

Magnetohydrodynamika – rola pola magnetycznego w akrecji

1. Występowanie pola magnetycznego we Wszechświecie

Pole magnetyczne jest praktycznie wszędzie, a w szczególności

(i) wokół i wewnątrz obiektów zwartych

POLE MAGNETYCZNE PRZY POWIERZCHNI OBIEKTU:

Słońce	1 – 1000 G	1 G = 10 ⁻⁴ Tesli
Ziemia	1 G	
Mars	10 ⁻³ G	
Jowisz	0.1 G	
Białe karły - polary	10 ⁶ – 10 ⁷ G	
Pulsary	10 ¹² G	
Magnetary	10 ¹⁵ G	

(ii) w rozrzedzonym gazie

POLE MAGNETYCZNE W OŚRODKU

Ośrodek międzygwiazdowy w Drodze Mlecznej	(0.5-2)10 ⁻⁵ G
Ośrodek międzygwiazdowy w M31	4x 10 ⁻⁶ G
Ośrodek w gromadach galaktyk	10 ⁻⁷ G
Ośrodek międzygalaktyczny	10 ⁻⁹ G

Nie ma jasności, skąd właściwie to pole się wzięło, czyli na jakim etapie rozwoju Wszechświata powstało.

Większość mechanizmów tylko amplifikuje pole (np. dynamo), ale musi istnieć pole 'zarodkowe'. Epoka inflacji ?

2. Rola pola magnetycznego w obiektach akreujących

Skoro pole magnetyczne jest powszechne, to nic dziwnego, że odgrywa znaczącą rolę także w procesach akrecji. Znaczenie pola magnetycznego przejawia się w

- wpływie wielkoskalowego pola magnetycznego na ruch materii
 - w trakcie akrecji (akrecja kolumnowa)
 - w trakcie wyrzutu części akreującej materii (dżety)
- wpływie pola magnetycznego na ruch materii w małych skalach (turbulencja)
 - mechanizm lepkości
- wpływie pola magnetycznego na ruch poszczególnych cząstek – emisja promieniowania
 - promieniowanie cyklotronowe, synchrotronowe i SSC

W obecnym wykładzie omówimy te trzy aspekty. Zagadnienie zasadniczo jest bardzo trudne, ponieważ zestaw równań magnetohydrodynamiki jest bardzo skomplikowany.

$$\nabla(\rho \vec{v}) = 0$$

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho \vec{v} \nabla \vec{v} = -\nabla p + \vec{f}$$

hydrodynamika (+równanie energii)

$$\vec{F} = q \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right)$$

siła Lorentza

$$\nabla \cdot \vec{D} = 4\pi \rho$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

równania Maxwella w ośrodku

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H}$$

3. Akrecja kolumnowa

Białe karły i gwiazdy neutronowe mogą mieć na tyle silne pola magnetyczne, żeby nie dopuszczać dysku akrecyjnego w bezpośrednie pobliże gwiazdy. W jakich okolicznościach taka dominacja materii jest możliwa? Rozważając rzędy wielkości wyrażeń występujących w zestawie równań można pokazać, że charakter ruchu zależy od wzajemnej proporcji trzech wielkości:

ρv^2 ciśnienie bezwładnościowe (ram pressure)

ρv_s^2 ciśnienie gazu

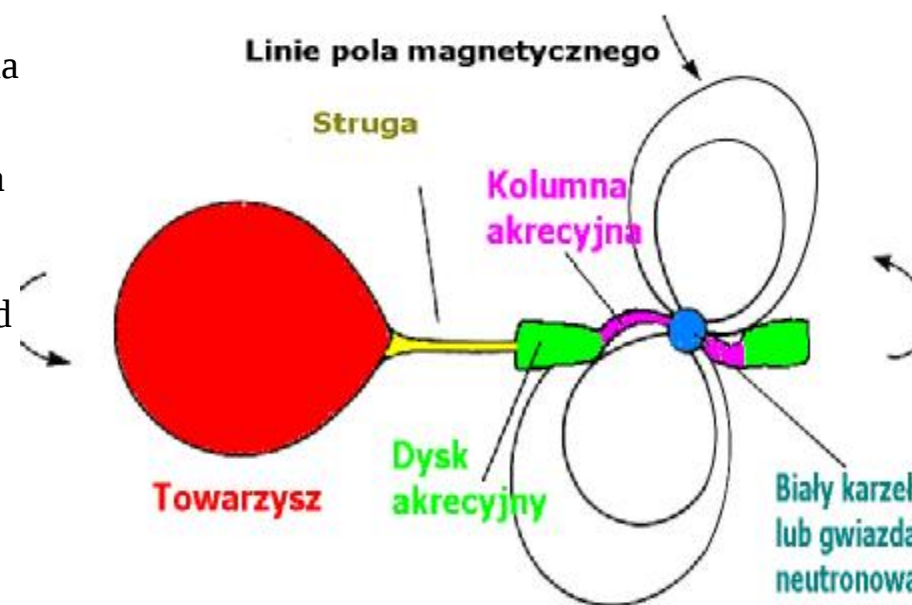
$\frac{B^2}{8\pi}$ ciśnienie magnetyczne

Jeżeli dominuje pierwsze, to pole magnetyczne jest wleczone przez materię i ma niewielki wpływ na jej ruch.

Jeżeli dominuje drugie, efekt zależy od tego, czy dominuje ciśnienie magnetyczne nad bezwładnościowym, czy na odwrót. Jeśli $\frac{B^2}{8\pi} > \rho v^2$, to pole magnetyczne odgrywa znaczną rolę, choć przeważają efekty hydrodynamiczne

Jeżeli dominuje trzecie, to pole magnetyczne determinuje ruch materii.

Równość $\frac{B^2}{8\pi} = \rho v^2$ stanowi definicję prędkości Alfvena: $v_A = \left(\frac{B^2}{8\pi\rho}\right)^{1/2}$ Z taką prędkością typowo propagują się zaburzenia w namagnesowanej plazmie.



3. Akrecja kolumnowa c.d.

Warunek na rozerwanie dysku w odległości r od gwiazdy ma zatem postać:

$$\left(\frac{B^2}{8\pi}\right)_{\text{surface}} \left(\frac{r}{R_{\text{star}}}\right)^{-3} = P(r)$$

$P(r)$ w zależności od parametru lepkości, masy obiektu i tempa akrecji można policzyć z modelu dysku stacjonarnego i równość wyznaczy nam r – promień rozerwania dysku. Jeżeli w dysku dominuje ciśnienie gazu, to

$$\frac{r_{\text{trunc}}}{3 R_{\text{Schw}}} \propto \left(\frac{B^2}{8\pi}\right)^{20/9} \left(\frac{R_{\text{star}}}{3 R_{\text{Schw}}}\right)^{20/9} \alpha^2 m^2 m^{-16/9}$$

Zmiana tempa akrecji powoduje zmianę r , i konsekwentnie zmianę w widmie promieniowania obiektu. Tak właśnie zachowują się m. in. źródła typu Z, o których mówiliśmy (układy rentgenowskie z gwiazdą neutronową).

Z sources (źródła typu Z) o polu

magnetycznym rzędu 10^{10} G.

W źródłach tych dysk nie dochodzi całkiem do powierzchni gwiazdy, a promień rozerwania dysku zależy od tempa akrecji (większy, gdy $\dot{m}$ ot mniejsze), co powoduje zakreślanie charakterystycznego kształtu na diagramie kolor-kolor, gdzie kolor to stosunek zliczeń w dwóch przedziałach energetycznych. Mogą należeć do HMXB lub LMXB.

Dokładne porównanie modelu z obserwacjami nie jest całkiem proste, bo wymaga policzenia teoretycznego widma dysku +widmo gorącej plazmy, a parametry tej ostatniej nie są dobrze

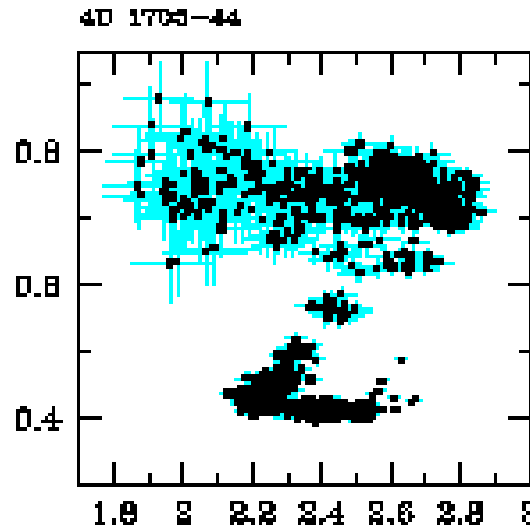


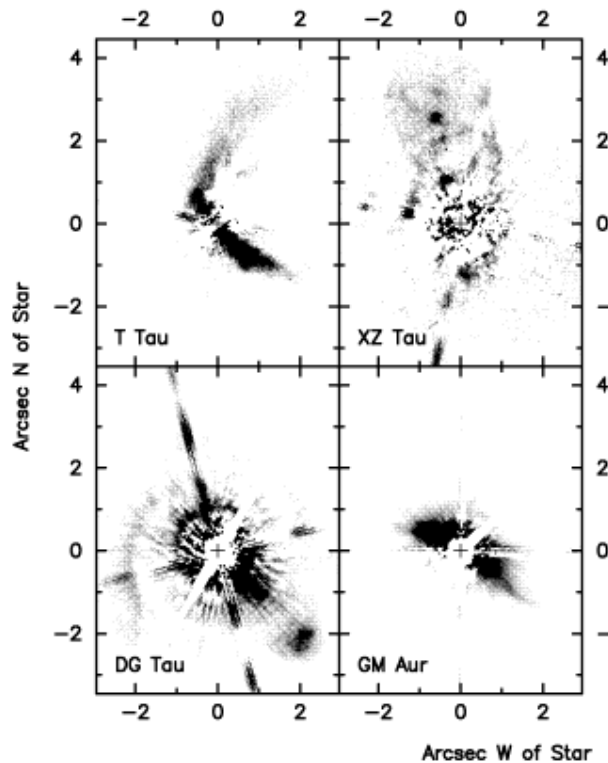
Diagram kolor-kolor:
cts/s, keV
miękki
(4-6.40/93-4)
twardy
(9.7-16)/(6.4-9.7)
Gierliński and
Done 2002

4. Dżety

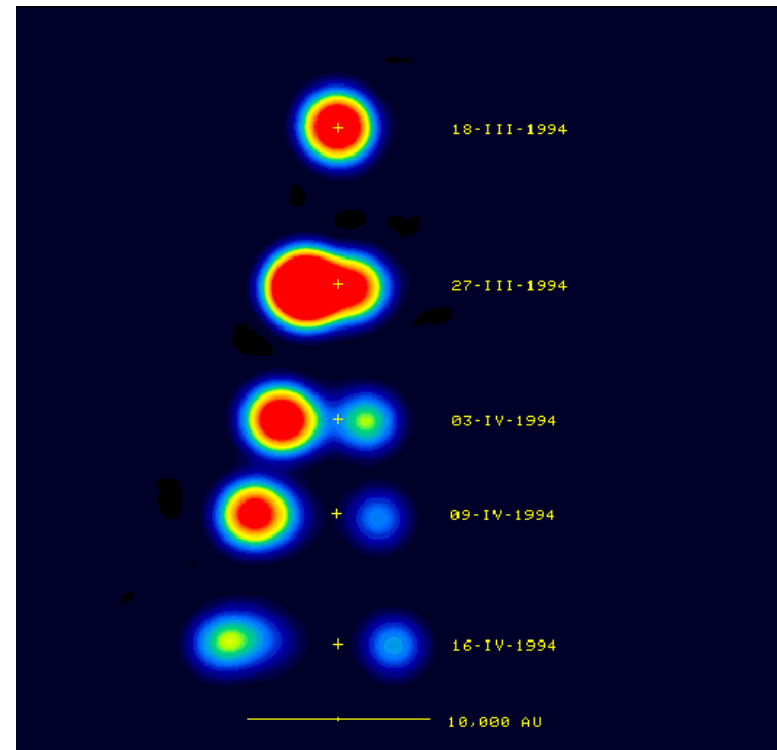
Bardzo różne klasy obiektów akreujących wyrzucają część materii w postaci wąskich, skolimowanych strug plazmy, często (choć nie zawsze) o relatywistycznych prędkościach. Przykłady to:

- YSO – Young Stellar Objects (Młode Obiekty Gwiazdowe)
- SSXS – Super Soft X-ray Sources (akreujące białe karły, znaczne tempa akrecji)
- mikrokwazary
- radiowo głośne kwazary
- błyski gamma

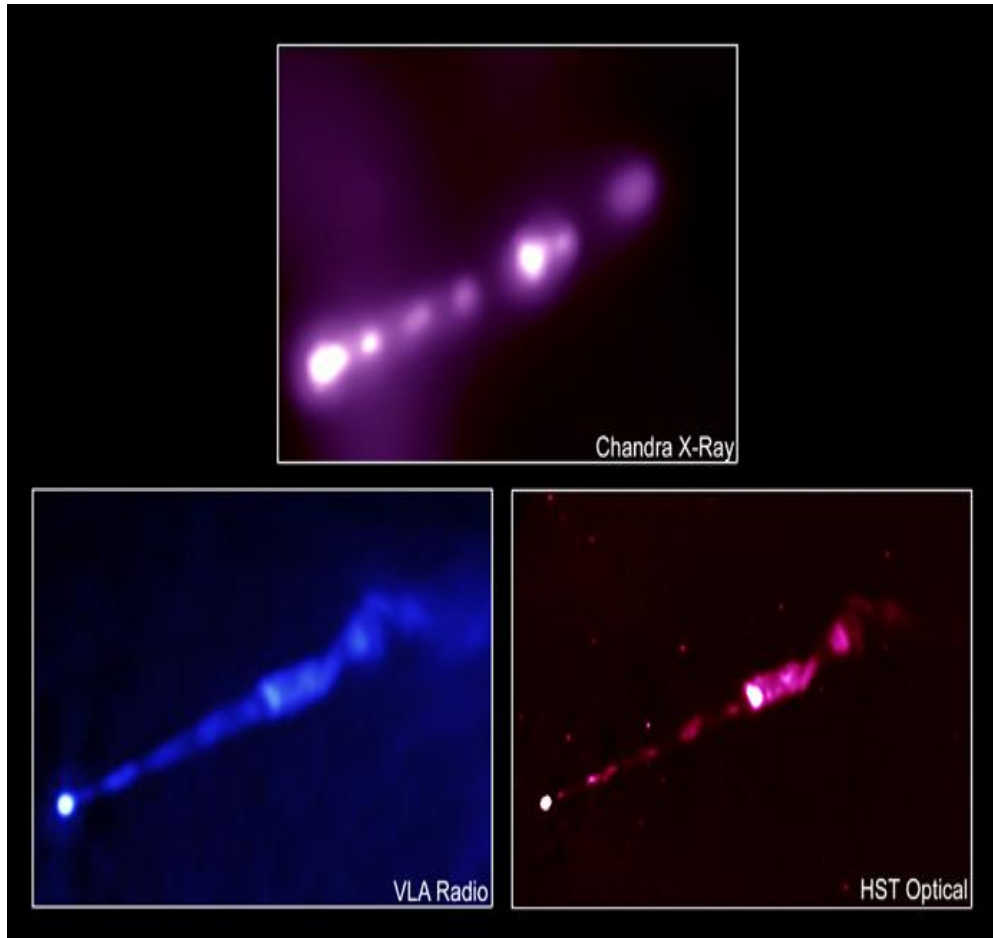
Czyli niemal wszystkie akreujące obiekty (gwiazdy ciągu głównego, białe karły, gwiazdy neutronowe, czarne dziury) są zdolne do produkcji dżetów, choć statystycznie tylko w ok. 10 % obiektów dżety rzeczywiście powstają. Jedyną klasą obiektów, które mają dyski akrecyjne, ale konsekwentnie nigdy nie wykazują dżetów są CV.



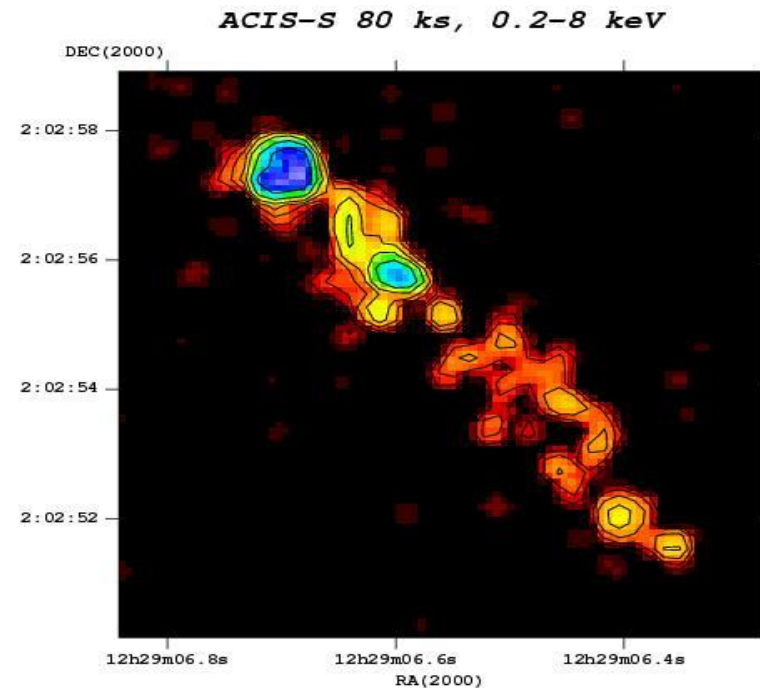
Przykłady obserwacji YSO przez HST (z lewej), sekwencja map radiowych mikrokwazara GRS1915+105 z prawej.



4. Dżety c.d.



Mapy radiogalaktyki M87 w różnych zakresach widmowych (obok) oraz obserwacja jasnego kwazara 3C 273 przez satelitę Chandra.



Powstawanie dżetu praktycznie wszystkie teorie wiążą właśnie z polem magnetycznym, i jest ono potrzebne na trzech kolejnych etapach formowania dżetu:

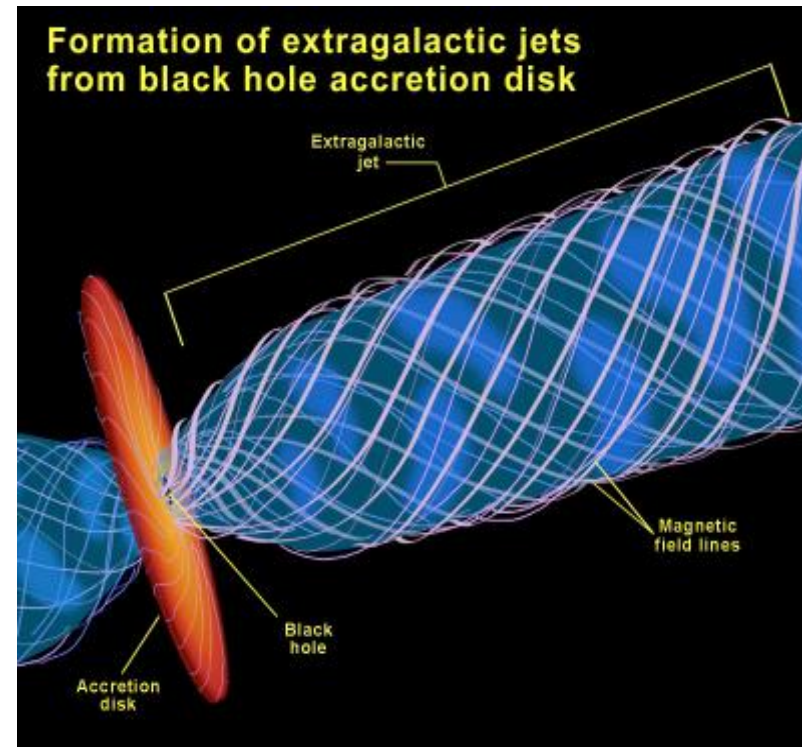
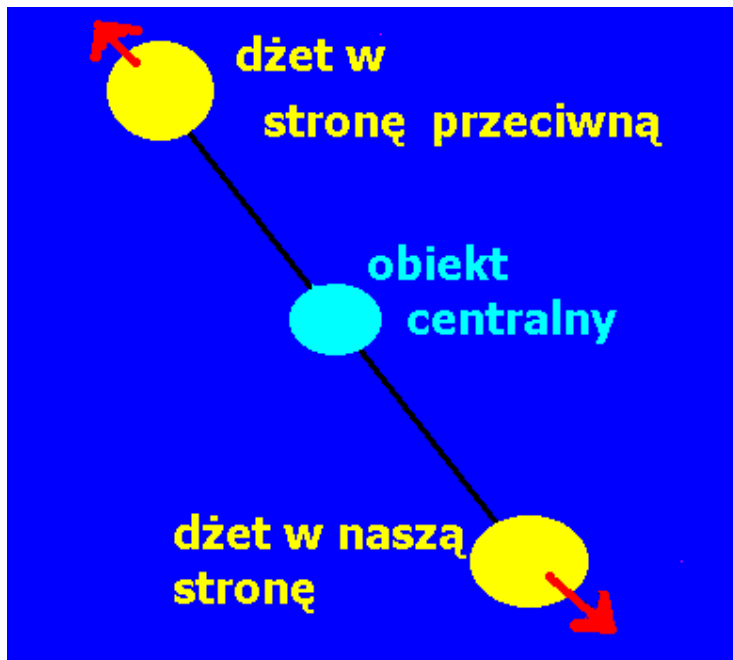
- wyzwalanie wyrzutu materii poprzez rozwój niestabilności magnetohydrodynamicznych, fal uderzeniowych lub turbulencji w dysku
- przyspieszanie wyrzucanej plazmy
- kolimacja dżetu (zachodzi najprawdopodobniej na dalszych odległościach)

Brak dżetów w wielu obiektach może oznaczać brak warunków do wypływu plazmy, albo tylko brak efektywnej kolimacji.

4. Dżety c.d.

Nie ma jasności co do szczegółów tych etapów, i czy pole magnetyczne rzeczywiście na wszystkich gra decydującą rolę. Nie ma też jasności co do tego, czy dżety są zdominowane przez protony, czy przez pary elektronowo-pozytonowe, a może wogóle są zdominowane przez tzw. strumień Poyntinga, przez analogię do pulsarów radiowych. Wtedy energia dżetu musiałaby pochodzić z energii rotacyjnej obiektu centralnego (np. spowalnianie czarnych dziur przez ekstrakcję energii).

Interesującym aspektem są tzw. **nadświatłne prędkości dżetu**, jakie obserwujemy w wielu radioźródłach, np. mikrokwazary czy 3C 273.



Jeżeli prędkość wyrzucanej materii jest parametryzowana przez β , kąt dżetu względem obserwatora jest dany przez θ , a odległość obiektu to D , mamy następujący wzór na prędkość kątową obu dżetów μ :

$$\mu = \frac{\beta \sin \theta}{1 \pm \beta \cos \theta} \frac{c}{D}$$

Pojawia się też asymetria jasności powierzchniowej:

$$\frac{S_a}{S_r} = \left(\frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} \right)^{k-\alpha}$$

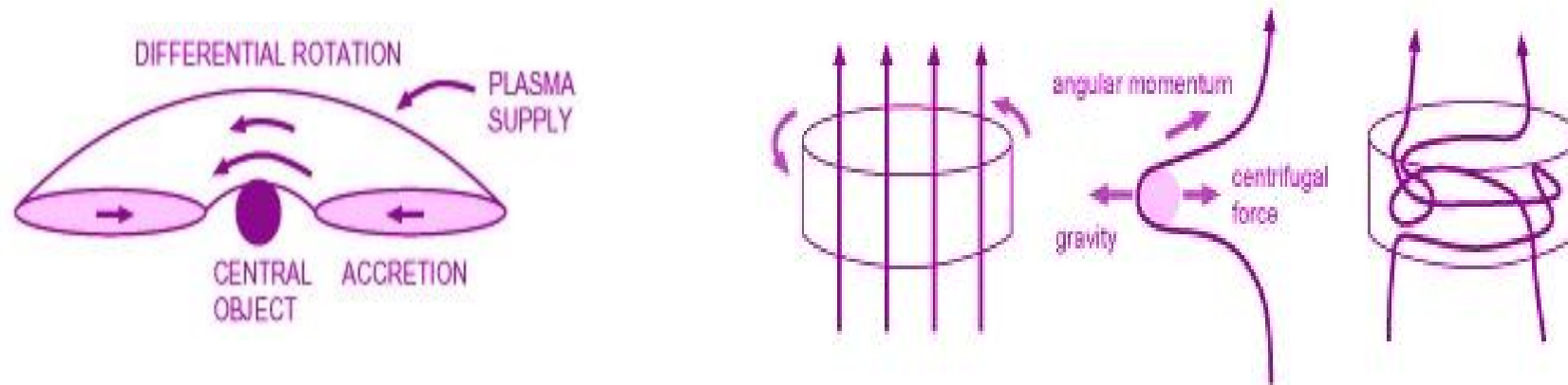
gdzie $k=2$ dla ciągłego dżetu, a $k=3$ dla blobów, a α określa nachylenie widma obiektu: $F_\nu \propto \nu^\alpha$

5. MRI – mechanizm lepkości

Zachodzenie akrecji w dysku wymaga działania lepkości. Od dawna wiadomo było, że lepkość ta musi być o wiele rzędów wielkości większa od zwykłej lepkości mikroskopowej działającej w wyniku zderzeń cząstek. Już w pracy Shakura & Sunyaev (1973) wiązano współczynnik α z turbulencją albo z polem magnetycznym. Dla turbulencji:

$$\eta := \rho l_{turb} v_{turb} = \alpha \rho H v_s$$

Skoro wymagane α jest rzędu 0.01 – 0.1 to efekt jest makroskopowy, rozmiar turbulencji niewiele mniejszy od grubości dysku H , a prędkość elementu turbulentnego niewiele mniejsza od prędkości dźwięku. Długo szukano odpowiedniego mechanizmu. Znaleźli go Balbus i Hawley (1991) – była to niestabilność związana z narastaniem pola magnetycznego w różniczkowo rotującym ośrodku. Potem okazało się, że mechanizm tej niestabilności był znany znacznie wcześniej, ale w innym kontekście, jako niestabilność magnetorotacyjna (magnetorotational instability - MRI).

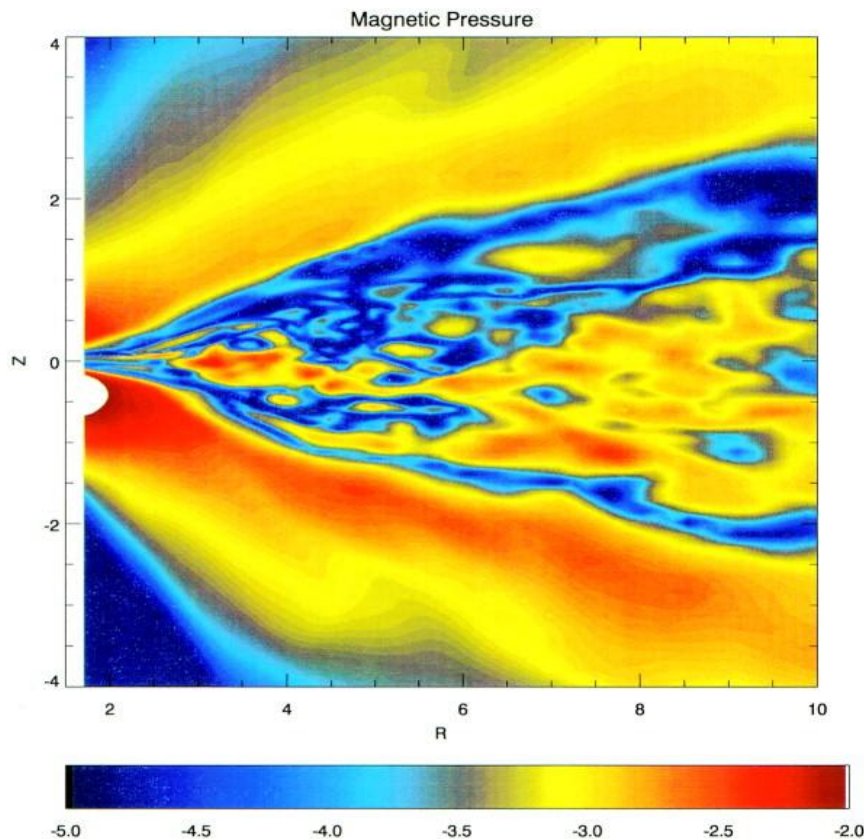


Powiedzmy, że mamy różniczkowo rotujący dysk, a w nim początkowe niewielkie pole magnetyczne prostopadłe do dysku. Jeżeli teraz mały element cieczy wysuniemy na zewnątrz, to pole magnetyczne będzie się starało mu zapewnić rotację z tą samą prędkością kątową, co poprzednio (linia pola 'trzyma element'). Jednak w tym momencie element ma większy moment pędu niż potrzebny na nowej orbicie (jeśli Ω maleje na zewnątrz, a tak jest w dysku keplerowskim) i element będzie chciał jeszcze bardziej się oddalić. Niestabilność narasta. Dalej, w miarę odsuwania się elementu i rozciągania linii sił pola pole trzymające element słabnie, włącza się efekt rotacji różniczkowej, pole zapętla się, a zarazem następuje oddanie przez element części momentu pędu. W miarę zapętlenia pole też narasta, jak w dynamo. W sumie powstaje sytuacja bardzo turbulentna i następuje transport momentu pędu.

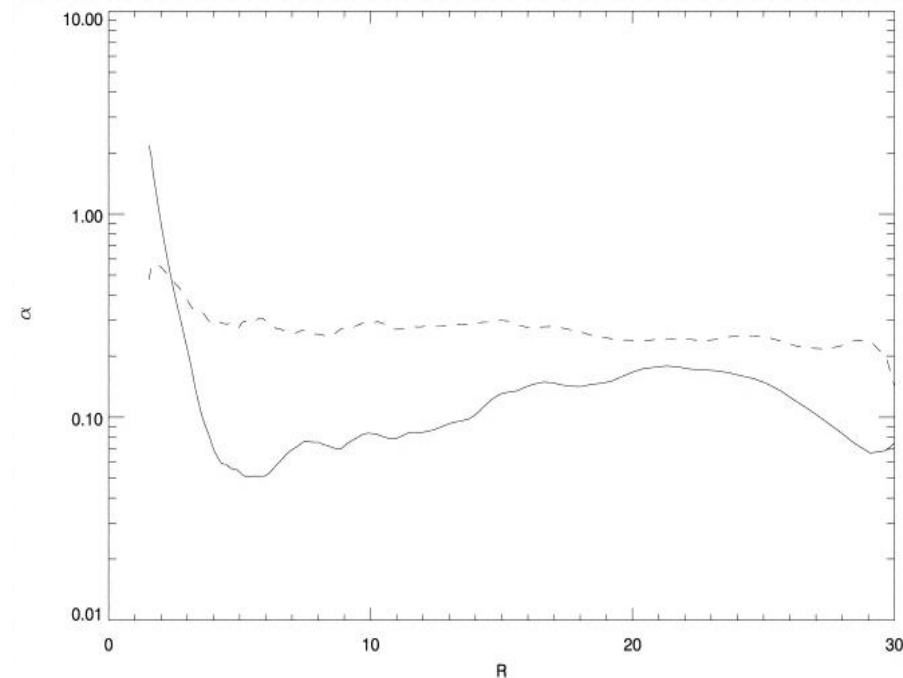
5. MRI – mechanizm lepkości

Rozwój niestabilności aż do momentu osiągnięcia stanu stacjonarnego można śledzić, wykonując trudne 3-D symulacje MHD. Obok jest przykład, choć w kontekście dysku galaktycznego, i tam później (po $t=4.1$) samograwitacja ma wpływ na rozwój sytuacji.

Odpowiednie rachunki dla dysku akrecyjnego pozwalają wyznaczyć w ten sposób α . Modele nie są jeszcze w pełni zadowalające, ponieważ (i) nawet najlepsze ostatnie rachunki trwają zaledwie kilka termicznych skal czasowych, nie osiąga się zatem lepkiej skali czasowej (ii) chłodzenie uwzględniane ostatnio jest bardzo uproszczone (bez komptonizacji) (iii) rachunki są najczęściej lokalne w promieniu i mogą mieć efekty związane ze specyficznymi warunkami brzegowymi.



Wyniki z pracy Hawley & Krolik (2001) – rozkład ciśnienia magnetycznego oraz efektywne α w funkcji promienia, uśrednione po czasie



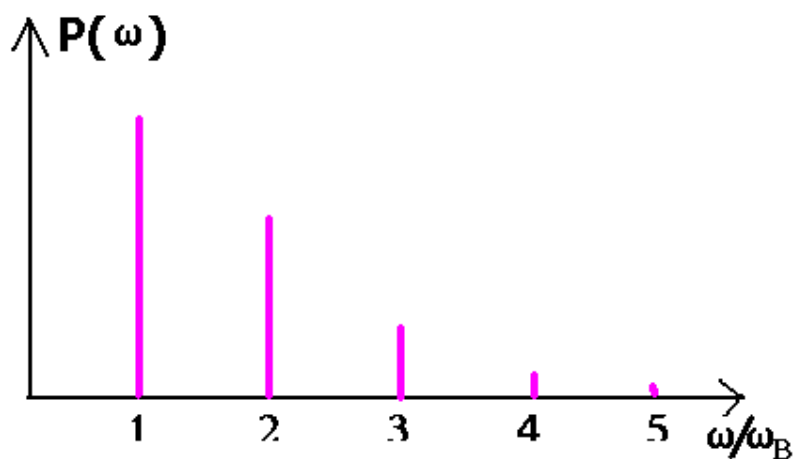
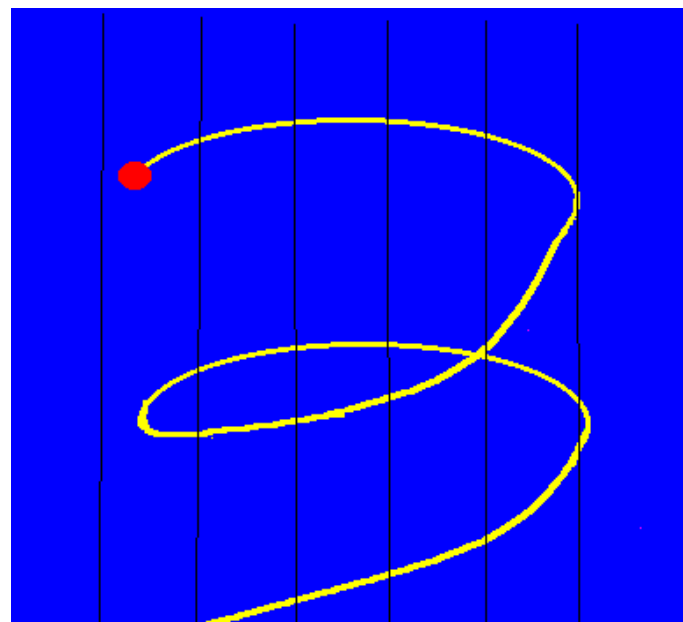
6. Promieniowanie cząstek w polu magnetycznym

Cząstki w jednorodnym polu magnetycznym poruszają się po helisie. Ruch po okręgu, czyli z przyspieszeniem, z kolei prowadzi do emisji promieniowania.

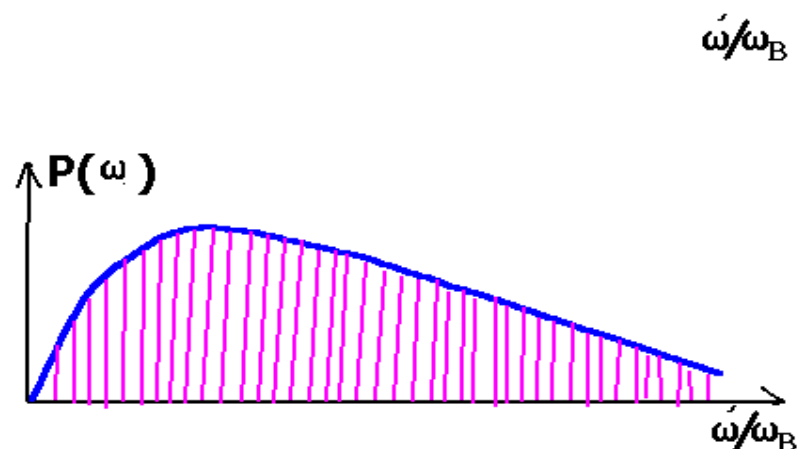
$v/c \ll 1$ emisja cyklotronowa częstość cyklotronowa $\omega_B = \frac{qB}{\gamma m c}$

$v/c \sim 1$ emisja synchrotronowa $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}}$

Wzrostowi prędkości odpowiada stopniowa zmiana charakteru emisji. Dla małych prędkości dominuje emisja o częstości ω_B , stopniowo coraz większą rolę odgrywają kolejne harmoniki: $2\omega_B$, $3\omega_B$ itd.



Umiarkowana prędkość



Prędkość relatywistyczna – emisja synchrotronowa

6. Promieniowanie cząstek w polu magnetycznym c.d.

Wydajność emisji synchrotronowej:

Całkowita (przełączowana po częstości) moc promieniowania pojedynczego elektronu:

$$P = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_B \quad U_B = \frac{B^2}{8\pi}$$

Wydajność tego procesu możemy porównać z efektywnością komptonizacji. Jeżeli elektron jest nierelatywistyczny, to efektywność chłodzenia go była dana wzorem

$$y = \frac{4kT - \epsilon}{mc^2} \tau(\tau + 1)$$

dla plazmy relatywistycznej mamy nieco inną zależność od temperatury

$$y = \left(\frac{4kT}{mc^2} \right)^2 \tau(\tau + 1) \quad \text{oraz związek} \quad \gamma^2 = 12 \left(\frac{kT}{mc^2} \right)^2$$

I w takim razie moc promieniowania pojedynczego elektronu możemy zapisać jako

$$P = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_\gamma \quad U_\gamma \text{ oznacza gęstość energii miękkich fotonów.}$$

Mamy zatem bardzo proste porównanie:

$U_B \gg U_\gamma$ dominuje chłodzenie przez promieniowanie synchrotronowe

$U_B \ll U_\gamma$ dominuje chłodzenie przez promieniowanie komptonowskie

6. Promieniowanie cząstek w polu magnetycznym c.d.

Widmo promieniowania synchrotronowego dla potęgowego rozkładu relatywistycznych elektronów:

Jeżeli relatywistyczne elektrony powstają w falach uderzeniowych, np. w dżetach, to mają mniej więcej potęgowy rozkład, czyli liczna elektronów mających czynnik Lorentza γ to

$$N(\gamma) d\gamma = C \gamma^{-p} \quad \text{dla} \quad \gamma_{min} < \gamma < \gamma_{max}$$

a widmo promieniowania ma nachylenie

$$P(\nu) \propto \nu^{-\frac{p-1}{2}} \quad \text{a typowa wartość } p \text{ to } 2 - 3$$

Ten czynnik γ odpowiada chaotycznym prędkościom elektronów i w radioźródłach czy dżetach przyjmują wartości rzędu 10^3 , znacznie większe niż prędkości systematyczne dżetów – te są zwykle oznaczane przez Γ i osiągają wartości rzędu 10 (dla mikrokwarzarów i radiowo głośnych AGN) czy kilkuset (GRB).

SSC – synchrotron self-Compton

Jeżeli mamy mało miękkich fotonów, np. gdy dżet jest daleko od dysku lub obiekt nie ma optycznie grubego dysku, albo gdy mamy akrecję typu ADAF, to elektrony w obecności pola magnetycznego mogą tworzyć fotony synchrotronowo, a następnie jeszcze je komptonizować, traktując jak miękkie fotony. Takie modele są rozważane, a przewidywane widmo promieniowania ma charakter dwuskładnikowy.

