

Αστροφυσικοί Πίδακες

ΜΑΓΝΗΤΟΥΔΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ

Καπάκος Ευστράτιος* (AM1908)

Τμήμα Φυσικής, Πανεπιστήμιο Κρήτης, Ηράκλειο

ΠΕΡΙΛΗΨΗ Πίδακες πλάσματος παρατηρούνται σε πολλά αστροφυσικά συστήματα και παρουσιάζουν μια μεγάλη ποικιλία ιδιοτήτων. Για τη θεωρητική μελέτη τους επιστρατεύονται οι εξισώσεις της μαγνητοϋδροδυναμικής (MHD) θεωρίας, ενώ έχουν αναπτυχθεί διάφορα μοντέλα και υπολογιστικές προσομοιώσεις για τέτοιου είδους κοσμικές εκροές. Αντιπροσωπευτικά παραδείγματα χρονοανεξάρτητων μαγνητοϋδροδυναμικών λύσεων αποτελούν τα μοντέλα των Blandford & Payne (1982) και Sauty & Tsinganos (1994).

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι εκροές πλάσματος από το περιβάλλον αστρικών ή γαλαξιακών αντικειμένων αποτελούν ένα συχνό φαινόμενο στην αστροφυσική και παρατηρούνται όχι μόνο γύρω από τυπικά άστρα αλλά σχετίζονται επίσης και με πυρήνες ραδιογαλαξιών, quasars, νεαρά άστρα, γηραιά άστρα που αποβάλλουν μάζα, πλανητικά νεφελώματα, συμβιωτικά άστρα, διπλά συστήματα μικρής ή μεγάλης μάζας και κατακλυσμικές μεταβλητές (Vlahakis & Tsinganos 1998).

Παρατηρήσεις των τελευταίων τριών δεκαετιών έχουν αποκαλύψει δύο μεγάλες οικογένειες αστροφυσικών εκροών (Sauty & Tsinganos 1994):

α) τους αστροφυσικούς ανέμους, όπου η εκροή σε μεγάλες αποστάσεις από το κεντρικό σώμα καταλήγει ασυμπτωτικά σε ακτινική μορφή. Ο ηλιακός άνεμος, ο οποίος προβλέφθηκε από τον Parker (1958, 1963) και επιβεβαιώθηκε αργότερα από μετρήσεις, αποτελεί το πρωτότυπο αυτής της μορφής εκροών.

β) τους αστροφυσικούς πίδακες, όπου η εκροή είναι ευθυγραμμισμένη και περιορισμένη γύρω από έναν κεντρικό άξονα, ακόμα και σε μεγάλες αποστάσεις, κατά μήκος μιας κατεύθυνσης. Τέτοιες υπερηχητικές δέσμες έχει προταθεί ότι υπάρχουν σε ραδιοπηγές ως ένα μέσο μεταφοράς ενέργειας από τους κεντρικούς πυρήνες ενεργών γαλαξιακών πυρήνων (AGN)

και quasars στους μακρινούς λοβούς και έχουν επιβεβαιωθεί παρατηρησιακά.

Εκτός από την περίπτωση ηλιακού ανέμου, μη ευθυγραμμισμένες ροές δεν παρατηρούνται συχνά, ενώ πίδακες παρατηρούνται σε διάφορα αστροφυσικά περιβάλλοντα, από περιοχές σχηματισμού άστρων σε μακρινούς AGN (Sauty et al. 2002). Οι κοσμικοί πίδακες πλάσματος είναι το αντικείμενο όσων ακολουθούν.

Ένας μεγάλος αριθμός πιδάκων έχει χαρτογραφηθεί συμβολομετρικά σε ραδιοσυχνότητες και η πλειονότητα των διπλών ραδιοπηγών παρουσιάζει χαρακτηριστικά πιδάκων (Blandford & Payne 1982). Υπάρχουν πλέον παρατηρησιακές ενδείξεις ότι οι εξωγαλαξιακές διπλές ραδιοπηγές σχηματίζονται από πίδακες, οι οποίοι αναδύονται από τους πυρήνες των αντίστοιχων γαλαξιών και quasars. Ωστόσο, πίδακες έχουν ανιχνευθεί και σε οπτικές συχνότητες και ακτίνες X.

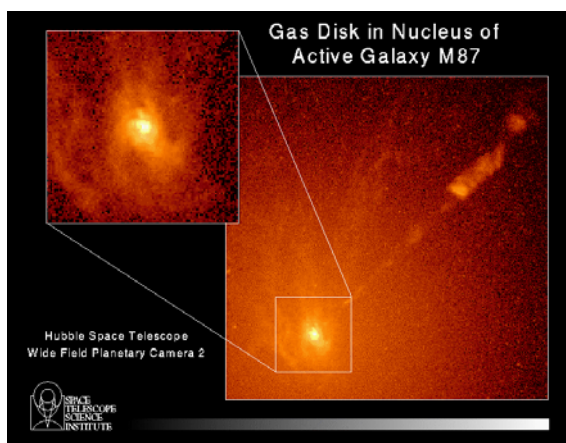
Οι παρατηρούμενοι πίδακες εμφανίζουν μια μεγάλη ποικιλία στις ιδιότητές τους (Blandford & Payne 1982). Εκτιμήσεις της ταχύτητας των πιδάκων κυμαίνεται από $\sim 300\text{km/s}$, την ταχύτητα διαφυγής από ένα γαλαξία, έως $\sim c$ για υπέρφωτες πηγές. Οι ευθυγραμμισμένες αυτές εκροές σχετίζονται με αντικείμενα αστρικής μάζας, όπως και πολύ μεγαλύτερης μάζας σε γαλαξιακούς πυρήνες. Πολλοί πίδακες είναι μονομερείς ενώ αρκετοί, ειδικά οι πιο ασθενείς, είναι διπλοί. Οι παρατηρήσεις υποδεικνύουν πως η δημιουργία πίδακα

* e-mail: k.stratis@gmail.com

είναι ένα φαινόμενο που συμβαίνει σε ένα ευρύ φάσμα διαφορετικών συνθηκών με πολλούς διαφορετικούς μηχανισμούς να εμπλέκονται, όπως θα φανεί και από την ανάλυση που θα ακολουθήσει. Στις επόμενες παραγράφους αναφέρονται εν συντομία περιπτώσεις συστημάτων που σχετίζονται με πίδακες.

1.1 Ενεργοί Γαλαξιακοί Πυρήνες (AGN)

Μέχρι το 1950, οι γαλαξίες θεωρούνταν αστρικά συστήματα με κανονική και προβλέψιμη συμπεριφορά. Σήμερα είμαστε σε θέση να γνωρίζουμε πως τουλάχιστο στο 10% των γαλαξιών παρουσιάζονται «ασυνήθιστες» εκτεταμένες διπλές δομές που εκπέμπουν ραδιοκύματα (ραδιολωβοί), οι οποίες έχουν παρατηρηθεί τα τελευταία 40 χρόνια και συσχετίζονται, μέσω πιδάκων (από τους οποίους προμηθεύονται ενέργεια), με τη δραστηριότητα που λαμβάνει χώρα στον πυρήνα των γαλαξιών και quasars (εικόνα 1.1) (Τσίγκανος 2004, Celotti & Blandford 2001, Sauty et al. 2002).



Εικόνα 1.1 Αέριος δίσκος στον πυρήνα του ενεργού γαλαξία M87, από το κέντρο του οποίου εκτινάσσεται ένας ισχυρός πίδακας πλάσματος.

Για παράδειγμα, οι ραδιογαλαξίες έχουν ασυνήθιστα μεγάλη λαμπρότητα (από 10^3 μέχρι 10^6 φορές τη ραδιολαμπρότητα του Γαλαξία μας) και η ραδιοακτινοβολία τους προέρχεται από δύο λοβούς έξω από το οπτικό σώμα του γαλαξία οι οποίοι τροφοδοτούνται ενεργειακά από πίδακες – γέφυρες πλάσματος. Η 2^η ισχυρότερη ραδιοπηγή στον ουρανό (η 1^η είναι το υπόλειμμα υπερκαινοφανούς Κασσιόπη Α) είναι ο Cygnus A, ένας γαλαξίας σε απόσταση 740×10^6 ly, με εξαιρετικά ισχυρή ραδιοεκπομπή, η οποία προέρχεται από δύο

λοβούς εκτεινόμενους στα 200000ly (οι διαστάσεις του ίδιου του γαλαξία είναι 300000ly!). Η ενέργεια των λοβών έρχεται από τον πυρήνα μέσω πιδάκων σχετικιστικών ηλεκτρονίων, τα οποία όταν εξέλθουν από το κύριο σώμα του γαλαξία δημιουργούν μαγνητικά πεδία μέσα στα οποία εκπέμπουν ακτινοβολία «συγχρότρου». Το ίδιο φαινόμενο παρατηρείται και στον κοντινότερο ιδιόμορφο γαλαξία Centaurus A.

Παρατηρήσεις πιδάκων αποκαλύπτουν επιταχύνσεις των σωματιδίων σε ενέργειες $\sim 10^8 m_e c^2$ και μια σταθερότητα στα ραδιο-οπτικά φάσματα κατά μήκος των πιδάκων, στοιχεία που υποδεικνύουν πως η επιτάχυνση σωματιδίων με ακτινοβολία σύγχροτρον πραγματοποιείται κατά μήκος όλου του πίδακα. Έχουν ανιχνευθεί επίσης συστατικά πιδάκων με φαινόμενη κίνηση σε υπέρφωτες ταχύτητες και θερμοκρασίες λαμπρότητας που ξεπερνούν τα 10^{12} K. Στην παρατηρούμενη υπέρφωτη κίνηση αυτών των θυλάκων πλάσματος παίζει ρόλο η γωνία, ως προς την ευθεία παρατήρησης, στην οποία εκπέμπεται το πλάσμα. Συχνά, οι εξωγαλαξιακοί πίδακες είναι ευθυγραμμισμένοι σε μεγάλη κλίμακα και εντός λίγων μοιρών, ενώ παρουσιάζουν παράγοντες Lorentz ~ 10 .

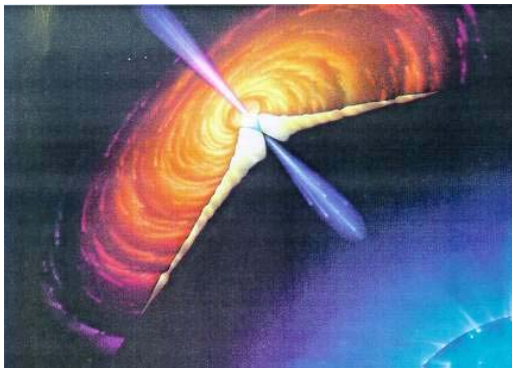
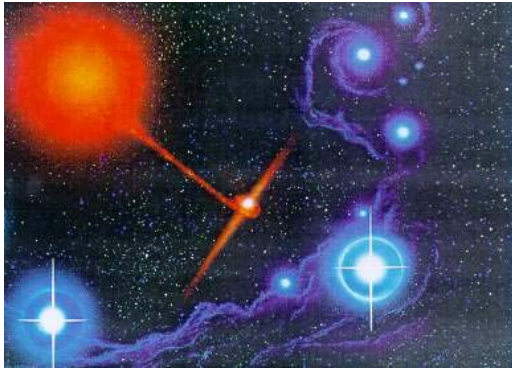
1.2 Νεογέννητοι αστέρες (YSO)

Πίδακες παρατηρούνται και σε λιγότερο ισχυρά συστήματα, συγκεκριμένα διπολικές εκροές συσχετιζόμενες με πρωτάστρα (YSO), που παρουσιάζουν ταχύτητες μερικών εκατοντάδων km/s (Ray 1996, Celotti & Blandford 2001). Ένα άστρο σχηματίζεται όταν ένα γιγάντιο μοριακό (κατά 90% υδρογόνο) νεφέλωμα διαστάσεων εκατοντάδων ετών φωτός καταρρέει λόγω ιδιοβαρύτητας με ολόένα και ταχύτερη περιστροφή και παίρνει μορφή δίσκου, στο κέντρο του οποίου βρίσκεται ο πρωταστέρας. Από το δίσκο εκτοξεύονται λεπτοί πίδακες πλάσματος που επιταχύνονται μακριά από το δίσκο λόγω μαγνητοπεριστροφικών δυνάμεων (Celotti & Blandford 2001).

1.3 Διπλά συστήματα εκπομπής ακτίνων X

Την τελευταία δεκαετία υπάρχουν πολλές ενδείξεις ότι πίδακες σχετίζονται και με γαλαξιακά διπλά συστήματα ακτίνων X, πιθανόν στο 20% εξ' αυτών, μεταξύ των οποίων και μερικά αντικείμενα που παρουσιάζουν υπέρφωτη φαινόμενη κίνηση (Celotti & Blandford 2001).

Ευθυγραμμισμένοι πίδακες πλάσματος παρατηρούνται, εν γένει, σε διπλά αστρικά συστήματα όπου το ένα μέλος είναι ένας λευκός νάνος, άστρο νετρονίων ή μελανή οπή, γύρω από το οποίο σχηματίζεται δίσκος συσσώρευσης πλάσματος απορροφούμενου από το συνοδό (εικόνα 1.2) (Τσίγκανος 2004).



Εικόνα 1.2 Σχηματικές παραστάσεις πιδάκων που εκτινάσσονται από δίσκους προσαύξεσης. Επάνω: μια μελανή οπή προσροφά ύλη από το συνοδό άστρο εκπέμποντας ένα πίδακες σε αντίθετες κατευθύνσεις. Κάτω: δίδυμοι πίδακες από δίσκο προσαύξεσης γύρω από μια μελανή οπή.

1.4 Νεκροί αστέρες

Πίδακες πλάσματος παρουσιάζονται και σε πλανητικά νεφελώματα από λευκούς νάνους (Τσίγκανος 2004). Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί το νεφέλωμα CRL 2688, όπως φαίνεται στο υπέρυθρο φως, όπου η απόσταση ανάμεσα στα άκρα των δύο πιδάκων είναι ίση με 200 φορές τις διαστάσεις του πλανητικού μας συστήματος.

1.5 Αστέρες νετρονίων και pulsars

Πίδακες πλάσματος παρουσιάζονται και σε αστέρες νετρονίων και pulsars (Τσίγκανος 2004). Για παράδειγμα, στο νεφέλωμα του Καρκίνου, ένα υπόλειμμα υπερκαινοφανούς

στο κέντρο του οποίου βρίσκεται ένα ταχύτατα περιστρεφόμενο άστρο νετρονίων (30 περιστροφές ανά δευτερόλεπτο), από τον κεντρικό pulsar αναδύονται δύο συμμετρικοί και πολύ καλά εστιασμένοι δίδυμοι πίδακες πλάσματος.

Στην ενότητα που ακολουθεί αναπτύσσονται οι θεωρίες που έχουν αναπτυχθεί σχετικά με τη δημιουργία αστροφυσικών πιδάκων, μέσα από τις οποίες αναδύεται ο σημαντικός ρόλος που έχουν τα μαγνητικά πεδία στη δυναμική των αντικειμένων αυτών.

2. ΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟΣ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΩΝ ΠΙΔΑΚΩΝ – Ο ΡΟΛΟΣ ΤΩΝ ΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΠΕΔΙΩΝ

Αν και οι παρατηρήσεις κοσμικών πιδάκων έχουν αυξηθεί τα τελευταία χρόνια, στη μελέτη τους παραμένουν εντούτοις προβλήματα κατανόησης των μηχανισμών που σχετίζονται με το σχηματισμό και την ευστάθεια αυτών των δομών εκροής πλάσματος.

2.1 Αναπάντητα ερωτήματα

Τα ερωτήματα που πρέπει να απαντηθούν σχετίζονται με τη φύση του πλάσματος στους πίδακες, την αρχική τους επιτάχυνση, τη μορφολογία τους καθώς διαδίδονται μακριά από την κεντρική περιοχή, και τη σύνδεσή τους με την πηγή (Sauty et al. 2002).

Κρίσιμο σημείο στην κατανόηση του σχηματισμού και της φυσικής των πιδάκων αποτελεί η αποσαφήνιση του αν η εκροή και επιτάχυνσή της έχουν μαγνητουδροδυναμική προέλευση ή προέρχονται από κάποια μορφή πίεσης (θερμική ή λόγω ακτινοβολίας) (Τσίγκανος 2004). Το ίδιο συμβαίνει και με την ευθυγράμμιση – περιορισμός γύρω από τον κεντρικό άξονα – της εκροής (θερμική πίεση ή μαγνητικά πεδία;) και την ευστάθειά της (υδροδυναμική ή μαγνητουδροδυναμική;).

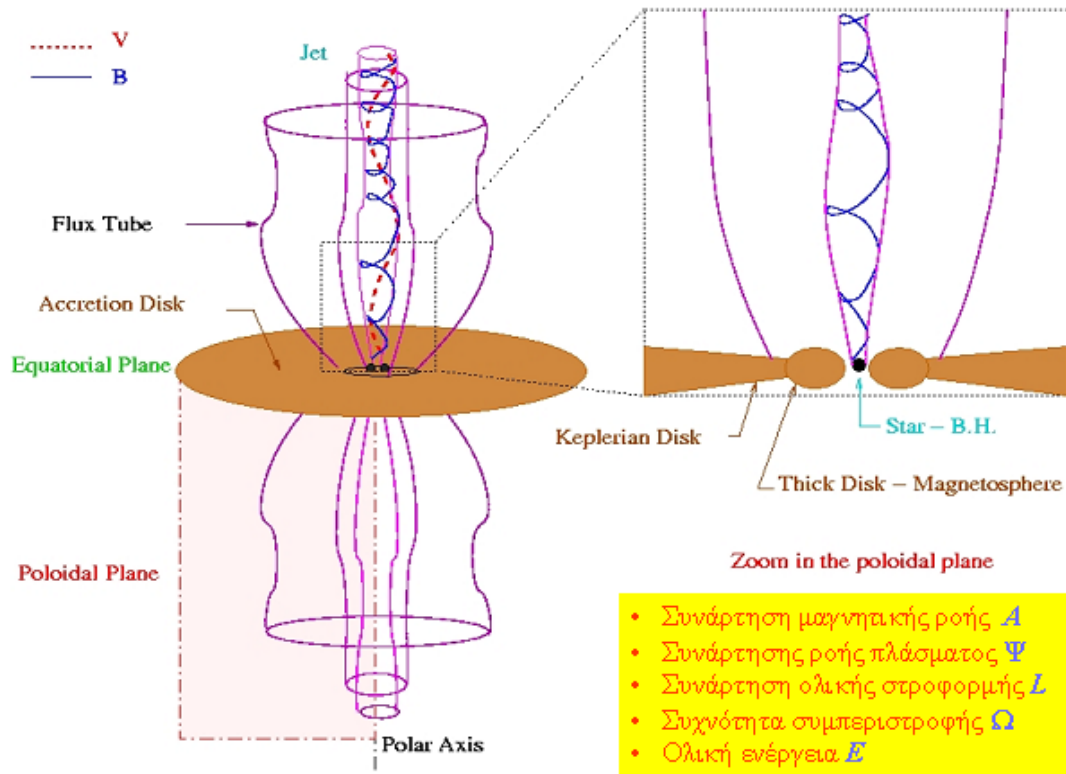
Επίσης, η ταχύτητα εκροής μπορεί να είναι σχετικιστική ή μη, ενώ η σύστασή της μπορεί να είναι ζεύγη ηλεκτρονίων – ποζιτρονίων ή πλάσμα ηλεκτρονίων – πρωτονίων. Έχει προταθεί πως οι πίδακες που συσχετίζονται με quasars αποτελούνται από ζεύγη ηλεκτρονίων / ποζιτρονίων πλησίον του άξονά τους, περιβαλλόμενοι από πλάσμα ηλεκτρονίων / πρωτονίων (Sauty et al. 2002).

Οι πίδακες δύνανται να προέρχονται είτε από ένα δίσκο προσαύξεσης, είτε από ένα

κεντρικό σώμα ή από την περιοχή μεταξύ δίσκου και κεντρικού σώματος.

Το μαγνητικό πεδίο φαίνεται να παίζει ένα πολύ σημαντικό ρόλο στους κοσμικούς πίδακες. Για παράδειγμα, περιστρεφόμενες εκροές

από ένα δίσκο προσαύξησης εξάγουν στροφορμή επιτρέποντας με τον τρόπο αυτό στη μάζα να καταρρέει στο κεντρικό αντικείμενο. Αυτή η εξαγωγή στροφορμής γίνεται πολύ αποτελεσματική με την παρουσία μαγνητικού πεδίου (εικόνα 2.1).



Εικόνα 2.1 Σχηματική παράσταση όπου φαίνεται πως το πλάσμα εξάγεται από μια μαγνητισμένη περιστρεφόμενη πηγή (άστρο – μελανή οπή) σπειροειδώς, «μεταφέροντας» μαγνητικές δυναμικές γραμμές (Sauty et al. 2002). Με κόκκινη διακεκομμένη γραμμή υποδηλώνεται το πεδίο ταχυτήτων, ενώ με μπλε συνεχή οι μαγνητικές δυναμικές γραμμές.

Τα μαγνητικά πεδία δίνουν μια φυσική μηχανική σύνδεση μεταξύ δίσκων και πιδάκων και μπορούν να εξηγήσουν την εκτόξευση και την ευθυγράμμιση των τελευταίων (Celotti & Blandford 2001). Η ισχύς μπορεί να εξαχθεί από (και η συμμετρία προκύπτει από) την περιστροφή ενός δίσκου προσαύξησης, ο οποίος διεγείρει ένα μαγνητοϋδροδυναμικό άνεμο, ή/και μιας περιστρεφόμενης μελανής οπής με ένα ισχυρό μαγνητικό πεδίο. Στη μελέτη των πιδάκων τα υδρομαγνητικά μοντέλα είναι τα πλέον δημοφιλή. Υπάρχει μεγάλη συζήτηση για το αν η αποτελεσματικότητα εξαγωγής ενέργειας είναι μεγαλύτερη όταν γίνεται από ένα δίσκο ή από μια μελανή οπή.

Η πιο απλή εικόνα περιλαμβάνει την ύπαρξη μιας συνιστώσας του πεδίου παγωμένης στο δίσκο σε αρκετά μεγάλη γωνία ώστε η ύλη να εκτοξεύεται φυγόκεντρα κατά μήκος των

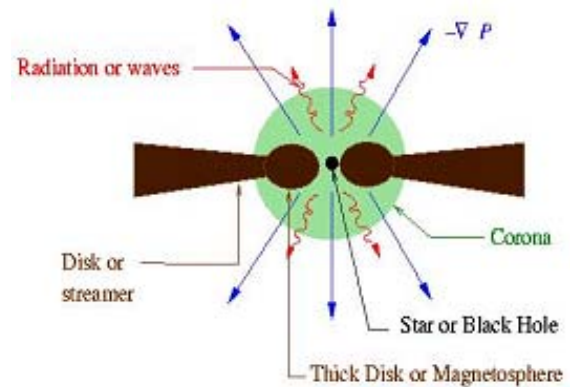
δυναμικών γραμμών. Η διαφορική περιστροφή του δίσκου και η αδράνεια του αερίου οδηγούν σε περιτύλιξη των πεδριακών γραμμών, των οποίων η «δακτυλιοειδής» πίεση λόγω της τοροειδούς συνιστώσας θα μπορούσε να προμηθεύσει την ευθυγράμμιση, ενώ η βαθμίδα πίεσης θα βοηθούσε την επιτάχυνση. Λύσεις για τη δομή του πεδίου και την προκύπτουσα μαγνητοϋδροδυναμική ροή έχουν βρεθεί ακόμα και για τη σχετικιστική περίπτωση. Στροφορμή και ενέργεια μπορούν επομένως να εξαχθούν από την προσαυξανόμενη ροή.

Μια άλλη ιδιαίτερα ελκυστική ιδέα είναι ότι οι υπερσχετικιστικοί πυρήνες των πιδάκων που παρατηρούνται σε υψηλές ραδιοσυχνότητες και ακτίνες γ παράγονται από την περιστροφή της μελανής οπής και ευθυγραμμίζονται από ήπια σχετικιστική υδρομαγνητική ροή που εκτοξεύεται από τον εσωτερικό δίσκο, η οποία,

με τη σειρά της, ευθυγραμμίζεται επιτυχώς από ασθενέστερους ανέμους σε μεγαλύτερες ακτίνες.

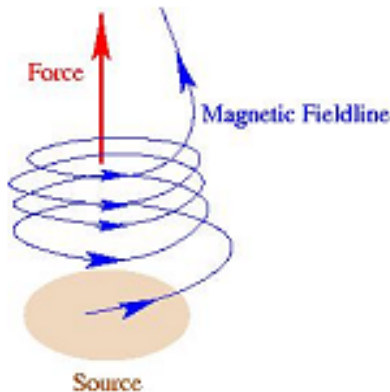
2.2 Επιτάχυνση

Το πλάσμα σε μια κοσμική εκροή δύναται να επιταχύνεται είτε μέσω κάποιας βαθμίδας πίεσης (είτε θερμικής φύσεως, είτε λόγω ακτινοβολίας ή λόγω κυμάτων) ή μαγνητοϋδροδυναμικά (εικόνες 2.2 και 2.3) (Τσίγκανος 2004). Ένα παρατηρησιακό χαρακτηριστικό πολλών αστροφυσικών εκροών πλάσματος είναι ότι επιταχύνονται σε σχετικά υψηλές ταχύτητες, ακόμα και κοντά στην ταχύτητα του φωτός. Ειδικά για τους πίδακες που σχετίζονται με AGN, ο πιο κατάλληλος μηχανισμός θεωρείται ότι είναι η μαγνητοφυγόκεντρη επιτάχυνση (Sauty et al. 2002).

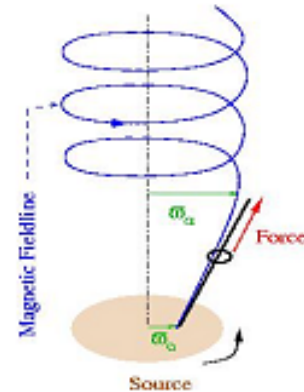


Εικόνα 2.2 Επιτάχυνση πλάσματος σε κοσμική εκροή λόγω βαθμίδας πίεσης (Sauty et al. 2002).

α)



β)



Εικόνα 2.3 Μαγνητοϋδροδυναμική επιτάχυνση πλάσματος σε κοσμική εκροή (Τσίγκανος 2004, Sauty et al. 2002). α) Επιτάχυνση από τοροειδή (αζιμουθιακή) μαγνητική πίεση. Οι πεδιακές γραμμές περιτυλίγονται από την περιστροφή και συμπεριφέρονται ως «ξετυλιγόμενο σύρμα». β) Μαγνητοφυγόκεντρα οδηγούμενος άνεμος. Η επιτάχυνση είναι παρόμοια με αυτή «χαντρών σε σύρμα» και λειτουργεί από τη βάση του δίσκου φ_0 έως το μαγνητικό βραχίονα φ_a όπου σταματά η συμπεριστροφή. Πιο μακριά το μαγνητικό πεδίο «τυλίγεται» και η μαγνητική ευθυγράμμιση επιτυγχάνεται λόγω της προς τα μέσα μαγνητικής πίεσης.

Διάφοροι γενικοί μηχανισμοί έχουν προταθεί για την επιτάχυνση μιας εκροής και το σχηματισμό πίδακα (Celotti & Blandford 2001). Για παράδειγμα, μια αδιαβατική ροή που διαδίδεται σε ένα εξωτερικό μέσο με ελαττούμενη πίεση μπορεί να επιτύχει υδροδυναμική επιτάχυνση και ευθυγράμμιση, αν και ένας τέτοιος μηχανισμός θα ήταν κατάλληλος μόνο για πίδακες μικρής ισχύος. Μια εναλλακτική πιθανότητα είναι να θεωρηθεί το έντονο πεδίο ακτινοβολίας ως υπεύθυνο για την επιτάχυνση, αν και υπάρχουν ορισμένες δυσκολίες με την υπόθεση αυτή. Τα πλέον κατάλληλα μοντέλα φαίνεται πως είναι τα υδρομαγνητικά, τουλάχισ-

στο για την παραγωγή των πιο ισχυρών πίδακων.

2.2.1 Επιτάχυνση λόγω τοροειδούς μαγνητικού πεδίου

Ο απλούστερος μηχανισμός καθοδήγησης είναι το μοντέλο του «ξετυλιγόμενου ελατηρίου» (uncoiling spring) όπου μια τοροειδής μαγνητική πίεση σχηματίζεται λόγω περιστροφής των πεδιακών γραμμών οι οποίες είναι παγωμένες στο δίσκο (Sauty et al. 2002). Υπάρχει μια συνιστάμενη δύναμη που ωθεί το πλάσμα προς τα πάνω (εικόνα 2.3α). Αυτός ο

μηχανισμός φαίνεται επιτυχής σε κάποιες υπολογιστικές προσομοιώσεις.

2.2.2 Μαγνητοφυγόκεντρη επιτάχυνση από δίσκο

Προκειμένου για τη μαγνητική επιτάχυνση πιδάκων, ο πιο δημοφιλής μηχανισμός είναι η μαγνητοφυγόκεντρη επιτάχυνση από ένα δίσκο προσρόφησης μέσω του κλασσικού μοντέλου των Blandford & Payne (Sauty et al. 2002). Στην περίπτωση αυτή, το πλάσμα αποτελείται μάλλον από ηλεκτρόνια / πρωτόνια, είτε σχετικιστικά ή όχι. Το πολοειδές μαγνητικό πεδίο ενισχύει μια περιστροφή του πλάσματος όπως «χάντρες σε περιστρεφόμενο σύρμα» (εικόνα 2.3β). Υπάρχει ένα φυγόκεντρο δυναμικό που επιταχύνει τη ροή προς τα έξω, σε συνδυασμό πάντα με το ισχυρό πολοειδές μαγνητικό πεδίο, που επιτρέπει την επιτάχυνση. Η επιτάχυνση προκύπτει από τη μετατροπή της ενεργειακής ροής Poynting σε κινητική. Ο μηχανισμός αυτός φαίνεται επιτυχής σε πολλές υπολογιστικές προσομοιώσεις.

2.2.3 Μαγνητοφυγόκεντρη επιτάχυνση από μαγνητόσφαιρα μελανής οπής

Μια εκροή θα μπορούσε επίσης να εξαχθεί μαγνητοφυγόκεντρα από τη μαγνητόσφαιρα μιας μελανής οπής (Sauty et al. 2002). Η ενέργεια περιστροφής της προσαυξανόμενης μελανής οπής εξάγεται από ισχυρό μαγνητικό πεδίο και μετατρέπεται σε ροή Poynting και τέλος σε σχετικιστικά ζεύγη ηλεκτρονίων / ποζιτρονίων.

2.2.4 Επιτάχυνση λόγω ακτινοβολίας

Ο πρώτος εναλλακτικός μηχανισμός ενός μαγνητικά καθοδηγούμενου ανέμου είναι ένας άνεμος καθοδηγούμενος από ακτινοβολία (Sauty et al. 2002). Τέτοια μοντέλα για ανέμους ηλεκτρονίων / πρωτονίων από δίσκους έχουν προταθεί, με μια πίεση ακτινοβολίας λόγω σκόνης ή γραμμών προερχόμενων είτε από το δίσκο ή από την κεντρική πηγή. Ένας τέτοιος μηχανισμός ίσως να είναι αρκετός για ανέμους από radio quiet AGN, ωστόσο είναι ανίκανος να εξηγήσει την επιτάχυνση ισχυρών πιδάκων συσχετιζόμενων με radio loud AGN, ή ήπιων σχετικιστικών ροών που παρατηρούνται σε ορισμένα radio quiet AGN. Είναι επομένως πιθανό σε τέτοια αντικείμενα η ακτινοβολία να συμμετέχει ελάχιστα στην επιτάχυνση, ή να

συνυπάρχει με άλλους πιο αποτελεσματικούς μηχανισμούς, όπως η μαγνητοφυγόκεντρη οδήγηση.

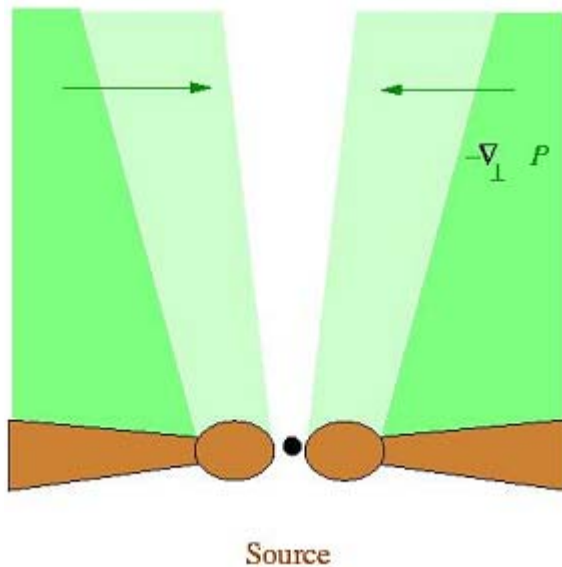
2.2.5 Θερμική επιτάχυνση

Ο άλλος εναλλακτικός μηχανισμός για μαγνητική επιτάχυνση είναι η κλασσική θερμική οδήγηση (Sauty et al. 2002). Στην περίπτωση αυτή, η παρουσία ενός καυτού στέμματος γύρω από το δίσκο και/ή τη μαγνητόσφαιρα είναι απαραίτητη. Τότε, σε μια πολύ πρόχειρη εκτίμηση, εάν το στέμμα των 10^6 K παράγει ένα θερμικά καθοδηγούμενο άνεμο με τερματική ταχύτητα περίπου στα 300km/s, σε ένα στέμμα με θερμοκρασία 10^9 K για όλα τα σωματίδια θα μπορούσε να έχει ως αποτέλεσμα τερματική ταχύτητα περίπου στα 100000km/s. Από την άλλη, εάν 10^9 K είναι η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων ενώ η θερμοκρασία των πρωτονίων είναι 10^{12} K, το αποτέλεσμα είναι ένας άνεμος με τερματική ταχύτητα της τάξης αυτής του φωτός, 300000km/s. Στο σημείο αυτό θα πρέπει βέβαια να ληφθούν υπ' όψη και σχετικιστικά φαινόμενα.

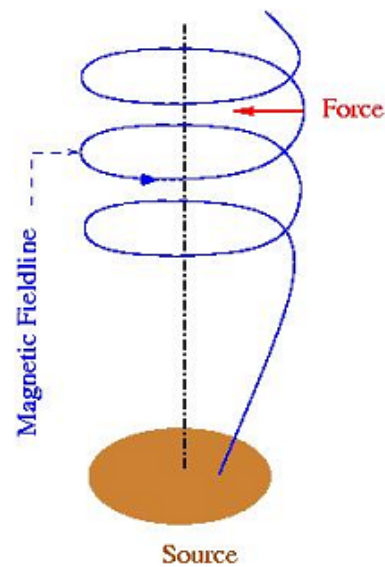
Στην πραγματικότητα, αυτός ο μηχανισμός, σε συνδυασμό με μαγνητοφυγόκεντρη οδήγηση, είναι αρκετά δημοφιλής στη βιβλιογραφία. Η θερμική επιτάχυνση είναι πολύ πιθανόν να είναι αρκετά αποτελεσματική όσο και οι μαγνητικές διαδικασίες. Θα μπορούσε τότε να προταθεί ότι και οι δύο μηχανισμοί δύνανται να λειτουργήσουν σε δισκοάνεμους για πλάσμα ηλεκτρονίων / πρωτονίων, ενώ τα ζεύγη ηλεκτρονίων / ποζιτρονίων είναι κατά πάσα πιθανότητα μαγνητικά καθοδηγούμενα από μια μαγνητόσφαιρα μελανής οπής. Αυτό φαίνεται να προτείνεται και από πρόσφατες υπολογιστικές προσομοιώσεις.

2.3 Ευθυγράμμιση

Για την εστίαση του πλάσματος σε μια κοσμική εκροή προτείνονται και πάλι δύο βασικοί μηχανισμοί, είτε θερμικής ή μαγνητικής φύσεως. Συγκεκριμένα, η ευθυγράμμιση δύναται να επιτευχθεί είτε μέσω βαθμίδας πίεσης (θερμικής, ακτινοβολίας ή κυμάτων – εικόνα 2.4) ή λόγω μαγνητικών δυνάμεων (μαγνητική δακτυλιοειδής πίεση – εικόνα 2.5) (Τσίγκανος 2004, Sauty et al. 2002).



Εικόνα 2.4 Εστίαση πλάσματος λόγω βαθμίδας πίεσης (Τσίγκανος 2004).



Εικόνα 2.5 Μαγνητοϋδροδυναμική εστίαση πλάσματος (Τσίγκανος 2004).

2.3.1 Ευθυγράμμιση με πίεση

Μια εκροή μπορεί να ευθυγραμμιστεί θερμικά εάν ο περιβάλλον μεσοαστρικός χώρος έχει υψηλότερη πίεση από τη ροή, ώστε να υπάρχει μια βαθμίδα πίεσης που αναγκάζει τη ροή να περιοριστεί κατά μήκος του άξονα εκτόξευσής της (Sauty et al. 2002). Με άλλα λόγια, μόνο εκροές χαμηλότερης πίεσης από το περιβάλλον μεσοαστρικό υλικό μπορούν να ευθυγραμμιστούν θερμικά.

Σε μια καθαρά θερμικά ευθυγραμμισμένη ροή, στο τέλος ο πίδακας θα πρέπει να καταρρεύσει επάνω στον άξονα περιστροφής, εκτός κι αν περιστρέφεται τόσο γρήγορα ώστε η φυγόκεντρος δύναμη να αντιδρά στην εξωτερική πίεση. Ωστόσο, η ταχύτητα περιστροφής μάλλον σχετίζεται με την ένταση του μαγνητικού πεδίου ώστε και οι δύο να είναι ταυτόχρονα ασθενείς. Επομένως η θερμική ευθυγράμμιση δεν μπορεί να αποτελεί ένα ενιαίο μηχανισμό για όλους τους πίδακες.

2.3.2 Πολοειδής μαγνητική επιτάχυνση

Καθώς τα τοροειδή μαγνητικά πεδία είναι ως γνωστόν ασταθή σε tokamaks, έχει προταθεί ότι τοροειδής ευθυγράμμιση θα πρέπει να είναι ασταθής, και η αξονική εστίαση θα επιτυγχάνεται μόνο από πολοειδή μαγνητικά πεδία (Sauty et al. 2002). Ωστόσο, πρόσφατες παρατηρήσεις σε radio loud quasars υποδεικνύουν μαγνητικά πεδία κάθετα στη ροή. Είναι επίσης γνωστό πως και σε άλλες πηγές τα μαγνητικά

πεδία είναι κάθετα στον άξονα του πίδακα. Σε άλλες είναι μεν παράλληλα, αλλά αυτό δεν σημαίνει ότι δεν είναι ελικοειδές το πεδίο άρα ότι δεν υπάρχει και τοροειδής συνιστώσα.

Πολοειδή μαγνητικά πεδία μπορούν να προκαλέσουν μια ασθενή ευθυγράμμιση της ροής στην περιοχή πλησίον του δίσκου, όπου το πλάσμα κυριαρχείται κυρίως από μαγνητικές δυνάμεις (εικόνα 2.3β δεξιά). Πέρα από την περιοχή αυτή, η υδροδυναμική της ροής υπερισχύει των μαγνητικών δυνάμεων με τέτοιο τρόπο ώστε η ευθυγράμμιση να τερματιστεί. Περαιτέρω πολοειδής ευθυγράμμιση σε μεγάλες αποστάσεις είναι μη εφικτή.

2.3.3 Τοροειδής μαγνητική επιτάχυνση

Ένας άλλος μηχανισμός ευθυγράμμισης, ο οποίος μάλιστα υποστηρίζεται από παρατηρήσεις, είναι η μαγνητική ευθυγράμμιση της εκροής από τοροειδές μαγνητικό πεδίο «περιτυλιγμένο» γύρω από τον πίδακα (Sauty et al. 2002). Η κατασκευή του τοροειδούς μαγνητικού πεδίου γίνεται σε βάρος της ροής Poynting. Έτσι, σε ένα καθαρά μαγνητικό πίδακα η ροή Poynting δεν μπορεί να μετατραπεί εξ' ολοκλήρου σε κινητική ενέργεια, αφού μέρος της παραμένει για την ευθυγράμμιση του πίδακα.

Στην πραγματικότητα, είναι δυνατόν να εμπλέκεται ένας συνδυασμός θερμικών και μαγνητικών διαδικασιών στην επιτάχυνση και ευθυγράμμιση των εκροών. Υπάρχει έντονη συζήτηση για το αν οι μαγνητικές αστάθειες

ενός τοροειδούς πεδίου μπορούν εν τέλει να διαλύσουν τον πίδακα. Κανείς δεν μπορεί με βεβαιότητα να ισχυριστεί κάτι τέτοιο, ωστόσο οι αστάθειες όντως υπάρχουν και δικαιολογούν μορφές που παρουσιάζονται τόσο σε παρατηρούμενους πίδακες όσο και σε προσομοιώσεις.

2.4 Συμπεράσματα

Κατ' αρχήν, η μαγνητική ευθυγράμμιση ανέμων σε πίδακες φαίνεται να είναι μια γενική ιδιότητα των MHD εξισώσεων για εκροές πλάσματος και κατά πάσα πιθανότητα επιζει των ασταθειών του τοροειδούς μαγνητικού πεδίου, αν και τέτοιες αστάθειες υπάρχουν και μεταβάλλουν τη μορφολογία της εκροής. Βαθμίδες πίεσης επίσης συνεισφέρουν στην ευθυγράμμιση, επί προσθέτως των τοροειδών μαγνητικών πεδίων (Sauty et al. 2002).

Δεύτερον, η μετατροπή μαγνητοφυγόκεντρης ενέργειας σε κινητική φαίνεται να είναι ένας φυσικός μηχανισμός για εκροές από μαγνητόσφαιρες μελανών οπών και δίσκους προσαύξεσης. Ωστόσο, και η συνεισφορά της θερμικής ενέργειας είναι σημαντική.

Τέλος, η σύσταση των πιδάκων είναι πιθανόν ζεύγη τόσο ηλεκτρονίων / ποζιτρονίων όσο και ηλεκτρονίων / πρωτονίων.

3. ΜΑΓΝΗΤΟΥΔΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΚΑΙ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ ΜΟΝΤΕΛΩΝ

Η ανάλυση που προηγήθηκε δείχνει την αδυναμία να καθοριστούν «μια και καλή» οι μηχανισμοί που σχετίζονται με το σχηματισμό κοσμικών πιδάκων. Η βασική δυσκολία στο θεωρητικό χειρισμό των κοσμικών ροών είναι ότι η δυναμική τους πρέπει να περιγραφεί από το σύνολο των μαγνητοϋδροδυναμικών εξισώσεων, το οποίο είναι ένα μη γραμμικό σύστημα μερικών διαφορικών εξισώσεων με διάφορα κρίσιμα σημεία (Vlahakis & Tsinganos 1998).

Μόνο ορισμένες οικογένειες λύσεων είναι διαθέσιμες για αξιsymμετρικά συστήματα, οι οποίες έχουν προκύψει υποθέτοντας ένα διαχωρισμό των μεταβλητών με διάφορες συναρτήσεις «κλειδιά». Αυτή η υπόθεση επιτρέπει μια ανάλυση σε διδιάστατη γεωμετρία των πλήρων μαγνητοϋδροδυναμικών εξισώσεων οι οποίες ανάγονται τότε σε ένα σύστημα συνήθων διαφορικών εξισώσεων. Η βάση για αυτο-ομοιότητα είναι ένας νόμος

εξάρτησης των μεταβλητών ως μια συνάρτηση μιας από τις συντεταγμένες. Η επιλογή της μεταβλητής εξάρτησης εξαρτάται από το συγκεκριμένο αστροφυσικό πρόβλημα.

3.1 Ο παράγοντας «χρόνος»

Για τη μελέτη κοσμικών εκροών πλάσματος έχουν δημιουργηθεί τόσο χρονοανεξάρτητα όσο και χρονοεξαρτώμενα μαγνητοϋδροδυναμικά μοντέλα (Τσίγκανος 2004). Τα πρώτα προσφέρουν αναλυτική και παραμετρική μελέτη και φυσική κατανόηση, ενώ τα δεύτερα έχουν το πλεονέκτημα της χρονικής εξέλιξης και της μελέτης μη ιδεατών μαγνητοϋδροδυναμικών φαινομένων.

3.1.1 Χρονοανεξάρτητα μοντέλα

Υπάρχουν διαθέσιμες διάφορες αναλυτικές λύσεις σταθερών MHD εξισώσεων για διάφορες συνοριακές συνθήκες. Ωστόσο, οι Vlahakis & Tsinganos (1998) κατάφεραν να ενοποιήσουν τις υπάρχουσες μαγνητοϋδροδυναμικές λύσεις σε δύο μεγάλες βασικές «οικογένειες»: τις ακτινικά αυτο-όμοιες και τις μεσημβρινά αυτο-όμοιες (Τσίγκανος 2004, Vlahakis & Tsinganos 1998), οι οποίες παρουσιάζονται στην ενότητα 3.3.

3.1.2 Χρονοεξαρτώμενα μοντέλα

Το χρονοεξαρτώμενο MHD πρόβλημα έχει αντιμετωπιστεί μόνο με υπολογιστικές προσομοιώσεις, λόγω προφανών τεχνικών λόγων (Sauty et al. 2002). Όσα ακολουθούν αναφέρονται σε χρονοανεξάρτητες προσεγγίσεις, οι οποίες επιτυγχάνονται πιο εύκολα.

3.2 Οι μαγνητοϋδροδυναμικές εξισώσεις ροής

Το πλήρες σύνολο των ιδανικών MHD εξισώσεων αποτελείται από μη γραμμικές συζευγμένες μερικές διαφορικές εξισώσεις των τεσσάρων χωροχρονικών μεταβλητών, στις οποίες μπορούν να χρησιμοποιηθούν σφαιρικές (t, r, θ, ϕ) ή κυλινδρικές (t, ϖ, ϕ, z) συντεταγμένες (Sauty et al. 2002). Για την περιγραφή μιας αστροφυσικής ροής χρειάζεται να καθοριστούν τα εξής:

- Πυκνότητα μάζας ρ
- Πεδίο ταχύτητας \vec{V}

- Μαγνητικό πεδίο \vec{B} (και ηλεκτρικό πεδίο \vec{E} σε σχετικιστική πραγματέυση)
- Πίεση αερίου P (ή, ισοδυνάμως, η θερμοκρασία T) του ρευστού

Αυτό μπορεί να γίνει συνδυάζοντας τις εξισώσεις Maxwell για τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία με τη διατήρηση μάζας, ορμής (εξίσωση Euler) και ενέργειας για υδροδυναμικά πεδία. Η εξίσωση ενέργειας συνήθως αντικαθίσταται, για απλοποίηση, από την υπόθεση μιας πολυτροπικής καταστατικής εξίσωσης.

Οι εξισώσεις Euler

Οι εξισώσεις Euler (1755) για τη διατήρηση μάζας, ορμής και ενέργειας είναι (Τσίγκανος 2004):

- Διατήρηση μάζας:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{V} = 0$$

- Διατήρηση ορμής:

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \rho (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = -\nabla P + \delta \vec{E} + \frac{\vec{J} \times \vec{B}}{c}$$

- Διατήρηση ενέργειας:

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla u \right) + P \nabla \cdot \vec{V} = 0$$

(όπου δ η ολική πυκνότητα φορτίου).

Υποθέτοντας χρονική σταθερότητα ($\partial/\partial t = 0$) και αξονική συμμετρία ($\partial/\partial \phi = 0$), οι τοροειδείς συνιστώσες (B_ϕ, V_ϕ) μπορούν να εκφραστούν με όρους πολοειδών ποσοτήτων. Ταυτόχρονα, το μαγνητικό πεδίο στο πολοειδές επίπεδο $[r, \theta] \equiv [\varpi, z]$ (εικόνα 2.1) καθορίζεται μέσω ενός βαθμωτού μαγνητικού δυναμικού A ,

$$\vec{B}_p = \frac{\nabla A \times \hat{\phi}}{\varpi} \text{ και το πεδίο ταχυτήτων στο}$$

πολοειδές επίπεδο καθορίζεται επίσης από μια συνάρτηση ροής μάζας Ψ , $\vec{V}_p = \frac{\nabla \Psi \times \hat{\phi}}{\varpi}$. Να

σημειωθεί ότι $\Psi = \Psi(A)$ λόγω του νόμου του «παγώματος» ροής ιδανικής MHD. Πρακτικά οι μαγνητικές δυναμικές γραμμές και οι γραμμές ροής είναι τυλιγμένες γύρω από τους ίδιους σωλήνες μαγνητικής ροής και ροής μάζας (εικόνα 2.1). Η ισορροπία ορμής κατά μήκος της πολοειδούς ροής (εξίσωση Bernoulli) μπορεί να συνδυαστεί με την ισορροπία ορμής εγκάρσια της ροής (εξίσωση Grad - Shafranov) σχηματίζοντας ένα σύστημα δύο συζευγμένων μερικών διαφορικών

εξισώσεων για την πυκνότητα ρ και τη συνάρτηση μαγνητικής ροής A .

3.3 Ενοποίηση μοντέλων

Για τη μελέτη των ιδιοτήτων ενός μαγνητισμένου ρευστού, το οποίο κινείται στο βαρυτικό πεδίο ενός κεντρικού σώματος, θεωρούμε ένα σύστημα σταθερών ($\partial/\partial t = 0$) μαγνητοϋδροδυναμικών εξισώσεων. Αποτελείται από ένα σύνολο οκτώ συζευγμένων, μη γραμμικών, μερικών διαφορικών εξισώσεων που εκφράζουν τη διατήρηση ορμής, μαγνητικής ροής και ροής μάζας, μαζί με το νόμο του Faraday για την επαγωγή στο ιδανικό MHD όριο (πλάσμα άπειρης αγωγιμότητας):

$$\begin{aligned} \rho (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} &= \frac{(\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B}}{4\pi} - \nabla P - \rho \nabla \mathcal{V} \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0 \\ \nabla \cdot (\rho \vec{V}) &= 0 \\ \nabla \times (\vec{V} \times \vec{B}) &= 0 \end{aligned}$$

όπου τα \vec{B} , \vec{V} και $-\nabla \mathcal{V} = -\nabla \left(-\frac{\mathcal{G}M}{r} \right)$

δηλώνουν το μαγνητικό πεδίο, το πεδίο ταχύτητας και το εξωτερικό βαρυτικό πεδίο αντίστοιχα, ρ και P είναι η πυκνότητα και η πίεση του αερίου, ενώ η M δηλώνει τη μάζα του κεντρικού άστρου, \mathcal{G} είναι η βαρυτική σταθερά και r η σφαιρική απόσταση από το κεντρικό σώμα (Vlahakis & Tsinganos 1998, Τσίγκανος 2004). Η τελευταία σχέση είναι ο νόμος επαγωγής για πλάσμα υψηλής αγωγιμότητας, επίσης γνωστός ως η συνθήκη «παγώματος», η οποία μπορεί αμέσως να ολοκληρωθεί, εισάγοντας επομένως ένα ηλεκτρικό δυναμικό Φ : $\vec{V} \times \vec{B} = \nabla \Phi$.

Είναι βολικό να χρησιμοποιήσουμε σφαιρικές συντεταγμένες (r, θ, ϕ) , όπου το ϕ δηλώνει την τοροειδή ή αξιμουθιακή συνιστώσα, λόγω της σφαιρικής συμμετρίας του βαρυτικού πεδίου. Ωστόσο, είναι επίσης βολικό να χρησιμοποιήσουμε, εναλλακτικά, κυλινδρικές συντεταγμένες (ϖ, ϕ, z) λόγω της πιθανότητας ευθυγράμμισης της ροής κατά μήκος του άξονα z και της επακόλουθης κυλινδρικής συμμετρίας. Φυσικά $\varpi = r \sin \theta$ και $z = r \cos \theta$.

Με αξονική συμμετρία ($\partial/\partial \phi = 0$), εισάγουμε μια συνάρτηση μαγνητικής ροής A μέσω της οποίας καθορίζεται το πολοειδές μαγνητικό πεδίο:

$$\vec{B}_p = \nabla \times \left(\frac{A}{r \sin \theta} \hat{\phi} \right) = \frac{\nabla A}{\varpi} \times \hat{\phi}$$

και μια συνάρτηση ροής Ψ μέσω της οποίας καθορίζεται το πεδίο της πολοειδούς ροής μάζας:

$$4\pi\rho\vec{V}_p = \nabla \times \left(\frac{\Psi}{r \sin \theta} \hat{\phi} \right) = \frac{\nabla \Psi}{\varpi} \times \hat{\phi}$$

(Sauty & Tsinganos 1994, Vlahakis & Tsinganos 1998).

Τότε, λόγω της αξισυμμετρίας, η Ψ είναι σταθερή σε επιφάνειες σταθερού A , πάνω στις οποίες οι αντίστοιχες γραμμές ροής και πεδιακές γραμμές είναι «δεμένες». Επομένως, οι πολοειδείς συνιστώσες του πεδίου ταχυτήτων και του μαγνητικού πεδίου είναι παράλληλες, $\Psi = \Psi(A)$ και:

$$\vec{V}_p = \frac{\Psi_A}{4\pi\rho} \vec{B}_p$$

όπου ο δείκτης A υποδηλώνει παραγωγή ως προς A .

Τα ολικά \vec{V} και \vec{B} δεν είναι παράλληλα λόγω της παρουσίας ηλεκτρικού δυναμικού Φ σε ένα περιστρεφόμενο άνεμο, όμως κάθε επιφάνεια σταθερής μαγνητικής ροής είναι μια επιφάνεια σταθερού ηλεκτρικού δυναμικού, άρα $\Phi = \Phi(A)$. Η τοροειδής συνιστώσα της συνθήκης «παγωμένης» ροής δίνει τότε:

$$\frac{V_\phi}{r \sin \theta} - \frac{\Psi_A B_\phi}{4\pi r \sin \theta} = \Phi_A = \Omega(A)$$

όπου η $\Phi(A)$ συνήθως δηλώνεται με Ω για να υποδηλώσει ότι έχει διαστάσεις γωνιακής ταχύτητας.

Άλλο ένα ελεύθερο ολοκλήρωμα εξασφαλίζεται από την ολοκλήρωση της εξίσωσης ορμής στην αξιμουθιακή κατεύθυνση. Αυτό δηλώνεται συνήθως με $L(A)$ για να υποδηλώσει ότι αντιστοιχεί στην ολική στροφορμή του συστήματος ρευστό-πεδίο:

$$r \sin \theta \left(V_\phi - \frac{B_\phi}{\Psi(A)} \right) = L(A)$$

Είναι βολικό να εισάγουμε τον πολοειδή αριθμό Alfvén M , ο οποίος είναι ο λόγος της πολοειδούς ταχύτητας (\vec{V}_p) προς την πολοειδή ταχύτητα Alfvén ($\vec{B}_p/4\pi\rho$):

$$M^2 = \frac{4\pi\rho\vec{V}_p^2}{\vec{B}_p^2} = \frac{\Psi_A^2}{4\pi\rho}$$

οπότε τα αξιμουθιακά πεδία δίνονται τελικά από τις σχέσεις:

$$B_\phi = -\frac{L\Psi_A}{\varpi} \frac{1-\varpi^2}{1-M^2} \frac{\Omega}{L}$$

$$V_\phi = \frac{L}{\varpi} \frac{\varpi^2 \frac{\Omega}{L} - M^2}{1-M^2}$$

όπου βέβαια $\varpi = r \sin \theta$ (Sauty & Tsinganos 1994, Vlahakis & Tsinganos 1998).

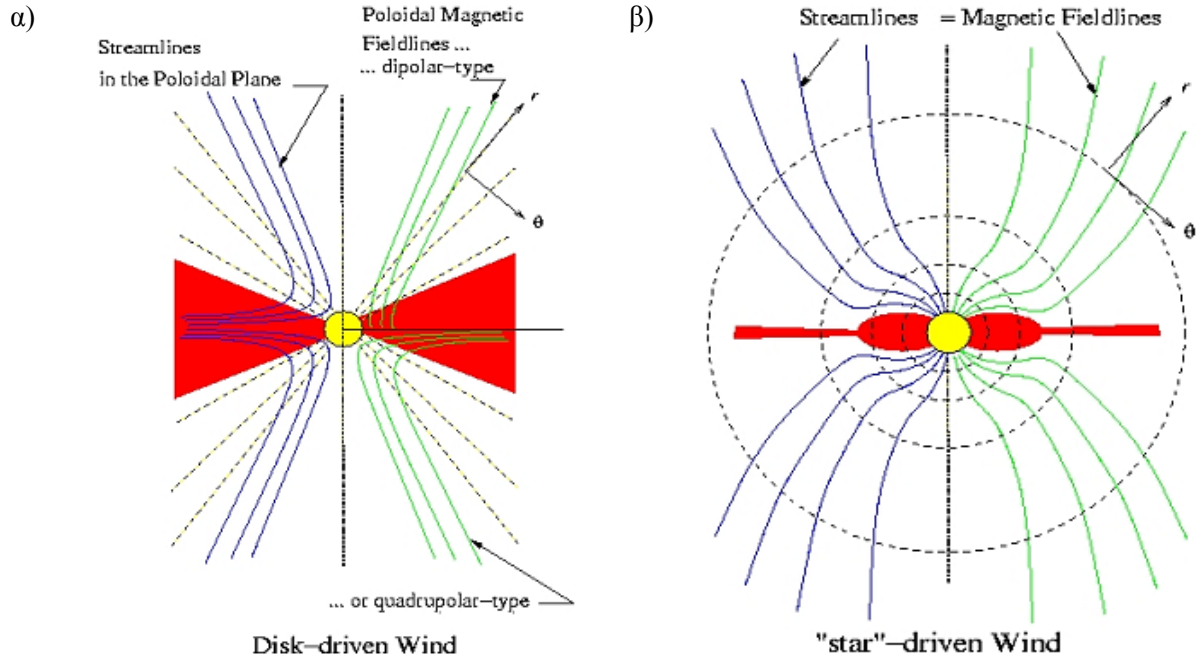
Συγκεντρώνοντας τις σχέσεις για τις συνιστώσες του μαγνητικού πεδίου και του πεδίου ταχυτήτων της ροής (σε σφαιρικές συντεταγμένες) προκύπτουν οι παρακάτω σχέσεις (Vlahakis & Tsinganos 1998):

$$\vec{B} = \nabla \times \frac{A(r,\theta)\hat{\phi}}{r \sin \theta} - \frac{L\Psi_A - r^2 \sin^2 \theta \Omega \Psi_A}{r \sin \theta (1-M^2)} \hat{\phi}$$

$$\vec{V} = \frac{\Psi_A}{4\pi\rho} \nabla \times \frac{A(r,\theta)\hat{\phi}}{r \sin \theta} + \frac{r^2 \sin^2 \theta \Omega - LM^2}{r \sin \theta (1-M^2)} \hat{\phi}$$

Μια πρώτη ευρεία οικογένεια για την περιγραφή εκροών είναι τα αποκαλούμενα μεσημβρινά (meridionally) αυτο-όμοια MHD μοντέλα (Vlahakis & Tsinganos 1998). Το κλασσικό μοντέλο του Parker (1958) σφαιρικά συμμετρικού πολυτροπικού ηλιακού ανέμου είναι το απλούστερο μέλος της οικογένειας αυτής. Ένας νέος τύπος τέτοιου είδους μοντέλου για την περιγραφή μαγνητισμένων και περιστρεφόμενων MHD εκροών από ένα κεντρικό βαρυτικό αντικείμενο έχει εξετασθεί από τους Sauty & Tsinganos (1994) και άλλους.

Μια δεύτερη οικογένεια λύσεων περιλαμβάνει τα ακτινικά αυτο-όμοια MHD μοντέλα. Οι Bardeen & Berger (1978) παρουσίασαν τα πρώτα τέτοια μοντέλα για υδροδυναμικούς και πολυτροπικούς γαλαξιακούς ανέμους. Η γενίκευσή τους σε ένα ψυχρό μαγνητισμένο πλάσμα από τους Blandford & Payne (1982) είναι ευρείως γνωστή λόγω της επιτυχίας τους στο να δείξουν για πρώτη φορά ότι αστροφυσικοί πίδακες μπορούν να επιταχυνθούν μαγνητοφυγόκεντρα από ένα Κεπλεριανό δίσκο προσαύξησης, εάν οι πολοειδείς πεδιακές γραμμές έχουν κλίση μικρότερη από 60° ως προς το δίσκο (βλ. ενότητα 3.4).



Εικόνα 3.1 Σχηματικές παραστάσεις των δύο αντιπροσωπευτικών μοντέλων α) ακτινικών (πρωτότυπο: Blandford & Payne, 1982) και β) μεσημβρινών (πρωτότυπο: Sauty & Tsinganos, 1994) αυτο-όμοιων μαγνητοϋδροδυναμικών λύσεων.

3.3.1 Μεσημβρινές αυτο-όμοιες λύσεις

Για την κατασκευή οικογενειών μεσημβρινών αυτο-όμοιων λύσεων πρέπει να κάνουμε δύο κρίσιμες υποθέσεις (Vlahakis & Tsinganos 1998):

α) ο αριθμός Alfβέν M είναι μια συνάρτηση της αδιάστατης ακτινικής απόστασης

$$R = \frac{r}{r_*} :$$

$$M = M(R)$$

β) η πολοειδής ταχύτητα και το πολοειδές μαγνητικό πεδίο έχουν μια διπολική γωνιακή εξάρτηση:

$$A = \frac{r_*^2 B_*}{2} \mathcal{A}(\alpha), \text{ όπου } \alpha = \frac{R^2}{G^2(R)} \sin^2 \theta$$

Στο σημείο Alfβέν ($M=1$), η πυκνότητα είναι ίση με την αποκαλούμενη πυκνότητα Alfβέν $\rho_\alpha(A)$ (ο δείκτης “ α ” δηλώνει ποσότητες στο σημείο Alfβέν):

$$M^2 = 1 \Leftrightarrow \rho(r, A)|_{M=1} = \rho_\alpha(A) = \frac{\Psi_\Lambda^2}{4\pi}$$

Τότε, οι συναρτήσεις L και Ω μπορούν να συσχετιστούν:

$$\omega^2|_{M=1} = r^2 \sin^2 \theta|_{M=1} = \omega_\alpha^2(A) = \frac{L(A)}{\Omega(A)}$$

όπου ω_α είναι η κυλινδρική ακτίνα Alfβέν.

Να σημειωθεί ότι το βαρυντικό δυναμικό μπορεί επίσης να εκφραστεί συναρτήσει της ταχύτητας διαφυγής V_{esc} στην ακτίνα Alfβέν r_* :

$$\mathcal{V} = -\frac{v^2 V_*^2}{2R}, \quad v = \frac{V_{\text{esc}}}{V_*}, \quad V_{\text{esc}} = \sqrt{\frac{2GM}{r_*}}$$

Αντί να χρησιμοποιήσουμε τις τρεις ελεύθερες συναρτήσεις του α , ($\mathcal{A}, \Psi_\Lambda, \Omega$), είναι πιο βολικό να εργαστούμε με τρεις αδιάστατες συναρτήσεις του α , (g_1, g_2, g_3):

$$g_1(\alpha) = \int \mathcal{A}'^2 d\alpha$$

$$g_2(\alpha) = \frac{r_*^2}{B_*^2} \int \Omega^2 \Psi_\Lambda^2 d\alpha$$

$$g_3(\alpha) = \frac{\Psi_\Lambda^2}{4\pi r_*}$$

Διάφορα μοντέλα στη βιβλιογραφία περιλαμβάνουν διαφορετικές εκφράσεις για τις g_1, g_2, g_3 . Π.χ. η περίπτωση:

$$g_1(\alpha) = \alpha$$

$$g_2(\alpha) = \xi\alpha + \mu\alpha^\varepsilon / \varepsilon$$

$$g_3(\alpha) = 1 + \delta\alpha + \mu\delta_0\alpha^\varepsilon$$

($\varepsilon \neq 0, 1, \mu \neq 0$)

έχει μελετηθεί λεπτομερώς στο μοντέλο των Sauty & Tsinganos (1994).

3.3.2 Ακτινικές αυτο-όμοιες λύσεις

Για την κατασκευή γενικών οικογενειών ακτινικά αυτο-όμοιων λύσεων πρέπει να κάνουμε και πάλι δύο κρίσιμες υποθέσεις (Vlahakis & Tsinganos 1998):

α) ο αριθμός Alfvén M είναι μια συνάρτηση μόνο της γωνίας θ

$$M = M(\theta), \quad M(\theta_*) = 1$$

β) η πολοειδής ταχύτητα και το πολοειδές μαγνητικό πεδίο έχουν μια διπολική γωνιακή εξάρτηση:

$$A = \frac{B_0 \varpi_0^2}{2} \mathcal{A}(\alpha)$$

$$\text{όπου } \alpha = \frac{R^2}{G^2(\theta)} \sin^2 \theta \text{ και } R = \frac{r}{\varpi_0}$$

με B_0, ϖ_0 είναι σταθερές.

Τα ελεύθερα ολοκληρώματα L και Ω σχετίζονται, όπως και στην προηγούμενη περίπτωση, ως εξής:

$$\frac{L}{\Omega} = \varpi_a^2(A)$$

Αντί να χρησιμοποιήσουμε τις τρεις ελεύθερες συναρτήσεις του α , $(\mathcal{A}, \Psi_A, \Omega)$, είναι πιο βολικό να εργαστούμε με τρεις αδιάστατες συναρτήσεις του α , (q_1, q_2, q_3) :

$$q_1(\alpha) = \int \frac{\mathcal{A}'^2}{\alpha} d\alpha$$

$$q_2(\alpha) = \frac{\varpi_0^2}{B_0^2} \int \Omega^2 \Psi_A^2 d\alpha$$

$$q_3(\alpha) = \frac{\mathcal{G}\mathcal{M}}{B_0^2 \varpi_0} \int \frac{\Psi_A^2}{\alpha^{3/2}} d\alpha$$

Διάφορα μοντέλα στη βιβλιογραφία περιλαμβάνουν διαφορετικές εκφράσεις για τις q_1, q_2, q_3 . Π.χ. η περίπτωση

$$q_1(\alpha) = E_1 \alpha^{x_1} + E_2 \alpha^{x_2}$$

$$q_2(\alpha) = D_1 \alpha^{x_1} + D_2 \alpha^{x_2}$$

$$q_3(\alpha) = C_1 \alpha^{x_1} + C_2 \alpha^{x_2}$$

$$(E_1^2 + D_1^2 + C_1^2, E_2^2, x_1, x_2, x_1 - x_2 \neq 0)$$

αποτελεί μια γενίκευση του μοντέλου των Blandford & Payne (1982).

Συμπεράσματα

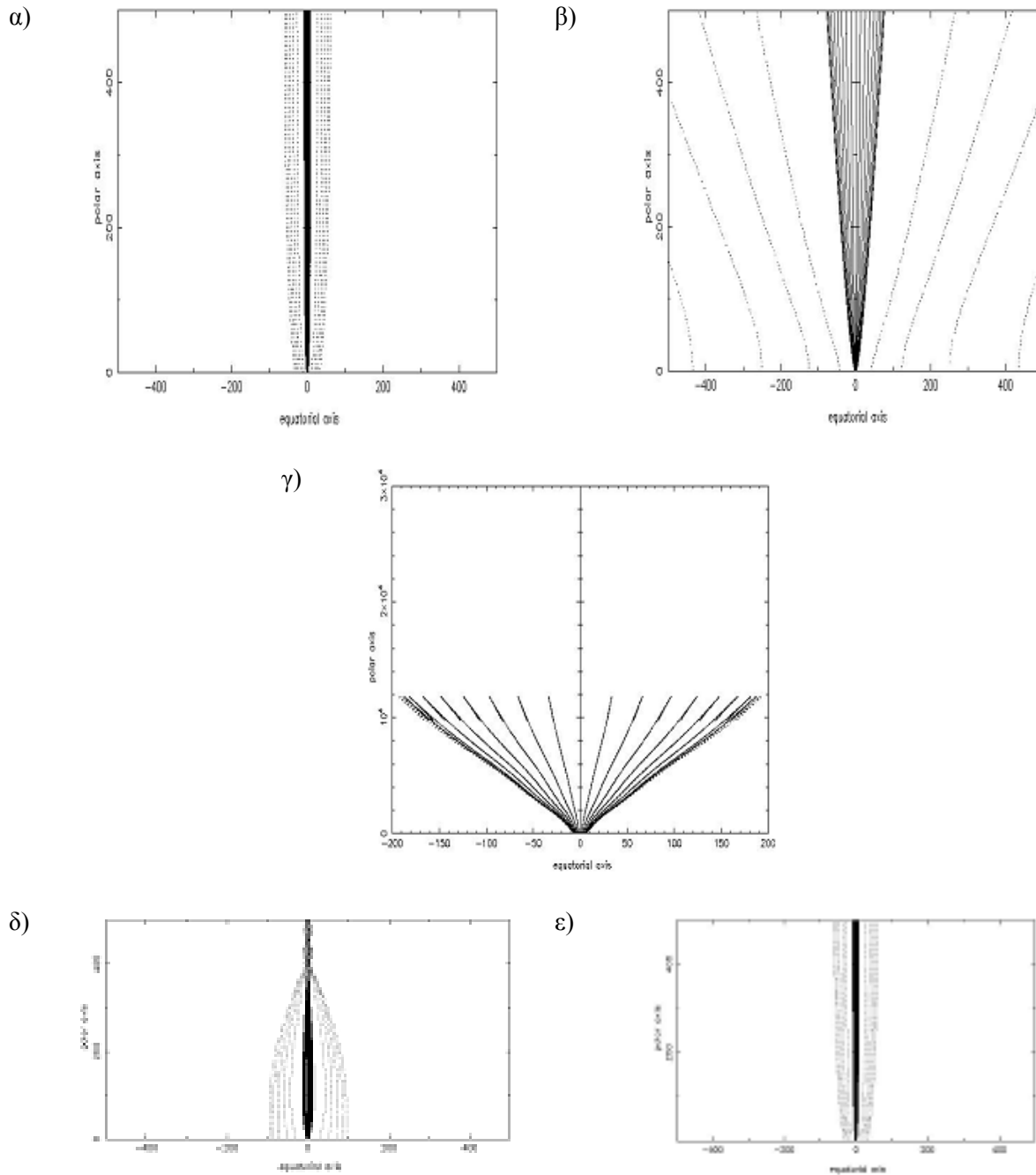
Όπως φάνηκε από τα προηγούμενα, υπάρχει δυνατότητα εύρεσης ενός συστηματικού τρόπου κατασκευής ακριβών MHD λύσεων για ροές πλάσματος, θεωρώντας τις

εξισώσεις ιδανικού πλάσματος για χρονοανεξάρτητες συνθήκες και επικεντρώνοντας το ενδιαφέρον σε αξισυμμετρικές λύσεις, όπου το πολοειδές μαγνητικό πεδίο και το πολοειδές πεδίο ταχύτητας μπορούν να εκφραστούν μέσω της συνάρτησης μαγνητικής ροής A . Εισάγεται ταυτόχρονα και μια δεύτερη φυσική μεταβλητή, ο αριθμός Mach Alfvén, ενώ προκύπτουν δύο ευρείες οικογένειες μεσημβρινά και ακτινικά αυτο-όμοιων εκροών. Με τον τρόπο αυτό, γενικεύονται δύο αντιπροσωπευτικά μοντέλα για τέτοιου είδους λύσεις, αυτά των Sauty & Tsinganos, 1994, και Blandford & Payne, 1982, αντίστοιχα (Vlahakis & Tsinganos 1998). Το τελευταίο εξ' αυτών αποτελεί το αντικείμενο της ενότητας που ακολουθεί.

Είναι πλέον δυνατή η ενοποίηση όλων των ακριβών λύσεων που υπάρχουν σήμερα για αστροφυσικές εκροές. Στις εικόνες 3.2(α-ε) παρουσιάζονται διάφορες λύσεις για την ασυμπτωτική γεωμετρία που προκύπτει από μοντέλα αστροφυσικών ροών (Τσίγκανος 2004). Μια πολλά υποσχόμενη λύση είναι αυτή των κυλινδρικά ευθυγραμμισμένων πιδάκων, σε συμφωνία με συμπεράσματα από παρατηρήσεις, γενικά θεωρητικά επιχειρήματα και πρόσφατες υπολογιστικές προσομοιώσεις.

3.4 Μοντέλο Blandford & Payne

Οι Blandford & Payne (1982) εξέτασαν την πιθανότητα η ενέργεια και η στροφορμή να αφαιρούνται μαγνητικά από δίσκους προσαύξησης, μέσω πεδιακών δυναμικών γραμμών που εγκαταλείπουν την επιφάνεια του δίσκου και εκτείνονται σε μεγάλες αποστάσεις. Έδειξαν ότι μια φυγοκεντρικά οδηγούμενη εκροή ύλης από το δίσκο είναι πιθανή, εάν η πολοειδής συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου σχηματίζει μια γωνία μικρότερη από 60° με την επιφάνεια του δίσκου. Σε μεγάλες αποστάσεις από το δίσκο, η τοροειδής συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου γίνεται σημαντική και ευθυγραμμίζει την εκροή σε ένα ζεύγος αντιπαράλληλων πιδάκων που κινούνται κάθετα στο δίσκο. Πλησίον του δίσκου, η ροή είναι πιθανόν οδηγούμενη από πίεση αερίου σε μια καυτή ισχυρά μαγνητική κορώνα. Με αυτό τον τρόπο, μαγνητικές τάσεις μπορούν να εξάγουν τη στροφορμή από ένα λεπτό δίσκο προσαύξησης και επομένως να καταστήσουν δυνατή την προσαύξηση της μάζας, ανεξάρτητα από την παρουσία εσωτερικών τριβών (ιξώδους).



Εικόνα 3.2 Διάφορες οικογένειες λύσεων: α) κυλινδρικές (πίδακες), β) ακτινικές (άνεμοι), γ) τερματιζόμενες (μη σταθερές λύσεις), δ) επανα-ευθυγραμμιζόμενοι πίδακες και ε) περιορισμένοι (στενοί) πίδακες (Τσίγκανος 2004).

Αν και δεν υπάρχει άμεση παρατηρησιακή απόδειξη, είναι ευρέως αποδεκτή η υπόθεση ότι οι περισσότερες εξωγαλαξιακές ραδιοπηγές σχηματίζονται στη γειτονιά μιας περιστρεφόμενης μαζικής μελανής οπής. Προκειμένου να απορροφηθεί το αέριο από τη μελανή οπή θα πρέπει να χάσει ενέργεια και στροφορμή, κυρίως από το εξωτερικό τμήμα του δίσκου. Σε συμβατικά μοντέλα δίσκων προσαύξησης μαγνητικές ροπές και ιξώδες αναλαμβάνουν να

μεταφέρουν στροφορμή και ενέργεια έξω από το δίσκο. Σε διπλές πηγές ακτίνων X παλιρροιακές αλληλεπιδράσεις με τον αστέρα συνοδό είναι πιθανώς ικανές να προκαλέσουν επιβραδυντική ροπή στα εξωτερικά τμήματα του δίσκου ώστε η τροχιά να αποτελεί αποθήκη της στροφορμής που απελευθερώνεται από την ύλη που καταρρέει.

Ωστόσο, στην περίπτωση μιας απομονωμένης μελανής οπής στο κέντρο ενός γαλαξία,

δεν υπάρχει φυσικός τρόπος για την απαγωγή της τροχιακής στροφορμής. Μια πιθανή λύση στην περίπτωση αυτή δίνει το μοντέλο των Blandford & Payne (1982), σύμφωνα με το οποίο η στροφορμή απομακρύνεται μαγνητικά από πεδιακές γραμμές που εγκαταλείπουν την επιφάνεια του δίσκου, και τελικά μεταφέρεται σε ένα πίδακα που κινείται κάθετα στο δίσκο. Αυτή η ιδέα έχει κάποια προϊστορία (Blandford & Payne, 1982, και αναφορές εντός). Οι Lovelace (1976) και Blandford (1976) είχαν προτείνει μοντέλα δίσκου προσαύξησης όπου η εξαγωγή της ενέργειας γινόταν συνεχώς μέσω ηλεκτρομαγνητικών ροπών.

Οι Blandford & Payne έδειξαν την πιθανότητα σχηματισμού ενός πίδακα, του οποίου η δομή μπορεί να περιγραφεί χρησιμοποιώντας τη μαγνητοϋδροδυναμική θεωρία. Σύμφωνα με τους παραπάνω, ο πίδακας προωθείται κυρίως από φυγόκεντρο δύναμη ενώ τα θερμικά φαινόμενα είναι σημαντικά μόνο πλησίον του δίσκου, σε αντίθεση με έναν ηλιακό άνεμο. Καθαρὰ πολοειδείς μαγνητικές δυναμικές γραμμές αναδύονται από την επιφάνεια ενός δίσκου συσσώρευσης, κατά μήκος των οποίων ψυχρό αέριο μπορεί να ολισθαίνει. Οι μαγνητικές δυναμικές γραμμές είναι προσκολλημένες πάνω στο δίσκο ενώ τα στοιχεία σχετικά ισχνού αερίου επάνω στις πεδιακές γραμμές συμπεριφέρονται ως χάντρες περασμένες σε άκαμπτο σύρμα, οι «οποίες» ξεκινούν από την ηρεμία στο δίσκο και μεταφέρονται με σταθερή γωνιακή ταχύτητα από το «σύρμα». Τότε, δεδομένου ότι η πολοειδής συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου σχηματίζει γωνία μικρότερη από 60° με το ακτινικό διάνυσμα στην επιφάνεια του δίσκου, το αέριο θα εκσφενδονιστεί προς τα έξω.

Οι πεδιακές γραμμές σταδιακά καμπυλώνονται προς τον άξονα περιστροφής λόγω της ισορροπίας της βαθμίδας πίεσης και της μαγνητικής τάσης (μηδενική συνισταμένη δυνάμεων). Σε μεγάλες αποστάσεις από το δίσκο η αδράνεια του αερίου θα προκαλέσει όλο και περισσότερο καμπύλωση του μαγνητικού πεδίου σε τοροειδές σχήμα και, κατά συνέπεια, μαγνητική δακτυλοειδή πίεση που θα προκαλέσει επιπρόσθετη ευθυγράμμιση. Έτσι, οι μαγνητικές πιέσεις είναι υπεύθυνες για τη μετατροπή μιας φυγόκεντρης εκροής σε ένα ευθυγραμμισμένο πίδακα.

Η παρουσία ενός ισχυρού μαγνητικού πεδίου που κυριαρχεί στην περιοχή πάνω από το δίσκο καθιστά δυνατή την καθοδήγηση

αερίου με φυγόκεντρες δυνάμεις από το δίσκο κατά μήκος των πεδιακών γραμμών. Στη γειτονιά του δίσκου, το μαγνητικό πεδίο θα είναι force-free (απουσία συνιστάμενης δύναμης), με την τοροειδή και την πολοειδή συνιστώσα να έχουν συγκρίσιμες τιμές:

$$\left| \frac{B_\phi}{B_p} \right| \lesssim 1$$

Σε μεγάλες αποστάσεις από το δίσκο, το πεδίο γίνεται κυρίως τοροειδές, οπότε δίνει τη δυνατότητα για ευθυγράμμιση της ροής μακριά από το δίσκο. Η αδράνεια της ύλης είναι αυτή που προκαλεί την κυριαρχία της τοροειδούς συνιστώσας του πεδίου:

$$\left| \frac{B_\phi}{B_p} \right| \gg 1.$$

Το σχήμα των πεδιακών γραμμών καθορίζεται από την ισορροπία μεταξύ της προς τα μέσα κατευθυνόμενης δακτυλοειδούς πίεσης και της προς τα έξω κατευθυνόμενης μαγνητικής πίεσης. Αν και η ροή είναι φυγόκεντρα προωθούμενη, οι φυγόκεντρες δυνάμεις είναι ασήμαντες μακριά από το δίσκο.

4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Μέχρι σήμερα, οι κοσμικοί πίδακες έχουν αποτελέσει αντικείμενο πολλών αστρονομικών παρατηρήσεων, κυρίως με ραδιοτηλεσκόπια. Ήδη από το 1917, ο Heber D. Curtis, από το αστεροσκοπείο του Lick, είχε ανακαλύψει πως ένας πίδακας πλάσματος συσχετιζόταν με τον ελλειπτικό γαλαξία M87 (βλ. Εικόνα 1.1). Οι Blandford et al. (1982) και Biretta (1996) παρουσιάζουν πολύ ενδιαφέρουσες αναφορές σε παρατηρήσεις αστροφυσικών πιδάκων, στα χαρακτηριστικά τους και σε προτεινόμενα μοντέλα.

Όπως φάνηκε από όσα προηγήθηκαν, αν και έχουν γίνει πολλές συστηματικές προσπάθειες[†] για την κατανόηση του σχηματισμού και της σταθερότητας των αστροφυσικών πιδάκων, αλλά και των μηχανισμών που υπεισέρχονται σε αυτόν, υπάρχουν πολλά ερωτήματα που μένουν ακόμα αναπάντητα.

Μια πιθανότητα που έχει πρόσφατα προταθεί είναι πως ο σχηματισμός πιδάκων / εκροών

[†] Εκτός αυτών εντός του κειμένου, ενδεικτικά αναφέρονται και οι μελέτες των Ferrari 1998, Ferrari et al. 1996, Heyvaerts & Norman 1996 και Trussoni et al. 1996.

σε συστήματα που προσανξάνουν μάζα ίσως να είναι μια φυσική και απαραίτητη συνθήκη ώστε να υπάρξει προσανύξηση (Celotti & Blandford 2001). Σε κάθε περίπτωση, ο ρόλος των μαγνητικών πεδίων φαίνεται πως είναι πολύ σημαντικός, έστω κι αν η επιτάχυνση και ο περιορισμός μιας αστροφυσικής εκροής δεν είναι αποτέλεσμα μόνο μηχανισμών μαγνητικής φύσεως αλλά κάποιου συνδυασμού αυτών με άλλους.

Τα τρία αστεροσκοπεία Chandra, XMM και Astro-E, με τις συμπληρωματικές τους δυνατότητες, θα μπορούσαν να βοηθήσουν στην κατανόηση των ιδιοτήτων των εξωγαλαξιακών δίσκων και πιδάκων (Celotti & blandford 2001). Μέχρι να φθάσουμε σε ένα εννιαίο μοντέλο περιγραφής των αστροφυσικών πιδάκων, αν υπάρχει δυνατότητα για κάτι τέτοιο, πολλή δουλειά μένει ακόμα να γίνει.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Biretta, J. A., 1996, in Solar & Astrophysical MHD Flows, ed. K. C. Tsinganos, Kluwer (Dordrecht), p. 357
- Blandford, R. D., Begelman M. C. & Rees, M. J., 1982, SciAm, 246, 124
- Blandford, R. D. & Payne, D. G., 1982, MNRAS, 199, 883
- Celotti, A. & Blandford, R. D., 2001, bhhg.conf., 206C
- Heyvaerts, J. & Norman C. A., 1996, in Solar & Astrophysical MHD Flows, ed. K. C. Tsinganos, Kluwer (Dordrecht), p. 459
- Ferrari, A., 1998, ARA&A, 36, 539
- Ferrari, A., Massaglia, S., Bodo, G. & Rossi, P., 1996, in Solar & Astrophysical MHD Flows, ed. K. C. Tsinganos, Kluwer (Dordrecht), p. 607
- Ray, T. P., 1996, in Solar & Astrophysical MHD Flows, ed. K. C. Tsinganos, Kluwer (Dordrecht), p. 530
- Sauty, C., Tsinganos, K. & Trussoni, E., 2002, LNP, 589, 41
- Sauty, C. & Tsinganos, K., 1994, A&A, 287, 893
- Trussoni, E., Sauty C. & Tsinganos, K., 1996, in Solar & Astrophysical MHD Flows, ed. K. C. Tsinganos, Kluwer (Dordrecht), p. 383
- Τσίγκανος, Κ., 2004, Φυσική Πλάσματος (σημειώσεις-www.cc.uoa.gr/physics/sections/astrophysics/hellenic/index.htm)
- Vlahakis, N. & Tsinganos, K., 1998, MNRAS, 298, 777