

Mgr Krzysztof JAHN



Jedno z wielu możliwych kryteriów, według których możemy klasyfikować gwiazdy, wyróżnia wśród nich takie obiekty, które mają chromosferę. Do obiektów tych zaliczają się na ogół gwiazdy niezbyt gorące, o temperaturach powierzchniowych niższych od około 7000 K, a więc i Słońce. Chromosferę naszej gwiazdy znamy dość dobrze. Z odległości jednej jednostki astronomicznej możemy przecież prowadzić szczegółowe obserwacje procesów zachodzących w atmosferze Słońca oraz dokładnie badać jej strukturę.

Chromosfera jest niejednorodną warstwą gazu, leżącą między fotosferą a koroną. Jej podstawa jest ułożona z takim obszarem ponad fotosferą, w którym temperatura po osiągnięciu minimalnej wartości (dla Słońca $T_{min} = 4100$ K) rośnie z wysokością. W większej części chromosfery słonecznej temperatura wynosi około 10 000 K, by w tzw. obszarze przejściowym, pomiędzy chromosferą a koroną, gwałtownie wzrosnąć do około miliona kelwinów (rys. 1).

Chromosfera słoneczna oglądana na brzegu tarczy (podczas zaćmienia Słońca lub za pomocą koronografu) przypomina postrzępioną, czerwoną otoczkę. Swą barwę zawdzięcza dużej intensywności wodorowej linii $H\alpha$ o długości fali 6562,8 Å (a więc w czerwonej części widma). Natomiast „postrzępienie”, czyli niejednorodność tej otoczki wiąże się ściśle z mechanizmem powodującym, że chromosfera jest gorętsza od fotosfery. Pod powierzchnią i w fotosferze materia znajduje się w ciągłym, bardzo gwałtownym ruchu, który może być źródłem fal mechanicznych. W efekcie część energii spod powierzchni może być przeniesiona do atmosfery w postaci fal. Tam energia fal jest zamieniana na energię termiczną, co powoduje gwałtowny wzrost temperatury gazu. Proces ten jest szczególnie wydajny, gdy zachodzi w obecności pola magnetycznego. Generowane wówczas tzw. fale hydromagnetyczne są odpowiedzialne w głównej mierze za wzrost temperatury i występowanie gorącej chromosfery i korony w atmosferach gwiazdowych. Ponieważ pole magnetyczne nie jest rozłożone na Słońcu jednorodnie, lecz grupuje się w pewnych obszarach, ogrzewanie chromosfery nie jest równomierne, lecz odbywa się lokalnie. Nad obszarami fotosfery, w których pojawia się pole magnetyczne, ogrzewanie jest wydajne, w innych zaś rejonach bardzo słabe. Obok fal hydromagnetycznych dość wydajnym źródłem ogrzewania chromosfery mogą być rozbłyski. Znaczna część energii tych gwałtownych wybuchów w chromosferze Słońca jest zamieniana na energię termiczną, co powoduje (także lokalny) wzrost temperatury. Obydwa procesy decydują więc o tym, że temperatura i gęstość chromosfery są wysoce niejednorodne.

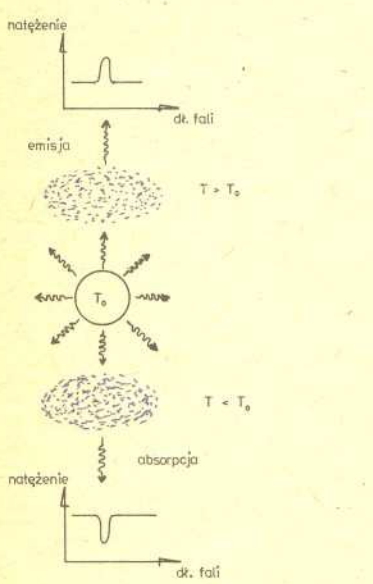
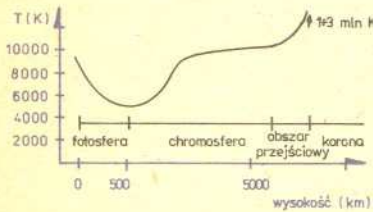
Bardzo mała odległość, jaka nas dzieli od Słońca, pozwala obserwować bezpośrednio chromosferę wraz z jej szczegółami. W przypadku innych gwiazd nie mamy takich możliwości. W jaki więc sposób można odkryć obecność chromosfery na odległej gwiazdzie, która dla obserwatora jest w zasadzie punktowym źródłem promieniowania? Odpowiedź kryje się we własnościach widma promieniowania, a dokładniej, we własnościach linii widmowych, które powstają w dość specyficznych warunkach.

W tym miejscu przyda się mała dygresja. Wyobraźmy sobie, że obserwujemy promieniowanie ciała doskonale czarnego o temperaturze T_0 przez warstwę gazu złożonego z atomów, które mogą pochłaniać bądź emitować światło o jednej tylko długości fali. Zatem po przejściu promieniowania przez tę warstwę może powstać tylko jedna linia widmowa. Ale czy będzie to linia absorpcyjna, czy też emisyjna? Jeśli gaz ma temperaturę T niższą od T_0 , to jego energia termiczna jest mniejsza od energii ciała promieniującego. Gaz taki może przyjąć jeszcze trochę energii absorbując kwanty promieniowania o odpowiedniej długości fali (odpowiadającej jedynej możliwej linii, jak założyliśmy). Kwanty są pochłaniane, więc powstaje linia absorpcyjna. Jeśli natomiast $T > T_0$, to gaz ma energię większą od energii źródła promieniowania i nie tylko nie pochłonie padających nań kwantów, lecz sam będzie emitował. Zobaczymy więc linię emisyjną. Innymi słowy, linia widmowa powstająca w warstwie gazu o pewnej temperaturze T jest absorpcyjna, jeśli widzimy ją na tle ośrodka o temperaturze wyższej. Staje się natomiast linią emisyjną, jeśli promieniujące tło jest chłodniejsze (rys. 2).

W przypadku gwiazd z chromosferami mamy do czynienia z kombinacją obu efektów. Promieniowanie o rozkładzie ciągłym przechodzi przez fotosferę, w której temperatura gazu maleje, a następnie przez warstwy chromosferyczne o temperaturze znacznie wyższej od temperatury fotosferycznej. W pierwszym obszarze atomy gazu pochłaniają odpowiednie kwanty promieniowania tworząc liniowe widmo absorpcyjne, w drugim zaś takie same kwanty są emitowane, co powoduje, że tworzą się linie emisyjne. Złożenie tych efektów sprawia, że wewnątrz profilu absorpcyjnego linii, powstającego w fotosferze, pojawia się emisja promieniowania pochodzenia chromosferycznego. Jest to tzw. emisja chromosferyczna w liniach widmowych.

Rys. 1. Schematyczny przebieg temperatury w atmosferze Słońca lub podobnej gwiazdy z chromosferą.

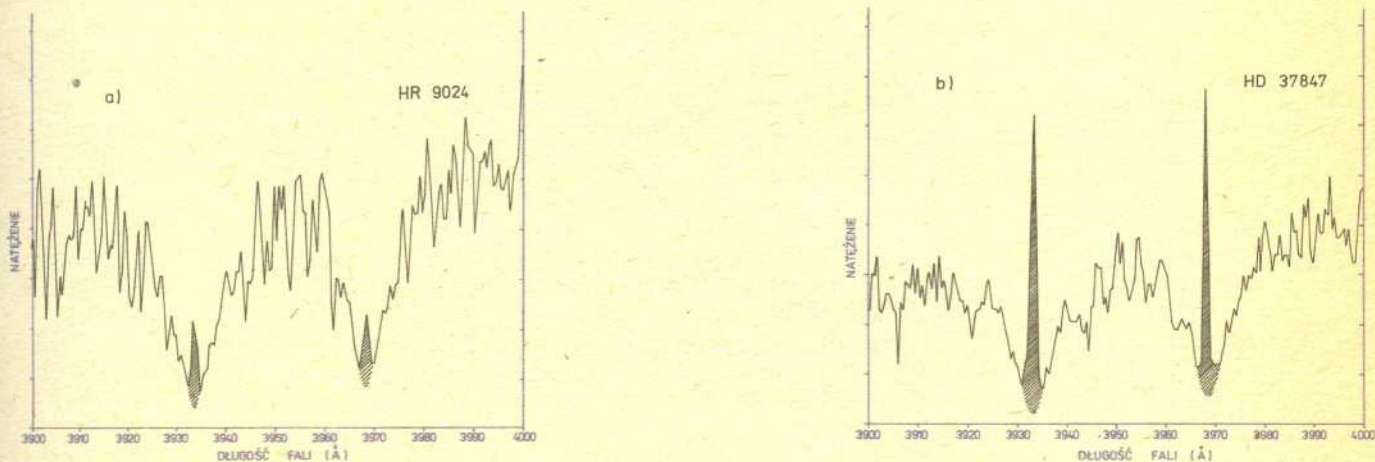
U podstawy atmosfery znajduje się obszar o niewielkiej grubości utożsamiany zazwyczaj z powierzchnią gwiazdy. Jest to fotosfera. Tutaj powstaje obserwowane widmo ciągłe promieniowania. Na Słońcu tę cienką warstwę gazu widzimy w postaci tarczy o wyraźnie zarysowanym, ostrym brzegu.



Rys. 2. Powstawanie linii absorpcyjnej lub emisyjnej w zależności od temperatury T gazu, przez który widzimy źródło promieniowania o temperaturze T_0 .



Wynikałoby z tego, że ponieważ Słońce ma chromosferę, to wszystkie linie absorpcyjne powinny charakteryzować się dodatkową emisją powstającą w gorącym obszarze atmosfery. Zaniepokojonego tym faktem Czytelnika spieszę uspokoić: dobrze znane liniowe widmo Fraunhofera naprawdę składa się z linii absorpcyjnych. W rzeczywistości bowiem proces powstawania emisji chromosferycznej jest daleko bardziej skomplikowany, toteż tylko w niektórych liniach pojawia się emisja promieniowania. Należą do nich między innymi tzw. linie H i K jednokrotnie zjonizowanego wapnia (CaII H+K), oraz linie h i k zjonizowanego magnezu (MgII h+k). Ich szczególną zaletą jest niezwykła czułość na wzrost temperatury w chromosferze — im gwałtowniejszy, tym większe natężenie emisji w tychże liniach. Linie wapnia mają jeszcze jedną zaletę. Odpowiadające im długości fal, 3933,66 Å i 3968,74 Å, leżą w zakresie promieniowania optycznego przepuszczanego przez atmosferę Ziemi. Umożliwia to prowadzenie obserwacji z Ziemi, czego nie można zrobić w przypadku leżących w ultrafiolecie linii MgII h+k. Tu jedynym wyjściem są obserwacje satelitarne; oczywiście prowadzone, lecz ze zrozumiałych względów znacznie mniej liczne.



Rys. 3. Widma dwóch gwiazd z chromosferami. Zakres długości fal, od 3900 do 4000 Å, obejmuje linie zjonizowanego wapnia CaII H+K. Zakresowane obszary odpowiadają emisyjnym częściom linii, tj. promieniowaniu powstającemu w chromosferze: a) stosunkowo „chłodnej” (słaba emisja), b) gorącej (silna emisja).

Znamy więc sposób na odkrywanie chromosfer odległych gwiazd. Polega on na wykryciu emisji promieniowania w pewnych liniach widmowych (na ogół w liniach CaII H+K). Jest to metoda bardzo prosta i efektywna. Trudno powiedzieć, ile jest znanych gwiazd z chromosferami. Jest to z pewnością liczba bardzo duża. W każdym razie ponad czterysta obiektów jest badanych dokładnie i systematycznie. Poza nielicznymi wyjątkami są to gwiazdy o temperaturach powierzchniowych niższych od 7000 K.

Badania emisji chromosferycznej dostarczają informacji nie tylko o samej chromosferze. Tak naprawdę to zwykle nie o samą chromosferę w tych badaniach chodzi. Jak pamiętamy, temperatura tej warstwy atmosfery zależy m.in. od pola magnetycznego. Toteż poziom emisji chromosferycznej stanowi dość dobrą miarę aktywności pola magnetycznego tych niezbyt gorących gwiazd. Ale to już jest trochę inny temat.

Rozwiązanie zadania F 195. Niech przez zwojnicę elektromagnesu płynie prąd $i_1 = I_1 \sin \omega t$ będący źródłem zmiennego pola magnetycznego. Zmiany tego pola indukują w pierścieniu siłę elektromotoryczną (SEM) indukcji

$$\mathcal{E} = -\mathcal{E}_0 \cos \omega t.$$

Zmienny prąd i_2 w pierścieniu jest źródłem SEM samoindukcji

$$\mathcal{E}_z = -L \frac{di_2}{dt}.$$

Z prawa Ohma wynika:

$$\mathcal{E} + \mathcal{E}_z = i_2 R, \text{ czyli}$$

$$(*) \quad -\mathcal{E}_0 \cos \omega t - L \frac{di_2}{dt} = i_2 R.$$

Rozwiązania szukamy w postaci

$$i_2 = -I_2 \cos(\omega t - \varphi).$$

Po podstawieniu do (*) otrzymujemy

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L}{R}$$

$$I_2 = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{\omega^2 L^2 + R^2}}.$$

W granicznym przypadku, gdy $R \rightarrow 0$, przesunięcie w fazie $\varphi = \pi/2$, co oznacza, że prąd w pierścieniu w każdej chwili płynie przeciwnie niż prąd w zwojnicy. Pola magnetyczne są zatem przeciwnie skierowane i pierścień jest odpychany. Gdybyśmy nie uwzględnili samoindukcji ($L = 0$), średnia siła działająca na pierścień byłaby równa zeru.



Rozwiązanie zadania M 431. Niech n będzie maksymalną liczbą rozłącznych czaszek kulistych o promieniu ε (odcinek AB na rysunku) na sferze. Trójkąty APB i ABC są podobne, stąd $\frac{\varepsilon}{r} = \frac{2}{\varepsilon}$, tj. $r = \frac{\varepsilon^2}{2}$. Pole czaszy kulistej ma się tak do pola sfery, jak AP do AC , czyli $\frac{AP}{AC} = \frac{r}{2} = \frac{\varepsilon^2}{4}$, stąd $n \frac{\varepsilon^2}{4} \leq 1$, więc $n \leq \frac{4}{\varepsilon^2}$.

Dla $\varepsilon = \frac{1}{20}$ mamy $n \leq 1600$. Wobec tego na sferze zmieści się co najwyżej 1600 rozłącznych czaszek o promieniu $\frac{1}{20}$. W takim razie 1600 czaszek o promieniu $\frac{1}{10}$ musi pokrywać całą sferę (w przeciwnym razie można by zmieścić więcej rozłącznych czaszek o promieniu $\frac{1}{10}$), co kończy dowód.

