

Transfer promieniowania

1. Widmo stacjonarnego dysku keplerowskiego w przybliżeniu ciała doskonale czarnego

Na poprzednim wykładzie pokazaliśmy, że strumień promieniowania z jednostki powierzchni takiego dysku nie zależy od natyry lepkości i wynosi

$$F_{rad}(r) = \frac{3GM}{8\pi r^3} M \left[1 - \left(\frac{R_{inn}}{r} \right)^{1/2} \right]$$

Wewnętrzny warunek brzegowy to:

- dla białego karła lub gwiazdy ciągu głównego $R_{in} = R_*$
- dla gwiazdy neutronowej $R_{in} = \max(R_*, 3R_{Schw})$; R_* zależy od równania stanu
- dla nierotującej czarnej dziury $R_{in} = 3R_{Schw}$
- dla rotującej czarnej dziury $0.5 R_{Schw} < R_{in} < 3R_{Schw}$ (w zależności od a przy korotacji)

Dla gwiazdy trzeba dodatkowo uwzględnić warstwę brzegową, ale tym nie będziemy się zajmować.

Warunek konsystencji opisu: $M \ll M_{Edd}$, dysk geometrycznie cienki i optycznie gruby.

Oznacza to znajomość tzw. temperatury efektywnej w funkcji promienia dysku: $\sigma T_{eff}^4 = F_{rad}$

Widmo dysku keplerowskiego w przybliżeniu ciała doskonale czarnego

Jeśli powierzchnia dysku świeci jak ciało doskonale czarne, wtedy obowiązuje prawo Stefana-Boltzmana

$$T = T_{\text{eff}}$$

a natężenie promieniowania w funkcji częstości opisane jest przez funkcję Plancka

$$B_{\nu}(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

W przypadku dysku akrecyjnego $T=T(r)$, a strumień promieniowania, jaki dochodzi do obserwatora będącego w odległości D i widzącego dysk pod kątem i (inklinacja) jest równy

$$F_{\nu} = \frac{\cos i}{D^2} \int_{R_{\text{inn}}}^{R_{\text{out}}} B_{\nu}(T(r)) 2\pi r dr$$



Jest to strumień obserwowany na częstości ν . Wzór nie uwzględnia skończonej grubości dysku.

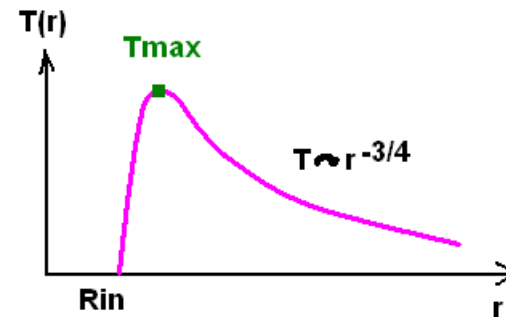
Z tego wzoru, łącznie z przepisem na temperaturę w funkcji promienia, otrzymujemy widmo dysku.

(a) Zależność temperatury od promienia dysku

$$T(r) = T_0 \left[1 - \left(\frac{R_{\text{inn}}}{r} \right)^{1/2} \right] \left(\frac{R_{\text{inn}}}{r} \right)^{3/4}$$

$$T(R_{\text{inn}}) = 0 \quad T(r) \approx T_0 (r/R_{\text{inn}})^{-3/4} \text{ dla dużych } r$$

$$T_{\text{max}} = T(r = \frac{49}{36} R_{\text{inn}}) = 0.488 T_0$$



Widmo dysku keplerowskiego w przybliżeniu ciała doskonale czarnego

Korzystając z naturalnych dla akrecji jednostek, otrzymujemy wartość maksymalnej temperatury w dysku

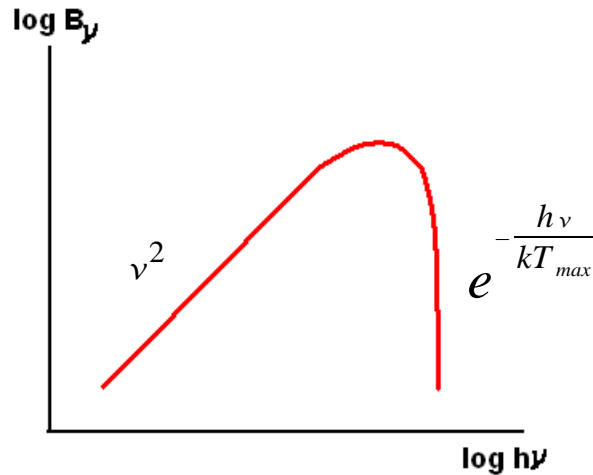
$$T_{max} = 6.2 \times 10^6 K \left(\frac{L}{L_{Edd}} \right)^{1/4} \left(\frac{Ms}{M} \right)^{1/4} \left(3 \frac{R_{Schw}}{R_{inn}} \right)^{3/4}$$

i możemy to porównać z najprostszym oszacowaniem T dla sferycznej symetrii:

$$T_{bb} = 4 \times 10^7 K \left(\frac{L}{L_{Edd}} \right)^{1/4} \left(\frac{Ms}{M} \right)^{1/4} \left(\frac{R_{Schw}}{R_{gw}} \right)^{3/4}$$

Temperatura dyskowa jest nieco niższa.

(b) widmo ciała doskonale czarnego o temperaturze $T = T_{max}$



dla małych częstości:

$$h\nu \ll kT_{max}, \quad \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_{max}}\right) = 1 + \frac{h\nu}{kT_{max}} - 1$$

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \propto \frac{\nu^3}{\nu} \propto \nu^2$$

Widmo dysku keplerowskiego w przybliżeniu ciała doskonale czarnego

(c) Kontrybucja od niższych dalszych części dysku o niższych temperaturach

Mamy wykonać całkę,

$$F_\nu = \frac{\cos i}{D^2} \int_{R_{inn}}^{R_{out}} B_\nu(T(r)) 2\pi r dr$$

więc wygodnie jest uporządkować zależność od r , a następnie dokonać zamiany zmiennych

$$\frac{h\nu}{kT(r)} = \frac{h\nu r^{3/4}}{kT_0 \left(1 - \sqrt{\frac{R_{inn}}{r}}\right) R_{inn}^{3/4}}$$

$$t = \frac{h\nu r^{3/4}}{kT_0 R_{inn}^{3/4}} \quad \text{czyli} \quad r = \left[\frac{kT_0 R_{inn}^{3/4}}{h\nu} t \right]^{4/3}$$

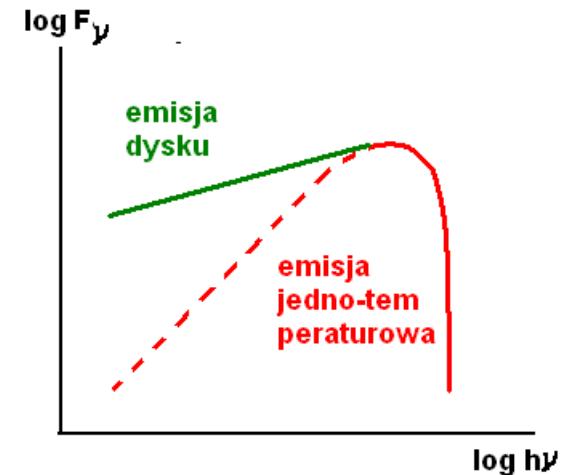
t jest nową zmienną

$$\nu^{3-8/3} = \nu^{1/3} \quad \int_{t_{inn}}^\infty \dots = \int_0^\infty \dots \quad \text{jeśli} \quad \frac{h\nu}{kT_0} \text{ małe}$$

i otrzymujemy charakterystyczną zależność widma dysku od częstości,

$$F_\nu \propto \nu^{1/3} \frac{\cos i}{D^2} (M M)^{2/3}$$

z normalizacją zależną od masy i tempa akrecji, oraz i , D .



Widmo dysku keplerowskiego w przybliżeniu ciała doskonale czarnego

(d) Wyznaczanie masy i tempa akrecji z widma dysku

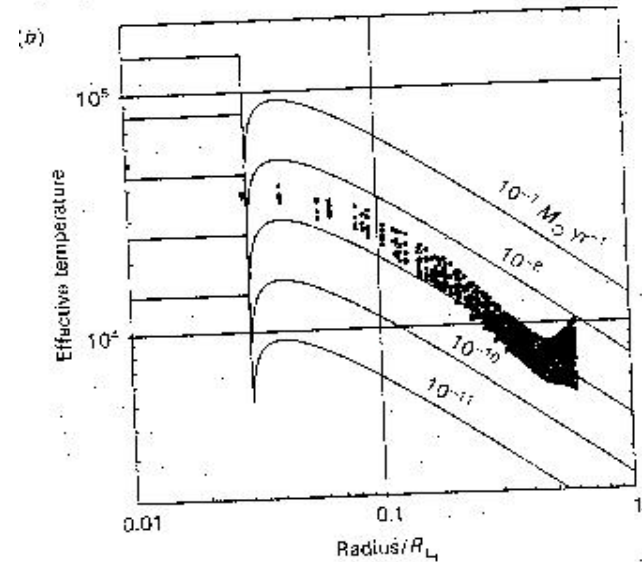
Jeżeli tylko obserwujemy część potęgową, to nie możemy z niej niezależnie wyznaczyć masy i tempa akrecji, jest też zależność od kąta obserwacji. Aby wyznaczyć obie wielkości z obserwacji, musimy mieć:

- ocenę inklinacji i
- normalizację części długofalowej
- **położenie maksimum**

2. Widmo dysku – próba porównania z obserwacjami

(a) nowe karłowate

Jest to podklasa zmiennych kataklizmicznych, t.j. układów podwójnych składających się z białego karła i gwiazdy ciągu głównego (dawca). Promień białego karła to ok. 10^4 km. Maksimum emisji dysku przypada na zakres optyczny i UV. Typowa temperatura maksymalna dysku: kilkadziesiąt tysięcy stopni K. W układach, które są zaćmieniowe, można wyznaczać nie tylko widmo, ale profil temperatury bezpośrednio z obserwacji. Otrzymujemy dobrą zgodność z otrzymanym przepisem na $T_{\text{eff}}(r)$ w trakcie wybuchu, bo wtedy sytuacja jest w dobrym przybliżeniu stacjonarna. Warstwa brzegowa przy białym karle świeci w zakresie rentgenowskim, pochodzi od optycznie cienkiej termicznej plazmy. Nie jest tak pomiędzy wybuchami.



Odtworzenie profilu temperatury z przebiegu zaćmień w Z Cha (from Horne & Marsh (1986))

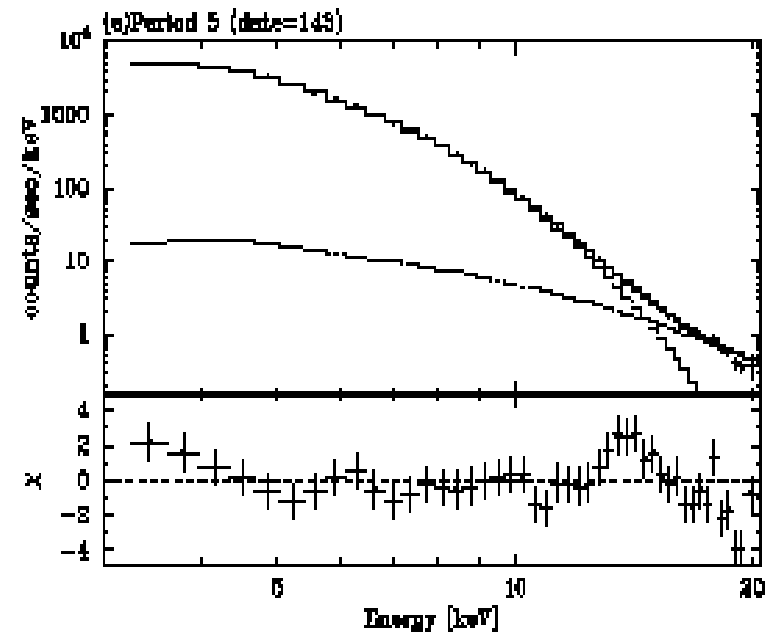
2. Widmo dysku – próba porównania z obserwacjami

(b) galaktyczne układy rentgenowskie

Galaktyczne układy rentgenowskie to układy z gwiazdą neutronową lub czarną dziurą jako obiektu akreującego i gwiazdą ciągu głównego jako dawcą. Gwiazda neutronowa ma typowo promień 10 km, gwiazdowa czarna dziura ma promień rzędu 30 km, a typowa temperatura maksymalna dysku to kilka milionów K, co przypada na zakres rentgenowski. To rodzi problemy. W układach z gwiazdą neutronową mamy silną emisję z warstwy brzegowej w tym samym zakresie widmowym, co emisja z dysku (zakres rentgenowski). W układach z czarną dziurą mamy problem z ekstynkcją międzygwiazdową, oraz (w opt/UV) z obecnością towarzysza.

Model widma dysku odtwarza stosunkowo dobrze obserwowane widmo rentgenowskie obiektów w tzw. stanie miękkim (przykład obok, z pracy Kubota i Makishima 2004), to znaczy gdy tempo akrecji jest dość duże. Nie widać jednak dobrze długofalowej części widma (absorpcja), jest też konieczność dodania dodatkowego składnika widmowego (widmo potęgowe), aby dobrze odtworzyć obserwacje.

Gdy tempo akrecji maleje, widmo zmienia charakter (składnik potęgowy zaczyna dominować), a wkład od dysku maleje i dla małych wartości tempa akrecji znika, i model standardowy traci zastosowanie, podobnie jak dla nowych karłowatych międzywybuchami.



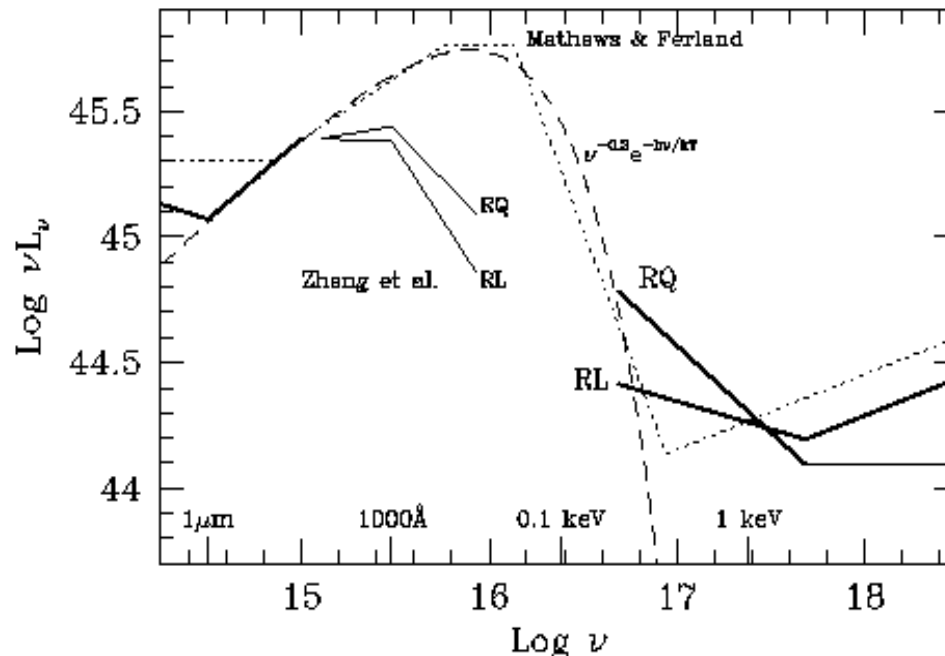
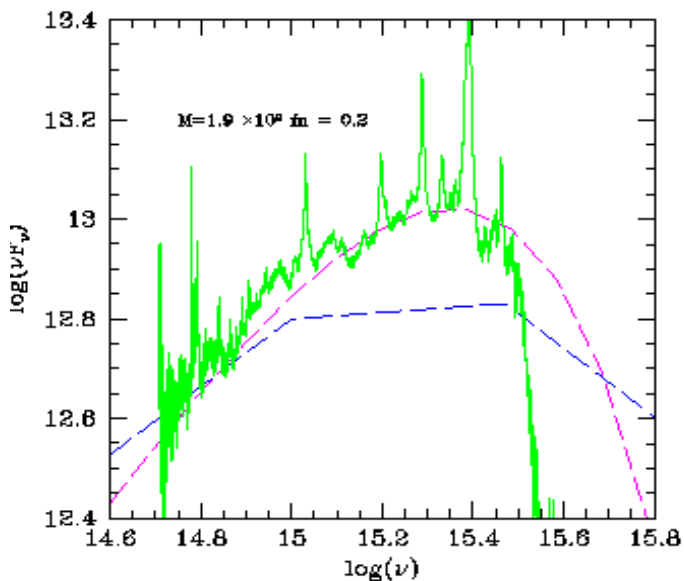
Dokładne wyznaczenie parametrów z obserwacji robi się poprzez 'dopasowywanie' ('fitowanie') modelu do danych, które mają w zakresie X postać zliczeń w poszczególnych kanałach energetycznych instrumentu. Kanały, szczególnie w starszych instrumentach, były szerokie i wzajemnie na siebie nachodziły. Jakość dopasowania określa się poprzez statystykę χ^2 .

2. Widmo dysku – próba porównania z obserwacjami

(c) aktywne jądra galaktyk

Tu mamy właściwie najgorszy problem, ponieważ maksimum widma przypada akurat na zakres widmowy między UV a X, gdzie ekstynkcja jest najsilniejsza.

Typowa temperatura maksymalna dysku to ok. 100 000 K. Problem najłatwiej ominąć konstruując tzw. kompozyty, czyli reprezentatywne widma otrzymane z obserwacji AGN o różnych przesunięciach ku czerwieni (przykład obok, kompozyt Laor et al. 1997). Model dysku akrecyjnego dobrze pasuje do kompozytu Francis et al. (1991) (obrazek niżej) składającego się z bardzo jasnych kwazarów.

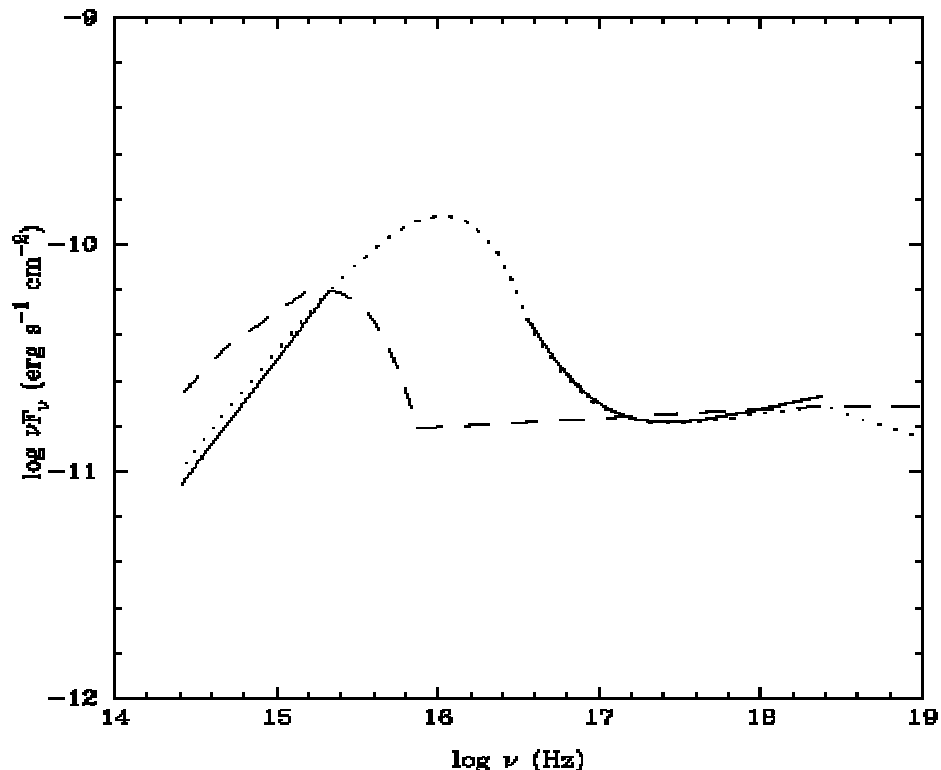


Z pewnością model dysku z grubsza pasuje do obserwowanego widma w zakresie optycznym i UV, i być może kontunuuje się do pewnego stopnia aż do zakresu rentgenowskiego, choć w zakresie miękkich X widmo spada za wolno w stosunku do modelu (powinno zanikać wykładniczo, a zanika potęgowo).

Nasze dopasowania nie są zatem zbyt precyzyjne, ale zasadniczo widmo dysku pasuje dość nieźle do obserwacji w zakresie optycznym i UV, gdzie aktywne jądra galaktyk emitują znaczącą część energii (ok. 50 %). Widmo dysku nie wyjaśnia pojawiającego się składnika potęgowego w zakresie rentgenowskim, podobnie jak to było w układach podwójnych.

2. Widmo dysku – próba porównania z obserwacjami

Dla pojedynczych obiektów przerwa UV/X jest większa. Ilustruje to schematyczne widmo obserwowane galaktyki Fairall 9.



Widmo obserwowane galaktyki Fairall 9 (linia ciągła) wraz z ekstrapolacją (linia kropkowana) z pracy Recondo-Gonzalez et al. (1997). Linia przerywana pochodzi z wcześniejszej pracy.

Widmo dysku może wyjaśnić znaczną część emisji, ale nie całość. Tak jak w układach podwójnych, problem pogłębia się wraz ze spadkiem tempa akrecji – im mniejsze tempo akrecji, tym większa rola składnika potęgowego, a mniejsza składnika, dobrze modelowanego przez emisję z dysku akrecyjnego. Ten składnik potęgowy rozciąga się w wielu obiektach galaktycznych i aktywnych jądrach galaktyk do ok. 100 keV, czasami dalej, pomiar jest trudny ze względu na liczbę fotonów w zakresie gamma.

Dysk akrecyjny nie może sięgać tak daleko, i generalnie optycznie gruba plazma nie może osiągać dostatecznie dużych temperatur (10^9 K), aby taka emisja była możliwa. Oznacza to, że optycznie grubemu dyskowi akrecyjnemu towarzyszy gorąca, optycznie cienka plazma, i jest to cechą charakterystyczną wielu (wszystkich) akreujących obiektów, przy czym względna rola obu tych ośrodków emisji zależy od tempa akrecji: im większe, tym bardziej dominuje dysk.

Lokalizacja tej optycznie cienkiej plazmy jest jednym z większych problemów w opisie akrecji.

3. Efekty ogólnej teorii względności

W opisie widma dysku wokół czarnej dziury pominęliśmy efekty OTW. Zarazem mamy pewne problemy z dopasowaniem kształtu widma:

- składnik potęgowy
- widmo jest zbyt płaskie w zakresie optycznym
- widmo w miękkim zakresie rentgenowskim z reguły nie spada wykładniczo, jak powinno.

⊃ czy na to może zaradzić szczegółowe uwzględnienie efektów OTW?

Spodziewane efekty:

- zakrzywienie torów fotonów, w tym efekt samoświetlenia geometrycznie cienkiego dysku, względna kolimacja fotonów w płaszczyźnie równikowej, osłabiająca zależność $F \sim \cos i$
- efekt Dopplera 'rozmywający struktury widmowe'
- wzrost temperatury maksymalnej dysku, gdy czarna dziura rotuje.

⊃ czasami się je uwzględnia, ale z reguły nie, ponieważ efekty relatywistyczne są ważne dla detali widmowych (linie emisyjne), ale nie za bardzo dla continuum. Do tego samego widma obserwowanego można na ogół dopasować tak samo rotującą jak i nierotującą czarną dziurę, tylko otrzymuje się w obu przypadkach inne wartości na masę czarnej dziury i tempo akrecji.

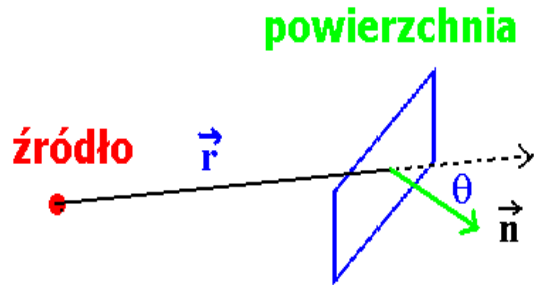
Znacznie potrzebniejsze są modele widma dysku nie zakładające, że dysk świeci jak ciało doskonale czarne, ale zarazem takie modele są znacznie trudniejsze do konstruowania. Sztuka budowy atmosfer dyskowych nadal jest właściwie słabo zaawansowana. Na czym polega trudność?

4. Transfer promieniowania przez materię – szkic teorii

Transfer promieniowania pozwala m.in. na wyznaczenie strumienia promieniowania opuszczającego materię w funkcji częstości oraz profilu temperatury w ośrodku.

(a) transfer ogólnie

Podstawową wielkością jest natężenie promieniowania: $I_{\nu}(\vec{r}, \vec{n}, t)$



Jest to strumień energii dE na jednostkę powierzchni, na steradian, na jednostkę częstości i na jednostkę czasu

$$dE = I_{\nu} dA \cos\theta d\nu d\Omega dt$$

dI_{ν} nie zależy od odległości od źródła fotonów, jeśli nie ma strat (pochłaniania lub rozpraszania)

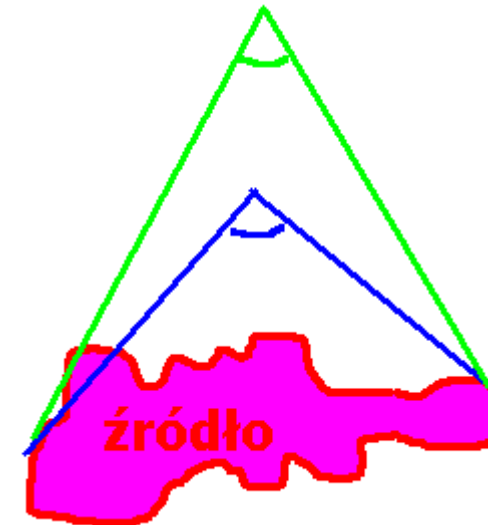
Strumień promieniowania to z kolei strumień energii dE na jednostkę powierzchni, na jednostkę czasu i na jednostkę częstości, zatem jest dany przez natężenie promieniowania jako

$$F_{\nu} = \int I_{\nu} \cos\theta d\Omega$$

i wielkość ta już zależy od odległości od źródła fotonów:

$$F_{\nu} \approx I_{\nu} \Delta\Omega \approx I_{\nu} \frac{S}{d^2}$$

Zatem zajmowanie się natężeniem to jakby zajmowanie się 'pojedynczym promieniem światła'. Jeśli pole jest izotropowe, to $I_{\nu} \neq 0$ ale $F_{\nu} = 0$.



4. Transfer promieniowania przez materię – szkic teorii

Jeżeli ukierunkowana wiązka światła przechodzi przez materię, to

$$\frac{d I_{\nu}}{ds} = -\alpha_{\nu} I_{\nu} + j_{\nu}$$

człon proporcjonalny do I_{ν}

ekstynkcja (absorpcja i rozpraszanie), a także stymulowana emisja, więc zasadniczo znak nie jest określony.

człon źródłowy – emisja spontaniczna materii

(fotonu o częstości ν) oraz przejście z innej wiązki w wyniku rozproszenia

Emisja ciała doskonale czarnego o temperaturze T to

$$I_{\nu} = B_{\nu}(T)$$

Emisja termiczna materii to taka emisja, która byłaby w równowadze z promieniowaniem ciała doskonale czarnego

$$\frac{d I_{\nu}}{ds} = 0 = -\alpha_{\nu} B_{\nu} + j_{\nu}$$

bez rozpraszania



$$j_{\nu} = \alpha_{\nu} B_{\nu}$$

prawo Kirchoffa
związek emisyjności z absorpcją

Problemy w rozwiązywaniu równania transferu biorą się z

- konieczności uwzględniania kierunku nawet w przybliżeniu płasko-równoległym
- nieelastycznego rozpraszania fotonów (mieszanie częstości w wyniku efektu Comptona)
- konieczności dobrego opisu emisji i absorpcji, z uwzględnieniem procesów atomowych, tzn. przejść swobodno-swobodnych (promieniowanie hamowania), przejść swobodno-związanych (jonizacja i rekombinacja) oraz związane-związanych (linie widmowe). Dobry program powinien zawierać tysiące linii widmowych.

4. Transfer promieniowania przez materię – szkic teorii

Sytuacja upraszcza się, jeśli chcemy rozważyć transfer promieniowania głęboko wewnątrz materii, na przykład we wnętrzu dysku akrecyjnego (lub gwiazdy)

(b) transfer w ośrodku optycznie grubym

Wyróżniamy wtedy kierunek wertykalny, prostopadły do płaszczyzny równikowej, a równanie transferu przepisujemy w postaci:

$$I_\nu = \frac{j_\nu}{\alpha_\nu} - \frac{\mu}{\alpha_\nu} \frac{\partial I_\nu}{\partial z}$$

funkcja źródłowa izotropowa człon nieizotropowy

Wzór na strumień promieniowania konstruujemy z podanego poprzednio przepisu:

$$F_\nu = 2\pi \int I_\nu \mu d\mu$$

Zakładamy teraz, że emisja opisywana wzorem na ciało czarne: $I_\nu = B_\nu(T)$ i podstawiając, oraz całkując po kącie, otrzymujemy:

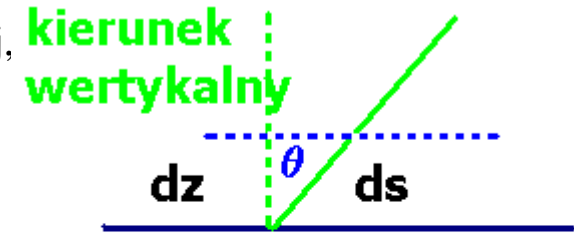
$$F_\nu = -\frac{4\pi}{3\alpha_\nu} \frac{\partial B_\nu}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial z}$$

Teraz całkujemy po częstotliwości, i wprowadzamy pojęcie średniej Rosselanda: i otrzymujemy w ten sposób równanie na profil temperatury w dysku:

$$F(z) = -\frac{16\sigma T^3}{3\alpha_R} \frac{\partial T}{\partial z}$$

$$\alpha_R = \rho(\kappa_{es} + \kappa_{absor}) \quad \text{rozpraszanie elastyczne!}$$

Tutaj średnia Rosselanda zawiera zarówno absorpcję, jak i rozpraszanie. Istnieją proste analityczne, ale mało dokładne wzory, lepiej używać wielkości dostępnych w postaci tabli, w funkcji gęstości i temperatury.



$$\mu = \cos \theta$$

$$dz = \frac{ds}{\mu}$$