{2}z_0^2 \sigma \nu \nu 2\Omega_z t + \\
 & + \frac{\Delta}{4}\xi_0^2 z_0^2 - \frac{\Delta}{4}\xi_0^2 z_0^2 \left[\frac{1 - \sigma \nu \nu (2\Omega_\xi - 2\Omega_z) t}{2} \right] - \frac{\Delta}{4}\xi_0^2 z_0^2 [\sigma \nu \nu (-2\Omega_z) t + \sigma \nu \nu 2\Omega_\xi t] + \\
 & + \frac{\Delta}{4}\xi_0^2 z_0^2 - \frac{\Delta}{4}\xi_0^2 z_0^2 \left[\frac{1 - \sigma \nu \nu (2\Omega_\xi - 2\Omega_z) t}{2} \right]
 \end{aligned}$$

Δηλαδή:

$$\begin{aligned}
 & = \frac{A\xi_0^2}{2} - \frac{A}{2}\xi_0^2 \sigma \nu \nu 2\Omega_\xi t + \frac{3B}{4}\xi_0^3 \eta \mu \Omega_\xi t - \frac{B}{4}\xi_0^3 \eta \mu 3\Omega_\xi t + \frac{\Gamma z_0^2}{2} - \frac{\Gamma}{2}z_0^2 \sigma \nu \nu 2\Omega_z t + \\
 & + \frac{\Delta}{4}\xi_0^2 z_0^2 - \frac{\Delta}{8}\xi_0^2 z_0^2 - \frac{\Delta}{8}\xi_0^2 z_0^2 [\sigma \nu \nu 2\Omega_\xi t \sigma \nu \nu 2\Omega_z t + \eta \mu 2\Omega_\xi t \eta \mu 2\Omega_z t] - \\
 & - \frac{\Delta}{4}\xi_0^2 z_0^2 \sigma \nu \nu (-2\Omega_z) t - \frac{\Delta}{4}\xi_0^2 z_0^2 \sigma \nu \nu 2\Omega_\xi t + \frac{\Delta}{4}\xi_0^2 z_0^2 - \frac{\Delta}{8}\xi_0^2 z_0^2 + \\
 & + \frac{\Delta}{8}\xi_0^2 z_0^2 [\sigma \nu \nu 2\Omega_\xi t \sigma \nu \nu 2\Omega_z t + \eta \mu 2\Omega_\xi t \eta \mu 2\Omega_z t] \\
 & = \frac{A\xi_0^2}{2} - \frac{A}{2}\xi_0^2 \sigma \nu \nu 2\Omega_\xi t + \frac{3B}{4}\xi_0^3 \eta \mu \Omega_\xi t - \frac{B}{4}\xi_0^3 \eta \mu 3\Omega_\xi t + \frac{\Gamma z_0^2}{2} - \frac{\Gamma}{2}z_0^2 \sigma \nu \nu 2\Omega_z t + \\
 & + \frac{\Delta}{4}\xi_0^2 z_0^2 - \frac{\Delta}{8}\xi_0^2 z_0^2 [\eta \mu 2\Omega_\xi t \eta \mu 2\Omega_z t + \eta \mu 2\Omega_\xi t \eta \mu 2\Omega_z t] - \\
 & - \frac{\Delta}{4}\xi_0^2 z_0^2 \sigma \nu \nu (-2\Omega_z) t - \frac{\Delta}{4}\xi_0^2 z_0^2 \sigma \nu \nu 2\Omega_\xi t
 \end{aligned}$$

Άρα:

$$\begin{aligned}
 & = \frac{A\xi_0^2}{2} - \frac{A}{2}\xi_0^2 \sigma \nu \nu 2\Omega_\xi t + \frac{3B}{4}\xi_0^3 \eta \mu \Omega_\xi t - \frac{B}{4}\xi_0^3 \eta \mu 3\Omega_\xi t + \frac{\Gamma z_0^2}{2} - \frac{\Gamma}{2}z_0^2 \sigma \nu \nu 2\Omega_z t + \\
 & + \frac{\Delta}{4}\xi_0^2 z_0^2 - \frac{\Delta}{4}\xi_0^2 z_0^2 \eta \mu 2\Omega_\xi t \eta \mu 2\Omega_z t - \frac{\Delta}{4}\xi_0^2 z_0^2 \sigma \nu \nu (-2\Omega_z) t - \frac{\Delta}{4}\xi_0^2 z_0^2 \sigma \nu \nu 2\Omega_\xi t
 \end{aligned}$$

Δηλαδή

$$\begin{aligned} & \frac{A\xi_0^2}{2} + \frac{\Gamma z_0^2}{2} + \frac{\Delta}{4} \xi_0^2 z_0^2 - \left(\frac{A}{2} \xi_0^2 + \frac{\Delta}{4} \xi_0^2 z_0^2 \right) \sigma \nu \nu 2\Omega_\xi t + \frac{3B}{4} \xi_0^3 \eta \mu \Omega_\xi t - \\ & - \frac{B}{4} \xi_0^3 \eta \mu 3\Omega_\xi t - \left(\frac{\Gamma}{2} + \frac{\Delta}{4} \right) \xi_0^2 z_0^2 \sigma \nu \nu 2\Omega_z t - \frac{\Delta}{4} \xi_0^2 z_0^2 \left[\sigma \nu \nu 2(\Omega_\xi - \Omega_z) t - \sigma \nu \nu 2(\Omega_\xi + \Omega_z) t \right] \end{aligned}$$

Τελικά

$$\begin{aligned} & \frac{A\xi_0^2}{2} + \frac{\Gamma z_0^2}{2} + \frac{\Delta}{4} \xi_0^2 z_0^2 + \\ & + \frac{3B}{4} \xi_0^3 \eta \mu \Omega_\xi t - \\ & - \left(\frac{A}{2} \xi_0^2 + \frac{\Delta}{4} \xi_0^2 z_0^2 \right) \sigma \nu \nu 2\Omega_\xi t - \\ & - \left(\frac{\Gamma}{2} + \frac{\Delta}{4} \right) \xi_0^2 z_0^2 \sigma \nu \nu 2\Omega_z t - \frac{\Delta}{4} \xi_0^2 z_0^2 \sigma \nu \nu 2(\Omega_\xi - \Omega_z) t - \frac{\Delta}{4} \xi_0^2 z_0^2 \sigma \nu \nu 2(\Omega_\xi + \Omega_z) t - \\ & - - \frac{B}{4} \xi_0^3 \eta \mu 3\Omega_\xi t = 0 \Rightarrow \end{aligned}$$

Πιο καθαρά έχουμε ότι :

$$\ddot{\xi}_e + \Omega_\xi^2 \xi_e + A \xi_e^2 + B \xi_e^3 + \Gamma z_e^2 + \Delta \xi_e^2 z_e^2 = 0$$

Μετατρέπεται σε

$$\begin{aligned} & \frac{A \xi_0^2}{2} + \frac{\Gamma z_0^2}{2} + \frac{\Delta}{4} \xi_0^2 z_0^2 + \frac{3}{4} B \xi_0^3 \eta \mu \Omega_\xi t + \left(\frac{A \xi_0^2}{2} + \frac{\Delta}{4} \xi_0^2 z_0^2 \right) \sigma \upsilon \nu 2 \Omega_\xi t - \\ & - \left(\frac{\Gamma}{2} + \frac{\Delta}{4} \right) \xi_0^2 z_0^2 \sigma \upsilon \nu 2 \Omega_z t - \frac{\Delta}{4} \xi_0^2 z_0^2 \sigma \upsilon \nu 2 (\Omega_\xi - \Omega_z) t - \\ & - \frac{\Delta}{4} \xi_0^2 z_0^2 \sigma \upsilon \nu 2 (\Omega_\xi + \Omega_z) t - \frac{B}{4} \xi_0^3 \eta \mu 3 \Omega_\xi t = 0 \end{aligned}$$

Για να μηδενίζεται θα πρέπει να ισχύει ότι:

$$\left. \begin{aligned} 1) & \frac{A \xi_0^2}{2} + \frac{\Gamma z_0^2}{2} + \frac{\Delta}{4} \xi_0^2 z_0^2 = 0 \\ & \frac{3}{4} B \xi_0^3 = 0 \\ & \frac{A \xi_0^2}{2} + \frac{\Delta}{4} \xi_0^2 z_0^2 = 0 \\ & \left(\frac{\Gamma}{2} + \frac{\Delta}{4} \right) \xi_0^2 z_0^2 = 0 \\ & \frac{\Delta}{4} \xi_0^2 z_0^2 = 0 \\ & \frac{B}{4} \xi_0^3 = 0 \end{aligned} \right\} \begin{aligned} & \frac{B}{4} \xi_0^3 = 0 \\ & \frac{\Delta}{4} \xi_0^2 z_0^2 = 0 \\ & \frac{\Gamma}{2} \xi_0^2 z_0^2 = 0 \\ & \frac{A}{2} \xi_0^3 = 0 \\ & \frac{3B}{4} \xi_0^3 = 0 \end{aligned} \quad \begin{aligned} & \text{Προφανής λύση} \\ & \text{ή } A=B=\Gamma=\Delta=0 \end{aligned}$$

Για την εξίσωση των Z:

$$z_e = z_0 \eta \mu \Omega_z t$$

$$\xi_e = \xi_0 \eta \mu \Omega_\xi t$$

$$z = z_e(t) + \eta \theta_z(t)$$

$$\xi = \xi_e(t) + \varepsilon \theta_\xi(t)$$

$$\ddot{z} + \Omega_z^2 z + E \xi_z + H \xi^2 z + \Theta z^3 = 0 \quad \text{όπου} \quad \Omega_z^2 > 0 \quad \text{και} \quad E, H, \Theta < 0$$

$$\begin{aligned} & \ddot{z}_e(t) + \eta \ddot{\theta}_z(t) + \Omega_z^2 z_e(t) + \Omega_z^2 \eta \theta_z(t) \\ & + E[\xi_e + \varepsilon \theta_\xi(t)] \cdot [z_e(t) + \eta \theta_z(t)] \\ & + H[\xi_e^2 + 2\xi_e \varepsilon \theta_\xi(t) + \varepsilon^2 \theta_\xi^2(t)] \cdot [z_e(t) + \eta \theta_z(t)] \\ & + \Theta[z_e^3 + 3z_e^2 \eta \theta_z(t) + 3z_e \eta^2 \theta_z^2(t) + \eta^3 \theta_z^3(t)] = 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \ddot{z}_e(t) + \eta \ddot{\theta}_z(t) + \Omega_z^2 z_e(t) + \Omega_z^2 \eta \theta_z(t) \\ & + E[\xi_e z_e(t) + E \xi_e \eta \theta_z(t) + E \varepsilon \theta_\xi(t) z_e(t) + \varepsilon \eta E \theta_\xi(t) \theta_z(t)] \\ & + H[\xi_e^2 z_e(t) + H \xi_e^2 \eta \theta_z(t) + 2H \xi_e \varepsilon \theta_\xi(t) z_e(t) + 2H \xi_e \varepsilon \theta_\xi(t) \eta \theta_z(t)] \\ & + \Theta[z_e^3 + 3z_e^2 \eta \theta_z(t) + 3z_e \eta^2 \theta_z^2(t) + \eta^3 \theta_z^3(t)] = 0 \end{aligned}$$

Ανάλογα με τις δυνάμεις:

$$\begin{aligned} & [\ddot{z}_e + \Omega_z^2 z_e + E \xi_e z_e + H \xi_e^2 z_e + \Theta z_e^3] + \\ & + [E \xi_e \theta_z + \ddot{\theta}_z + \Omega_z^2 \theta_z + 3\Theta z_e^2 \theta_z + H \xi_e^2 \theta_z] \eta + [E \theta_\xi z_e + 2H \xi_e \theta_\xi z_e] \varepsilon + \\ & + [E \theta_\xi \theta_z + 2H \xi_e \theta_\xi \theta_z] \varepsilon \eta + (\Theta z_e \theta_z^2(t)) \eta^2 + (H \theta_\xi^2 z_e) \varepsilon^2 + \\ & + [(\Theta z_e^3) \eta^3 + (H \theta_\xi^2 \theta_z)] \varepsilon^2 \eta = 0 \end{aligned}$$

0ής

1ης

2ας

3ης

Μηδενίζουμε τον παράγοντα 3ής τάξης

$$\Theta \theta_z^3 + H \theta_\xi^2 \theta_z = 0 \Rightarrow \text{Δεν μηδενίζεται αφού πάντα } \Theta, H < 0$$

Μηδενίζουμε τον παράγοντα 2ής τάξης

$$E \theta_\xi \theta_z + 2H \xi_e \theta_\xi \theta_z + \Theta z_e \theta_z^2 + H \theta_\xi^2 z_e = 0 \quad \text{Αδύνατη διότι } E, \Theta, H < 0$$

Μηδενίζουμε τον παράγοντα 1ης

$$E \xi_e \theta_z + \ddot{\theta}_z + \Omega_z^2 \theta_z + 3\Theta z_e^2 \theta_z + H \xi_e^2 \theta_z + E \theta_\xi z_e + 2H \xi_e \theta_\xi z_e = 0 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \ddot{\theta}_z + [\Omega_z^2 + E \xi_e + 3\Theta z_e^2 + H \xi_e^2] \theta_z + [E z_e + 2H z_e] \theta_\xi = 0$$

Μηδενίζουμε τον παράγοντα 0ής τάξης

$$\ddot{z}_e + \Omega_z^2 z_e + E \xi_e z_e + H \xi_e^2 z_e + \Theta z_e^3 = 0$$

Άρα

$$- \Omega_z^2 z_0 \eta \mu \Omega_z t + \Omega_z^2 z_0 \eta \mu \Omega_z t + E \xi_0 \eta \mu \Omega_\xi t + z_0 \eta \mu \Omega_z t + H \xi_0^2 \eta \mu^2 (\Omega_\xi t) \cdot z_0 \eta \mu \Omega_z t + \Theta z_0^3 \eta \mu^3 \Omega_z t = 0$$

$$\Rightarrow E \xi_0 z_0 \eta \mu \Omega_\xi t \eta \mu \Omega_z t + H \xi_0^2 z_0 \left(\frac{1 - \sigma \nu 2 \Omega_\xi t}{2} \right) \eta \mu \Omega_z t + \Theta z_0^3 \left(\frac{3 \eta \mu \Omega_z t - \eta \mu 3 \Omega_z t}{4} \right)$$

$$= \frac{E \xi_0 z_0}{2} [\sigma \nu (\Omega_\xi - \Omega_z) t - \sigma \nu (\Omega_\xi + \Omega_z) t] + \frac{H}{2} \xi_0^2 z_0 \eta \mu \Omega_z t - \frac{H}{2} \xi_0^2 z_0 \sigma \nu 2 \Omega_\xi t \eta \mu \Omega_z t +$$

$$+ \frac{3\Theta}{4} z_0^3 \eta \mu \Omega_z t - \frac{\Theta}{4} z_0^3 \eta \mu 3 \Omega_z t$$

$$\left[\frac{H}{2} \xi_0^2 z_0 + \frac{3\Theta}{4} \right] \eta \mu \Omega_z t - \frac{\Theta}{4} z_0^3 \eta \mu 3 \Omega_z t + \frac{E}{2} \xi_0 z_0 \sigma \nu (\Omega_\xi - \Omega_z) t -$$

$$- \frac{E}{2} \xi_0 z_0 \sigma \nu (\Omega_\xi + \Omega_z) t - \frac{H}{2} \xi_0^2 z_0 \sigma \nu 2 \Omega_\xi t \eta \mu \Omega_z t = 0$$

Προσπάθεια εύρεσης λύσεων στην εξίσωση των ξ

$$\ddot{\xi} + \Omega_{\xi}^2 \xi + A\xi^2 + B\xi^3 = O_4$$

$$\xi(t) = \xi_e(t) + \varepsilon\theta(t)$$

$$\xi_e(t) = \xi_0 \eta \mu \Omega_{\xi} t$$

$$\begin{aligned} & \ddot{\xi}_e + \varepsilon \ddot{\theta} \\ & + \Omega_{\xi}^2 (\xi_e + \varepsilon\theta) \\ & + A(\xi_e^2 + 2\varepsilon\xi_e\theta + \varepsilon^2\theta^2) \\ & + B(\xi_e^3 + 3\xi_e^2\varepsilon\theta + 3\xi_e\varepsilon^2\theta^2 + \varepsilon^3\theta^3) = O_4 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \ddot{\xi}_e + \Omega_{\xi}^2 \xi_e + A\xi_e^2 + B\xi_e^3 + \\ & + \varepsilon(\ddot{\theta} + \Omega_{\xi}^2\theta + 2A\xi_e\theta + 3B\xi_e^2\theta) \\ & + \varepsilon^2(A\theta^2 + 3B\xi_e\theta^2) \\ & + \varepsilon^3B\theta^3 = O_4 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \ddot{\xi}_e + \Omega_{\xi}^2 \xi_e + A\xi_e^2 + B\xi_e^3 = 0 \\ & \theta + (\Omega_{\xi}^2 + 2A\xi_e + 3B\xi_e^2)\theta = 0 \\ & A + 3B\xi_e = 0 \\ & B = 0 \end{aligned}$$

$$A = 0$$

$$B = 0$$

$$\ddot{\xi}_e + \Omega_\xi^2 \xi_e = 0$$

$$\ddot{\theta} + \Omega_\xi^2 \theta = 0 \quad \text{Αρα } \theta = \theta_0 \eta\mu(\Omega_\xi t)$$

$$\xi = \xi_0 \eta\mu(\Omega_\xi t) + \varepsilon \theta_0 \eta\mu(\Omega_\xi t)$$

$$\xi = (\xi_0 + \varepsilon \theta_0) \eta\mu(\Omega_\xi t)$$

$$\theta < \xi_e$$

$$\theta < \theta_0 < \xi_0$$

$$\xi_{\max} = (1 + \varepsilon) \xi_0 \eta\mu(\Omega_\xi t)$$

$$\ddot{\xi} + \Omega_{\xi}^2 \xi + A\xi^2 + B\xi^3 = O_4$$

$$\xi_e = \xi_0 \eta \mu(\Omega_{\xi} t) = \xi_e(t)$$

$$\xi = \xi_e + \varepsilon \theta, \theta = \theta(t)$$

$$\ddot{\xi}_e + \varepsilon \ddot{\theta} + \Omega_{\xi}^2 (\xi_e + \varepsilon \theta) + A(\xi_e + \varepsilon \theta)^2 + B(\xi_e + \varepsilon \theta)^3 = O_4$$

$$\begin{aligned} & \ddot{\xi}_e + \Omega_{\xi}^2 \xi_e + A\xi_e^2 + B\xi_e^3 \\ & + \varepsilon \ddot{\theta} + \varepsilon \Omega_{\xi}^2 \theta + 2\varepsilon \xi_e \Omega_{\xi}^2 \theta + \varepsilon B 3\xi_e \theta \\ & + A\varepsilon^2 \theta^2 + \varepsilon^2 3B\xi_e \theta^2 \\ & + B\varepsilon^3 \theta^3 = O_4 \\ & \ddot{\xi}_e + \Omega_{\xi}^2 \xi_e + A\xi_e^2 + B\xi_e^3 + \\ & + \varepsilon (\ddot{\theta} + \Omega_{\xi}^2 \theta + 2\xi_e \Omega_{\xi}^2 \theta + B 3\xi_e \theta) \\ & + \varepsilon^2 (A\theta^2 + 3B\xi_e \theta^2) + \\ & + \varepsilon^3 B\theta^3 = O_4 \end{aligned}$$

$$\ddot{\xi} + \Omega_{\xi}^2 \xi + A\xi^2 + B\xi^3 = O_4$$

$$\xi = \xi_e + \varepsilon\theta, \quad \dot{\xi} = \dot{\xi}_e(t) + \varepsilon\dot{\theta}(t),$$

$$\ddot{\xi}_e + \varepsilon\ddot{\theta} + \Omega_{\xi}^2 \xi_e + \varepsilon$$

$$\Omega_{\xi}^2 \theta + A(\xi_e^2 + 2\xi_e\theta\varepsilon + \varepsilon^2\theta^2) + B(\xi_e^3 + 3\xi_e^2\theta\varepsilon + 3\xi_e\theta^2\varepsilon^2 + \varepsilon^3\theta^3) = O_4$$

$$\ddot{\xi}_e + \Omega_{\xi}^2 \xi_e + A\xi_e^2 + B\xi_e^3 = 0 : \varepsilon^0$$

$$-\Omega_{\xi}^2 \xi_e + \Omega_{\xi}^2 \xi_e + A\xi_e^2 + B\xi_e^3 = 0$$

$$\xi_e^2 (A + B\xi_e) = 0$$

$$A + B\xi_0 \eta \mu \Omega_{\xi}(t) = 0 \quad \text{Αρα } A = 0, B = 0$$

$$\ddot{\theta} + \Omega_{\xi}^2 \theta + 2A\xi_e\theta + 3B\xi_e^2\theta = 0 : \varepsilon^0$$

$$\ddot{\theta} + (\Omega_{\xi}^2 + 2A\xi_e + 3B\xi_e^2)\theta = 0 \quad \ddot{\theta} + \Omega_{\xi}^2 \theta = 0, \theta = \theta_0 \eta \mu \Omega_{\xi} t$$

$$\xi = (\xi_0 + \theta_0) \eta \mu \Omega_{\xi} t \quad \text{Van Allen's maximum width}$$

$$A = 0$$

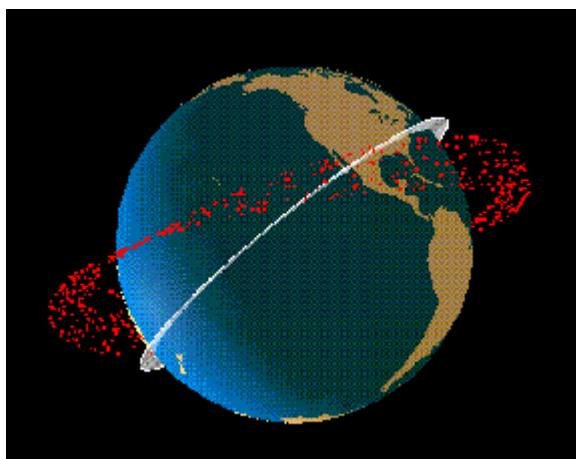
$$B = 0$$

$$\xi_0 + \theta_0 + 2\xi_0$$

Τα παραπάνω όμως δεν ισχύουν από τη στιγμή που δεν μπορεί να ισχύει ταυτόχρονα ότι $A=0$ και $B=0$

5. ΕΠΑΝΕΙΣΟΔΟΣ ΣΤΗ ΓΗ

1. Τι είναι τα νέφη των διαστημικών σκουπιδιών



Εικόνα 5.1. Σχηματισμός του νέφους συντριμμίων

Κάθε συγκέντρωση σωματιδίων συντριμμίων ή θραυσμάτων σε μια καλά καθορισμένη περιοχή του διαστήματος, αναφέρεται ως νέφος διαστημικών συντριμμίων. Αυτά τα νέφη δημιουργούνται οπουδήποτε παράγονται συντρίμια από μία πηγή. Για παράδειγμα, οι ανώτεροι όροφοι που έχουν απορριφθεί γενικά συγκεντρώνονται γύρω από ένα σύννεφο σωματιδίων που ελευθερώνονται με τον χρόνο βαθμιαία μέσω ποικίλων υλικών όπως η μπογιά μονώσεις πολλών στρωμάτων.

Όποτε συμβαίνει μια διάλυση δορυφόρου, σχηματίζεται ακαριαία ένα νέφος συντριμμίων. Στην αρχή αυτά τα νέφη παίρνουν την μορφή ενός τρισδιάστατου ελλειψοειδούς. Το κέντρο του νέφους κινείται κατά μήκος μιας καθορισμένης τροχιάς, η οποία για τις εκρήξεις είναι πανομοιότυπη με την τροχιά του αρχικού αντικειμένου. Το νέφος σταδιακά ανοίγει γύρω από την τροχιά σε πρότυπο σπирάλ. Καθώς περνάει η ώρα, το νέφος τελικά σκεπάζει όλη την τροχιά και κάθε δορυφόρο που βρίσκεται σε κοντινή απόσταση.

Σύμφωνα με τους νόμους της τροχιακής κίνησης και των φυσικών μεθόδων που εμπλέκονται σε μια έκρηξη ή σύγκρουση, τα θραύσματα δεν σκορπούν ομοιόμορφα γύρω από ένα νέφος. Σε μερικές περιπτώσεις, η πυκνότητα του διαστήματος σε θραύσματα είναι πολύ μεγαλύτερη από ότι σε άλλα. Όταν η πυκνότητα αυτή είναι υψηλή, η πιθανότητα σύγκρουσης για τους δορυφόρους που διαπερνούν το νέφος είναι πολύ μεγάλη.

Συγκεκριμένες περιοχές του διαστημικού νέφους στενεύουν σε μια ή δυο διαστάσεις. Υπάρχουν τρεις τύποι από συνθλίψεις του διαστημικού νέφους: στενά σημεία, στενές γραμμές, και στενές σελίδες. Η πυκνότητα διαστημικών συντριμμίων είναι πολύ μεγάλη σ' αυτές τις συνθήκες.

Τα στενά σημεία και οι στενές γραμμές είναι πολύ σημαντικές στους αστερισμούς των δορυφόρων. Καμία από αυτές τις καταστάσεις δεν κινείται με το νέφος γύρω από την τροχιά της. Παραμένουν σταθερά στο αδρανές διάστημα καθώς το νέφος γρήγορα περιφέρεται γύρω τους. Σε πολλούς αστερισμούς δορυφόρων υπάρχουν πολλοί δορυφόροι σε κάθε δακτύλιο τροχιάς. Εάν ένας από αυτούς τους δορυφόρους διαλυθεί, Ο εναπομένων δορυφόρος στον δακτύλιο γρήγορα θα φύγει

μέσω του στενού σημείου ή της στενής γραμμής. Σε περίπτωση που πολλά συντρίμια παράγονται από την διάλυση, η πιθανότητα να βλάψουν άλλο δορυφόρο στον δακτύλιο μπορεί να είναι σημαντική.

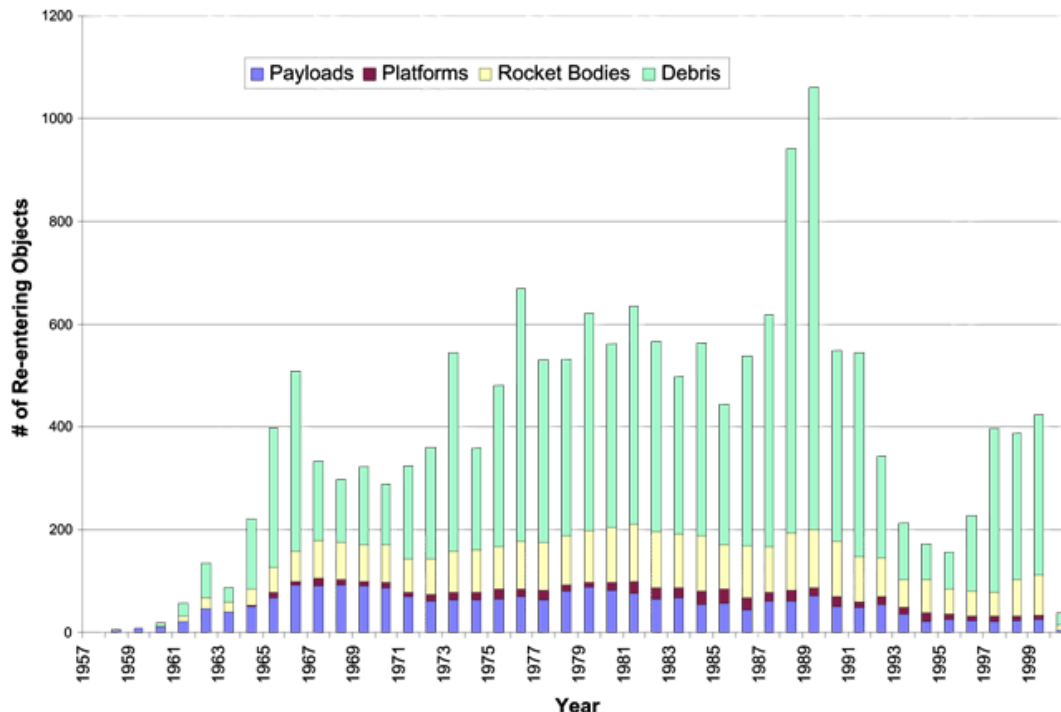
Εάν συγκρουστούν δυο δορυφόροι διαφορετικών δακτυλίων, θα σχηματιστούν δύο διαστημικά νέφη συντριμμίων, ένα σε κάθε δακτύλιο. Οι αστερισμοί του κάθε νέφους μετά θα αποτελούν κίνδυνο για τον εναπομείναντα δορυφόρο στους δυο δακτυλίους..

2. Πόσο θα μείνουν τα συντρίμια εκεί πάνω;

Όσο μεγαλύτερο το ύψος που κινείται, τυπικά θα μείνει σε τροχιά γύρω από τη Γη. Αυτά που αφέθηκαν κάτω από τα 600 km θα πέσουν πίσω, μέσα σε μερικά χρόνια. Σε ύψη 800 km, ο χρόνος ύπαρξης τροχιάς συχνά είναι δεκαετίες. Πάνω από 1000 km, τα συντρίμια θα γυρίζουν για αιώνες και παραπάνω.

3. Επανείσοδος

Αντικείμενα εισέρχονται στην ατμόσφαιρα από τη στιγμή που ξεκινήσαμε να εκτοξεύουμε βαρύ υλικό στο διάστημα. Οι ακόλουθες πληροφορίες παρέχουν λεπτομέρειες για τα 111 αντικείμενα που εισήλθαν το 1999.



Εικόνα 5.2. Αριθμός των αντικειμένων που εισέρχονται κάθε χρόνο

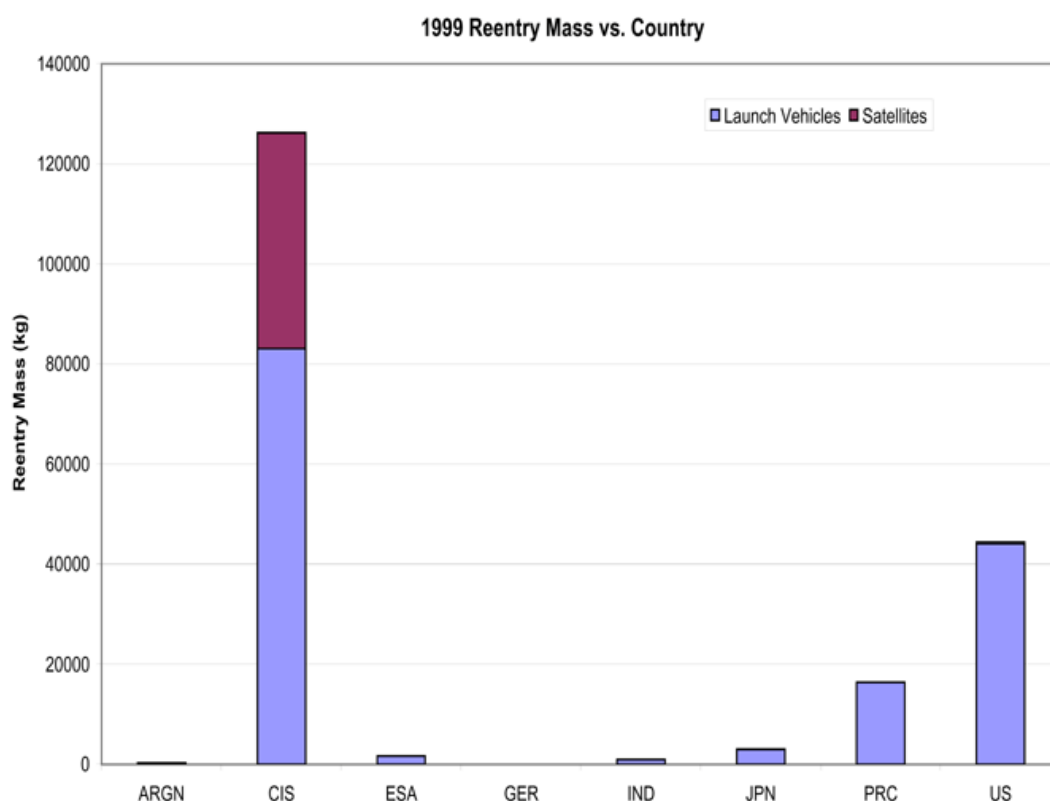
Η εικόνα δείχνει τον αριθμό των ανιχνευθέντων αντικειμένων, αντικειμένων λίγο μεγαλύτερα από μια μπάλα του μπάσκετ που εισέρχονται κάθε χρόνο. Φορτία (δορυφόροι), επίπεδες επιφάνειες (που χρησιμοποιούνται για να υποστηρίξουν ένα

φορτίο, ενώ τοποθετείται σε τροχιά) και όροφοι πυραύλων (όπως οι Δέλτα) συγκεντρώνουν όλο το ενδιαφέρον εξαιτίας του μεγέθους του. Υπάρχουν περίπου 100-200 επανείσοδοι μεγαλύτερων αντικειμένων κάθε χρόνο. Τα δεδομένα για τις επανεισόδους του 1999 πάρθηκαν από το U.S. Space Command (USSPACE COM) κατάλογο δορυφόρων μέσω του διαστημικού κέντρου της NASA Goddard, Orbital Information Group (OIG)

Επανείσοδοι επανδρωμένων διαστημοπλοίων και δορυφόρων όπως είναι ο διαστημικός πύραυλος Soyuz T.M. και Progress M (ένα ελεγχόμενο διαστημόπλοιο επανεφοδιασμού του Mir), δεν συμπεριλαμβάνονται στον πληθυσμό του 1999 από τη στιγμή που αυτές είναι ελεγχόμενες επανείσοδοι.

Ο κατάλογος περιλαμβάνει 111 αντικείμενα, αποτελούμενα από τον πληθυσμό κατά το 1999, των επανερχόμενων δορυφόρων, σωμάτων των πυραύλων (R/Bs) και των επίπεδων επιφανειών που εισέρχονται σπάνια. Τα περισσότερα από αυτά τα αντικείμενα είναι εκτοξευμένοι όροφοι οχημάτων που χρησιμοποιήθηκαν για να μεταφέρει τους δορυφόρους σε υψηλότερες τροχιές. Τα τελικά 21 αντικείμενα του πίνακα είναι δορυφόροι που επανήλθαν το 1999.

Η συνολική μάζα (193,268 kgr) των αντικειμένων R/Bs που επανήλθαν, οι πλατφόρμες (PLATs) και δορυφόροι για το 1999, καθορίστηκε από τις εκτοξεύσεις κάθε χώρας.



Εικόνα 5.3. Η συνολική μάζα των αντικειμένων που επανήλθε σε κάθε χώρα

4. Επανείσοδος μετεωριτών

Φανταστείτε μια μπάλα του μπέιζμπολ να κινείται με 30000 μίλια την ώρα. Τόσο μεγάλα και γρήγορα είναι τα μετέωρα. Αν και μερικά είναι μεγαλύτερα από μπάλες

του μπίτζμπολ, τα περισσότερα είναι σαν κόκκοι άμμου. Τα μεγαλύτερα μετέωρα είναι σαν κομμάτια αστεροειδών ή άλλων πλανητών. Το μικρό υλικό συνήθως είναι σκόνη που έμεινε από έναν διερχόμενο κομήτη.

Είσοδος τους στην ατμόσφαιρα

Όταν χτυπούν την ατμόσφαιρα, τα μετέωρα αντιτίθενται στα σωματίδια του αέρα και δημιουργείται τριβή, θερμαίνοντάς τα πάνω από 3000 βαθμούς Φαρενάιτ. Η μεγάλη θερμότητα εξαχνώνει τα περισσότερα μετέωρα, δημιουργώντας αυτό που λέμε «διάττοντες αστέρες», (οι περισσότεροι γίνονται ορατοί σε ύψος περίπου 60 μιλίων). Μερικά μεγάλα μετέωρα πέφτουν σιγά σιγά, προκαλώντας φωτεινότερη λάμψη που λέγεται fireball και μια έκρηξη που συχνά μπορεί να γίνει αντιληπτή (να ακουστεί) 30 μίλια μακριά. Όταν τα μετέωρα χτυπούν στο έδαφος ονομάζονται μετεωρίτες. Μερικά μετέωρα είναι σπασμένα κομμάτια αστεροειδών, άλλα-κοσμική σκόνη- είναι κομμάτια από κομήτες (σημείωση: μετεωροειδές είναι ένα αντικείμενο στο διάστημα που μπορεί αν μπει στην ατμόσφαιρα, να γίνει μετέωρο.).

Μελέτη της διάλυσης κατά την επανείσοδο

Πολλοί δορυφόροι δεν παραμένουν στις τροχιές τους απεριόριστα, αλλά σταδιακά γυρνάνε στη Γη. Αυτό γίνεται γιατί η ατμόσφαιρα της Γης δεν τελειώνει απότομα, αλλά γίνεται σταδιακά λεπτομερή σε μεγαλύτερα ύψη. Στην πραγματικότητα, υπάρχει ακόμα ατμόσφαιρα μερικές εκατοντάδες χιλιόμετρα πάνω, όπου κινούνται οι δορυφόροι γύρω από τη Γη. Λόγω του ότι η ατμόσφαιρα είναι λεπτή, σε αυτά τα μεγάλα ύψη μπορεί να πάρει πολύ χρόνο για να κατέβουν οι δορυφόροι κάτω.

Για δορυφόρους σε χαμηλού ύψους τροχιές (εκατοντάδες χιλιόμετρα σε ύψος) μπορεί να πάρει χρόνια ή δεκαετίες για να γυρίσουν στη Γη. Οι μεγαλύτερου ύψους δορυφόροι δεν μας ενδιαφέρουν γιατί μπορεί να μείνουν στην τροχιά περισσότερο από εκατοντάδες ή χιλιάδες χρόνια.

Καθώς ο δορυφόρος χάνει ύψος, μπαίνει σε πυκνότερες περιοχές της ατμόσφαιρας, όπου η τριβή μεταξύ του δορυφόρου και της ατμόσφαιρας παράγει μεγάλα ποσά θερμότητας. Αυτό συμβαίνει λόγω της μεγάλης ταχύτητας των περιφερόμενων δορυφόρων, η οποία μπορεί να είναι και πάνω από 29000 km /h . Το τεράστιο ποσό της θερμότητας που παράγεται μπορεί να λιώσει ή να εξατμίσει ολόκληρο τον δορυφόρο ή κομμάτια του δορυφόρου. Ένα παρόμοιο φαινόμενο συμβαίνει κατά τη διάρκεια της καταιγίδας των μετεωριτών, όπου φωτεινές λάμψεις (μετεωρίτες και «φλεγόμενοι» αστέρες) γεννιούνται καθώς μικρά κομμάτια φυσικού υλικού (μετεωρίτες) καίγονται στην ατμόσφαιρα.

Αν και μερικοί πιστεύουν ότι οι δορυφόροι καίγονται κατά την επανείσοδο στην ατμόσφαιρα, μερικά συστατικά του δορυφόρου μπορούν να επιζήσουν από την θέρμανση της επανεισόδου (φυσικά, διαστημικού δορυφόροι όπως ο Space Shuttle, Orbiter, επιζούν ολοκληρωτικά λόγω του ότι είναι προστατευμένοι από ειδικά σχεδιασμένες ασπίδες θέρμανσης). Η μερική επιβίωση στον μη- προστατευμένο δορυφόρο μπορεί να συμβεί εάν η θερμοκρασία τήξης των μερών αυτών είναι αρκετά υψηλή ή το σήμα τους, τους επιτρέπει να χάσουν γρήγορα θερμότητα, ώστε να κρατήσουν την θερμοκρασία κάτω από το σημείο τήξης.

Κατά τη διάρκεια της επανεισόδου, το αντικείμενο επιβραδύνεται γρήγορα και το βάρος (φορτίο) στη δομή μπορεί να ξεπεράσει τα 10 Gs (10 φορές την επιτάχυνση της βαρύτητας). Αυτά τα φορτία σε συνδυασμό με την υψηλή θερμοκρασία οδηγούν στον χωρισμό της δομής σε διάφορα μέρη.

Όταν τα μέρη του δορυφόρου χάσουν αρκετή ταχύτητα, η τάξη θέρμανσης μειώνεται, η θερμοκρασία κατεβαίνει και τα αντικείμενα αρχίζουν να κρύνουν.

Μέχρι αυτήν την ώρα, τα αντικείμενα έχουν πέσει σε πυκνότερες περιοχές της ατμόσφαιρας και σταδιακά πέφτουν κατευθείαν κάτω από τον ουρανό. Η σύγκρουση στο έδαφος γίνεται με σχετικά χαμηλές ταχύτητες, αλλά ακόμα και έτσι, αποτελούν κίνδυνο για τον άνθρωπο και για το έδαφος.

Είναι πολύ δύσκολο να προβλέψουμε που θα πέσουν τα συντρίμια ενός δορυφόρου που μπαίνει σπάνια στη Γη, ειδικά λόγω του ότι το «τράβηγμα» του αντικειμένου είναι ανάλογο της πυκνότητας της ατμόσφαιρας και η ατμοσφαιρική πυκνότητα ποικίλει πολύ στα μεγάλα ύψη. Γενικά, μπορούμε να προβλέψουμε τον χρόνο της έναρξης επανεισόδου μέσα σε 10 % του αρχικού χρόνου. Δυστυχώς, τα αντικείμενα που επανεισέρονται, ταξιδεύουν τόσο γρήγορα που ένα λάθος ενός λεπτού στον χρόνο είναι ισοδύναμο με απόσταση πολλών μιλίων στο έδαφος.

Εάν ένας δορυφόρος ή σώμα ενός πυραύλου έχει προωθητική ικανότητα, μπορεί να χρησιμοποιήσει πυραυλάκια κίνησης ώστε να στοχεύσει την επανείσοδο σε συγκεκριμένη περιοχή, όπως είναι ο ωκεανός. Αυτή η τεχνική χρησιμοποιήθηκε πρόσφατα από τη NASA για αν επιβεβαιώσει ότι τα συντρίμια από το Compton Ray, Gamma Observatory, 14000 κιλών έπεσαν στον ωκεανό.

Όπως έχει καταγραφεί, μόνο ένα άτομο έχει χτυπηθεί από συντρίμια ενός επανεισερχόμενου δορυφόρου, στην ιστορία της χρήσης του διαστήματος- περίπου 40 χρόνια. Ευτυχώς το άτομο αυτό χτυπήθηκε από ένα ελαφρύ αντικείμενο και δεν τραυματίστηκε σοβαρά.

Ο κίνδυνος ένα άτομο να χτυπηθεί και τραυματιστεί υπολογίζεται να είναι λιγότερος από 1 στο εκατομμύριο συγκριτικά, ο κίνδυνος να χτυπηθεί ένα άτομο στην Αμερική από αστραπή είναι 1 στα 1,4 εκατομμύρια. Οι υπολογισμοί του κινδύνου επανεισόδου υποστηρίχθηκαν από το γεγονός ότι, τα τελευταία 40 χρόνια πάνω από 1400 μετρικοί τόνοι υλικού πιστεύετε να επέζησε κατά την επανείσοδο με καμιά καταγεγραμμένη συνέπεια (φυσικά, είναι πιθανό να συνέβησαν ζημιές κάπου στον κόσμο, αλλά να μην καταγράφηκαν). Το μεγαλύτερο αντικείμενο που επανήλθε ήταν το Skylab της NASA που ζυγίζει 70000 κιλά.

Διάλυση μετεώρων

Εάν ένα αντικείμενο διαλυθεί στα συστατικά του, εξαρτάται από την ταχύτητα και την γωνία με την οποία μπαίνει. Ένα ταχύτερο μετέωρο σε πλάγιες γωνίες δέχεται μεγαλύτερη πίεση. Τα μετέωρα που αποτελούνται από σίδηρο αντιμετωπίζουν την πίεση καλύτερα από εκείνα που είναι βραχώδη. Ακόμα και ένα μετέωρο σιδήρου συνήθως θα διασπαστεί καθώς γίνει η ατμόσφαιρα πυκνότερη (περίπου 5-7 μίλια πάνω). Ένα μετέωρο μερικές φορές εκρήγνυται πάνω στην επιφάνεια προκαλώντας μεγάλες ζημιές από το «κύμα εκρήξεων»

5. Πόση μάζα προσγειώθηκε;

Η εικόνα 5.2. δείχνει ότι πάνω από 193000 kgr υλικού επανεισήλθαν το 1999, Το 10-30 % της μάζας όλων των επανεισερχόμενων δορυφόρων ή σωμάτων πυραύλων επιζεί κατά την επανείσοδο. Έτσι υποθέτοντας ότι το 20% είναι μια καλή προσέγγιση γενικά, 38000 κιλά υλικού επέζησαν κατά την επανείσοδο. Θεωρώντας ότι μόνο το 25 % της επιφάνειας της Γης είναι στεριά, μπορούμε να υπολογίσουμε ότι συνολικά, 9500 κιλά χτύπησαν σε στεριά. Ενδιαφέρον είναι ότι δεν υπήρχαν αναφορές για συντρίμια που ανακαλύφθηκαν το 1999 και αναφορές παρόμοιων χτυπημάτων ή ζημιών.

6. Πόσο γρήγορα θα κινείται καθώς προσγειώνεται;

Γενικά, τα συντρίμια από δορυφόρους και σώματα πυραύλων θα πέφτουν κατευθείαν κάτω και θα συγκρούονται στο έδαφος με σχετικά χαμηλές ταχύτητες. Όπως ο αέρας επιβραδύνει ένα κομμάτι χαρτιού περισσότερο από μια μπάλα, ένα ελαφρύ συντρίμμα (όπως ένα κομμάτι μόνωσης) θα επιβραδυνθεί γρήγορα και θα χτυπήσει το έδαφος με χαμηλότερη ταχύτητα από εκείνη ενός βαρύ αντικείμενου. Γενικά, οι ταχύτητες κρούσης κυμαίνονται από 30 km/h για ελαφριά συντρίμια μέχρι 300 km/h για βαρύτερα αντικείμενα. Μπορεί ίσως να περιμένετε ότι οι τοπικοί άνεμοι επηρεάζουν περισσότερο τα μικρότερα συντρίμια από τα μεγαλύτερα. Ο άνεμος σκορπάει τα συντρίμια που πέφτουν, κάνοντας πιο δύσκολη την προσπάθεια να βρεθεί στο έδαφος κάποιο συντρίμμα που έχει επιζήσει.

7. Σύγκρουση μετεώρων με τη Γη

Εξωγήινα αντικείμενα που χτυπούν το έδαφος, με ταχύτητα σχεδόν τη μισή από εκείνη που είχαν κατά την είσοδο, δημιουργούν κρατήρες 12 με 20 φορές το μέγεθός τους. Οι κρατήρες στη Γη σχηματίζονται πολύ, όπως γίνεται και στη Σελήνη ή άλλον βραχώδη πλανήτη. Μικρότερα αντικείμενα δημιουργούν απλούς κοίλους κρατήρες. Μεγαλύτερες συγκρούσεις μπορούν να προκαλέσουν ένα αναπήδημα που δημιουργούν μια κεντρική κορυφή, γλιστράει από το χείλος και σχηματίζει επίπεδα. Οι μεγαλύτερες συγκρούσεις σχηματίζουν κοιλάδες στις οποίες πολλαπλά (γλιστρίματα) σχηματίζουν εσωτερικές κορυφές.

Τυπική σύνθεση	Βραχώδη μετέωρα	Φλοιός της γης
Σίδηρος 91%	Οξυγόνο 36%	Οξυγόνο 49%
Νικέλιο 8, 5%	Σίδηρος 26%	Σilikόνη 26%
Κοβάλτιο 0, 6%	Σilikόνη 18%	Άργυρος 7, 5 %
	Μαγνήσιο 14%	Σίδηρος 4, 7 %
	Άργυρος 1, 5 %	Κάλιο 3, 4 %
	Νικέλιο 1, 4 %	Sodium 2, 6%
	Κάλιο 1, 3%	Ποτάσιο 2, 4 %
		Μαγνήσιο 1, 9%

Το 1807 εξερράγη μια fireball στο Κονέκτικατ, και έβρεξε πολλούς μετεωρίτες. Τότε ανακαλύφθηκαν οι πρώτοι αστεροειδείς και δημιουργήθηκε η θεωρία που ισχύει και τώρα, ότι οι μετεωρίτες είναι σπασμένα κομμάτια αστεροειδών ή πλανητών.

Ένα από τα πιο συγκεκριμένα γεγονότα μετεωριτών στην ιστορία που κατέστρεψε εκατοντάδες τετραγωνικών μιλίων του δάσους της Σιβηρίας στις 30 Ιουνίου 1908. Κατά μήκος εκατοντάδων μιλίων, μάρτυρες από την Tunguska είδαν μια πύρινη σφαίρα να έρχεται από τον ουρανό, δηλαδή μετέωρα που μπήκαν στην ατμόσφαιρα με πλάγιες γωνίες. Εξερράγη, στέλνοντας καυτούς ανέμους και υψηλούς θορύβους και δονήσεις στο έδαφος, αρκετές να σπάσουν τα παράθυρα σε γειτονικά χωριά. Μικρά σωματίδια εξερράγησαν στην ατμόσφαιρα, φωτίζοντας τον νυκτερινό ουρανό για πολλές μέρες. Κανένας μετεωρίτης δεν εμφανίστηκε ποτέ, για χρόνια πολλοί επιστήμονες θεώρησαν ότι η καταστροφή προκλήθηκε από κομήτη. Τώρα, υπερισχύει η θεωρία ότι ένας μετεωρίτης εξερράγη πάνω στην επιφάνεια.

Ο μεγαλύτερος μετεωρίτης ανακαλύφθηκε στις ΗΠΑ, που έπεσε σε ένα χωράφι με σιτάρι στην βορειότερη Νεμπράσκα το 1948. Μάρτυρες είδαν μια πύρινη

σφαίρα το απόγευμα, που μερικοί λένε ότι ήταν φωτεινότερη και από τον Ήλιο. Ο μετεωρίτης βρέθηκε θαμμένος 10 πόδια βαθιά μέσα στο έδαφος. Ζύγισε 2360 pounds.

Ο πιο διάσημος κρατήρας μετεωρίτη στις ΗΠΑ είναι ο Meteor Crater, βρίσκεται στην Αριζόνα και είναι τεράστιος. Το χείλος υψώνεται στα 150 πόδια από το περιβαλλόμενο και η τρύπα είναι 600 πόδια βαθιά και σχεδόν ένα μίλι ευρύ. Ήταν ο πρώτος κρατήρας που απέδειξε ότι δημιουργήθηκε από σύγκρουση μετεωριτών που συνέβη πριν από 20000 και 50000 χρόνια.

8. Μπορούμε να ελέγξουμε πού θα προσγειωθούν τα συντρίμια;

Σε μερικές περιπτώσεις, μπορούμε να ελέγξουμε την τοποθεσία του ίχνους του συντριμμιού, προκαλώντας έναν ελιγμό για να αλλάξει τροχιά. Εάν ο δορυφόρος ή ο όροφος του πυραύλου έχει προωθητική ικανότητα, μπορεί να τον διατάξουν να εκτελέσει μια καύση ή μια σειρά καύσεων, σχεδιασμένη έτσι ώστε να χαμηλώσει το περίγειο της τροχιάς, έτσι ώστε τα αντικείμενα να επανεισέλθουν σε μια συγκεκριμένη τοποθεσία. Πολύ λίγοι δορυφόροι και όροφοι πυραύλων έχουν μια συγκεκριμένη προωθητική ικανότητα να προετοιμάσουν μια ελεγχόμενη αλλαγή τροχιάς.

Για μεγαλύτερα αντικείμενα, που αποτελούν κίνδυνο για τον άνθρωπο και ειδικά στο έδαφος, μια ελεγχόμενη αλλαγή τροχιάς είναι η πιο επιθυμητή, αφού αυτή η τεχνική μας βεβαιώνει ότι τα συντρίμια της σύγκρουσης θα πέσουν στον ωκεανό. Ένα καλό παράδειγμα, είναι η αλλαγή πορείας από την NASA, του Compton Gamma Ray Observatory (CGRO), 14000 κιλών στον Νότιο Ειρηνικό ωκεανό. Πάνω από 35 % της μάζας του CGRO αναμένονταν να επιζήσει κατά την επανείσοδο και τα συντρίμια που πέφτουν να αποτελούν κίνδυνο για τους ανθρώπους, εάν έπεφταν σε λάθος μέρος. Μετά την αποτυχία του ενός από τα τρία « γυροσκόπια» τον Δεκέμβριο του 1999, η απόφαση που πάρθηκε ήταν η αλλαγή τροχιάς του CGRO, με έναν ελεγχόμενο τρόπο, πριν πέσουν και τα «γυροσκόπια» που έμειναν. Το CGRO, άλλαξε πορεία με ασφάλεια στον Ειρηνικό ωκεανό, στις 4 Ιουνίου 2000 via four thruster burns.

9. Μπορούμε να προβλέψουμε πού θα πέσουν τα συντρίμια;

Είναι πολύ δύσκολο να προβλέψουμε που θα πέσουν ακριβώς. Τα λίγα κομμάτια που επιζούν θα διασπαρθούν σε ένα μεγάλο ίχνος, έτσι ώστε δυο όμοια θραύσματα να βρεθούν πολλά μίλια μακριά. Για παράδειγμα, υπήρχε ένα σύνολο τεσσάρων σφαιρικών ορόφων Δέλτα που άφησαν συντρίμια στο Τέξας και τη Νότιο Αφρική, αλλά μόνο μία σφαίρα βρέθηκε και στις δυο περιπτώσεις. Οι υπόλοιπες, το πιο πιθανό επέζησαν αλλά συγκρούστηκαν σε κάποια απόσταση πιο μακριά και δεν ανακαλύφθηκαν.

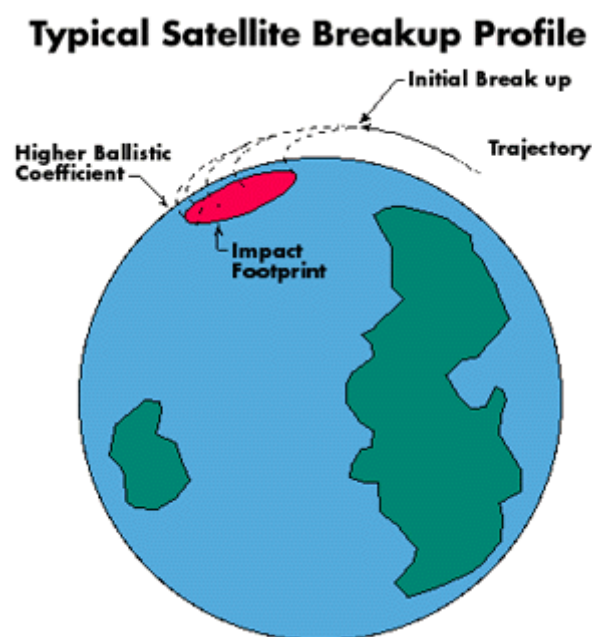
Από τη στιγμή που είναι πολύ δύσκολο να προβλέπουμε που θα προσγειωθούν τα κομμάτια, οι αναλυτές γενικά προβλέπουν την τοποθεσία του ίχνους συντριμμίων, για να καθορίσουν τη γενική περιοχή που θα προσγειωθούν. Δυστυχώς, το να προβλέπουμε πού θα είναι το ίχνος συντριμμίων στην επιφάνεια της Γης, για ένα αντικείμενο που επανεισέρχεται είναι επίσης δύσκολο.

Η αρχική δυσκολία με την πρόβλεψη της τοποθεσίας του ίχνους συντριμμίων σχετίζεται με τα σφάλματα στην πρόβλεψη της χρονικής διάρκειας της ζωής του

αντικειμένου σε τροχιά. Δίνοντας ακριβέστερη ανίχνευση του αντικειμένου κατά τη διάρκεια της αποσύνθεσής του στην τροχιά, συνδυασμένη με μετρήσεις της ηλιακής δράσης στην διάρκεια έκθεσης (η ηλιακή ακτινοβολία έχει δραματικά αποτελέσματα στην ανώτερη ατμόσφαιρα), είναι πιθανόν να βγάλουμε μια καλή προσέγγιση στην ημερομηνία και τον χρόνο (αλλά όχι και τη θέση) της τελικής εισόδου ενός αντικειμένου.

Γενικά, υπάρχει περίπου ένα σφάλμα 10 % του χρόνου της τελικής εισόδου. Σκεπτόμενοι ότι τα περιφερόμενα αντικείμενα ταξιδεύουν με πάνω από 7 km/s, μια πρόβλεψη που γίνεται στην αρχή της τελικής τροχιάς του αντικειμένου, μπορεί να απέχει και 9 λεπτά, που ισοδυναμεί σε 7000 km στο έδαφος. Αυτό σημαίνει ότι τα ίχνη συντριμμίων μπορούν να τοποθετούνται οπουδήποτε σε μια απόσταση 7000 km.

10. Τι είναι το ίχνος συντριμμίων ;



Εικόνα 5.4. Γραφική απεικόνιση του ίχνους συντριμμίων πάνω στη Γη.

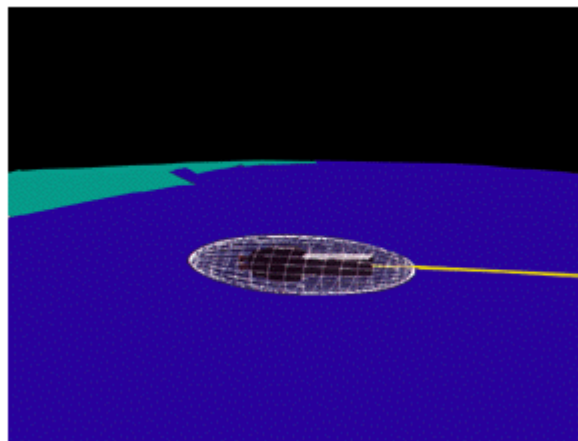
Τα συντρίμια που επιζούν κατά την επανείσοδο, θα συγκρουστούν σε ένα ίχνος συντριμμίων ή αλλιώς ίχνος σύγκρουσης, την περιοχή του εδάφους που περιέχει όλα τα κομμάτια συντριμμίων. Είναι πιθανόν να υπολογίσουμε το μέγεθος του ίχνους, αλλά είναι πολύ δύσκολο να υπολογίσουμε πού θα είναι αυτό στην επιφάνεια της Γης ή που θα προσγειωθούν συγκεκριμένα κομμάτια συντριμμίων.

Το μέγεθος ενός ίχνους καθορίζεται μέσω του υπολογισμού του ύψους της διάλυσης του δορυφόρου ή του βαρύ υλικού του διαστήματος και έπειτα υπολογίζοντας την μάζα και τις αεροδυναμικές ιδιότητες των αντικειμένων που επέζησαν. Τα βαριά συντρίμια γενικά, θα ταξιδέψουν περισσότερο κατευθείαν στην άκρη του ίχνους, ενώ τα ελαφρύτερα γενικά, θα είναι κοντά στον «λόφο». Τα μήκη των ιχνών μπορεί να ποικίλουν από 185 km μέχρι ίσως και 2000 km, ανάλογα με τα χαρακτηριστικά και την πολυπλοκότητα των αντικειμένων.

Το εύρος του ίχνους γενικά καθορίζεται από τα αποτελέσματα του ανέμου στα συντρίμια που πέφτουν, με τα βαριά αντικείμενα να επηρεάζονται λιγότερο, και τα ελαφρύτερα περισσότερο. Το εύρος ενός ίχνους μπορεί επίσης να επηρεάζεται από την ίδια την πρόοδο της διάλυσης. Για παράδειγμα, αν το αντικείμενο μπορεί να

εκραγεί κατά την επανείσοδο, τα θραύσματα θα διασπαρθούν κατά μήκος του ίχνους. Ένα εύρος ίχνους των 20- 4- km είναι τυπικό, με τα πιο φανερά αποτελέσματα κοντά στον λόφο του ίχνους.

11. Πώς μπορεί να ελεγχθεί ο κίνδυνος;



Εικόνα 5.5. Ο δορυφόρος εμφανίζεται αν είναι περιορισμένος σε ένα δίκτυο με σκοπό να φανεί η προσπάθεια για έλεγχο του κινδύνου.

Ο κίνδυνος ελέγχεται καλύτερα, ελαττώνοντας την δημιουργία συντριμμιών μέσω της mitigation «καταπράυνσης». Δυστυχώς, η mitigation «καταπράυνση» συντριμμιών συνήθως αυξάνει το κόστος της αποστολής. Μερικές διαδικασίες «καταπράυνσης» έχουν ελάχιστη επίδραση στο κόστος της αποστολής, εάν καθορίζονται νωρίς στη φάση ανάπτυξης. Για παράδειγμα, οι διαδικασίες ανάπτυξης μπορούν να σχεδιαστούν για να προλάβουν τις εκτοξεύσεις των αντικειμένων.

Για την πρόληψη των εκρήξεων, τα μέρη του δορυφόρου που αποθηκεύουν ενέργεια, μπορεί να είναι passivated στο τέλος της χρήσιμης ζωής. Για παράδειγμα, οι προωθητές των ανώτερων ορόφων, και οι δορυφόροι μπορεί να υπολογιστούν είτε μέσω του venting είτε μέσω της καύσης to depletion. Οι μπαταρίες μπορεί να σχεδιάζονται για να μειώσουν τον κίνδυνο της έκρηξης. Passivation μπορεί να εισάγει κόστος κατά τη διάρκεια της nonrecurring φάσης της αποστολής. Το κόστος κατά τη διάρκεια της λειτουργίας θα πρέπει να είναι μικρό.

12. Παραδείγματα – αναφορές συντριμμιών που έπεσαν στη Γη

Απόσπασμα από το Associated Press 3 Μαΐου 2000

Γιοχάνεσμπουργκ, Νότια Αφρική (ΑΡ): Για λίγο φαινόταν σαν κάποιο παράξενο μετεωρολογικό φαινόμενο να χτυπούσε την Νότια Αφρική.

Μια μεταλλική μπάλα έπεσε από τον ουρανό, την Πέμπτη σε μια φάρμα κοντά στο Worcester, 45 μίλια ανατολικά του Cape Town, αφήνοντας μια ουλή 8 ιντσών στο έδαφος. Την Παρασκευή, ακόμα μια μπάλα έπεσε σε μια φαρδιά φάρμα από τον ουρανό, έξω ακριβώς από το Cape Town.

« Ακούσαμε κάτι ήχους σαν έναν κεραυνό, αλλά δεν υπήρχαν σύννεφα» είπε ο Phillip Schew, ένας αγρότης κοντά στο Worcester.

Οι ερευνητές της NASA είπαν ότι οι μπάλες ήταν σκουπίδια από έναν πύραυλο Δέλτα που εκτοξεύτηκε το 1996. Περίμεναν να πέσουν οι μπάλες κάπου στη Νοτιότερη Αφρική.

Ο Nick Johnson, που είναι υπεύθυνος για τα περιφερόμενα σκουπίδια της NASA, είπε ότι επανείσοδοι σκουπιδιών συμβαίνουν κάθε μέρα, που πέφτουν όμως στους ωκεανούς.



Εικόνα 5.6. Κομμάτια από δορυφόρους που βρέθηκαν πεσμένα στο έδαφος της Αφρικής

13. Κίνδυνος και πιθανότητα σύγκρουσης

Η αναγκαιότητα να ελέγχουμε τον αριθμό των αντικειμένων που περιφέρονται είναι αναμφισβήτητη, σύμφωνα με τον κίνδυνο σύγκρουσης με λειτουργήσιμους δορυφόρους, λαμβάνοντας υπόψη το μεγάλο κόστος που θα έχει μια καταστροφή μερικών μόνο δορυφόρων ή ακόμα και το σταμάτημα των αποστολών σε ένα συγκεκριμένο ύψος.

Κατά μέσο όρο η σχετική ταχύτητα των αντικειμένων χαμηλής τροχιάς LEO είναι γύρω στα 10 km/s (μια αυλακωτή σφαίρα έχει ταχύτητα 800 m/s) έτσι ένα αντικείμενο 80 γραμμαρίων αποκτά κινητική ενέργεια ισοδύναμη με έκρηξη ενός κιλού TNT, αρκετό να καταστρέψει έναν δορυφόρο 500 κιλών σε μια σύγκρουση. Ακόμα και ένα αντικείμενο διαμέτρου 1 cm, μπορεί να βλάψει σοβαρά έναν δορυφόρο εάν συγκρουστούν. Δεδομένου του πληθυσμού των περιφερόμενων συντριμμιών, η πιθανότητα σύγκρουσης δεν είναι αμελητέα. Για να είμαστε όμως σίγουροι ότι μια έκρηξη ή δυσλειτουργία προκλήθηκε από σύγκρουση με διαστημικό συντρίμμι, θα πρέπει να ξεχάσουμε εντελώς την πιθανότητα να παράχθηκε από λάθος του ίδιου του δορυφόρου, και αυτό είναι πολύ δύσκολο. Όμως, είναι σχεδόν σίγουρο ότι η καταστροφή του Kosmos 1275 το 1981 προκλήθηκε από σύγκρουση και αποδείχτηκε πλήρως ότι η αλλαγή τροχιάς του μινι-δορυφόρου CERISE του Γαλλικού στρατού, τον Ιούλιο του 1996, προκλήθηκε από κρούση με ένα θραύσμα του πυραύλου Ariane που εξερράγη 10 χρόνια πριν, και το οποίο συγκρούστηκε με CERISE με ταχύτητα 15 km /s. Εκτός από αυτό, πάνω από 25 από τις 160 εκρήξεις ή διαλύσεις που έλαβαν μέρος, και δεν έχουν εξηγηθεί ακόμα, πολλά από αυτά μπορεί να θεωρηθεί ότι προκλήθηκαν από εκρήξεις με διαστημικά κατάλοιπα.

Υπολογίστηκε ότι η πιθανότητα δυο αντικειμένων με διαμέτρους μεγαλύτερες από 10 cm να συγκρουστούν σε ύψος από 800-1000 km είναι 1/100 κάθε χρόνο, έτσι η πιθανότητα μιας σύγκρουσης με αυτά τα χαρακτηριστικά στα επόμενα 10-15 χρόνια είναι μεγαλύτερη από 50 %. Η πιθανότητα μερικές καταστροφές δορυφόρων που συνέβησαν σ' αυτό το ύψος να προκλήθηκαν από συγκρούσεις με αντικείμενα διαμέτρου 1-10 cm είναι 40 –70 %

Επίσης, η μεγάλη ροή αντικειμένων στη LEO, αυξάνει τα κλιμακωτά αποτελέσματα εάν η τάξη δημιουργίας συντριμμιών είναι μεγαλύτερη από τη τάξη των επανεισόδων που έχουν ήδη γίνει στην Γήινη ατμόσφαιρα. Φαίνεται ότι η κρίσιμη πυκνότητα για αυτό το φαινόμενο για να λάβει μέρος έχει ήδη καθοριστεί σε συγκεκριμένα ύψη (900- 1500 km) και εάν ο αριθμός των συντριμμιών συνεχίζει να αυξάνεται, το φαινόμενο θα είναι γενικό σε 10-15 χρόνια, όταν η πυκνότητα αντικειμένων στη LEO θα είναι διπλάσια της σημερινής, προκαλώντας μια δραματική αύξηση στον αριθμό των θραυσμάτων. Συγκρούσεις με μεταλλικά θραύσματα, των οποίων οι διάμετροι είναι μικρότερες από 1mm είναι συνηθισμένες, όπως φαίνεται από τους περισσότερους από 700 κρατήρες με διαμέτρους μεγαλύτερες από 1,2 mm, που παρατηρήθηκαν σε περιοχή 20 τ.μ. ηλιακού panel στο Διαστημικό τηλεσκόπιο του Hubble. Στην πραγματικότητα, η πιθανότητα σύγκρουσης με ένα αντικείμενο 0,1 mm σε επιφάνεια 100 τ.μ. σε τροχιά ύψους 400 km (όπως στην περίπτωση του Διεθνούς διαστημικού σταθμού ISS) είναι 1 κάθε 10 μέρες, αν και ευτυχώς αυτό το είδος των συγκρούσεων είναι σπάνιο.

Μερικά από τα πειράματα που στοχεύουν στην καλύτερη κατανόηση του προβλήματος των διαστημικών συντριμμιών αποτελούνται από δορυφόρους που αφήνονται να συγκρούονται με συντρίμια, ώστε μετά να εξετάζονται στο έδαφος. Το πιο διάσημο μεταξύ αυτών των πειραμάτων ήταν η «εγκατάσταση έκθεσης μεγάλης διάρκειας» (LDEF), το οποίο χτυπήθηκε από δεκάδες χιλιάδες μικροσκοπικών θραυσμάτων από το 1984 μέχρι το 1990.

Είναι επίσης πιθανό, 2 λειτουργήσιμοι δορυφόροι να συγκρουστούν σε γεωστατικό δακτύλιο, λόγω του μεγάλου επιπέδου απασχόλησης αυτής της τροχιάς. Είναι απαραίτητο να τοποθετούμε μερικούς ενεργούς δορυφόρους στο ίδιο μήκος «παραθύρου» (τυπικά μετράει 0,2 βαθμούς μόνο). Για παράδειγμα, μια ομάδα 4 δορυφόρων, τοποθετημένη στο ίδιο παράθυρο μήκους, η πιθανότητα οι δυο από αυτούς να φτάσουν σε απόσταση μικρότερη από 50 m είναι 60 % τον χρόνο (θεωρώντας ότι ελέγχονται από διαφορετικά κέντρα στο έδαφος, αν και συνήθως θα ελέγχονται από το ίδιο κέντρο, ώστε ο κίνδυνος να είναι μικρότερος). Παγκοσμίως, η πιθανότητα σύγκρουσης μεταξύ δύο από τα 700 αντικείμενα με διαμέτρους μεγαλύτερες από 1m που βρίσκεται σε γεωστατική τροχιά είναι 1/500 τον χρόνο.

Ένα καθαρό παράδειγμα του προβλήματος είναι ότι υπολογίστηκε πως νέες ομάδες μερικών δεκάδων ή ακόμα και εκατοντάδων όμοιων δορυφόρων τηλεπικοινωνίας (επίσης γνωστοί ως αστερισμοί δορυφόρων), που θα τοποθετηθούν σε τροχιά μεταξύ 1500 και 2000 km ύψους, θα έχουν κατά μέσο όρο, 1 πρόβλημα τον χρόνο λόγω των συγκρούσεων με διαστημικά συντρίμια. Άλλωστε, υπολογίζεται ότι ο κίνδυνος σύγκρουσης σε χαμηλές τροχιές λόγω αυτών των αστερισμών δορυφόρων θα αυξηθεί κατά ένα 10 φορές μέσα στα επόμενα 50 χρόνια.

6. ΣΥΓΚΡΟΥΣΕΙΣ ΜΕ ΤΗ ΓΗ

Αντιμετωπίζοντας τον κίνδυνο των συγκρούσεων.

Απόσπασμα:

Τα μικρά κομμάτια των αστεροειδών σε σχέση με τις τροχιές που περνάει η Γη ή που πλησιάζει η γη, παρουσιάζουν μεγάλο ενδιαφέρον γιατί μπορεί τελικά να συγκρουστούν με τον πλανήτη μας. Η ροή συγκρούσεων κατά μέσο όρο σαν την δράση της ενέργειας ενός βλήματος μπορεί να προέρχεται από στατιστικά



Εικόνα 6.1. Ένας μετεωρίτης εισβάλλει στην ατμόσφαιρα της Γης

Ηλιακών κρατήρων, αν και δεν έχουμε πολλά στοιχεία για την μεταβολή αυτής της ροής με τον χρόνο. Εναλλακτικά, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε πρόσφατες παρατηρήσεις των Αστεροειδών κοντινής απόστασης από τη Γη (NEA) για να περιγράψουμε την κατανομή μεγέθους και την ροή των συγκρουόμενων. Τα αποτελέσματα των συγκρούσεων διαφόρων ενεργειών μπορούν να σχεδιαστούν, χρησιμοποιώντας δεδομένα από ιστορικές συγκρούσεις (όπως K-T συγκρουστής πριν από 65 εκατομμύρια χρόνια) και ο παρατηρούμενος βομβαρδισμός το 994 του Δία από τα θραύσματα του Κομήτη Shoemaker–Levy 9. Τέτοιου είδους μοντέλα επιβεβαιώνουν ότι η Εξωγήινη βιόσφαιρα είναι εξαιρετικά τρωτή σε σοβαρές δονήσεις από συγκρούσεις, έτσι ώστε ακόμα και ένα μικρό γεγονός όπως το K-T (από βλήμα 10-15 km σε διάμετρο) μπορεί να οδηγήσει σε μια εξαφάνιση της μάζας. Συγκρίνοντας την ροή σύγκρουσης με επισημάνσεις των περιβαλλοντολογικών και οικολογικών αποτελεσμάτων φανερώνουν ότι μεγαλύτερος κίνδυνος σχετίζεται με συγκρουστήρες περίπου ενός εκατομμυρίου μεγατόνων ενέργειας. Ο υπάρχων κίνδυνος σύγκρουσης σχετίζεται συγκεκριμένα με άλλους φυσικούς κινδύνους, και επιχειρήματα μπορούν να αναπτυχθούν για να μειώσουν ένα πλήθος θεμάτων κοινής πολιτικής. Αυτά περιλαμβάνουν τον σχετικό κίνδυνο των διαφορετικών σεναρίων σύγκρουσης και του σχετιζόμενου κόστους και πιθανότητας επιτυχίας των αντιμέτρων. Γενικά είναι αποδεκτό ότι το πρώτο βήμα είναι η έρευνα και η καταγραφή των μεγαλύτερων NEA, και ξαναβλέπουμε την κατάσταση της «Έρευνας του διαστήματος» η οποία έχει ήδη ανακαλύψει ότι περισσότερα από τα μισά NEA που είναι μεγαλύτερα σε διάμετρο από 1 km, εκτός από τον ολικό αριθμό που σημειώνεται ότι είναι μεταξύ 1000 και 1200. Συγκρίνουμε την ακρίβεια των μεθόδων έρευνας και θεωρούμε τις προκλήσεις του διεθνούς οργανισμού και τα προβλήματα και τις ευκαιρίες που σχετίζονται με την επικοινωνία των αποτελεσμάτων με το τύπο και το κοινό. Είναι επίσης σημαντικό το γεγονός ότι να αναφερόμαστε στο πως ο κίνδυνος σύγκρουσης μπορεί να αντιμετωπιστεί με τις κυβερνήσεις και τους διεθνείς οργανισμούς που παίρνουν αποφάσεις, έτσι ώστε να ανοίξουν δρόμους για να ελαττωθεί ο κίνδυνος εάν ένα NEA τοποθετηθεί σε έναν κοντινό τομέα της Γης. Το πιο γνωστό παράδειγμα

φυσικού κινδύνου με μικρή πιθανότητα αλλά με σοβαρές παγκόσμιες συνέπειες, ο κίνδυνος σύγκρουσης NEA απαιτεί μεγαλύτερη προσοχή και σχεδιασμό.

1. Εισαγωγή



Εικόνα 6.2. Ένας μετεωρίτης με φόντο τη Γη

τους, οι επικίνδυνοι αστεροειδής PHA. Σε αυτό το κεφάλαιο θα χρησιμοποιούμε τη γενικότερη κατηγορία, NEA ή ακόμα και τα NEO (αντικείμενα κοντινής απόστασης), ένας όρος που περιλαμβάνει και τους κομήτες. Λόγω των ασταθών, τροχιών που προσεγγίζουν τους πλανήτες, οι NEA συγκρούστηκαν με επιφάνειες πλανητών στο εσωτέρο πλανητικό σύστημα, επηρεάζοντας την γεωλογική και βιολογική εξέλιξη. Από τη στιγμή που υπάρχει λόγος για να περιμένουμε περισσότερες συγκρούσεις στο μέλλον, οι NEA κοσμούν τους τίτλους των εφημερίδων με προφανή πολιτικά και κοινωνικά παρασκήνια. Ο κίνδυνος σύγκρουσης αντιπροσωπεύει τη διασταύρωση της επιστήμης αστεροειδών με την κοινωνική πρόνοια και της κυβερνητική πολιτική. Όπως σημειώνει πολύ συχνά ο Carl Sagan στο (Sagan, 1994), το μεγάλης διάρκειας μέλλον του ανθρώπινου πολιτισμού σχετίζεται με την ικανότητά μας να καταλάβουμε και ολικά να ελέγξουμε το περιβάλλον σύγκρουσης του πλανήτη μας.

Είναι μόνο εδώ και 2 δεκαετίες που οι επιστήμονες ενδιαφέρθηκαν για τον κίνδυνο σύγκρουσης Αστεροειδών. Με αυτό το θέμα ασχολήθηκαν ευρέως το 1993, με επικρατέστερη μια έκδοση ενός χιλιάδων σελίδων βιβλίου του Hazards due to Comets and Asteroids (Gehrels, 1994) που παραμένει η βασική πηγή πληροφοριών σε αυτή τη μελέτη. Με εκπληκτική ταχύτητα, αυτή η ανησυχία έχει μεταδοθεί στην κυβέρνηση και στο κοινό. (Morrisson et al.1994). Σύμφωνα με την υποστήριξη των ερευνητών NEA (με την δημοσιότητα από την σύγκρουση του κομήτη Shoemaker – Levy 9 με τον Δία και δυο ταινίες), εκείνοι που διαμορφώνουν την πολιτική και οι ψηφοφόροι θεωρούν ότι μια σύγκρουση μπορεί να είναι πιθανή. Είναι αδιευκρίνιστο το γεγονός ότι αυτοί που παίρνουν τις αποφάσεις έχουν πειστεί ότι οποιοδήποτε μεγάλο μέτρο πρέπει να ληφθεί για να αντιμετωπιστεί ο κίνδυνος των συγκρούσεων. Σε αυτό το κεφάλαιο συζητούμε και τα δύο γεγονότα των κινδύνων σύγκρουσης, και των σχετιζόμενων θεμάτων της κοινής γνώμης και της κυβερνητικής ανταπόκρισης.

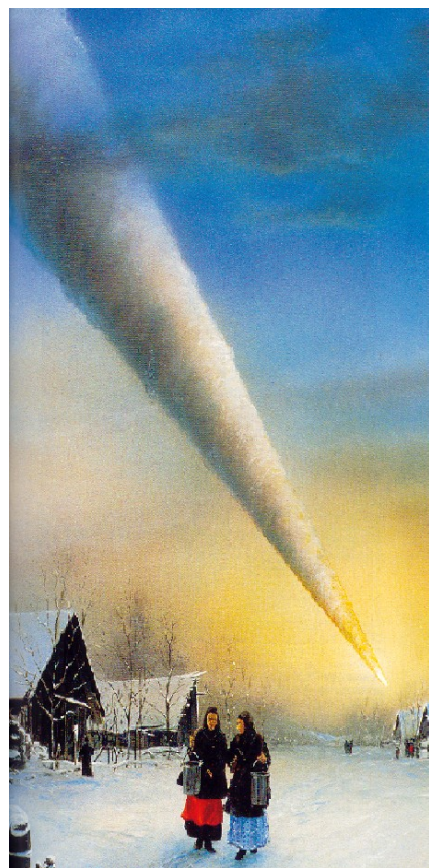
Τα περισσότερα θέματα αυτού του κεφαλαίου σχετίζονται με την εστίαση της συχνότητας των συγκρούσεων και η αποκάλυψη των συνεπειών τους, ειδικά για την Γήινη βιόσφαιρα. Σε αυτό το απόσπασμα, ο ίδιος ο κίνδυνος τείνει σε μια στατιστική ανάλυση. Από την πολιτική πλευρά όμως, δεν χρειαζόμαστε ακριβείς υπολογισμούς είτε για την συχνότητα των συγκρούσεων, είτε για τις συνέπειές τους.

Μεταξύ των αστεροειδών, αυτοί οι πληθυσμοί που μπορούν να χτυπήσουν την Γη έχουν μια συγκεκριμένη κατάσταση. Γενικά αναφερόμαστε σ'αυτούς ως Αστεροειδείς κοντινής απόστασης (NEA), μια κατηγορία που περιλαμβάνει πολλά αντικείμενα (με περιήλιο γύρω στα $q=1, 3$ AU) που δεν βρίσκονται στις απειλούμενες τροχιές (Chapman et. Al. 1994, Rabinowitz et. Al. 1994, Shoemaker et. Al. 1994).

Πλησιέστεροι είναι οι Αστεροειδείς που περνούν από της Γη ECA ή υποκατηγορία

Αναγνωρίζουμε ότι ο ουσιαστικός κίνδυνος δεν είναι στατιστικός. Εάν υπάρχει ένα NEA μετρήσιμου μεγέθους σε τροχιά σύγκρουσης με την Γη, μπορεί να βρεθεί, και να προβλεφθεί η σύγκρουση, ακόμα και δεκαετίες πιο πριν. Όταν και άμα αυτό συμβεί, η προσοχή μας θα εστιαστεί σε ένα συγκεκριμένο αντικείμενο, και στις συνθήκες της προβλεπόμενης σύγκρουσης.

Αρχικά, υπήρχε ένας σκεπτικισμός γύρω από προτάσεις για μια κατανοητή έρευνα για να αναγνωρίσουν κάποιο πιθανό συγκρουστή δεκαετίες πιο πριν. Ίσως επηρεασμένα από την εμπειρία τους σε θέματα αντιτυραύλων, πολλά μέλη της Αμερικάνικης και Ρώσικης κοινότητας άμυνας, πρότειναν, ποικίλα προγράμματα που θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν για να πυροβολήσουν εισερχόμενους αστεροειδείς έχοντας ήδη προειδοποιήσει λίγες μέρες ή λίγες ώρες πριν το συμβάν. (δεδομένα από το εργαστήριο του Los Alamos, που συλλέχθηκαν από τον Canavan, 1993). Δεν υπάρχει όμως κανένα σύστημα προειδοποίησης, ή δεν είναι πιθανό να δημιουργηθεί ένα ώστε να εστιάσει την προσοχή του σε μια τόσο μικρής διάρκειας απειλή. Σχεδόν κάθε αστεροειδής που βρίσκεται σε πεδίο σύγκρουσης, επανειλημμένα θα περνάει κοντά από τη Γη σε προηγούμενες τροχιές, με πολλές ευκαιρίες για ανίχνευση. Μια οπτική έρευνα συστήματος έχει αμελητέα πιθανότητα να τον βρει στην τελική του διεύθυνση στην Γη, σχετικά με την ανακάλυψη σε προηγούμενα κοντινά περάσματα.



Εικόνα 6.3. Σχηματίζοντας με καπνό και σκόνη, την υπογραφή του στον ουρανό, ο μετεωρίτης Σιχότε-Αλίν εισέβαλε στην ατμόσφαιρα της Γης στις 12 Φεβρουαρίου του 1947 για να σπάσει σε χιλιάδες κομμάτια πάνω από την πόλη Νοβοπόλταβκα της Σιβηρίας

Η Spaceguard Survey, που θα συζητηθεί με λεπτομέρεια αργότερα σ' αυτό το κεφάλαιο, είναι μόνο μια περιεκτική οπτική έρευνα, με μια σχεδόν συνεχή κάλυψη του διαστήματος γύρω από τη Γη, σε αποστάσεις της τάξης του 10^8 km. Έχουμε κίολας βρει και υπολογίσει ακριβείς τροχιές πάνω από 500, μαζί με τους NEA που είναι μεγαλύτεροι από 1km. Τίποτα από αυτά δεν φωτογραφίζει καμία απειλή σύγκρουσης στο διάστημα τουλάχιστον της ανθρώπινης ζωής. Από την άλλη μεριά. Είναι ακόμα αδύνατο να πούμε οτιδήποτε για τις τροχιές που δεν έχουν ανακαλυφθεί. Η προσέγγιση αυτή της Spaceguard

Survey έχει ελάττωση την ρήση απέναντι στους κομήτες μακράς περιόδου. Ευτυχώς, αυτοί οι κομήτες αποτελούν ένα μικρό κομμάτι της απειλής σύγκρουσης, και γενικά παραλείπονται από αυτό το κεφάλαιο.

Ενώ είναι εξαιρετικά απίθανο ένα μεγάλο (με διάμετρο μεγαλύτερη από 1km) NEA να χτυπήσει τη Γη στη δική μας γενιά, ένα τέτοιο γεγονός είναι εντελώς πιθανό. Λόγω της έλλειψης συγκεκριμένων πληροφοριών, όπως ότι η καταστροφή είναι το ισοπίθανο να συμβεί οποιαδήποτε στιγμή, συμπεριλαμβανόμενου και τον άλλο

χρόνο. Η κοινωνία χρειάζεται να προετοιμαστεί ώστε να μπορεί να αντιμετωπίσει αυτή την πιθανότητα. Εν τω μεταξύ, όμως η έρευνα για πιθανούς συγκρουστές θα οδηγήσει αναπόφευκτα σε λανθασμένες κατηγορίες, π.χ. οι NEA για λίγο διάστημα παρουσιάζονται ως σημαντική απειλή. Πρέπει να σκεφτόμαστε το αντίκτυπο αυτών των θεωρήσεων στην κοινωνία. Καθώς φτάσαμε στο τελευταίο κομμάτι αυτού του κεφαλαίου, οι μελέτες του κινδύνου συγκρούσεων μπορούν να αποτελέσουν μια εφαρμοσμένη επιστήμη, που σημαίνει μια επιστήμη που εφαρμόζεται σε χειροπιαστές ανάγκες της κοινωνίας. Χειριζόμενοι την καλύτερη ή την επιδεχόμενη συμβουλές στρατηγική ελάττωσης του κινδύνου, η αντίδραση της κοινωνίας για επιστημονικές πληροφορίες γύρω από το ζήτημα του κινδύνου πρέπει να ληφθεί υπ' όψη. Η κοινότητα NEO έχει μια υπευθυνότητα στην κοινωνία να επιβεβαιώνει ότι τα μηνύματα της δεν είναι απλώς ακουστά, αλλά περιέχονται στην κοινωνία κατά πολύ. Από τη στιγμή που ο κίνδυνος δεν έχει εθνικά όρια, μας αρμόζει να ψάχνουμε λύσεις που αναγνωρίζει η διεθνής «εκλογική περιφέρεια» με ένα ρίσκο στην πρόβλεψη και πρόληψη του κινδύνου.

2. Η ιστορία των συγκρούσεων της Γης και της Σελήνης



Εικόνα 6.4. Κρατήρες πλανήτη

Η Γη και η Σελήνη μοιράζονται μια ιστορία συγκρούσεων από αστεροειδείς και κομήτες. Η ροή ήταν υψηλή κατά τη διάρκεια εποχών προσαύξησης, αλλά ο τομέας του γενικού αποκλεισμού κατά τη διάρκεια του μεταγενέστερου 0, 5 Gyr είναι αβέβαιος. Ένα σχετικά μικρό (~100 Myr μακράς περιόδου) υψηλής ροής, τερματίστηκε πριν από 3,8 Gyr, σχηματίζοντας έναν αριθμό Ηλιακών κοιλάδων (πιθανώς συνοδευόμενες από μικρότερους κρατήρες). Από τη στιγμή του αποκαλούμενου Αργού, βαρύ βομβαρδισμού, η τάξη των κρούσεων έχει γίνει πιο χαμηλή και σχεδόν σταθερή, μαζί με παράγοντες μερικών (τουλάχιστον κατά μέσο όρο πάνω από 10^8 χρόνια). Οι συγκρουστές είναι κατά διευκρίνιση οι: Αντικείμενα κοντινής απόστασης από τη Γη (NEO), που ουσιαστικά αποτελούνται από αστεροειδείς που ξεφεύγουν από την κύρια ζώνη. Οι τύποι των σωμάτων που είναι υπεύθυνα για συγκρούσεις τα τελευταία 3-5 χρόνια πιθανόν να μην έχουν αλλάξει ακόμα (Bottke et.al. 2002). Νέες αναλύσεις των ηλιακών δειγμάτων προτείνουν ποικιλίες σε ροές μέχρι τον παράγοντα 4 (Culler et. Al. 2000) : Βασικά, μια μείωση ακολουθήθηκε από μια αύξηση τις τελευταίες εκατοντάδες Mys. Δεν υπάρχει καμιά αξιόπιστη απόδειξη, που να αφορά, μικρότερες και πιο απότομες αιχμές στην ροή με βάση τις βροχές των υποτιθέμενων κομητών ή τις τεράστιες διαλύσεις των αστεροειδών εκτός και αν μπορεί να έχει σχηματιστεί το περισσότερο με συγκρατημένες συνεισφορές στις αθροιστικές συγκρούσεις.

Η νέα αναγνώριση – επιβεβαίωση ότι η Γη συγκρούεται με έναν αστεροειδή ή κομήτη είναι παλιά περίπου μισό αιώνα (c.f. Baldwin 1949) και ακόμα και κρατήρες

Μετεωριτών (Αριζόνα) δεν είχε αποδειχθεί σίγουρα ότι είναι από σύγκρουση, μέχρι που το έργο του Shoemaker (1960). Το ευτυχές γεγονός ότι η ατμόσφαιρα μας προστατεύει από τα συγκρουόμενα σώματα μικρότερα από μερικές δεκάδες μέτρα σε διάμετρο (εκτός από τους σπάνιους μετεωρίτες σιδήρου) έχει την συνέπεια ότι δεν έχουμε άμεση εμπειρία με τις κοσμικές συγκρούσεις.

Η ιδέα συνεχώς αναπτύσσεται ότι οι συγκρούσεις έχουν αλλάξει δραματικά το κλίμα του πλανήτη και την εξέλιξη της ζωής. Ότι και αν είναι αυτό που τελικά θα βρεθεί να είναι ο συγκριτικά κυρίαρχος των συγκρούσεων, αντίθετα με άλλες αιτίες που αλλάζουν το κλίμα (π.χ. ηφαίστεια που εκρήγνυνται, περίοδος παγετώνων) οι συγκρούσεις προοδευτικά συνεισφέρουν λιγότερο στις δυνάμεις που αλλάζουν το περιβάλλον, σε μικρότερες χρονικές διάρκειες σχετικά με τον άνθρωπο. Αυτό συμβαίνει λόγω του ότι οι συγκρούσεις είναι σημειακά (ακαριαία) γεγονότα παρά συνεχής πρόοδοι, και ότι τα μεγαλύτερα από εκείνα που συμβαίνουν κατά την καταγεγραμμένη ιστορία, είναι πολύ μικρότερα από τα μεγαλύτερα γεγονότα που περιμένουμε σε πάνω από δεκάδες ή εκατοντάδες Myr.

Συγκρούσεις αρκετά μεγάλες ώστε να επηρεάσουν δραματικά το κλίμα και το οικοσύστημα ολόκληρου του πλανήτη, μπορούν να προκαλέσουν φανερές αλλαγές στην γεωλογική κατανομή των απολιθωμένων κομματιών ζωής. Τέτοιου είδους εξαφανίσεις μάζας πρώτα παρατηρήθηκαν πριν από δύο αιώνες, όλο και περισσότερα

μεταξύ εξαφανίσεων (Urey 1973) η ήρθε από τον παρουσίασε ότι η και η εξαφάνιση μιας σύγκρουσης, χημική εξέταση εξωτερικού Κρητιδικού. Η ευρέως και αποδεκτή μετά ταυτοποίηση του μεταξύ των ένα «όπλο που Sharpton 1992). Οι ότι μεγαλύτερη Triassic), (Becker υπόθεση του Raup



Εικόνα 6.5. Η εξαφάνιση των δεινοσαύρων από τις συγκρούσεις

εξηγούνται ως συνέπειες των Πιθανές σχέσεις –συνδέσεις συγκρούσεων και είχαν προταθεί νωρίτερα πρώτη όμως απτή απόδειξη Alvarez (1980) που εξαφάνιση των δεινοσαύρων της μάζας K-T συνέβη λόγω όπως αποδείχθηκε από την του εξωγήινου υλικού του στρώματος στο τέλος του υπόθεση αυτή συζητήθηκε δημόσια, αλλά γενικά έγινε από την αναγνώριση-κρατήρα Chicxulub (ακόμα μεγαλύτερων στην γη) σαν καπνίζει» (Swisher 1992, αποδείξεις αυξάνονται για το εξαφάνιση μάζας (Permian, οφειλόταν σε σύγκρουση 2001). Παρόλα αυτά η (1990, 1991) ότι οι

εξαφανίσεις μαζών όλων των μεγεθών είναι επικρατέστερες λόγω του ότι οι συγκρούσεις αντιστάθηκαν για τουλάχιστον δύο λόγους. Ο πρώτος είναι ότι μερικοί παλαιοντολόγοι παραμένουν σκεπτικοί σε αυτά που είναι φανερά στους αστρονόμους, καθώς οι συγκρούσεις και οι τεράστιες συνέπειες τους είναι αναπόφευκτες (Chapman 2002). Πολλοί ακόμα πιστεύουν ότι οι συγκρούσεις είναι μια εξήγηση της τελευταίας διεξόδου (έσχατο μέσο). Δεύτερον η ταυτότητα του εμβαπτισμένου με ιρίδιο στρώματος, που βρέθηκε παγκόσμια σε όριο K-T, γενικά μειώνονται σε άλλες προεκτάσεις ορίων. Είναι πιθανόν τα εμβαπτισμένα με ιρίδιο υλικά σε μεγάλους συγκρουστές να τίθενται πάλι πίσω στο διάστημα, ή η έκθεσή

τους να ήταν λιγότερο εμβαπτισμένη στα μέταλλα της ομάδας των πολύτιμων ομάδων από εκείνα που ήταν οι συγκρουστές K-T.

Στη χρονική διάρκεια της ανθρώπινης ζωής, το 1908, η σύγκρουση στην περιοχή του ποταμού Tunguska της Σιβηρίας, στέκεται ως η πιο αξιοσημείωτη. Όπως σημειώθηκε (από μακρές βαρογραφικές καταγραφές) έχει 10 –15 μεγατόνους TNT ισοδύναμης ενέργειας (MT). Όταν έγινε η έκρηξη ίσως 8 χιλιόμετρα πάνω από το έδαφος, ο συγκρουστής επηρέασε ένα ασυνήθιστα κινητικό μέρος του κόσμου. Η πρώτη προσμονή για μελέτη της Tunguska δεν φάνηκε μέχρι το 1927. Οι νέοι Ρώσοι ερευνητές, μετά την αποτυχία τους να βρουν μετεωρικά συντρίμια στην περιοχή, πρότειναν ότι ο ένοχος ήταν ένας μικρός κομήτης. Αυτός ο ισχυρισμός έγινε η αποδεκτή θεωρία μέχρι το Sekanina (1983) όπου έγινε μια αρχική υπόθεση για έναν αστεροειδή – συγκρουστή. Κανένας μέχρι τη δεκαετία του 90 δεν έκανε αριθμητικό υπολογισμό της φυσικής εισόδου που ισχυρίζεται ότι ένας κομήτης (χαμηλής αντοχής, εύθραυστα υλικά) με τέτοια κινητική ενέργεια που δεν μπορεί να εισβάλλει στην τροπόσφαιρα, όπως ένας βραχώδης (αστεροειδής) (Chnyba et.al. 1993, Hills & Goda, 1993, Chyba 1993) Σημειώστε ότι με τον όρο (αστεροειδή) εννοούμε σύνθετα υγρά υλικά είτε βραχώδη και ανθρακούχα σύμπλοκα. Καθώς προτιμούμε την παραδοσιακή ενέργεια των 10-15 MT για την Tunguska, η αξία αυτή είναι σχεδόν αβέβαιη και ο σχεδιασμός από τον Boslough & Crawford 1997, προτείνει ότι η ενέργεια θα μπορούσε να είναι μικρή όσο 3 MT.

Ένας απλός ποιοτικός ισχυρισμός για την βραχώδη (αστεροειδή) φύση του συγκρουστή της Tunguska, δόθηκε από τον Zahnle (1996)- θεωρείστε το εναλλακτικό. Εάν ένα χαμηλής αντοχής, παγωμένο βλήμα σε αυτό το εύρος ενέργειας μπει στην κατώτερη ατμόσφαιρα, έπειτα ένα δυνατότερο βραχώδες αντικείμενο θα το σχηματίσει στην επιφάνεια και θα παράγει έναν κρατήρα. Εκτός αν υπάρχουν πολύ λίγα βραχώδη αντικείμενα στον πληθυσμό των NEA, θα πρέπει να δούμε πολλούς φρέσκους κρατήρες μεγέθους χιλιομέτρων. Όμως δεν είναι καθαρά αποδεδειγμένα στην Γη: αν και οι περισσότεροι νέοι κρατήρες (όπως ο μετεωρικός κρατήρας) σχετίζεται με σπάνιους μεταλλικούς συγκρουστές. Επιπρόσθετα οι παρατηρήσεις της κοινής λογικής δείχνουν ότι μερικοί μικροί κρατήρες υποστηρίζουν τα αριθμητικά μοντέλα και θεωρούν ότι το βλήμα στην Tunguska ήταν ένα βραχώδες NEA και όχι ένας κομήτης. Εάν η ενέργεια είναι τόσο χαμηλή όσο 3 MT, ο ποιοτικός αυτός ισχυρισμός είναι ακόμα πιο δυνατός. Αν και ακόμα κάποιος βλέπει περιστασιακές αναφορές στην λογοτεχνία ότι ο συγκρουστής της Tunguska ήταν κομήτης, ή αστεροειδής υπόθεση είναι γενικά αποδεκτή (e.g. Vasilyev (1998), Sekanina (1998), Farinella et.al. (2001).



Εικόνα 6.6. Λίγο μετά τις 7 το πρωί, στις 30 Ιουνίου 1908, μια τεράστια φλεγόμενη σφαίρα διέσχισε τον ουρανό πάνω από την ερημική περιοχή της Tunguska κεντρική Σιβηρία.

Συγκρούσεις ή σημάδια συγκρούσεων τα οποία ο περισσότερος κόσμος μπορεί να δει ή να μελετήσει είναι μη επανεμπειρικά ενός μεγάλου χτυπήματος που θα μπορούσε, με πολύ μικρή πιθανότητα, να παρουσιαστεί ένα συγκεκριμένο κίνδυνο

στη μοντέρνα ζωή. Δεν έχουμε άμεση εμπειρία με το είδος της κρούσης από αντικείμενα εκατοντάδων μέτρων ή μεγαλύτερων από εκείνα που θα προκαλούσαν μια σημειακή ή παγκόσμια καταστροφή. Όμως υπάρχουν σύγχρονα δεδομένα από τα συστήματα έρευνας τροχιών στις συχνότητες της σύγκρουσης για αντικείμενα διαμέτρου μερικών μέτρων που μας βοηθάνε να (ακινητοποιήσουμε) το τέλος της χαμηλής ενέργειας της συνεισφοράς του πληθυσμού. Αν και η κάλυψη είναι ελλιπής και υπάρχουν σημαντικές αβεβαιότητες στην φωτεινή αποδοτικότητα των διαβαθμίσεων, Tagliaferri et.al. (1994). Όπως σημειώθηκε από τις 136 εισόδους στην ατμόσφαιρα, μεταξύ του 1975 και 1992, όπου ο ετήσιος μέγιστος συγκρουστής έχει ενέργεια περίπου 10 κιλοτόνων, περίπου ίδιας ενέργειας με την ατομική βόμβα της Χιροσίμα αλλά γύρω στις 1000 φορές λιγότερο από την Tunguska. Χρησιμοποιήσαμε δεδομένα από το 1992 στην Αεροπορική Δύναμη της Αμερικής που μας αφήνει να οδηγούμε παρόμοιες ροές. Η μοναδική μεγαλύτερη σύγκρουση που καταγράφηκε πριν από 25 χρόνια, που είναι μερικές δεκάδες κιλοτόνων (Mc Cord et.al. 1995) είναι επίσης σταθερή με αυτές τις επισημάνσεις. Επιπλέον γνωρίζουμε ότι οι συγκρούσεις με την Γη, συνεχίζονται με μικρούς συγκρουστές, αν και έχουν μικρή άμεση εμπειρία με τα μεγάλα συμβάντα που κυριαρχούν τον ολικό κίνδυνο συγκρούσεων.

3. Φυσικά και Βιολογικά αποτελέσματα των συγκρούσεων

Η πιο επαναστατική θεωρία του Alvarez (1980) ήταν ότι ακόμα και μικρές συγκρούσεις (σε μια γεωλογική ή αστρονομική κλίμακα) μπορούσε να προκαλέσει σοβαρή ζημιά σε ένα εύθραυστο εξωγήινο οικοσύστημα. Ο συγκρουστής K-T έχει μάζα δισεκατομμύρια φορές μικρότερη από εκείνη της Γης, ακόμα οι επακόλουθες εξαφανίσεις, επανοδήγησαν βασικά την βιολογική εξέλιξη. Στις 2 δεκαετίες από αυτήν την ανακάλυψη, σημαντική δουλειά έγινε για να γίνουν κατανοητοί οι μηχανισμοί της εξαφάνισης της μάζας και να εκτιμηθούν οι τρόποι με τους οποίους η περιβαλλοντική (βαρομετρική) πίεση μπορεί να εξαρτάται με την ενέργεια της σύγκρουσης. Σε αυτό το κεφάλαιο, περιλαμβάνουμε περιληπτικά την συζήτηση από το Toon et. Al. (1997) από τις δονήσεις του περιβάλλοντος λόγω των συγκρούσεων.

Η ενέργεια από μια K-T κρούση, υπολογίζεται στους 10^8 MT από το μέγεθος του συγκρουστή (10- 15 km σε διάμετρο) μεταφέρεται από το παρατηρούμενο εξωγήινο παράγοντα στο οριακό στρώμα. Άμεσα αποτελέσματα από την κρούση, συμπεριλαμβανομένου και εκρήξεις και γένεση των Τσουνάμι (από τη στιγμή που η σύγκρουση έγινε στον θαλάσσιο χώρο). Όμως οι αρχικές θεωρίες της παγκόσμιας πίεσης εμφανίζονται αν είναι μικρής διάρκειας καταιγίδα φλεγόμενων αντικειμένων που ζεσταίνονται κατά την επανείσοδό τους στην ατμόσφαιρα, που ακολουθείται από μια σταθερή (για μήνες ή χρόνια) διακοπή λόγω του ότι τα συστατικά εκτοξεύτηκαν στην στρατόσφαιρα. Άλλα πιθανά σοβαρά αποτελέσματα περιλαμβάνουν χημικές αλλαγές στη σύσταση των ωκεανών και της ατμόσφαιρας και μεγάλες κλιματικές ταλαντεύσεις ακολουθούν την κρούση.



Εικόνα 6.7. Σαν το λιθάρι που ένας άγγελος της Αποκάλυψης « σήκωσε ωςάν μεγάλη μολόπετρα και το έριξε στη θάλασσα» (Η Αποκάλυψη του Ιωάννη), ένας αστεροειδής συνετρίβη στη Χερσόνησο Γιουκατάν πριν από 65 εκατ. χρόνια.

Ο Toon et. Al. (1997) ξαναείδε όλα αυτά τα περιβαλλοντικά αποτελέσματα και την εξάρτησή τους με την ενέργεια της κρούσης. Σκοπός τους ήταν να προβάλλουν – παρέχουν σχετικά απλές οδηγίες για να τονιστεί η σπουδαιότητα των συγκρουόμενων αντικειμένων σε όλα τα εύρη ενεργειών και εκθέσεων. Από τη στιγμή που γεγονότα εξαφάνισης μάζας όπως οι συγκρούσεις K-T είναι σπάνιες, (κυμαίνονται από δεκάδες μέχρι εκατοντάδες εκατομμυρίων χρόνων), μας ενδιαφέρει εξαιρετικά σε μικρή κλίμακα για να καθορίσουμε το κατώφλι των χρονικών κλιμάκων που είναι πιο σχετικές με την ανθρώπινη ιστορία (c.f Toon et. Al. 1994, Covey et.al. 1994 για νωρίτερες συζητήσεις).



Εικόνα 6.8.

τοπικές εκρήξεις και σεισμοί που όλα μαζί δημιουργούν τοπικές φωτιές. Η έκρηξη στην Tunguska από έναν NEA γύρω στα 60 μέτρα σε διάμετρο, είναι ένα σχετικά μικρό παράδειγμα. Τέτοιου είδους συγκρούσεις προκαλούν μικρή βλάβη σε περίπτωση που μπαίνουν στους ωκεανούς. Όμως, σε μεγέθη εκατοντάδων μέτρων, οι θαλάσσιες συγκρούσεις καθιστούν τους υπολογισμούς του κινδύνου ως αποτέλεσμα μιας σύγκρουσης που δημιουργείται από Τσουνάμι (Hills & Goda, 1993, Hills et. Al. 1994, Hills & Mader 1997, Toon et.al. 1997, Crawford 1996, Ward & Asphaug 2000). Τα κύματα Τσουνάμι παρέχουν έναν σχετικά δραστικό τρόπο να μεταφερθεί η ενέργεια της σύγκρουσης σε μεγάλες αποστάσεις. Το γεγονός αυτό, η ενίσχυση της σκέψης του ανθρώπου να κατοικήσει κοντά στην όχθη, κάνει τα κύματα Τσουνάμι σημαντικά για τις ενέργειές τους, των δεκάδων ή χιλιάδων MT ή ακόμα και περισσότερα (οι διαμέτροι των NEA είναι εκατοντάδες μέτρα). Καθώς υπάρχει σοβαρή αβεβαιότητα τόσο για το ύψος ενός κύματος ανοιχτού ωκεανού και τη συσσώρευσή του όταν φτάνει στην ακτή. Στο Toon et.al. συμπεριλαμβάνεται ότι αν τα μεγάλα Τσουνάμι συμβαίνουν κατά μέσο όρο με συχνότητα δεκάδων ή χιλιάδων χρόνων, συνεισφέρει πολύ περισσότερο στον κίνδυνο από εκείνα των εξωγήινων συγκρούσεων στην ίδια τάξη ενέργειας.

Η ολική περιβαλλοντική πίεση από τα συμβάντα K-T κυριαρχήθηκε από γρήγορες «καταιγίδες φωτιάς» που ακολουθήθηκε από μια μεγαλύτερης διάρκειας σκόνη που προστίθεται στην ατμόσφαιρα. Υπάρχει άμεση απόδειξη στο συνοριακό πηλό- λάσπη, για το χτύπημα που παράχθηκε από την καύση ενός μεγάλου κομματιού της εξωγήινης βιομάζας. Επιπρόσθετα ανάλογα αποτελέσματα φαίνεται να ακολουθούν τις συγκρούσεις του κομήτη Shoemaker – Levy 9 με τον Δία τον Ιούλιο του 1994 που εκτενώς σχεδιάστηκε (Boslough et.al. 1994, Zahnle & MacLow 1994, 1995). Μια παγκόσμια «καταιγίδα φωτιάς» μπορεί να πυροδοτηθεί από καυτά κατάλοιπα που πέφτουν πίσω στην ατμόσφαιρα σε βαλλιστικές τροχιές από εκτοξευμένα «φτερά» όπως αρχικά αναφέρθηκε στο Melosh et. Al. 1990. Η

Το κατώφλι της ατμοσφαιρικής διεύθυνσης των συγκρούσεων, όπως απαιτήθηκε από τα αποτελέσματα των εκρήξεων για να φτάνουν στο έδαφος θα πρέπει να είναι μερικά MT (Chyba et.al. 1993, Hills & Goda 1993, Chyba 1993). Κάτω από αυτήν την ενέργεια, η ατμόσφαιρα μας προστατεύει από όλα εκτός από τα σπάνια βλήματα μετάλλου. Για συγκρούσεις πάνω από αυτό το κατώφλι, οι αρχικές επιδράσεις των εκρήξεων στον αέρα και των συγκρούσεων στο έδαφος είναι

περισσότερη από την ενέργεια είναι αποθηκευμένη στην μεσόσφαιρα (όπου οι μετεωρίτες λάμπουν), με ακτινοβολία αύξηση της θερμοκρασίας στην κατώτερη ατμόσφαιρα και επιφάνεια. Στο Toon et. al. Περιλαμβάνει ότι κατά τη διάρκεια των μηχανισμών, ήταν απαραίτητο στα K-T γεγονότα όπου βρισκόταν και η πιθανή άμεση αιτία της εξαφάνισης μεγάλων χερσαίων ζώων, όπως οι δεινόσαυροι. Αυτό δεν παράγει αρκετά υψηλές επιφανειακές θερμοκρασίες και ενέργειες σύγκρουσης κάτω από 10^7 MT.

Η παγκόσμια συσκότιση από την απορρόφηση του Ηλιακού φωτός από την εκτοξευμένη σκόνη, ήταν η αρχική θεώρηση της εξαφάνισης K-T που προτάθηκε στο Alvarez et.al. 1980, Toon et. Al. 1997. Σχεδιασμένη κατά μέρος σε ευρεία λογοτεχνία που ασχολείται με την ηφαιστειακή σκόνη και τις στρατοσφαιρικές αιθάλες από τον πυρηνικό πόλεμο. Υπολογίστε τα αποτελέσματα της προσθήκης σκόνης στον ατμοσφαιρικό κύκλο κάτω από ποικίλα σενάρια. Ο GCMS (Γενικά μοντέλα Κύκλου) τους επέτρεψε μετά την σύγκρουση, την ανάπτυξη της αποβαλλόμενης σκόνης και τον υπολογισμό των τελικών επιφανειακών θερμοκρασιών. Καθώς ίσως περιμένουμε, τα αποτελέσματα εξαρτώνται με συγκεκριμένους τρόπους από το υλικό του στόχου (ξηρά ή θάλασσα) και την εποχή της σύγκρουσης αλλά λιγότερο από την ακριβή γεωγραφική θέση, από τη στιγμή που το σύννεφο σκόνης γρήγορα απλώνεται σε παγκόσμιες κλίμακες.. Από τη στιγμή που αυτές, επιφέρουν καταστροφή (όπως ορίστηκε από τον Charpan & Morrison 1994 ως προς μια περιβαλλοντική καταστροφή ικανή να σκοτώσει το 25% του παγκόσμιου πολιτισμού κυρίως από τις αγροτικές απώλειες από έναν (χειμώνα σύγκρουσης). Τοπικές και παγκόσμιες επιδράσεις με μια σημαντική αξία για το κατώφλι της παγκόσμιας καταστροφής κοντά στα 10^6 MT ενέργειας, αναφερόμενο σε ένα NEA διαμέτρου γύρω στα 2 km.

Ο Pope (2002) ρωτήθηκε τελευταία για τις υποθέσεις που έγιναν στο Toon et. al. (και άλλα προηγούμενως), λαμβάνοντας υπόψη την ποσότητα της υπομικρομετρικής σκόνης που διοχετεύτηκε στην στρατόσφαιρα. Αυτή η σκόνη δεν έχει μετρηθεί κατευθείαν σε οριακό στρώμα και συνεπάγεται η ποσότητα αυτή έμμεσα καθώς έμμεσα παράγεται αβεβαιότητα στην αναφορά του κατωφλίου της παγκόσμιας καταστροφής. Αυτή η αβεβαιότητα μπορεί να είναι τόσο μεγάλη όσο ένας παράγοντας από θετικές ή αρνητικές δεκάδες ενέργειας, αναφερόμενες σε διαμέτρους αστεροειδών μεταξύ 1- και 4 km.

4.Σύγχρονοι κίνδυνοι των συγκρούσεων NEA

Ο κίνδυνος που σχετίζεται με τις συγκρούσεις των NEA, που είναι η πιθανότητα για ένα μοναδικό πρόωρο θάνατο, ως συνέπεια μιας σύγκρουσης-εξαρτάται από την συχνότητα των συμβάντων τόσο όσο και τα καταστρεπτικά αποτελέσματα. Ποσοτικοί υπολογισμοί του κινδύνου παρουσιάστηκαν από την NASA Spaceguard Survey Report (Morrison et. al. 1994). Τέτοιοι υπολογισμοί είναι ουσιαστικά αβέβαιοι λόγω



Εικόνα 6.9.Τον Ιούλιο του 1994, ο πλανήτης Δίας γνώρισε αυτό που η Γη φοβάται και απεύχεται. Μια σύγκρουση με κομήτη. Σ' αυτή τη ζωγραφική απεικόνιση βλέπουμε σε πρώτο πλάνο μερικά κομμάτια του κομήτη Shoemaker-Levy9, ενώ στο βάθος ένα από αυτά διαλύεται με μια μεγάλη έκρηξη συγκρουόμενο με τα εξωτερικά στρώματα της ατμόσφαιρας του πλανήτη.

της έλλειψης της προσέγγισης (και πιθανό χρόνο της εξάρτησης) στην ροή της σύγκρουσης ως λειτουργία της ενέργειας της έκρηξης. Πιθανώς ευρεία ποικιλία σε περιβαλλοντικά αποτελέσματα που εξαρτάται από ιδιότητες του συγκρουστή και του στόχου και ειδικά της αδιαφορίας των ειδικών, την ανταπόκριση της κοινωνίας σε καταστροφές μεγεθών που δεν είχαν ξανασυμβεί. Μπορούμε όμως να υπολογίσουμε την τάξη μεγέθους του κινδύνου και τις προσεγγίσεις εξάρτησης στην ενέργεια σύγκρουσης, ως οδηγός της πιθανής κοινωνικής ανταπόκρισης και πιθανές προσπάθειες ελάττωσης.

Γι' αυτού του είδους-μεγέθους υπολογισμούς, είναι επαρκές να προσεγγίσουμε την κατανομή των συχνοτήτων της ροής του συγκρουστή με έναν απλό εξαρτώμενο από τον χρόνο νόμο, όχι πολύ διαφορετικό από εκείνο που προτάθηκε από τον Shoemaker 1983. Στον μεταγενέστερο τομέα θα απεικονίσουμε μια τέτοια καμπύλη (Σχήμα 3) και θα εξετάσουμε ποιοτικά συμπεράσματα από την ανάλυση του κινδύνου. Η κατανομή αυτή των κανόνων δύναμης, η οποία είναι κοντά στην αναμενόμενη κατανομή μάζας ενός πληθυσμού NEA, αποτέλεσμα ενός θρυμματισμού, είναι απαραίτητα καταστροφική κατά τον σχεδιασμό, έτσι οι σπάνια μεγάλες συγκρούσεις κυριαρχούν πάνω στα αποτελέσματα των περισσότερων και μικρότερων συγκρούσεων. Μαζί με την μη –γραμμική απόκριση των ταλαντώσεων περιβαλλοντικής σύγκρουσης όπως συζητήθηκε παραπάνω, συμπεριλαμβάνουμε (όπως έκανε ο Chapman & Morisson) ότι ο μεγαλύτερος κίνδυνος σχετίζεται με τις μεγάλες συγκρούσεις – εκείνες που δημιουργούν οικολογικές καταστροφές.

Το κατώφλι σύγκρουσης των 10^6 MT από το Toon et. al., αναμένεται να λάβει μέρος, σχεδόν 2 φορές κάθε εκατομμύριο χρόνια. Ο Chaman & Morrison 1994 διευκρίνισαν το κατώφλι ως ένα γεγονός που θα σκοτώσει το 25% του παγκόσμιου πληθυσμού- πολύ λιγότερο από ένα (συμβάν επιπέδου εξαφάνισης» αλλά αρκετά μεγάλα ώστε να καταταχθούν στην χειρότερη καταστροφή στην ανθρώπινη ιστορία. Προσθέτοντας τις λιγότερο καθημερινές, μικρότερες αλλά και πιο συχνές συγκρούσεις, υπολογίζουμε πρόχειρα κατά μέσο όρο ότι μοναδικά ήμερα στη Γη, υπάρχει κίνδυνος ένα στο εκατομμύριο κάθε χρόνο του θανάτου από σύγκρουση. Για σύγκριση, αυτό βρίσκεται στο ίδιο επίπεδο κινδύνου ου σχετίζεται μια καθημερινή διαφημιστική πτήση κυκλικής τροχιάς, τον χρόνο. Εξαρτημένος από το μέρος όπου ζει κάποιος, ο κίνδυνος της σύγκρουσης μπορεί να είναι είτε υψηλότερος είτε χαμηλότερος από τον κίνδυνο λόγω των περισσότερο φιλικών, φυσικών καταστροφών όπως είναι οι σεισμοί και οι πλημμύρες.



Εικόνα 6.10.

Αν και συγκρούσεις κάτω από το κατώφλι για παγκόσμιες καταστροφές είναι πολύ πιο συχνές και ο ολικός κίνδυνος από τέτοιου είδους συγκρούσεις είναι μικρότερος. Σε ενέργειες μεταξύ των 10^4 και 10^6 MT, ο κυρίαρχος κίνδυνος από τα Τσουνάμι που δημιουργούνται από βαθιές συγκρούσεις σε ωκεανούς, όπως συζητήθηκε προηγουμένως. Από τα 10 μέχρι 10^4 MT, τα αποτελέσματα των εκρήξεων για συγκρούσεις σε ξηρά κυριαρχούν. Πρόχειρα, κατά μέσο όρο, το επίπεδο κινδύνου από τα Τσουνάμι είναι κατά ένα μέγεθος μικρότερη από το κατώφλι της παγκόσμιας καταστροφής

και εκείνα από μικρότερη (κυρίως από εκρήξεις) συγκρούσεις ξηράς είναι πιο κάτω κατά ένα μέγεθος.

Όμως, τέτοιοι υπολογισμοί εξαρτώνται κυρίως σε θεωρήσεις πάνω στην κατανομή του ανθρώπινου πληθυσμού, τον χρόνο προειδοποίησης και την ανταπόκριση της κοινωνίας (συζητήσεις από τον Canavan 1993, 1994, 1997)

Τα αρχικά αποτελέσματα από την ανάλυση του κινδύνου είναι ποιοτικά αλλά απότομα. Πρώτα, σε αντίθεση με τις ουσιαστικές αβεβαιότητες, έχουμε δείξει ότι ο στατιστικός κίνδυνος σύγκρουσης είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με άλλους γνώριμους κινδύνους που λήφθηκαν σοβαρά υπόψη τόσο από άτομα όσο και από την κυβέρνηση. Το συμπέρασμα υποκινεί την αναζήτηση να βρει εάν υπάρχει ή όχι ένα αντικείμενο σε τροχιά που θα χτυπήσει τη Γη. Δεύτερον, βρίσκουμε ότι μεγαλύτερες συγκρούσεις είναι καταστροφικότερες από το άθροισμα όλων αυτών που συγκεντρώνουν την προσοχή μας, δηλαδή αστεροειδείς 1 km ή μεγαλύτερους.

Δυστυχώς οι περισσότεροι γνώριμοι κίνδυνοι, ο κίνδυνος σύγκρουσης προέρχεται από εξαιρετικά σπάνια φαινόμενα- επακριβώς άνευ προηγούμενου στην ανθρώπινη ιστορία. Αν και υπάρχει η πιθανότητα μια στο εκατομμύριο ότι άτομα θα πεθάνουν σε οποιοδήποτε χρόνο από σύγκρουση, δεν είναι ίδια με την υπόθεση ένας στο εκατομμύριο ανθρώπους πεθαίνει κάθε χρόνο από σύγκρουση. Ο κίνδυνος σύγκρουσης αντιπροσωπεύει την ακραία περίπτωση της συμφοράς μικρής πιθανότητας αλλά με σοβαρές συνέπειες, που περιλαμβάνουν και πιθανό τέλος του πολιτισμού όπως ήδη γνωρίζουμε. Είναι λογικό να σκεφτόμαστε πρώτα την μείωση του κινδύνου από τις παγκόσμιες καταστροφές, και τα δύο λόγω του ότι κυριαρχούν τον κίνδυνο και λόγω καταστροφών αυτής της κλίμακας τρομοκρατούν την παγκόσμια κοινωνία, κάνοντας τα ποιοτικά διαφορετικά από κάθε άλλο γνωστό κίνδυνο. Αργότερα, αυτό μπορεί να είναι ιδανικό για εκτενείς προσπάθειες μείωσης σε μικρότερες συγκρούσεις, ώστε καθώς δεν τρομάζουν την κοινωνία όλη, είναι πιο πιθανό να συμβεί μέσα στη γενιά μας. Αυτό θα ήταν μια πολιτική απόφαση φυσικά, σχετική με την αξία της μείωσης του κινδύνου σύγκρουσης και άλλων φυσικών κινδύνων (όπως οι σεισμοί) που προκαλούν συγκρίσιμες τοπικές ή περιφερειακές απειλές.

5. Η Έρευνα Spaceguard

Η πρώτη επίσημη πρόταση για έρευνα των απειλητικών NEO έγινε από το Κογκρέσο της Αμερικής το 1990. Στην παράκληση του «Οίκου των παρουσιάσεων», η NASA παρουσίασε μια ερευνητική ομάδα με αρχηγό τον David Morrison που συναντήθηκε το 1991 για να μειώσει τον κίνδυνο συγκρούσεων και να προτείνει τρόπους για δραματική αύξηση της ανίχνευσης των αντικειμένων που περνούν πολύ κοντά από τη Γη. Η ομάδα αυτή πρότεινε μια διεθνή «Έρευνα προστασίας του Διαστήματος» που θα βασίζεται σε οπτικά τηλεσκόπια βασισμένα στη Γη εξοπλισμένα με σταθερούς ευρέως- πεδίου ανιχνευτές και με ικανότητα αυτόματης έρευνας (Morrison 1992. Ο όρος (προστασία του Διαστήματος) δανείστηκε (με άδεια) από τον Arthur. C. Clarke ο οποίος τον χρησιμοποίησε στο μυθιστόρημά του, *Rendezvous with Rama* η οποία να περιγράψει ένα σύστημα προειδοποίησης ραντάρ που σχεδιάστηκε για να προστατεύει τη Γη από τις συγκρούσεις.

Το 1994 το Κογκρέσο των ΗΠΑ ρώτησε την διακυβέρνηση της NASA να συμπεριλάβουν ένα σχέδιο- πρόγραμμα για να περιλαμβάνουν όλα τα NEO που είναι μεγαλύτερα από 1 km σε διάμετρο, σχεδόν το χαμηλότερο όριο για το κατώφλι της παγκόσμιας καταστροφής. Η έρευνα της NASA με αρχηγό τον Gene Shoemaker έκανε σαφές, τον στόχο της «Διαστημικής προστασίας» για να ανακαλύψουν έναν κατάλογο, το λιγότερο 90 % όλων των NEA, που είναι μεγαλύτερα από 1 km σε διάμετρο μέσα σε 10 χρόνια (Shoemaker 1995). Μια πολύ δυνατή επιχειρηματολογία έδειξε ότι τα NEA με διάμετρο > 1 km είναι τα πιο επικίνδυνα και δικαιωματικά, η



Εικόνα 6.11

μεγαλύτερη προτεραιότητα για παρατηρήσεις, όπως συζητήθηκε σε προηγούμενο τομέα. (Το πιο πιθανό εύρος είναι 1 μέχρι 4 km σε διάμετρο). Όμως, για τα αντικείμενα 1 km διευκρινίστηκε στον στόχο, μπορεί να θεωρηθεί ως ένα πειστικό μέτρο, από την στιγμή που η οπτική έρευνα δεν ξεχωρίζει μεταξύ μικρών αντικειμένων που είναι ευκολότερο να ανακαλυφθούν και να πούμε ότι κάποιος πρότεινε: (ρίχνοντας τα μικρά πίσω) όπως στο ψάρεμα. Ο στόχος της Διαστημικής προστασίας είναι ένα μέτρο για αξιολόγηση πρόοδο, όχι ένα τελικό σημείο μετά το οποίο θα πρέπει να σταματήσουμε την έρευνα. Καθώς προσεγγίζουμε το παρόντα στόχο (που περιμένουμε να φτάσουμε το 1008, χρησιμοποιώντας συνεχώς καλύτερες βελτιώσεις στο σύστημα έρευνας). Αυτό μπορεί να οδηγήσει σε ένα νέο μέτρο (μικρότερης διαμέτρου πηγές για πληρότητα, όπως προτάθηκε για παράδειγμα στις προτάσεις του Uk NEO Task Force (Atkinson et. al. 2000).

Με σκοπό να σχεδιάσουμε ένα καλύτερο σύστημα έρευνας είναι ευαίσθητο να εξομοιώσουμε ακρίβεια ανακάλυψης ως λειτουργία της καλυμμένης περιοχής του ουρανού, μειώνοντας μεγέθη και διάφορες άλλες παραμέτρους. Αυτό έγινε από τον Muinone & Bowell ώς ένα μέρος της Space guard Survey Report (δείτε επίσης Bowell & Muinonen 1994) και επεκτάθηκε λόγω της αύξησης της ακρίβειας και της προληπτικά διορθωτικής ανακάλυψης έρευνας για να υπολογίσουν τον πληθυσμό των αστεροειδών.(Muinonen 1998, Jedickel et.al., αυτό το βιβλίο) με σκοπό την ουράνια κάλυψη, έχοντας ως σκοπό να αυξηθεί η τάξη ανακάλυψης. Κάποιος κερδίζει πλάτος κάλυψης αντιστρόφως ανάλογο με τον χρόνο συγχώνευσης, αλλά κάποιος κερδίζει βάθος στην κάλυψη μόνο ανάλογα με την τετραγωνική ρίζα του χρόνου συγχώνευσης. Για παράδειγμα, σταματώντας τον χρόνο συγχώνευσης στο ένα τέταρτο, σε τέσσερις φορές την περιοχή μπορεί να ανιχνευτεί το μισό βάθος (σε μονάδες έντασης). Η στρατηγική αυτή φυσικά μείωσε τον κυκλικό χρόνο (για να μετακινήσει το τηλεσκόπιο και να παράγει την εικόνα) και ολοκληρωμένα από την περιορισμένη περιοχή του ουρανού που είναι διαθέσιμη.

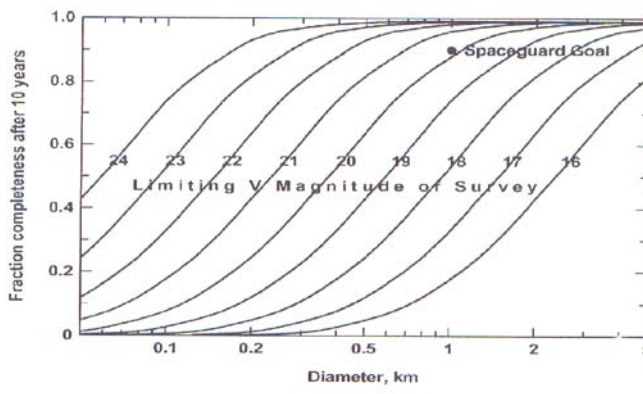
Οι σύγχρονες λειτουργικές έρευνες, καλύπτουν κάθε μήνα το μεγαλύτερο μέρος του ορατού ουρανού, με την εξαίρεση του νοτιότερου ουρανού, κάτω από 40 μοίρες κλίση, έτσι ώστε με προσέγγιση της εξέλιξης να θεωρηθεί κάλυψη όλου του ουρανού. Στην αύξηση της ολοκλήρωσης μιας έρευνας όλου του ουρανού, για το βάθος της κάλυψης (μειώνοντας μεγέθη) ο Harris 1998 σημείωσε ότι δυο παράμετροι μεγεθών, το κατώφλι του ελαττούμενου ορατού μεγέθους ανίχνευσης (m_{lim} του υποτιθέμενου συστήματος έρευνας και το απόλυτο μέγεθος H ενός αστεροειδούς σε περίπου 100% αντιστοιχία με τον σεβασμό της πιθανότητας ανίχνευσης. Αυτό λέγεται απλά, ότι το σύστημα έρευνας με ένα μειούμενο μέγεθος $m_{lim}=20$ θα πάρει την ίδια πληρότητα με το απόλυτο μέγεθος $H=20$ αντικείμενα, όπως ένα σύστημα με $m_{lim}=19$ θα πάρει $H=19$ αντικείμενα. Αυτή η απλή ισότητα επιτρέπει κάποιον να απλοποιήσει – εξομοιώσει την ακρίβεια ανίχνευσης χρησιμοποιώντας τον όρο m_{lim} - H ως ένα ανεξάρτητο μέγεθος. Ένας απλός υπολογισμός μπορεί να γίνει για να υπολογισθεί ένα κομμάτι από τον παράγοντας



Εικόνα 6.12. Πέντε ώρες αφού αποσπάστηκε από το διαστημικό λεωφορείο Ατλαντίς, ο ευρωπαϊκός τεχνητός δορυφόρος Εύρηκα- το πρώτο διαστημικό όχημα που έχει σχεδιαστεί για επανειλημμένη χρήση

($m_{\text{lim}} - H$) και έπειτα να κλιμακωθεί το αποτέλεσμα με συγκεκριμένες τιμές του m_{lim} ή και του H .

Το σχήμα 6.1. δείχνει σχέδια ολότητας, διαμέτρου 10 χρόνων, ερευνών όλου του ουρανού με την ίδια «καμπύλη διεθνούς πληρότητας» εφαρμοσμένη σε συγκεκριμένες τιμές από οριακά μεγέθη ανίχνευσης. Αυτές οι καμπύλες μπορούν να διαμορφωθούν από εκείνες που παρουσίασε ο Harris 1998 για να παρουσιάσει ουσιώδη ολότητα (κομμάτια από αντικείμενα μεγαλύτερα από ένα μέγεθος που δόθηκε, παρά από ένα δεδομένο μέγεθος) και σε μονάδες διαμέτρου D παρά σε απόλυτο μέγεθος H . Μια καμπύλη ουσιώδους πληρότητας

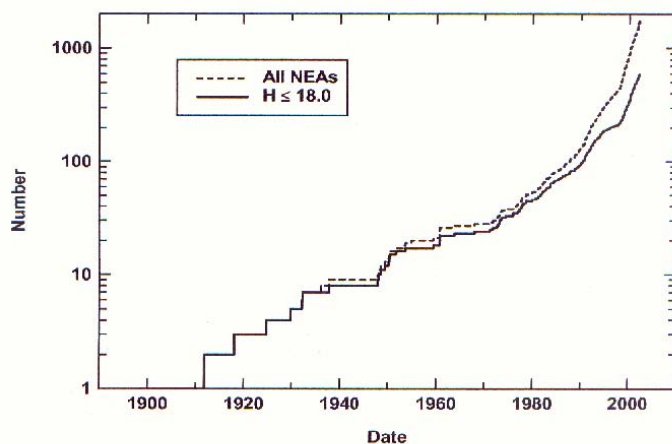


Σχήμα 6.1

εξαρτάται από τον πληθυσμό του μοντέλου, όπου υποθέτουμε $N(> D)$ ανάλογα του $D^{-2.5}$. Η μετατροπή του H σε διάμετρο, απαιτεί ένα μοντέλο albedo, όπου θεωρούμε μια μίξη 50- 50 των φωτεινών και σκοτεινών αστεροειδών (albedo= 0,2 και 0,05). Από αυτά τα σχέδια φαίνεται ότι λαμβάνοντας τον στόχο της Spaceguard θα έπρεπε να απαιτήσουμε μια δεκάχρονη έρευνα όλου του ουρανού με $m_{\text{lim}}=20,2$. Αυτό είναι το μισό ενός μεγέθους ασθενέστερο από το όριο κυριαρχίας των σύγχρονων ερευνών (Stokes et. al., αυτό το βιβλίο) που είναι ορατά μεγέθη 19,5- 19,7.

6.Πληρότητα του πληθυσμού και της έρευνας

Για να εκτιμήσουμε τη σύγχρονη πρόοδο στην αποδοχή του στόχου της Spaceguard, ξεκινάμε με τον αριθμό των NEA που πρόσφατα ανακαλύφθηκε κάτω στο $H = 18$. Μέχρι τις 28 Ιανουαρίου 2002, χρησιμοποιώντας ανακαλύψεις και μεγέθη H όπως παρουσιάστηκαν από το κέντρο Minor Plant, ο αριθμός αυτός είναι N (για $H < 18$) = 587 (Σχήμα 6.2). Τα ολικά NEA όλων των μεγεθών σ' αυτή την ημερομηνία ήταν 1743. Κατά τη διάρκεια του 2001, πάνω από 100 NEA ανακαλύφθηκαν φωτεινότερα από $H = 18$. Οι ανακαλύψεις δημιουργήθηκαν από το LINEAR σύστημα των δύο τηλεσκοπίων (Stokes et.al. 2000), τα οποία ευθύνονται για περισσότερο από



Σχήμα 6.2.

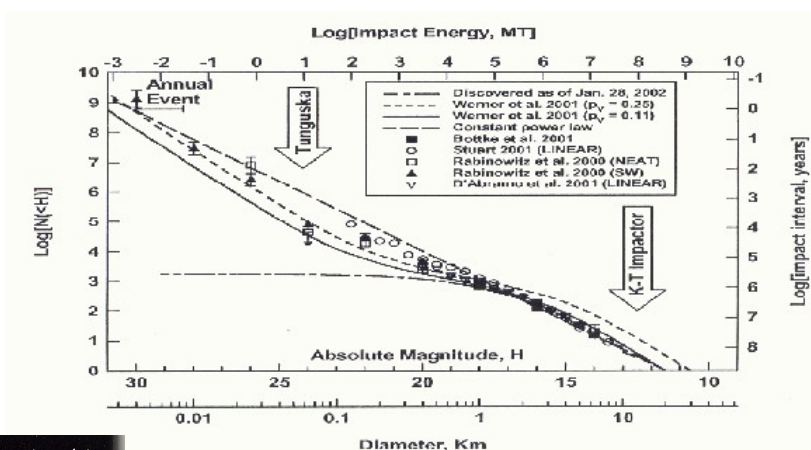
το 75% όλων των ανακαλύψεων από το 1999. Λόγω της σταθερής βελτίωσης στην ακρίβεια ανίχνευσης, η τάξη της ανακάλυψης των NEA που είναι φωτεινότερα από $H = 18$ δεν έχει δείξει την κάμψη- μείωση που θα περιμέναμε καθώς παίρνουμε με προσέγγιση αν και τα περισσότερα ερευνητικά προγράμματα

το μέσο σημείο για να

πετύχει ο στόχος της Spaceguard.

Το πιο δύσκολο κομμάτι να διαχειριστούμε είναι ο ολικός πληθυσμός των NEA με σκοπό να αποκτήσει ένα μέτρο της πληρότητας της παρούσας έρευνας. Το σχήμα 6.3 είναι ένα σχέδιο από διάφορους υπολογισμούς του αθροιστικού πληθυσμού $N(<H)$ του απόλυτου μεγέθους (H), χρησιμοποιώντας 3 γενικές μεθόδους που θα περιγραφούν παρακάτω. Επίσης περιλαμβάνεται σ' αυτήν την εικόνα ο πρόσφατα καταγεγραμμένος πληθυσμός, ο οποίος φανερά σχηματίζει ένα χαμηλότερο στρώμα από εκείνο του ολικού πληθυσμού. Κάτω από τον πάτο του σχεδίου, υπάρχει μια κλίμακα των υπολογισμένων διαμέτρων των NEA, προσαρμοσμένη στην θεώρηση ότι $H=18$, ισοδύναμο με $D=1,4$ m και παρουσιάζοντας τυπικές ταχύτητες σύγκρουσης. Στην κορυφή η αριστερή κλίμακα θα αναπτυχθεί στην επόμενη ενότητα.

Ο D' Abramo et.al. 2001 υπολόγισε τον ολικό πληθυσμό, συγκρίνοντας το εύρος των ανακαλύψεων των NEA με την μέθοδο LINEAR, με το εύρος των



Σχήμα 6.3.



Εικόνα 6.14. Ζωγραφική απεικόνιση του κομήτη Χέιλ Μπόμπ καθώς περνάει στην πιο κοντινή του απόσταση από τη Γη (194 εκατομμύρια χιλιόμετρα) στις 22 Μαρτίου 1997

επανακαλύψεων ήδη γνωστών αντικειμένων με το ίδιο δείγμα διακοπής. Ο ολικός πληθυσμός υπολογίζεται ως η αναλογία όλων των υπολογισμών (νέων και ήδη γνωστών) μέχρι επαναανακαλύψεις, χρονολογούνται οι ήδη γνωστοί πληθυσμοί. Ο D' Abramo et. Al. Βρήκε το N (για $H < 18$) = 855 ± 101 το οποίο λόγω ποικίλων προλήψεων θα έπρεπε να θεωρηθεί σαν ένα κατώτερο όριο.

Οι Rabinowitz et.al. (200) & Stuart (2001) βρήκαν μια διαφορετική μέθοδο για αν υπολογίσουν τον πληθυσμό των NEA από τον πληθυσμό που έχει ήδη ανακαλυφθεί. Αυτοί αναπαριστάνουν το αναμενόμενο κομμάτι που θα ανακαλυφθεί, με έναν τρόπο παρόμοιο με εκείνον που χρησιμοποίησε ο Harris (1998) για αναλύσεις έρευνας, χρησιμοποιώντας ουσιαστική κάλυψη του ουρανού που έγινε καταφερτό από την έρευνα σε «ερώτηση».

Κανονικοποιούν τους αριθμούς που παρατηρήθηκαν από ένα κομμάτι του υποτιθέμενου πληθυσμού που υπολογίστηκε από την αναπαράσταση, για να οδηγήσουν σε έναν υπολογισμό του πληθυσμού. Ο Rabinowitz et. Al. Χρησιμοποιεί Space watch και τις ανακαλύψεις

NEAT για αν υπολογίσει το N (για $H < 18$) = 689 + 184 και 708 + 161. Και οι δυο αυτοί υπολογισμοί βασίζονται στον πολύ μικρό αριθμό στατιστικών, μόνο τα 100 από τα 1000 αντικείμενα που είναι τώρα γνωστά. Ο Stuart (2001) πρότεινε παρόμοιες μεθόδους για πολύ μεγαλύτερα δείγματα των ανακαλύψεων LINEAR αποκτώντας τον υπολογισμό του N (για $H < 18$) = 1227 (+ 150, -50). Η μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε από αυτούς τους ερευνητές έχει προλήψεις- προδιαγραφές που μπορεί να λειτουργήσει σε οποιαδήποτε κατεύθυνση, έτσι είναι δύσκολο να γνωρίσουμε εάν οι υπολογισμοί είναι πολύ υψηλοί ή πολύ χαμηλοί. Τελικά, ο Boettke et. al. (2000, 2002), υπολόγισε την τιμή σε 960 + 120 NEA φωτεινότερα από $H=18$, βασισμένος σε δείγματα από 138 NEA που ανακαλύφθηκαν και ξαναανακαλύφθηκαν από το Space watch, χρησιμοποιώντας τις προδιαγεγραμμένες τροχιακές κατανομές για τον πληθυσμό των NEO.

Όλος ο πληθυσμός που υπολογίστηκε παραπάνω, παράχθηκε από τα ήδη γνωστά NEA. Αντίθετα είναι πιθανό να υπολογίσουμε τον μέσο πληθυσμό πάνω από μερικά δισεκατομμύρια χρόνια από τα στατιστικά του Ηλιακού κρατήρα (960Q Shoemaker 1983). Φυσιολογικά, αυτός ο πληθυσμός θα περιλαμβάνει μαζί, κομήτες και αστεροειδείς, αλλά πολλές σειρές από αποδείξεις δείχνουν ότι οι αστεροειδείς δημιουργούν τις υπάρχουσες συγκρούσεις, όπως μπορεί να έχουν κάνει και στο



Εικόνα 6.13

παρελθόν. Αυτή είναι μια μέθοδος που πάρθηκε τελευταία από το Werner et.al. 2001, ο οποίος χρησιμοποίησε μια κατανομή σχέσης μεγέθους- συχνότητας (SFD) που παράχθηκε από σκιάσεις εντάσεις στην επιφάνεια του Ηλίου SFD, κλιμακωμένη σύμφωνα με τους θεωρητικούς υπολογισμούς από την διαμετρική αναλογία βλήματος-κρατήρα. Μέγεθος κρατήρα (π.χ. Melosh 1989), ακόμα και χωρίς λεπτομερή γνώση της δυναμικής του συγκρουόμενου πληθυσμού, αυτή η καμπύλη μπορεί να

μεταφερθεί κάθετα για αν είναι εφαιπτόμενη στον πληθυσμό που έχει ανακαλυφθεί, στο μέγεθος που είναι θεωρητικά πολύ κοντά στην ολοκλήρωση (π.χ. για NEA μεγαλύτερα από μερικά km). Το σχήμα 6.3. δείχνει τα αποτελέσματα από το Werner et.al., υποθέτοντας όπως συνήθως ότι $H = 18$ ισοδύναμα το $D=1$ km, το οποίο ανταποκρίνεται σε μέση albedo ίση με 0, 11. Επιπρόσθετα δείξαμε στο σχήμα 6.3. μια καμπύλη που απεικονίζει μια υπόθεση για albedo των μικρότερων NEA, μπορεί να είναι μεγαλύτερη από εκείνα τα μεγαλύτερα NEA, όπως εκείνα στην καμπύλη του κρατήρα, μεταμορφωμένα σε μια κλίμακα των H , θα μπορούσε να είναι μια λεία ανάμειξη από την θρυμματισμένη καμπύλη στα δεξιά, στην υγρή από την αριστερή μεριά του σχεδίου.

Επιπρόσθετα στους ποικίλους υπολογισμούς που συζητήθηκαν παραπάνω, συμπεριλάβαμε στο σχήμα 6.3. ένα απλό νόμο δύναμης που είναι σταθερός για τους περισσότερους υπολογισμούς από τα NEA.

Αυτοί οι υπολογισμοί, χρησιμοποιώντας τρεις διαφορετικές μεθόδους και ένα πλήθος από σύνολα δεδομένων, εκτείνεται – απλώνεται ένα σχετικά πλατύ εύρος τιμών (από 689 μέχρι 1227 μαζί μετά σφάλματα) για τον ολικό αριθμό των NEA

$H=18$. Οι χαμηλότερες τιμές εμφανίζονται να είναι ασταθείς με τα τρέχοντα ολικά νούμερα και το συνεχώς υψηλό ποσοστό ανακάλυψης. Ένα συντηρητικό κατώτερο όριο είναι πιθανόν γύρω στα 800. Σκεπτόμενοι όλους αυτούς τους υπολογισμούς, εμφανίζεται ότι μια λογική περιληπτική αξία για την χρήση στην εξελικτική πληρότητα έρευνας είναι N (για $H < 18$) = $1000 + 200$. Θα επιστρέψουμε στη συζήτηση του σχήματος 6.3. στην επόμενη ενότητα.

Πως θα τα καταφέρουμε αξιοπρεπώς με τον στόχο της Spaceguard για 90 % ανακάλυψη, από τη στιγμή που ο ολικός πληθυσμός που είναι φωτεινότερος από $H = 18$ είναι $1000 + 200$; Σκεπτείτε τις τρεις υποθέσεις του ολικού πληθυσμού των NEA ($H < 18$) των 800, 1000 και 1200 στην αρχή του 2002 όπου 587 είχαν ανακαλυφθεί. Βασισμένοι σε ένα μοντέλο ολοκλήρωσης, π.χ. χρόνο της έρευνας (σχήμα 6.3.) του Harris 1998, η εικόνα 4 του Harris 2000), φτάνουμε στα παρακάτω συμπεράσματα. Για τον ολικό πληθυσμό των 800, έχουμε ήδη ολοκληρώσει το 73 % και έχουμε να βρούμε μόνο τα 133 για να φτάσουμε στον στόχο του 90 %. Αυτό απαιτεί ένα τρέχον ποσοστό ανακάλυψης ίσο με 3/ συνοδικούς μήνες για να συναντήσουν τον στόχο μέχρι το 2002. Για τον ονομαστικό πληθυσμό των 1000, υπάρχουν 313 περισσότερα που πρέπει να ανακαλυφθούν και απαιτείται το ποσοστό να είναι 9/ συνοδικό μήνα. Για τον ολικό πληθυσμό των 1200 υπάρχουν 493 περισσότερα που πρέπει να ανακαλυφθούν, και χρειαζόμαστε να βρούμε 15/ συνοδικό μήνα για να συμπληρώσουμε το 90 % το 2008. Τη στιγμή που το ποσοστό ανακάλυψης θα είναι το 2000/ 2001 κατά μέσο όρο 10/ συνοδικό μήνα, δεν είμαστε στο στόχο του ονομαστικού πληθυσμού των 1000, αλλά η αληθινή απάντηση είναι πως η έρευνα προοδευτικά εξαρτάται, ευαισθητοποιείται από τον ολικό πληθυσμό.

Ίσως είναι διαφωτιστικό να συγκρίνουμε αυτά τα συμπεράσματα με άλλες προηγούμενες συζητήσεις για την εικόνα 1. Εάν ο συνολικός πληθυσμός είναι 1200 (κοντά στο δικό μας ανώτερο όριο του σχήματος 6.3.) τότε το συμπέρασμα από την εικόνα 1, ήταν ότι απόδέχοντας τον στόχο του Spaceguard απαιτείται μια έρευνα όλου του ουρανού για να περιορίσει το ορατό μέγεθος $m_{lim}=20,2$ που είναι σταθερό με την προετοιμασία της σταθερής έρευνας και στο οριακό μέγεθος = 19,6, το οποίο αποδίδει ένα ποσοστό ανακάλυψης (10/συνοδικό μήνα) χαμηλότερο από εκείνο που απαιτείται για το 90 % μέχρι το 2008 (που είναι 15/ συνοδικό μήνα).

Εάν ο πληθυσμός είναι περίπου 1000, έπειτα υπάρχει μια συγκρατημένη αντίθεση μεταξύ του μοντέλου οριακού μεγέθους και του τρέχοντος συστήματος εκτέλεσης. Εάν ο πληθυσμός είναι μικρός όσο 800, έπειτα η αντίθεση γίνεται απίστευτα μεγάλη. Αυτήν την διάψευση, μαζί με το γεγονός ότι οι ανακαλύψεις συνεχίζουν με ταχύ ρυθμό, ακόμα και πάνω από 600 βαθμούς, σημειώστε ότι ο ολικός πληθυσμός των NEA είναι $H=18$ και πιθανόν μεταξύ 1000 και 1200. Από μια ιστορική προοπτική, η πιο σημαντική πρόσφατη αλλαγή είναι μια σταγόνα μέσα στον ολικό πληθυσμό των NEA ($H < 18$) από 1500-2000 σε περίπου 1000- η επανεξέταση που έφερε την πραγματοποίηση του στόχου του Spaceguard με προσέγγιση αν και τα



Εικόνα 6.15 Με τη λαμπερή ουρά τους να μαστιγώνει τον ουρανό, τα μετέωρα ξεκινούν το ταξίδι τους για την επιφάνεια της Γης, ένα ταξίδι μάταιο, αφού η μάζα τους είναι τόσο μικρή, ώστε εξαερώνονται μέσα στην ατμόσφαιρα.

περισσότερα ερευνητικά τηλεσκόπια είναι κλάσης 1km και δεν φτάνουν οριακά μεγέθη των 20.

Τα υπάρχοντα τηλεσκόπια στην έρευνα Spaceguard δεν είναι απαραίτητα άριστα σχεδιασμένα, αλλά κάνουν τη δουλειά τους. Εάν θέλουμε να αυξήσουμε την δυνατότητα του συστήματος, η αρχική πρόταση είναι να φτάσουμε τα ασθενέστερα μεγέθη χωρίς να παρατηρήσουμε την κάλυψη του ουρανού. Αυτό θα μπορούσαμε να το καταφέρουμε με μεγαλύτερα ανοίγματα. Τα σημερινά ερευνητικά τηλεσκόπια είναι σχεδόν όλα της τάξης του ενός μέτρου, το οποίο είναι πολύ μικρό σχετικά με τα σημερινά αστρονομικά δεδομένα. Είναι επίσης επιθυμητό να έχουμε τουλάχιστον ένα τηλεσκόπιο στο Νοτιότερο Ημισφαίριο, από τη στιγμή που το 20 % του ουρανού δεν καλύπτεται. Όμως, σημειώνουμε ότι καθώς ένα τηλεσκόπιο στα νότια είναι επιθυμητό, δεν είναι και μια απόλυτη επιθυμία. Ένα NEA που χάθηκε για ένα χρόνο λόγω του ότι είναι πολύ νότια, θα πιαστεί κάποια στιγμή από ένα μεταγενέστερο πέρασμα. Αυτό το κενό (ή τυφλό σημάδι) στο νότο δεν είναι ποιοτικά, διαφορετικό για παράδειγμα από το κενό στην κάλυψη που δημιουργείται από τους μουσώνες που τυπικά κλείνουν παρατηρητήρια στην Αριζόνα και το Νέο Μεξικό κατά τη διάρκεια των καλοκαιρινών μηνών. Το σημαντικό αποτέλεσμα αυτών των κενών είναι απλό για την αργή εκπλήρωση της έρευνας. Ευτυχώς, ένα σημείο μπορεί να κάνει πολύ δρόμο ώστε να καλύψει και των δυο ειδών κενά.

Τα τηλεσκόπια στο διάστημα θα μπορούσαν επίσης να χρησιμοποιηθούν για αύξηση της έρευνας, αλλά τα περισσότερα από τα συστήματα που έχουν προταθεί δεν μπορούν να συγκριθούν με τις παρατηρήσεις που βασίζονται στο έδαφος, όσον αφορά την οικονομική εισφορά. Η τελευταία θα μπορούσε να βελτιωθεί σημαντικά, φυσικά εάν η δράση της έρευνας των NEA σχετιζόταν ως ένας δεύτερος στόχος για ένα διαστημόπλοιο που έχει εκτοξευθεί για άλλους λόγους. Δεν υπάρχει ουσιαστικό πλεονέκτημα των παρατηρητηρίων που γυρίζουν γύρω από την Γη με εκείνα που έχουν συνεχώς καθαρό ουρανό (στην πραγματικότητα, μερικά περιφερόμενα τηλεσκόπια έχουν μικρότερους duty κύκλους από τα τηλεσκόπια εδάφους σε καλή περιοχή). Τα τηλεσκόπια που κοιτούν από το εσωτερικό προς την τροχιά της Γης, έχουν το πλεονέκτημα να ανακαλύπτουν αστεροειδείς που περνούν την περισσότερη ώρα μέσα στην τροχιά της Γης. Ήδη όμως γνωρίζουμε ότι υπάρχουν σχετικά λίγοι από αυτούς. Κάθε δοσμένο σύστημα έρευνας θα πρέπει να κρίνεται για την αξία του φυσικά, αλλά δεν υπάρχει λόγος μιας μίξης των οργάνων ου είναι βασισμένα στη Γη και το διάστημα γιατί δεν μπορούν να συνεισφέρουν σε έρευνες των NEA.

Πρόσφατη εμπειρία κατά το τέλος των ερευνητικών προγραμμάτων NEA οδήγησε σε πιο σοφιστικές μεταχειρίσεις της πιθανότητας σύγκρουσης (π.χ. Milani & Valsechi 1999, Chodas & Yeomans 1999, Milani et.al. 2000a, 2000b, Cheslty et. al. 2002, Milani et.al., αυτό το βιβλίο). Ειδικά, οι ερευνητές έχουν ψάξει τις δυναμικές του πολύπλοκου συναγωνισμού. Οι NEA που μπορεί να αποτελέσουν στο μέλλον απειλή, συνήθως περνούν κοντά από τη Γη σε προηγούμενες τροχιές. Ακριβέστερα, κοντινά περάσματα, το βαρυτικό πεδίο της Γης σταδιακά αλλάζει την τροχιά του NEA. Τοπικά, μόνο μερικές συγκεντρωμένες πιθανότητες από αντηχητικό γύρισμα θα οδηγήσει σε σύγκρουση ή ένα ακόμη κοντινό πέρασμα τουλάχιστον στην κλίμακα της δεκάδας. Οι «κλειδαρότρυπες» αρχικά θα είναι ένα μικροσκοπικό κομμάτι του στόχου της error έλλειψης. Μπορεί να βρεθούν στην λάθος έλλειψη του NEA στον πρώτο στόχο του encounter (περνώντας από τη Γη και κανονίζοντας την τροχιά του Αστεροειδή). Μπορεί να υπάρχουν διάφορες κλειδαρότρυπες που ανταποκρίνονται σε διαφορετικές αντηχήσεις, πρόσθετα στις πιθανές συγκρούσεις σε διαφορετικές μελλοντικές ημερομηνίες. Υπολογισμός του κινδύνου εξαρτάται από την πιθανότητα, μια συγκεκριμένη τροχιά να πάρει τον NEA από μια κλειδαρότρυπα.

Το υπόλοιπο από τον συγκεκριμένο στόχο είναι ασφαλές, ανταποκρινόμενο στο NEA που σκεδάζεται πίσω, πάλι στο γενικό πληθυσμό με μια πιθανότητα σύγκρουσης που δεν είναι ουσιαστικά μεγαλύτερη από εκείνη την τυπική των νεώτερα ανακαλυμμένων αντικειμένων.

Από μια επικίνδυνη προοπτική, ο στόχος (για τις λάθος ελλείψεις που δεν συμπεριλαμβάνονται στη Γη) είναι να διαβεβαιώσει ότι τα NEA δεν περνούν από την κλειδαρότρυπα. Επακόλουθες παρατηρήσεις των αρχικών «προκαταλήψεων» μπορεί να συρρικνώσει τις λάθους έλλειψης κλειδαρότρυπες με τον ίδιο τρόπο ώστε να μπορούν να συρρικνώσουν ένα Γήινο – έλλειψη που περιλαμβάνεται στη Γη. Σε περιπτώσεις μικρών προειδοποιήσεων όπου ένα μικρό τόξο παρατηρήσεων δεν μπορεί να ελαττώσει την πιθανότητα του πετάσματος από την κλειδαρότρυπα, μπορεί να είναι αναγκαίο να σχηματίσουμε αρνητικές παρατηρήσεις κατά μήκος ουσιαστικών τροχιών που ηγούνται μέσω των κλειδαρότρυπων.

Φυσικά ένα συγκεκριμένο NEA μπορεί να συγκρουστεί με τη Γη χωρίς ποτέ να περάσει από κλειδαρότρυπες και να βιώσουν μια αντηχητική επιστροφή. Σίγουρα οι NEA μπορούν να συγκρουστούν με μια αντηχητική επιστροφή(επιστροφή στον αντίθετο σύνδεσμο). Υπάρχουν επίσης παθολογικές περιπτώσεις από ανώμαλος μεγάλες κλειδαρότρυπες, που είναι αποτέλεσμα των «ανακοπτώμενων επιστροφών». Όλα υατά αναπτύσσονται στο Milani et.al. (αυτό το βιβλίο). Στην περίπτωση ενός από τα καλύτερα παρατηρημένα NEA, 1950 DA (με ένα 50 χρόνο τόξο και ραντάρ με εμβέλεια- δεδομένων Doppler), η αβεβαιότητα στην εκτίμηση μιας πιθανής σύγκρουσης σχεδόν, μια χιλιετία στο μέλλον ουσιαστικά δομείται από άγνωστες επιρροές από το φαινόμενο Yarkovsky, το οποίο με τη σειρά του εξαρτάται από την κατανομή albedo, το σχήμα της επιφάνειας και την δυναμική των spin (Giorgini et.al. 2002).

Ένας τρόπος να δούμε την έρευνα Spaceguard είναι μια προσπάθεια να βρούμε κάθε NEA και να το δηλώσουμε ασφαλές. «Ασφαλές» μπορεί να οριστεί να έχει έναν στόχο λάθους έλλειψης που είναι αρκετά καθαρό από τη Γη και από τις κλειδαρότρυπες που κυριαρχούν στη Γη. Για το λόγο αυτό, δεν είναι απαραίτητο να υπολογίσουμε τις περισσότερες τροχιές με εξεζητημένη ακρίβεια, αν και μπορεί να υπάρχουν καλοί επιστημονικοί λόγοι για να το κάνουν αυτό(τέτοιου είδους ταυτοποίηση μελλοντικών στόχων για σχεδιασμό ραντάρ). Ως τώρα, σχεδόν όλοι οι NEA ανακαλύφθηκαν από το Spaceguard που δηλώθηκαν ασφαλείς, εκτός από ορισμένες εξαιρέσεις (όπως το 1930 DA, Giorgini et. al. 2002) θα παραμείνουν κάτω από επιτήρηση μέχρι να ακούσουμε το «όλα ασφαλή».



Εικόνα 6.16

7. Σημερινή συχνότητα συγκρούσεων NEA

Καθώς η μεγάλης διάρκειας, συχνότητα συγκρούσεων μπορεί να υπολογιστεί από τους Ηλιακούς κρατήρες, πρέπει να γυρίσουμε στον σημερινό πληθυσμό των NEA για να υπολογίσουμε αναλογίες συγκρούσεως από τη στιγμή που δεν υπάρχει διαβεβαίωση ότι τέτοιες αναλογίες έχουν παραμείνει σταθερές με τον

χρόνο. Για να συσχετίσουμε την ενέργεια με το μέγεθος του αντικειμένου, χρειαζόμαστε την μέση ταχύτητα σύγκρουσης, και να συσχετίζουμε τον αριθμό των σωμάτων με την συχνότητα συγκρούσεων που απαιτεί μερικούς περισσότερο πολύπλοκους προβληματισμούς για την τροχιακή κατανομή του πληθυσμού των NEA. Ένας τρόπος να φτάσουμε και στις 2 από αυτές ποσότητες είναι να υπολογίσουμε τις συνθήκες για κλειστές προσεγγίσεις στη Γη του προς το παρόν γνωστού πληθυσμού. Ακολουθώντας προσεγγίσεις που περιγράφηκαν από τον Harris (1998, 2001), πήραμε στοιχεία τροχιάς και μεγέθη H από όλα τα γνωστά αντικείμενα από τις 3 Ιουλίου 2001, από τα δεδομένα ASTORB που διατηρήθηκαν



Εικόνα 6.17

από τον Bowell. Εμείς συλλέξαμε μόνο αντικείμενα με $H < 18$ και περιήλιο $q < 1$ AU, που είναι οι αστεροειδείς που περνούν από τη Γη (ECA) με υπολογισμένο $D > 1$ km σύμφωνα με την συνήθη κατανομή albedo = 0, 11.

Ο αριθμός των αστεροειδών που πιστοποιούν αυτά τα κριτήρια ήταν 244, συγκρινόμενα με τα ολικά από 488 NEA ($q < 1,3$ AU) στην ίδια τάξη μεγέθους. Έπειτα υπολογίσαμε όλες τις προσεγγίσεις στη Γη, πλησιέστερες από 0,1 AU για έναν ολόκληρο αιώνα, από το 2002 μέχρι το 2102, διαλέγοντας τις

ημερομηνίες για να αποφύγουμε προλήψεις για φασματικές ανακαλύψεις, χρησιμοποιώντας μη ταρασσόμενα διπλά σημεία για να παρέχουν στατιστικά φυσικές μετρήσεις της συχνότητας κοντινής προσέγγισης.

Βρήκαμε 273 κοντινές προσεγγίσεις (2,73 / χρόνο) από τα ολικά 1000 διαφορετικά NEA. Για κάθε κοντινή προσέγγιση, ταξινομήσαμε την ταχύτητα και έτσι μπορούσαμε να υπολογίσουμε το κεντρικό τετράγωνο της ταχύτητας σύγκρουσης της ροής και να την συσχετίσουμε με την ενέργεια. Η ακτίνα της Γης είναι $4,25 \cdot 10^{-5}$ AU, έτσι η συχνότητα των πραγματικών συγκρούσεων, μη συμπεριλαμβανομένου της επίδρασης της βαρυτικής δύναμης, θα έπρεπε να είναι $(4,25 \cdot 10^{-4})^2$ φορές μικρότερη από την συχνότητα που περνάει με 0,1 AU. Από την στιγμή που κρατήσαμε κομμάτι της encounter ταχύτητας για κάθε γεγονός, θα μπορούσαμε να διορθώσουμε για τις επιδράσεις της βαρυτικής εστίασης που αύξησε την συχνότητα της σύγκρουσης κατά τον παράγοντα 1,66. Συγκριτικά, όλοι αυτοί οι παράγοντες παράγουν συχνότητα σύγκρουσης του ήδη γνωστού πληθυσμού ίση με $8,2 \cdot 10^{-7} \text{ y}^{-1}$. Η συχνότητα σύγκρουσης του « υπεραντικειμενικού » για τους NEA είναι $8,2 \cdot 10^{-7} / 488 = 1,68 \cdot 10^{-9} \text{ y}^{-1}$. Η συχνότητα σύγκρουσης αναφέρθηκε για τον πληθυσμό των ECA είναι δυο φορές πιο υψηλή (αλλά υπάρχουν τα μισά απ' ότι υπάρχουν εκείνα). Στο σχήμα 6.3, πήραμε τη συχνότητα σύγκρουσης του υπέρ-αντικειμένου για να συσχετίσουμε την αναμενόμενη διακοπή συγκρούσεων, την δεξιά κλίμακα με τον πληθυσμό $N (> D)$, αριστερή κλίμακα.

Ένα πρόσθετο αποτέλεσμα που βγαίνει από τους κοντινούς υπολογισμούς παραπάνω είναι η ταχύτητα RMS για να συσχετίσουμε τη μάζα του συγκρουστή με την ενέργεια. Έχουμε μετρήσει τις όμοιες encounter ταχύτητες για να υπολογιστούν στην υψηλότερη πιθανότητα των αργότερων συγκρούσεων λόγω βαρυτικής εστίασης, επίσης προστέθηκε στην συνεισφορά της Γήινης βαρύτητας για να

προμηθεύσει μια ταχύτητα σύγκρουσης = 20,2 km/sec σε εξαιρετική συμφωνία με τους τελευταίους υπολογισμούς του Bottke (ιδιωτική επικοινωνία 2001), στην οποία, συμπεριέλαβε μια σύνδεση προλήψεων για επιλεγμένα φαινόμενα ανακάλυψης. Εάν δεχτούμε την κεντρική αντοχή των Αστεροειδών ίση με 2, 5 gm/cm³ η μάζα του 1 km σε διάμετρο, αστεροειδούς είναι $1,3 \cdot 10^{12}$ κιλά και η κινητική του ενέργεια στα 20 km/sec είναι $2,6 \cdot 10^{20}$ Joule. Στο σχήμα 3, η ενέργεια σύγκρουσης (κορυφή) σε διάμετρο (βυθός) είναι έτσι κλιμακωμένα ώστε η ενέργεια σύγκρουσης να είναι 6, 25 10^4 MT για NEA διαμέτρου 1 km.

Ο Steel (1998) χρησιμοποίησε μια παρόμοια παραγωγή, βασισμένη σε δείγματα των 116 ECAs με $H < 18$, 5 που έγιναν γνωστά τον Ιούνιο του 1996. Βρήκε μια ταχύτητα κρούσης RMS των 19 km/sec σε μέση εξωγήινη πιθανότητα κρούσης ίση με $5 \cdot 10^{-9} \text{ y}^{-1}$. Δύο φορές περίπου μεγάλα όσο τα αποτελέσματα από την δουλειά μας που περιγράφηκε παραπάνω. Άλλες νωρίτερες παραγωγές υπάρχουν επίσης, πηγαίνοντας πίσω στο Shoemaker (1983) ακόμα και στο Opik (1958, 1960), όλα δίνοντας γενικά, σταθερά αποτελέσματα.

Για να παρέχουμε (γνήνη αλήθεια σε τομείς σύγχρονης τάξεως κρούσεων για σχετικά μικρά ΕΑ, σχεδιάζουμε στο σχήμα 3 την υπολογισμένη ενέργεια 10 KT (με την ολική αβεβαιότητα, του παράγοντα 10), από τα μεγαλύτερα γεγονότα που εμφανίζονται ετησίως στη Γήινη ατμόσφαιρα, βασισμένα στα δεδομένα επιτήρησης του διαστήματος (Tagliaferri et.al. 1994 & USAF τύπος από το 1992). Αυτή η αξία σχεδιάστηκε ως μια οριζόντια μπάρα στα πάνω αριστερά, αντιπροσωπεύοντας την αβεβαιότητα στα μέσα μεγαλύτερα ετήσια γεγονότα. Σημειώστε ότι μια ευθεία γραμμή, δύναμη- κανόνα προσέγγιση του πληθυσμού NEA στο σχήμα 3 πέφτει με έναν παράγοντα 2 ή περίπου όλο τον πληθυσμό των υπολογισμένων συχνοτήτων κρούσεων.



Εικόνα 6.18

Μπορούμε να συγκρίνουμε τις αναμενόμενα συχνότητες κρούσης στο σχήμα 3 με 2 καλά γνωστά σημεία αναφοράς, το γεγονός της Tunguska (γύρω στα 10 MT) και την κρούση K-T (σε περίπου 10^8 MT). Η τάξη των αβεβαιοτήτων διαστημάτων περίπου έναν παράγοντα 10 σε ενέργεια για τον καθένα, και φυσικά δεν ξέρουμε τη συχνότητα αυτών των μιγαδικών φαινομένων (εκτός του ότι δεν είναι μεγάλο πράγμα, λιγότερο από 100 χρόνια για την Tunguska και σε 65 εκατομμύρια χρόνια για το K-T. Από το σκίτσο, η αναμενόμενη συχνότητα τις Tunguska – τάξεις φαινομένων για περίπου 2 φορές τη χιλιετία για τη δύναμη – κανόνα για περίπου 10000 χρόνια από τις ηλιακές καμπύλες. Μόνο αν η Tunguska ήταν μικρή όσο 3- 5 MT σε ενέργεια, πλησιάζει η αναμενόμενη συχνότητα του αιώνα χρονικά για την κατανομή δύναμης, νόμου, μεγέθους, συχνότητας. Το φαινόμενο συχνότητας K- T από το σχέδιο είναι γενικά σταθερό με μέση παραγωγή σε 100 εκατομμύρια χρόνια.

Καθώς οι περισσότερες πληροφορίες είναι σχεδόν σταθερές με τον νόμο της δύναμης, ο πληθυσμός NEO κρατήρων που παράχθηκε από τον Ήλιο, στο Werner et.al. 2002 δείχνουν μια φανερή αναχώρηση, συνήθως εξηγούνται ως αποθήκευση μικρών (διάμετρος μικρότερη από μερικές εκατοντάδες μέτρα) συγκρουστών, αν και

μπορεί επίσης να προταθεί μια «γρήγορη υπερβολή» μεγάλων αστεροειδών ή κομητών που δεν συμπεριλαμβάνονται στην ροή των NEA. Όπως εξηγούνται με τον συνηθισμένο τρόπο όμως, η Σεληνιακή καμπύλη φανερώνει ότι η συχνότητα των συγκρούσεων μεγέθους ίδιου με εκείνον στην Tunguska, είναι περίπου 10000 χρόνια, περισσότερο από μια τάξη μεγέθους χαμηλότερη της συνηθισμένης συχνότητας παρόμοιων συγκρούσεων, και ένα εκπληκτικό αποτέλεσμα είναι ότι βιώσαμε ένα τέτοιο γεγονός μέσα στον τελευταίο αιώνα. Δεν γνωρίζουμε ακριβώς που βρίσκεται το πρόβλημα, αλλά προτείνουμε ότι ο πληθυσμός των NEA όπως λέγεται από τον Werner et.al., μέσω των σεληνιακών στατιστικών εγγυήσεων από τους κρατήρες των εναλλακτικών εφαρμογών των δεδομένων.

Συμπληρώνουμε την ενότητα αυτή με ορισμένες λέξεις για τις αβεβαιότητες. Η ισοδυναμία μεταξύ του πληθυσμού και την συχνότητας κρούσης, και μεταξύ της διαμέτρου και της ενέργειας κρούσης, είναι πιθανόν, σχεδόν καλά καθορισμένα. Όμως, από την στιγμή της παρατηρούμενης καμπύλης του πληθυσμού των NEA, εξαρτάται βασικά από την φωτεινότητα των αστεροειδών, η μεγαλύτερη αβεβαιότητα είναι η σχέση μεταξύ του απόλυτου μεγέθους και της διαμέτρου. Η αποδεκτή έννοια albedo θα μπορούσε να ήταν λανθασμένη, μέσω ενός παράγοντα γύρω στα + 2 (εύρος από 0,05 μέχρι 0,22), μεταφράζεται σε ένα παράγοντα του 1,4 σε διάμετρο, ή + 4 σε μάζα (ενέργεια). Για την κλίση της γραμμής του πληθυσμού, η οριζόντια αβεβαιότητα είναι ίση με την κάθετη (ο πληθυσμός σε καθορισμένη τιμή) η αβεβαιότητα είναι πάνω από + 2. Σημειώστε ότι ο παράγοντας δυο για τα ποσά κάθε κατευθύνσεως, σημαίνει albedo πολύ κοντά στις υψηλές και χαμηλές κορυφές στην παρατηρούμενη, «διπλά τροποποιημένη» κατανομή, και αγνοώντας κάθε άλλο κομμάτι. Επιπρόσθετα, η ολική αβεβαιότητα, της παρατήρησης και μετατροπή του μεγέθους σε διάμετρο, οδηγείται σε αβεβαιότητα ή ίσως έναν παράγοντα 3 στις γνώσεις μας για τον πληθυσμό προς την διάμετρο. Αυτό ειδικά είναι αλήθεια στο πολύ μικρό πλάτος της κατανομής όπου η παρατηρούμενη βάση είναι λεπτή και δεν έχουμε σχεδόν καμία μέτρηση των albedo.

Τελικά, είναι σημαντικό να επαναλάβουμε ότι ο ολικός πληθυσμός των NEO ή ακόμα και των NEA, δεν συμβάλλει ισοδύναμα στον κίνδυνο των συγκρούσεων. Τα NEO συμπεριλαμβάνουν κομήτες με μεγάλες περιόδους. Φανερά, ο ιδιαίτερος κίνδυνος σύγκρουσης για έναν κομήτη είναι αντιστρόφως ανάλογος με την περίοδό του. Αυτό είναι αλήθεια και για τα NEA που έχουν παρόμοια τροχιά με τους κομήτες, όπως ο 2001 OG18 που ανακαλύφθηκε ότι πέρασαν πρόσφατα από τη Γη, ο οποίος έχει περίοδο 50 χρόνων. Πολλά μεγάλα NEA, συμπεριλαμβάνοντας και τον Eros, είναι τώρα σε ασφαλείς τροχιές και δεν θα αποτελέσουν καμία απειλή για τα επόμενα εκατομμύρια χρόνια. Για την προοπτική του κινδύνου, λιγότερα από τα μισά NEA είναι σημαντικά. Οι υπολογισμοί του κινδύνου (και μετρικές της προετοιμασίας της Spaceguard Survey) θα έπρεπε κανονικά να δίνουν μεγαλύτερο βάρος στο υποσύνολο των NEA που είναι στις πιο επικίνδυνες τροχιές (όπως γίνεται για παράδειγμα, στο τομέα των πιθανών επικίνδυνων αστεροειδών (PHAs) που υποστηρίζονται από την Minor Planet Center). Άμεσο συμπέρασμα είναι ότι από τη στιγμή που τα NEA που ανακαλύφθηκαν πρόσφατα, φαίνεται να ανήκουν σε ένα από αυτά τα υποσύνολα του πληθυσμού που μπορεί ασφαλώς να αγνοηθεί. Πολλά τέτοια



Εικόνα 6.19. Τι βλέπει ένας καλλιτέχνης μέσα από ένα τηλεσκόπιο.

μη-επικίνδυνα NEA ανακαλύφθηκαν και χάθηκαν, αλλά οι τροχιές τους καθορίστηκαν με ακρίβεια για να επιβεβαιώσουν ότι δεν είναι απειλή.

8. Κοινωνικές συνθήκες για έρευνες NEO

Καθώς η έρευνα των NEO υλοποιεί – ενσαρκώνει κλασσικές επιστημονικές αντικειμενικές, μελέτες των κινδύνων συγκρούσεως σχηματίζουν μια εφαρμοσμένη επιστήμη που μπορεί να κριθεί με διαφορετικά κριτήρια.. Καθορίζοντας την στρατηγική ελάττωσης του κινδύνου, πρέπει να σκεφτούμε την αντίδραση. Τέτοιες σκέψεις είναι γνωστές στους ειδικούς σε άλλα πεδία φυσικού κινδύνου, όπως η μετεωρολογία (με σεβασμό στα δελτία καταιγίδα) και την σεισμολογία. Οι ειδικοί έρευνας NEO έχουν την πρόσθετη δυσκολία την εξήγησης μια επιστήμης που είναι μυστική (τροχιακές δυνάμεις) εκτός από την προσωπική εμπειρία (καμία καταστροφή σύγκρουσης δεν καταγράφηκε στην Ιστορία). Καθώς η κοινότητα των NEO άρχισε να συνειδητοποιεί, έχει κοινωνική υπευθυνότητα να επιβεβαιώσει ότι το μήνυμά της δεν ακούγεται μόνο, αλλά γίνεται αντιληπτό από την κοινωνία πιο πολύ. Η υιοθέτηση της κλίμακας σύγκρουσης του Τορίνο, (Binzel, 1997, 2000) ήταν ένα αντιληπτό πρώτο βήμα απέναντι στην δημόσια επικοινωνία, αν και οι μοναδικές όψεις της αντίληψης και προειδοποίησης NEO (ειδικά η εξέλιξη της αβεβαιότητας) συνεχίζει να προκαλεί δυσκολίες επικοινωνίας (Chapman 2000).



Εικόνα 6.20. Πάνω στην απέραντη μοναξιά της ερήμου, τα άστρα συνωστίζονται ασφυκτικά στο νυχτερινό ουρανό. Ανάμεσά τους ανοίγει τον δρόμο ο κομήτης, όπως καταγράφηκε από το τηλεσκόπιο του Ντένις Μαμάνα, Διευθυντή στο Πλανητάριο της Αριζόνα, την άνοιξη του 1986

Από τη στιγμή που γίνεται δεκτό ότι ο κίνδυνος συγκρούσεων είναι ένα κοινωνικό και όχι μόνο ένα επιστημονικό πρόβλημα, είναι ένα μικρό βήμα για να επιτρέψει αυτές τις σκέψεις του μέγιστου κοινωνικού πλεονεκτήματος μπορεί να περιορίσει το πεδίο δράσης και το σχήμα της επιστημονικής έρευνας. Αυτό είναι καθώς, καλύτερο επιστημονικό επίπεδο της αβεβαιότητας είναι μηδέν, το κοινωνικό καλύτερο επίπεδο είναι μη μηδενικό. Δεν είναι ούτε πιθανό ούτε συμφέρει να μετακινήσουμε εντελώς τον κίνδυνο και την αβεβαιότητα. Δεν είναι μόνο ένα τετριμμένο πλεονέκτημα. Επιπλέον, επιστημονικές πληροφορίες μπορεί αν έχουν περιθωριακή αχρηστία.. Σαν παράδειγμα, πολλοί μπορούν να θεωρήσουν ότι η κοινωνία υποβάλλεται σε καθαρό κόστος για την επιστήμη της πυρηνικής φυσικής, από την στιγμή που ο πυρηνικός πολλαπλασιασμός είναι εξοπλισμένος έτσι. Πυρηνικά τεστ απαγορεύουν επιχειρήσεις ξεκούρασας πάνω στην υπόθεση της αχρηστίας των επιστημονικών και τεχνικών πληροφοριών που παράγονται από τα τεστ. Το αναπόφευκτο αποτέλεσμα είναι ότι, ανεξάρτητα από τους τέλει σκοπούς της, Η κοινότητα των NEO επιβάλλει ένα συγκεκριμένο κόστος στην κοινωνία, μέσω της όχι καλά διαχειρισμένης ή διαστρεβλωμένης επικοινωνίας, έπειτα η κοινωνία μπορεί

να δράσει καλά για να μετακινήσει αυτό το κόστος, διαλέγοντας να μην υποστηρίξει τις έρευνες NEO και κάθε σχετική εργασία.

Μέχρι σήμερα, τα διεθνή προγράμματα NEO έχουν χειριστεί και συντονιστεί από μια εκλεκτική μίξη κρατών και μη- κυβερνητικών οργανισμών. Η έμφαση δόθηκε στο να γίνονται ανακαλύψεις. Μερικές από αυτές τις ανακαλύψεις είναι προειδοποιητικές. Σε μερικές περιπτώσεις, (π.χ. 1997 XF11, 2000 BF19) οργανισμοί έκαναν δημόσιες προειδοποιήσεις που καταγράφηκαν ευρέως από τον τύπο, μόνο για να αποσυρθεί γρήγορα όταν πρόσθετα δεδομένα ή πιο καλά καθορισμένοι υπολογισμοί γίνουν διαθέσιμοι.

Πότε και κάτω από ποιες συνθήκες θα πρέπει να γίνονται οι δημόσιες προειδοποιήσεις? Το έναυσμα κατωφλίου για μια «ομολογούμενη προειδοποίηση» είναι η παράμετρος κλειδί για του επιστήμονες των NEO και εκείνους του επιστημονικούς δημοσιογράφους που παίρνουν αποφάσεις για το ποια πληροφορία θα μεταδοθεί στο κοινό. Η διεθνής Αστρονομική κοινότητα (IAU), ομάδα εργασίας NEO δέχεται ως κατώφλι την «πρόβλεψη των συγκρούσεων με πιθανότητα μεγαλύτερη από μια στο εκατομμύριο στο κοντινό μέλλον (λιγότερο από 100 χρόνια). Αυτό αντιστοιχεί με την κλίμακα κατωφλίου του Τορίνο για αντικείμενο ενός χιλιομέτρου σε μικρότερα αντικείμενα.- για παράδειγμα, ένα αντικείμενο 100 μέτρων, απαιτεί μια σύγκρουση πιθανότητα μία στις 10000 για να φτάσει το πρώτο επίπεδο. Όλες αυτές οι οδηγίες δεν είναι επίσημες, και η Διεθνής Αστρονομική Ένωση αφήνει κάθε απόφαση για αφήσει το κοινό στην ανακάλυψη της απειλής. Στην πράξη, κάθε περίπτωση που πήρε δημοσιότητα (1997 XF11, 1999 AN10, 2000 SG344, 1950DA) είχαν η κάθε μία την δική της φύση, διαμορφώνοντας ότι οι οδηγίες πρέπει να είναι ελαστικές και ότι είναι απίθανο να ελέγξουμε την συμπεριφορά είτε των αστρονόμων είτε των ΜΜΕ μέσω της εξουσιοδότησης από πάνω. Επιπλέον, ο πρόσφατος μέσος όρος είναι μια προειδοποίηση (ή ψίθυροι) τον χρόνο μπορεί να συνεχίσουν.

Αν και πολύ σκέψη έχει εφαρμοστεί στον σχεδιασμό, την τάξη ανακάλυψης των ερευνητικών προγραμμάτων (όπως συζητήθηκε παραπάνω), κανένας ερευνητής δεν προσπάθησε να σχεδιάσει προειδοποιήσεις, από τη στιγμή που η ερώτηση είναι με μεγαλύτερο ενδιαφέρον σε αυτούς που χαράζουν την πολιτική. Δεν υπάρχουν διαμορφωμένες προειδοποιήσεις μέχρι σήμερα που να έχουν επιζήσει για πάνω από 24 ώρες (χωρίς να μετράμε το 1950 DA, με χαμηλή πιθανότητα σύγκρουσης, σχεδόν μία στη χιλιάδα στο μέλλον), έτσι λοιπόν, όταν οι πρώτες διαμορφώνονται, η κοινωνία είναι ένα « μη χαρτογραφημένο έδαφος».

Φυσικά, οι πιο πολλές εκφρασμένες προειδοποιήσεις θα αποτελέσουν λανθασμένους συναγερμούς, όταν νέα δεδομένα απαιτούνται, και μπορεί να περιμένουμε, ότι μεγάλες αστρονομικές εγκαταστάσεις μπορούν να γυρίσουν σε ακριβή προτεραιότητα των NEO. Μια ενδιαφέρουσα κατάσταση είναι ότι από την στιγμή που οι περισσότερες προειδοποιήσεις θα είναι λανθασμένοι συναγερμοί, φαίνεται λογικό, να αυξήσουμε το κατώφλι – όριο προειδοποίησης, και κάνοντας έτσι μπορεί να μειωθεί η προσπάθεια να κάνουμε παρατηρήσεις και έτσι να προεκτείνουμε την πιθανότητα ενός πιθανού κινδύνου, Ο λόγος που γίνονται οι περισσότερες ανακοινώσεις είναι να προκαλεσει πρόσθετες παρατηρήσεις, με ένα δευτερο κεφάλαιο για την προειδοποίηση του κοινού.

Όπως συζητήθηκε νωρίτερα, Η Spaceguard Survey θα νιώσει λίγο μικρές μειώσεις στον αρχικό της στόχο για την ανακάλυψη των NEA μεγαλύτερα του 1 km, μια φυσική συνέπεια του δειγματικού πληθυσμού χωρίς αντικατάσταση. Από την άλλη μεριά, οι ανακαλύψεις μικρότερων NEA θα συνεχιστούν σε αναλογία με την κάλυψη και το άνοιγμα του ουρανού, καθώς έχουμε πάρει ένα κομμάτι από τον πληθυσμό τους. Θα υπάρχει μια προοπτική να περιορίσει το στόχο στο μέγεθος και στη περιοχή «του μεγαλύτερου γυρίσματος». Υπάρχει ήδη ένα « δόλωμα της πολιτικής» για να επεκτείνει την έραυνα και στα μικρότερα αντικείμενα., στον σχηματισμό του Συμβουλίου της Ευρωπαϊκής Parliamentary Assembly Declaration 1080” στην ανίχνευση αστεροειδών και κομητών, ιδιαίτερα επικίνδυνους για το ανθρώπινο είδος, Αυτό το δεδομένο καλείται για την ίδρυση ενός ερευνητηρίου των NEO όσο το δυνατόν πληρέστερα με έμφαση στα αντικείμενα που είναι μεγαλύτερα από 0,5 km σε μέγεθος. «Τελευταία, U.K. NEO Task Force (Atkinson et.



Εικόνα 6.21

Al. 2000) κλήθηκε για ένα (ερευνητικό τηλεσκόπιο 3 μέτρων κλάση για να ερευνήσει ουσιαστικά μικρότερα αντικείμενα από εκείνα που παρατηρούνται σήμερα συστηματικά από άλλα τηλεσκόπια.» Στην Μεγάλη Βρετανία, το Εθνικό συμβούλιο Έρευνας πρότεινε την επισκευή ενός 6-8 μέτρα μεγάλου Συνοπτικού ερευνητικού τηλεσκοπίου (LSST), με έναν στόχο: την καταγραφή 90 % των NEO που είναι μεγαλύτερα από 300 m (Εθνικό Συμβούλιο Έρευνας, 2001). Σημειώστε ότι τα μικρότερα τηλεσκόπια που χρησιμοποιούνται για να συνεχιστεί ο σκοπός, δεν θα είναι δυνατό να συμβαδίσουν με τα καινούργια, μεγαλύτερης ερευνητικής ικανότητας τηλεσκόπια, με σκοπό τη μείωση των μεγεθών. Αυτή η κατάσταση έχει αναγνωριστεί από τους σχεδιαστές του LSST, οι οποίοι περιμένουν ότι το τηλεσκόπιο θα θέσει σε εφαρμογή όλες τις δικές του παρατηρήσεις, ακριβείς για να καθορίσουν μια καλή τροχιά για κάθε NEA που ανακαλύφθηκε (Swolff, ιδιωτική επικοινωνία, 2002).

9. Συμπεράσματα

Αποδείχθηκε λοιπόν ότι το πρόβλημα των συγκρούσεων έχει πολλά ειδικά χαρακτηριστικά που το κάνουν ένα θέμα εξαιρετικού κοινωνικού και επιστημονικού ενδιαφέροντος. Επιστημονικά, ο πυρήνας του προβλήματος είναι να καταλάβεις τις δυναμικές και φυσικές διαδικασίες που οδηγούν στις συγκρούσεις που μπορεί να επηρεάσουν την ανάπτυξη και εξέλιξη της ζωής στη Γη. Κοινωνικά, πρέπει να καταλάβουμε τις επιδράσεις των συγκρούσεων (και τις προειδοποιήσεις των συγκρούσεων) στην ανθρώπινη κοινωνία. Ο διπλός χαρακτήρας του προβλήματος είναι ένας από τους λόγους για την πολύπλοκη κατάστασή του σε πολιτικό επίπεδο, και είναι η πιο επείγουσα πλευρά που χρειάζεται να λυθεί σε διεθνές επίπεδο.

Οι επιστήμονες των NEO, κυρίως αστρονόμοι, πέτυχαν στην προειδοποίηση και ενημέρωση του κόσμου για την ύπαρξη της πιθανότητας μια σύγκρουσης, και

πέτυχαν στην έρευνα spaceguard που ως τώρα εστιάζει το ενδιαφέρον της στην απειλή μιας παγκόσμιας καταστροφής από σύγκρουση με έναν αστεροειδή κοντινής απόστασης διαμέτρου μεγαλύτερης από 1 km. Ευτυχώς ο μεγαλύτερος κίνδυνος, σε ποσοτικό και ποιοτικό επίπεδο, εμφανίζεται από μεγαλύτερους αστεροειδείς, που ανακαλύφθηκαν με σύγχρονες αστρονομικές τεχνικές. Η επιτυχία μας είναι η συνεργασία μεταξύ της τεχνολογίας (CCD ανιχνευτές μεγάλης εμβέλειας και δυνατά υπολογιστικά εργαλεία) και της αναγνώρισης ως κοινή επιθυμία να ανακαλυφθεί και να ανιχνευτεί κάθε περιφερόμενο αντικείμενο αρκετά μεγάλο για να απειλήσει την επιβίωση του ανθρώπινου πολιτισμού. Ως τώρα έχουμε ανακαλύψει πάνω από τα μισά NEA μεγαλύτερα από 1km, και ίσως πάνω από 80 % εκείνων που είναι μεγαλύτερα από 2 km. Συμπερασματικά, ο κίνδυνος να χτυπηθούμε από ένα μεγάλο NEA χωρίς προειδοποίηση έχει μειωθεί κατά το μισό. Θα πρέπει να σημειώσουμε όμως ότι η πραγματοποίηση του δεύτερου μισού της έρευνας, θα είναι ακόμα πιο συναρπαστική από την πρώτη, και ότι υπάρχουν ακόμα λίγοι επίσημοι οργανισμοί σε σταθερή διεθνή έρευνα.

Είναι πιθανό, όμως να είμαστε θύματα της ίδιας μας της επιτυχίας. Καθώς οι τρέχουσες έρευνες ολοκληρώνονται στα μεγέθη του 1 km ή μεγαλύτερα, η συχνότητα ανακάλυψης ενός NEA 1km θα ελαττωθεί. Δεν υπάρχει προς το παρόν κοινή ομολογία για τον επόμενο κρίσιμο στόχο. Επιθυμούμε να βρούμε όλα τα NEA μικρότερα των 500 m, ή 300 m, περίπου τα μεγέθη που ο κίνδυνος των κυμάτων Τσουνάμι είναι μεγαλύτερος; Ή μήπως θα πρέπει ολοκληρωτικά να εστιάσουμε την προσοχή μας σε μία έρευνα και ένα σύστημα προειδοποίησης που μπορεί να ολοκληρωθεί κάτω από τα 50m, έτσι ώστε να προβλέψουμε την επόμενη tunguska; Ποιο όμως ποσοστό της κοινωνίας επιθυμεί να φτάσει σε αυτούς τους στόχους;

Χρειάζεται η κοινότητα επιστημόνων των NEO, να ανοίξει τον διάλογο με άλλου ειδικούς με μεγαλύτερη πείρα σε προγράμματα μείωσης του κινδύνου και στην εθνική ασφάλεια. Πρέπει να ληφθεί υπόψη η πολυπλοκότητα των ερευνών NEO και οι προσεγγίσεις ελάττωσης. Εάν οι πηγές που απαιτούνται για τις έρευνες των NEO, αυξάνουν, οι υπόλοιπες σκέψεις θα παίξουν σημαντικό ρόλο στον καθορισμό της προτεραιότητας που θα δοθεί για την προστασία του πλανήτη από τις κοσμικές συγκρούσεις.

BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Nicholas L. Johnson and Darren S. McKnight : «Artificial space debris», Krieger publishing company, Malabar Florida, 1991
2. Derek McNally. «THE VANISHING UNIVERSE», Cambridge University press, 1992
3. Morisson David « Dealind with the impact Hazard»University of Arizona, 2002
4. «Astronomical concepts» Kauffman
5. Σπύρου.Κ. Νικόλαος « Λευκοί Νάνοι, Αστέρες Νετρονίου- Μελανές Οπές»
6. Σπύρου.Κ.Νικόλαος, « ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ ΤΟΥ ΕΓΓΥΣ ΔΙΑΣΤΗΜΙΚΟΥ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΟΣ», Διδακτικές Πανεπιστημιακές σημειώσεις
7. EAS. Space Newsletter
8. Περιοδικό ΓΑΙΟΠΑΜΑ-EXPERIMENT. Τεύχη 18, 21, 25, 26, 31, 34, 37, 41, 44, 48,
9. Περιοδικό Scientific American
10. [HTTP://WWW.ESOC.ESA.DE/EXTERNAL/MSO/DEBRIS.HTML](http://www.esoc.esa.de/EXTERNAL/MSO/DEBRIS.HTML)
EUROPEAN SPACE AGENCY
11. [HTTP://WWW.ESOC.ESA.DE/PR/CONFERENCES/CONFERENCE.001.PHP3](http://www.esoc.esa.de/PR/CONFERENCES/CONFERENCE.001.PHP3)
ESA Events and Conferences: Third European Conference on Space
12. [HTTP://ORBITALDEBRIS.JSC.NASA.GOV/FAQ/FAQ.HTML](http://orbitaldebris.jsc.nasa.gov/faq/faq.html)
Orbital-Debris Model
13. [HTTP://APOLLO.CNUCE.CNR.IT/DEBRIS.HTML](http://apollo.cnuce.cnr.it/debris.html)
CNUCE Spaceflight Dynamics Section
14. [HTTP://WWW.ANIMATEDSOFTWARE.COM/SPACEDEB/](http://www.animatedsoftware.com/spacedeb/)
Russell D. Hoffman's SPACE DEBRIS HOME PAGE
15. [HTTP://WWW.ANIMATEDSOFTWARE.COM/SPACEDEB/SPACEDEB.HTM](http://www.animatedsoftware.com/spacedeb/spacedeb.htm)
Russell D. Hoffman Discusses SPACE DEBRIS
16. [HTTP://MEMBERS.AOL.COM/EARTH2039/BASICINFO.HTML](http://members.aol.com/earth2039/basicinfo.html)
Space Debris Basic Information
17. [HTTP://ESAPUB.ESRIN.ESA.IT/BULLETIN/BULET80/ACE80.HTM](http://esapub.esrin.esa.it/bulletin/bullet80/ace80.htm)
Micrometeoroids and Space Debris - The Eureka Post-Flight
18. [HTTP://WWW.AERO.ORG/CORDS/SDBASICS.HTML](http://www.aero.org/cords/sdbasics.html)
Space Debris Basics
19. [HTTP://WWW.AERO.ORG/CORDS/](http://www.aero.org/cords/)
CORDS
20. [HTTP://WWW.SPACE-DEBRIS.COM/](http://www.space-debris.com/)
SPACE-DEBRIS
21. [HTTP://WWW.SPACE-DEBRIS.COM/INVLINKS.HTM](http://www.space-debris.com/invlinks.htm)
SPACE DEBRIS
22. [HTTP://WWW.XDIV.LANL.GOV/XCM/NEURAL/XWINDOWS/SPACE_DEBRIS.HTML](http://www.xdiv.lanl.gov/xcm/neural/xwindows/space_debris.html)
SPACE DEBRIS
23. [HTTP://WWW.KLUWERONLINE.NL/ISSN/1388-3828/CURRENT](http://www.kluweronline.nl/ISSN/1388-3828/CURRENT)
24. [HTTP://WWW.KLUWERONLINE.NL/ISSN/1388-3828/CONTENTS](http://www.kluweronline.nl/ISSN/1388-3828/CONTENTS)
25. [HTTP://WWW.BANNISTER.ORG/SOFTWARE/SDEB.HTM](http://www.bannister.org/software/sdeb.htm)
Space Debris
26. [HTTP://WWW.UNIVELT.COM/HTMLST/HTMLSSR/V103STCO.HTM](http://www.univelt.com/htmlst/htmlssr/v103stco.htm)
Volume 103, Science and Technology Series,

27. [HTTP://WWW.UNIVELT.COM/HTMLST/HTMLSSR/V100STCO.HTM](http://www.univelt.com/htmlst/htmlssr/v100stco.htm)
Volume 100, Science and Technology Series,
28. [HTTP://WWW.OOSA.UNVIENNA.ORG/SDNPS/](http://www.oosa.unvienna.org/sdnps/)
National Research On Space Debris, Nuclear Power Sources
29. [HTTP://WWW.SPACE.COM/SPACEWATCH/SPACE_JUNK.HTML](http://www.space.com/spacewatch/space_junk.html)
Space Junk
30. [HTTP://WWW.SPACE.COM/SCIENCEASTRONOMY/PLANETEARTH/SPACE_DEBRIS_000905.HTML](http://www.space.com/scienceastronomy/planetearth/space_debris_000905.html)
31. [HTTP://WWW.SOLARVIEWS.COM/ENG/EDU/SPDEBRIS.HTM](http://www.solarviews.com/eng/edu/spdebris.htm)
Meteoroids and Space Debris Activity
32. [HTTP://WWW.SPACEREF.COM/DIRECTORY/ASTRONAUTICS/SPACE_DEBRIS/](http://www.spaceref.com/directory/astonautics/space_debris/)
SpaceRef - Astronautics - Space Debris
33. [HTTP://SPACEBOY.NASDA.GO.JP/NOTE/YUJIN/E/YUJ110_DEBLI_E.HTML](http://spaceboy.nasda.go.jp/note/yujin/e/yuj110_debli_e.html)
Space Debris
34. [HTTP://ABCNEWS.GO.COM/SECTIONS/SCIENCE/DAILYNEWS/SPACEDEBRIS000824.HTML](http://abcnews.go.com/sections/science/dailynews/spacedebris000824.html)
ABCNEWS.com : New Tool Detects Space Debris
35. [HTTP://WWW.ESTEC.ESA.NL/WMWWW/WMA/BACKGND.HTML](http://www.estec.esa.nl/wmwww/wma/backgnd.html)
Space Environment
36. [HTTP://WWW.ESTEC.ESA.NL/WMWWW/WMA/DEBRIS_ANALYSIS.HTML](http://www.estec.esa.nl/wmwww/wma/debris_analysis.html)
Meteoroid and Space Debris Effects & Analysis
37. [HTTP://WWW.ABDN.AC.UK/PHYSICS/SPACE/LEC19WWW/TSLD001.HTM](http://www.abdn.ac.uk/physics/space/lec19www/tsld001.htm)
Orbital (Space) Debris
38. [HTTP://WWW.ABDN.AC.UK/PHYSICS/SPACE/LEC19WWW/](http://www.abdn.ac.uk/physics/space/lec19www/)
Orbital (Space) Debris
39. [HTTP://WWW.AMAZINGS.COM/SBB/REVIEWS/REVIEW0438.HTML](http://www.amazings.com/sbb/reviews/review0438.html)
Title: Space Debris 1999. -Author: Joerg Bendisch (Edit.). -Publisher: Univelt,
40. [HTTP://WWW.AMAZINGS.COM/SBB/REVIEWS/REVIEW0462.HTML](http://www.amazings.com/sbb/reviews/review0462.html)
Title: Space Debris 2000. -Author: Joerg Bendisch (Edit.). -Publisher: Univelt,
41. [HTTP://WWW.ESA.INT/EXPORT/ESACP/PR_4_1997_P_EN.HTML](http://www.esa.int/export/esacp/pr_4_1997_p_en.html)
Second European Conference on Space
42. [HTTP://WWW.ESA.INT/EXPORT/ESACP/PR_10_1993_P_EN.HTML](http://www.esa.int/export/esacp/pr_10_1993_p_en.html)
First European Conference on Space
43. [HTTP://WWW-CCAR.COLORADO.EDU/RESEARCH/DEBRIS/HTML/](http://www-ccar.colorado.edu/research/debris/html/)
CU Orbital Debris Homepage
44. [HTTP://WWW-CCAR.COLORADO.EDU/RESEARCH/DEBRIS/HTML/DEBRIS_INFO.HTML](http://www-ccar.colorado.edu/research/debris/html/debris_info.html)
Space Debris Information
45. [HTTP://DIR.YAHOO.COM/SCIENCE/SPACE/SPACE_ENVIRONMENT/ORBITAL_DEBRIS/](http://dir.yahoo.com/science/space/space_environment/orbital_debris/)
46. [HTTP://WWW.ARPANSA.GOV.AU/ARLSPACE.HTM](http://www.arpansa.gov.au/arlspac.htm)
Emergency Preparedness - Space Debris
47. [HTTP://WWW.IAANET.ORG/COMMITEE/8B.HTM](http://www.iaanet.org/commitee/8b.htm)
Subcommittee on Space Debris
48. [HTTP://WWW.IAANET.ORG/SYMP/INDEXSD.HTML](http://www.iaanet.org/symp/indexsd.html)
Space Debris Conference
International Academy of Astronautics (IAA) Web Site,

49. [HTTP://JENNY.MES.TITECH.AC.JP/JSHINOZU/DYN/DYNA.HTML](http://JENNY.MES.TITECH.AC.JP/JSHINOZU/DYN/DYNA.HTML)
The problem of Space Debris and Ultra High Speed Metal Cutting.
50. [HTTP://WWW.EE.SURREY.AC.UK/CSER/UOSAT/PRESS/CERISEPR1.HTML](http://WWW.EE.SURREY.AC.UK/CSER/UOSAT/PRESS/CERISEPR1.HTML)
SPACE DEBRIS COLLIDES WITH CERISE MICROSATELLITE
51. [HTTP://WWW.GLOBALIDEASBANK.ORG/BOV/BV-298.HTML](http://WWW.GLOBALIDEASBANK.ORG/BOV/BV-298.HTML)
Avoiding Armageddon by redirecting space debris
52. [HTTP://WWW.NASDA.GO.JP/HOME/NEWS/NEWS-E/48DATA.HTM](http://WWW.NASDA.GO.JP/HOME/NEWS/NEWS-E/48DATA.HTM)
Space Debris Observing System Study-Ground
53. [HTTP://WWW.MOS.ORG/LEARN_MORE/ED_RES/CHEAPBOOK/MICROMET/](http://WWW.MOS.ORG/LEARN_MORE/ED_RES/CHEAPBOOK/MICROMET/)
Educator's Cheapbook Micrometeoroids and Space Debris, Submitted by: Gregory Vogt
54. [HTTP://WWW.ATICOURSES.COM/NEWS/DEBRIS.HTM](http://WWW.ATICOURSES.COM/NEWS/DEBRIS.HTM)
The Growing Hazard of Artificial Space Debris
55. [HTTP://WWW.ATICOURSES.COM/NEWS/ENCOUNT.HTM](http://WWW.ATICOURSES.COM/NEWS/ENCOUNT.HTM)
Hazardous Encounters with Orbital Space Debris
56. [HTTP://NEOWG.MTK.NAO.AC.JP/DEBRIS/](http://NEOWG.MTK.NAO.AC.JP/DEBRIS/)
Space Debris
57. [HTTP://WWW.TSGC.UTEXAS.EDU/ARCHIVE/DESIGN/DEBRIS3.HTML](http://WWW.TSGC.UTEXAS.EDU/ARCHIVE/DESIGN/DEBRIS3.HTML)
SPACE DEBRIS REMOVAL SYSTEM
58. [HTTP://WWW.USATODAY.COM/NEWS/NATION/2001/12/02/DEBRIS.HTM](http://WWW.USATODAY.COM/NEWS/NATION/2001/12/02/DEBRIS.HTM)
Space debris
59. [HTTP://WWW.ASRO-SPACE.COM/](http://WWW.ASRO-SPACE.COM/)
Aboa Space Research Oy
60. [HTTP://WWW.CHALLENGER.ORG/TR/DRJEFF15.HTML](http://WWW.CHALLENGER.ORG/TR/DRJEFF15.HTML)
Challenger Center OnLine
61. [HTTP://WWW.IPS.GOV.AU/BACKGROUND/](http://WWW.IPS.GOV.AU/BACKGROUND/)
Space Debris and Near Earth Objects.
62. [HTTP://WWW.OREGONSTARPARTY.ORG/SPACEDEBRIS.HTM](http://WWW.OREGONSTARPARTY.ORG/SPACEDEBRIS.HTM)
Space Debris Falls
63. [HTTP://WWW.ETAMAX.DE/DEBRISWEB/FOFO97/](http://WWW.ETAMAX.DE/DEBRISWEB/FOFO97/)
The Space Debris Collision Risk in Earth Orbits
64. [HTTP://WWW.ORN.L.GOV/CIND/AIS/TN/DEBRIS/PAPER.HTML](http://WWW.ORN.L.GOV/CIND/AIS/TN/DEBRIS/PAPER.HTML)
Protecting Space Craft From Space Debris Impact
65. [HTTP://WWW.MACUPDATE.COM/INFO.PHP/ID/1732](http://WWW.MACUPDATE.COM/INFO.PHP/ID/1732)
66. [HTTP://WWW.SPACEDAILY.COM/NEWS/DEBRIS-00A.HTML](http://WWW.SPACEDAILY.COM/NEWS/DEBRIS-00A.HTML)
NASA Hopes Laser Broom Will Help Clean Up Space Debris
67. [HTTP://WWW.GEOCITIES.COM/AREA51/CORRIDOR/9236/](http://WWW.GEOCITIES.COM/AREA51/CORRIDOR/9236/)
68. [HTTP://WWW-NEWS.UCHICAGO.EDU/RELEASES/99/990113.ARGOS.SHTML](http://WWW-NEWS.UCHICAGO.EDU/RELEASES/99/990113.ARGOS.SHTML)
University of Chicago/ARGOS satellite experiment to study space
69. [HTTP://WWW.METOREX.FI/PAGES/SPACE%20PRODUCTS/DEBRIS.HTM](http://WWW.METOREX.FI/PAGES/SPACE%20PRODUCTS/DEBRIS.HTM)
Space DEBris Sensors
70. [HTTP://SCIENCEWORLD.WOLFRAM.COM/ASTRONOMY/SPACEDEBRIS.HTML](http://SCIENCEWORLD.WOLFRAM.COM/ASTRONOMY/SPACEDEBRIS.HTML)
Space Debris -- from Eric Weisstein's World of Astronomy
71. [HTTP://WWW.EPLIOAN.GR/LP/ARTIC7.HTM](http://WWW.EPLIOAN.GR/LP/ARTIC7.HTM)
Scientific Articles
72. [HTTP://WWW.STELAB.NAGOYA-U.AC.JP/OMOSAIC/STEP/SPACE-DEJ.HTML](http://WWW.STELAB.NAGOYA-U.AC.JP/OMOSAIC/STEP/SPACE-DEJ.HTML)
(Space Debris Data)
73. [HTTP://WWW.STELAB.NAGOYA-U.AC.JP/OMOSAIC/STEP/SPACE-DE.HTML](http://WWW.STELAB.NAGOYA-U.AC.JP/OMOSAIC/STEP/SPACE-DE.HTML)
Space Debris Data Abbreviation:

74. [HTTP://LIB.HARVARD.EDU/E-RESOURCES/DETAILS/S/SPACDEBR.HTML](http://lib.harvard.edu/e-resources/details/s/spacdebr.html)
Space Debris
75. [HTTP://WWW.NAL.GO.JP/STERC/ENG/L/DEV/](http://www.nal.go.jp/sterc/eng/l/dev/)
Space Debris Group
76. [HTTP://WWW.ECLIPSETOURS.COM/SAT/DEBRIS.HTML](http://www.eclipsetours.com/sat/debris.html)
SPACE DEBRIS
77. [HTTP://WWW.MYSTERYMAG.COM/HTML/SPACE%20DEBRIS.HTML](http://www.mysterymag.com/html/space%20debris.html)
Space Debris
78. [HTTP://WWW.BUSDIV.MAUICC.HAWAII.EDU/PYE/WEBSITE_MASTERS/SPACEGRANT/SPACEGRANT_HOME.HTM](http://www.busdiv.mauicc.hawaii.edu/pye/website_masters/spacegrant/spacegrant_home.htm)
MCC Space Grant Homepage
79. [HTTP://WWW.TETHERS.COM/MMMOSTT/NIAC2001_FILES/FRAME.HTM](http://www.tethers.com/mmmostt/niac2001_files/frame.htm)
Solutions for Space Debris Mitigation:...
80. [HTTP://WWW.NAP.EDU/BOOKS/0309051258/HTML/](http://www.nap.edu/books/0309051258/html/)
WORKSHOP ON SPACE DEBRIS
81. [HTTP://WWW.CRL.GO.JP/KA/CONTROL/DEBRIS/DEBRIS-E.HTML](http://www.crl.go.jp/ka/control/debris/debris-e.html)
Space Debris
82. [HTTP://JIN.JCIC.OR.JP/TRENDS98/HONBUN/NTJ980630.HTML](http://jin.jcic.or.jp/trends98/honbun/ntj980630.html)
COSMIC LITTER
83. [HTTP://WWW.SPACEFUTURE.COM/ARCHIVE/ORIONS_LASER_HUNTING_SPACE_DEBRIS.SHTML](http://www.spacefuture.com/archive/orions_laser_hunting_space_debris.shtml)
Space Future - Orion's Laser: Hunting Space Debris
84. [HTTP://WWW.CNN.COM/SPECIALS/2001/MIR/SPACE.DEBRIS.HTML](http://www.cnn.com/specials/2001/mir/space.debris.html)
CNN
85. [HTTP://WWW.PERMANENT.COM/ARCHI.MSG/28.HTM](http://www.permanent.com/archi.msg/28.htm)
Space Debris Solutions
86. [HTTP://JENNY.MES.TITECH.AC.JP/JSHINOZU/DYN/DYNA.HTML](http://jenny.mes.titech.ac.jp/jshinozu/dyn/dyna.html)
The problem of Space Debris and Ultra High Speed Metal Cutting.
87. [HTTP://WWW.NAL.GO.JP/STERC/ENG/L/DEV/](http://www.nal.go.jp/sterc/eng/l/dev/)
Space Debris
88. [HTTP://WWW.ECLIPSETOURS.COM/SAT/DEBRIS.HTML](http://www.eclipsetours.com/sat/debris.html)
SPACE DEBRIS
89. [HTTP://APOLLO.CNUCE.CNR.IT/DEBRIS.HTML](http://apollo.cnuce.cnr.it/debris.html)
CNUCE Spaceflight Dynamics Section
90. [HTTP://MEMBERS.AOL.COM/EARTH2039/BASICINFO.HTML](http://members.aol.com/earth2039/basicinfo.html)
Space Debris Basic Information
91. [HTTP://WWW.BANNISTER.ORG/SOFTWARE/SDEB.HTM](http://www.bannister.org/software/sdeb.htm)
Space Debris
92. [HTTP://WWW.SPACE.COM/SPACEWATCH/SPACE_JUNK.HTML](http://www.space.com/spacewatch/space_junk.html)
Space Junk
93. [HTTP://WWW.SOLARVIEWS.COM/ENG/EDU/SPDEBRIS.HTM](http://www.solarviews.com/eng/edu/spdebris.htm)
Meteoroids and Space Debris Activity
94. [HTTP://WWW.SPACEREF.COM/DIRECTORY/ASTRONAUTICS/SPACE_DEBRIS/](http://www.spaceref.com/directory/astonautics/space_debris/)
SpaceRef - Astronautics - Space Debris
95. [HTTP://ABCNEWS.GO.COM/SECTIONS/SCIENCE/DAILYNEWS/SPACEDEBRIS000824.HTML](http://abcnews.go.com/sections/science/dailynews/spacedebris000824.html)
ABCNEWS.com : New Tool Detects Space Debris
96. [HTTP://WWW.ABDN.AC.UK/PHYSICS/SPACE/LEC19WWW/TSLD001.HTM](http://www.abdn.ac.uk/physics/space/lec19www/tsld001.htm)
Orbital (Space) Debris

97. [HTTP://WWW-CCAR.COLORADO.EDU/RESEARCH/DEBRIS/HTML/](http://www-ccar.colorado.edu/research/debris/html/)
CU Orbital Debris Homepage
98. [HTTP://DIR.YAHOO.COM/SCIENCE/SPACE/SPACE_ENVIRONMENT/ORBITAL_DEBRIS/](http://dir.yahoo.com/science/space/space_environment/orbital_debris/)
99. [HTTP://WWW.NASDA.GO.JP/HOME/NEWS/NEWS-E/48DATA.HTM](http://www.nasda.go.jp/home/news/news-e/48data.htm)
Space Debris Observing System Study
100. [HTTP://WWW.USATODAY.COM/NEWS/NATION/2001/12/02/DEBRIS.HTM](http://www.usatoday.com/news/nation/2001/12/02/debris.htm)
Space debris creates streaks across sky
101. [HTTP://WWW.SPACEDAILY.COM/NEWS/DEBRIS-00A.HTML](http://www.spacedaily.com/news/debris-00a.html)
NASA Hopes Laser Broom Will Help Clean Up Space Debris
102. [HTTP://XDIV.LAL.GOV](http://xdiv.lal.gov)
103. [HTTP://WWW.OOSA.UNVIENNA.ORG](http://www.oosa.unvienna.org)
104. [HTTP://NEWS.BBC.CO.UK/1/hi/ENGLISH/SCI/TECH/NEWSID](http://news.bbc.co.uk/1/hi/english/sci/tech/newsid)
105. [HTTP://WWW.SPACE.COM/SPACEWATCH/SPACE-JUNK.HTML](http://www.space.com/spacewatch/space-junk.html)
106. [HTTP://WWW.SPACE.COM/BUSINESSTECHNOLOGY/](http://www.space.com/business/technology/)
107. [HTTP://SN.CALLISTO.JSC.NASA.GOV](http://sn.callisto.jsc.nasa.gov)
108. [HTTP://WWW.CNN.COM](http://www.cnn.com)
109. [HTTP://WWW.ANANOVA.COM](http://www.ananova.com)
110. [HTTP://WWW.WWS.PRINCETON.EDU/~OTA/DISK2/1990/9033/](http://www.wws.princeton.edu/~ota/disk2/1990/9033/)
111. [HTTP://WWW.WINDOWS.UCAR.EDU](http://www.windows.ucar.edu)
112. [HTTP://ABDN.AC.UK/PHYSICK/SPACE/LEC19WWW](http://abdn.ac.uk/physick/space/lec19www)
113. [HTTP://GOODLIGHT.NET/ADNOB97/HTM.CN/C3DEBRIS.HTM.](http://goodlight.net/adnob97/hdm.cn/c3debris.htm)
114. [HTTP://TECHNIFO.JPL.NASA.GOV/PRACTICE/1102.PDF](http://technifo.jpl.nasa.gov/practice/1102.pdf)
115. [HTTP://WWW.EPLIOAN.GR/LP/ARTIC7](http://www.eplioan.gr/lp/artic7)
116. [HTTP://WWW.HARDYART.DEMON.CO.UK.](http://www.hardyart.demon.co.uk)
117. [HTTP://WWW.ESI-GROUP.COM](http://www.esi-group.com)
118. [HTTP://WWW.WEBSHOTS.COM](http://www.webshots.com)
119. [HTTP://WWW.ZOOISH.COM/SPACE.HTM](http://www.zooish.com/space.htm)
120. [HTTP://WWW.IAC.ES/TELESCOPES/OGS/](http://www.iac.es/telescopes/ogs/)
121. [HTTP://WWW.RUF.RICE.EDU](http://www.ruf.rice.edu)
122. [HTTP://WWW1.TPGI.COM.AU/USERS/TPSSET/SPACEGD7.HTM#IMPACTS](http://www1.tpgi.com.au/users/tpsset/spacegd7.htm#impacts)

