

GWIAZDY

Marcin Kubiak

Spis treści

I. PROMIENIOWANIE I MATERIA	1
1. Promieniowanie	1
Natężenie promieniowania	2
Strumień promieniowania	5
Ciśnienie promieniowania	8
Gęstość promieniowania	9
Równanie transportu promieniowania	10
Promieniowanie ciała doskonale czarnego	16
Prawo Plancka	20
2. Gaz atomowy	24
Termodynamiczny opis gazu	24
Adiabata gazu fotonowego	26
Statystyczny opis gazu	27
Rozkład Boltzmanna	28
Rozkład Maxwella	30
Formuła jnizacyjna Sahy	33
Równowaga termodynamiczna i temperatura	36
Mieszanina gazów	39
Ciśnienie całkowite i ciśnienie elektronowe	43
Równanie stanu materii zdegenerowanej	44
Równanie stanu materii supergęstej	50
Gaz częściowo zjonizowany	52
3. Oddziaływanie promieniowania z materią	58
Procesy (przejścia) związane-związane	58
Poszerzenie linii	70
Profil Voigta	74
Krzywa wzrostu	76
Procesy związane-swobodne	85
Ujemny jon wodorowy	90
Rekombinacja promienista	92
Procesy swobodno-swobodne	94

Promieniowanie hamowania	96
Promieniowanie synchrotronowe	97
Rozpraszanie	100
Podwójny efekt Comptona	103
Rozpraszanie Rayleigha	104
Odwrotny efekt Comptona	105
Nieprzezroczystość materii	105
Modele atmosfer	106
Fotosfera, chromosfera, korona	114
II. PARAMETRY OBSERWACYJNE GWIAZD	117
4. Fotometria	117
Jasności gwiazd	117
Systemy fotometryczne	119
Krzywa poczerwienienia międzygwiazdowego	125
Wskaźniki niezależne od poczerwienienia międzygwiazdowego	131
Nadwyżka ultrafioletowa	137
Czterobarwny system uvby Strømgrena	139
System SDSS – Sloan Digital Sky Survey	143
Fotometryczne systemy satelitarne w nadfiolecie	144
5. Klasyfikacja widmowa	145
System klasyfikacji widmowej MK	146
Jasności absolutne (odległości)	149
Rozmiary kątowe gwiazd	151
Masy gwiazd	155
Temperatury efektywne i poprawki bolometryczne	157
Obserwacyjna zależność masa – jasność	164
6. Diagram Hertzsprunga–Russella	166
Diagram barwa – jasność dla gromad	168
Podsystemy i populacje gwiazd	178
7. Własności gwiazd różnych typów widmowych	186
Gwiazdy Wolfa–Rayeta (WR)	186
Jądra mgławic planetarnych	190
Gwiazdy typu O	193
Gwiazdy typu B	196

Gwiazdy Ae/Be Herbiga	201
Gwiazdy P Cygni	202
Osobliwe gwiazdy typu B	203
Gwiazdy typu A	206
Atmosfery gwiazd osobliwych	213
Gwiazdy późnych typów widmowych F, G i K	217
Gwiazdy typu M	224
Gwiazdy cyrkonowe, typu S	224
Gwiazdy węglowe	225
Gwiazdy typu T Tauri, RW Aurigae, T Orionis	230
Jasne niebieskie zmienne, LBV	234
Najjaśniejsze olbrzymy i utrata masy przez gwiazdy	237
Wiatry promieniste	239
Wiatry hydrodynamiczne	245
III. BUDOWA I EWOLUCJA GWIAZD	251
8. Trwałe konfiguracje gwiazdowe	251
Symetria sferyczna	251
Równowaga hydrostatyczna	252
Równowaga termiczna	257
Reakcje jądrowe we wnętrzach gwiazd	258
Tempo i wydajność reakcji jądrowych	261
Cykl proton-proton (cykl lub łańcuch pp)	265
Cykl CNO	268
Reakcje 3α	271
Synteza jąder ciężkich	274
Procesy s, r i p	276
Transport promienisty energii	277
Transport konwektywny	282
Równania budowy wewnętrznej	288
9. Ewolucyjne modele gwiazd	290
Kontrakcja na ciąg główny	290
Gwiazdy ciągu głównego	293
Modele gwiazd ciągu głównego	297
Ewolucja gwiazd masywnych	301
Ewolucja gwiazd o małych masach	307
Późne fazy ewolucji	309

Ewolucja gwiazd w gromadach	314
Konfiguracje zdegenerowane	305
Białe karły	318
Supernowe	323
Supernowa 1987A w Wielkim Obłoku Magellana	330
Gwiazdy neutronowe i pulsary	333
IV. GWIAZDY ZMIENNE	341
10. Gwiazdy podwójne	342
Gwiazdy podwójne spektroskopowe	345
Model Roche'a	351
Gwiazdy zaćmieniowe	356
Ewolucja układów podwójnych	360
Zaćmieniowe układy rozdzielone	362
Układy kontaktowe W UMa	364
Układy kataklizmiczne	366
Gwiazdy nowe	370
Nowe karłowate (U Gem)	371
Podwójne rentgenowskie	374
Gwiazdy symbiotyczne	376
11. Gwiazdy pulsujące	379
Równanie pulsacyjne	379
Mechanizm nieprzezroczystości	386
Obserwacje gwiazd pulsujących	389
12. Soczewkowanie grawitacyjne	405
soczewki pojedyncze	405
soczewki podwójne	413

I. Promieniowanie i materia

Zasadniczą część informacji o obiektach niebieskich pochodzi z analizy wysyłanego przez nie promieniowania elektromagnetycznego. Wszelka materia znajdująca się w temperaturze większej od zera bezwzględnego oraz każdy proces, w którym przejawiają się oddziaływania elektromagnetyczne, są źródłem nowego promieniowania, względnie modyfikują cechy fizyczne promieniowania już istniejącego.

Najogólniej mówiąc, w astrofizyce możemy mieć do czynienia z dwoma krańcowymi przypadkami: interesuje nas materia będąca bezpośrednim źródłem promieniowania i wówczas na podstawie tego promieniowania wnioskujemy o stanie fizycznym materii wysyłającej to promieniowanie (np. materii tworzącej gwiazdę, galaktykę, Słońce), albo też pierwotne źródło jest dla nas nieistotne, natomiast interesuje nas wynik przetworzenia tego promieniowania w innym obiekcie kosmicznym (np. przejście światła gwiazd przez rozproszoną materię międzygwiazdową, przetwarzanie promieniowania rentgenowskiego w ciasnych układach podwójnych itp.). Sytuacje takie prawie nigdy nie występują w stanie czystym: właściwości promieniowania są zawsze określone zarówno przez warunki fizyczne w źródle, jak i w materii, z którą promieniowanie to mogło oddziaływać na swej drodze do obserwatora.

1. Promieniowanie

Przy opisie cech promieniowania elektromagnetycznego wygodne jest odwoływanie się do któregoś z dwóch jego obrazów: do klasycznego obrazu falowego albo do kwantowego obrazu fotonów. Oba podejścia, choć wyraźnie różne, w rzeczywistości wzajemnie się dopełniają, a doraźne posłużenie się jednym z nich jest zazwyczaj kwestią wygody lub szczególnego kontekstu fizycznego.

W podejściu klasycznym promieniowanie elektromagnetyczne wyobrażamy sobie w postaci poprzecznych drgań pola elektrycznego i magnetycznego. Drgania te rozchodzą się w próżni po liniach prostych ze stałą prędkością, którą nazywamy prędkością światła. Między długością fali świetlnej λ , częstością drgań ν i prędkością światła c zachodzi znany z teorii ruchu falowego związek

$$\lambda\nu = c. \quad (1.1)$$

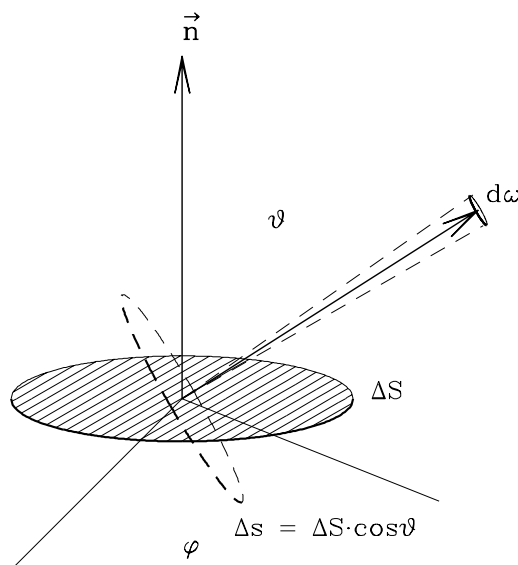
W przypadku promieniowania rozchodzącego się w ośrodku materialnym zamiast stałej c należy wstawić prędkość rozchodzenia się światła w tym ośrodku,

równą zgodnie z prawem Snella c/n , gdzie n jest współczynnikiem załamania światła w tym ośrodku względem próżni. Teoria falowa pozwala na pogłądowe i zgodne z intuicją wyjaśnienie wszystkich zjawisk ugięcia i załamania światła znanych z optyki geometrycznej. Do obrazu falowego odwołuje się również klasyczna teoria oddziaływania promieniowania z materią wynikająca z równań Maxwella. Klasyczne podejście falowe zawodzi jednak całkowicie przy próbach wyjaśnienia, w jaki sposób wraz z promieniowaniem przenoszona jest energia. Zgodnie z fizyką klasyczną energia przenoszona przez fale jest proporcjonalna do kwadratu amplitudy drgań. Zastosowanie tej zasady do drgań elektromagnetycznych pociągałoby za sobą wniosek, że ilość energii przenoszonej przez promieniowanie może zmieniać się w sposób ciągły od zera do dowolnie dużej wartości, zależnie od tego jak dużą amplitudę mają drgania generowane przez źródło. W skali makroskopowej obraz klasyczny jest zgodny z doświadczeniem – możemy np. zmieniać dowolnie jasność świecącej żarówki – staje się on jednak całkowicie zawodny w odniesieniu do zjawisk zachodzących w skali atomowej. Typowym przykładem może tu być *efekt fotoelektryczny*. Polega on na emisji swobodnych elektronów z powierzchni niektórych substancji metalicznych lub półprzewodnikowych pod wpływem padającego promieniowania elektromagnetycznego. Charakterystyczną (i mówiąc nawiasem, najczęściej wykorzystywaną w praktyce) cechą zjawiska jest istnienie progowej częstości promieniowania, powyżej której dopiero możliwa jest emisja elektronów. Promieniowanie o częstości mniejszej od progowej, niezależnie od tego jak duże byłoby jego natężenie, nie powoduje wysłania elektronów. Natomiast dla częstości większych od częstości progowej liczba uwalnianych elektronów jest wprost proporcjonalna do natężenia promieniowania. Zjawisko fotoelektryczne, a zwłaszcza istnienie częstości progowej, staje się zrozumiałe dopiero w obrazie kwantowym, zgodnie z którym promieniowanie elektromagnetyczne jest strumieniem kwantów, zwanych w tym przypadku fotonami, z których każdy niesie właściwą sobie energię $E_{h\nu}$. W doświadczeniu ujawniającym falowe własności promieniowania elektromagnetycznego kwant o energii $E_{h\nu}$ zachowa się jak fala o częstości ν związanej z energią kwantu za pomocą zależności

$$E_{h\nu} = h\nu, \quad (1.2)$$

gdzie h jest uniwersalną stałą Plancka. Całkowita energia niesiona przez promieniowanie elektromagnetyczne jest prostą sumą energii poszczególnych fotonów.

Natężenie promieniowania. Ilościowy opis pola promieniowania nie zależy jednak od tego, czy posłużymy się obrazem falowym czy kwantowym. Pojęciem pierwotnym dla tego opisu jest bowiem w obu przypadkach energia przenoszona przez promieniowanie. Codzienne doświadczenie poucza nas ponadto, że w ośrodkach o jednorodnych właściwościach optycznych światło porusza się wzdłuż



Rys. 1.1. Definicja natężenia promieniowania. Wiązka promieniowania biegnie w kierunku (ϑ, φ) prostopadle do elementu powierzchni $\Delta s = \Delta S \cdot \cos \vartheta$.

linii prostych. Fakt ten wykorzystuje się przy definiowaniu podstawowej wielkości charakteryzującej pole promieniowania, jaką jest jego *natężenie*.

Wyobraźmy sobie jasno oświetloną przestrzeń, którą we wszystkich kierunkach przenikają promienie świetlne (radiowe, podczerwone, rentgenowskie itp.). W przestrzeni tej umieszczamy mały płaski element o polu powierzchni ΔS , ustawiony w taki sposób, że kierunek prostopadły do powierzchni elementu jest określony przez wektor normalny \vec{n} (Rys. 1.1). Wybór takiego elementu jest jednoznaczny z wyborem układu współrzędnych, którego oś podstawowa pokrywa się z kierunkiem normalnym \vec{n} , zaś pozostałe dwie osie leżą w płaszczyźnie elementu powierzchni ΔS .

Do określenia każdego innego kierunku w tym układzie wystarczy podanie kątów ϑ, φ , określonych tak jak na Rys. 1.1. Kąt ϑ może przyjmować wartości od 0 do π , zaś kąt φ – od 0 do 2π . Spośród wszystkich promieni przecinających element powierzchni ΔS wybierzmy te, które leżą wewnątrz kąta bryłowego $\delta\omega$ wokół wybranego kierunku (ϑ, φ) czyli biegną prawie prostopadle do elementu powierzchni $\Delta s = \Delta S \cdot \cos \vartheta$.

Przyjmijmy ponadto, że promieniowanie jest monochromatyczne, tzn. jego częstość zawiera się w przedziale $\nu, \nu + d\nu$. Oznaczmy przez ΔE_ν energię przenoszoną przez to promieniowanie w czasie Δt .

Dokonując przejścia od skończonych (i dających się zmierzyć) przyrostów Δ

do nieskończenie małych przyrostów poszczególnych wielkości, możemy napisać następujące równanie będące definicją natężenia promieniowania:

$$I_\nu = \frac{dE_\nu}{dS \cos \vartheta \, dv \, d\omega \, dt} \quad (1.3)$$

Definicję tę można wyrazić słownie w następujący sposób:

Natężenie promieniowania monochromatycznego jest równe energii zawartej w jednostkowym przedziale częstości, przepływającej w jednostce czasu wewnątrz jednostkowego kąta bryłowego wokół kierunku (ϑ, φ) przez jednostkową powierzchnię prostopadłą do tego kierunku.

Natężenie promieniowania związane z energią przenoszoną we wszystkich częstościach nazywamy *natężeniem integralnym* i oznaczamy symbolem I (bez wskaźnika ν). Oczywiście

$$I = \int_0^\infty I_\nu \, dv. \quad (1.4)$$

W układzie SI jednostką natężenia monochromatycznego jest $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1}$, zaś natężenia integralnego – $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$. W układzie cgs odpowiednimi jednostkami są: $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1}$ oraz $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$.

Zwróćmy uwagę, że tak zdefiniowane natężenie jest określone dla wszystkich kierunków w przestrzeni, również dla promieni "ślizgających" się po powierzchni ΔS ; chociaż objętość stożka zawierającego promieniowanie jest wówczas równa zero – a tym samym równa zero jest również zawarta w nim energia – to nie jest tożsamościowo równy zero stosunek $\Delta E / \cos \vartheta$, który w granicy może przybierać wartości skończone. Łatwo jest również zauważyć, że po dokonaniu przejścia do wielkości nieskończenie małych, natężenie określone w danym punkcie przestrzeni i w ustalonym kierunku jest takie samo we wszystkich innych punktach przestrzeni leżących na tym samym kierunku, o ile tylko punkty te nie emitują ani nie absorbują energii promienistej. Oznacza to w szczególności, że w przypadku ciał niebieskich, których obserwowane tarcze świecące mają skończone rozmiary kątowe (jak np. Słońce), natężenie promieniowania pochodzące z małego wycinka powierzchni świecącej zmierzone na Ziemi ma taką samą wartość, jaką zmierzylibyśmy znajdując się przy samej powierzchni świecącej. Dzięki temu obserwacje wykonywane z powierzchni Ziemi pozwalają np. na określenie kierunkowego rozkładu promieniowania wysyłanego z powierzchni Słońca.

Zgodnie z przyjętą wyżej definicją natężenia promieniowania może ono być funkcją częstości, położenia i kierunku. Zależność od częstości, która charakteryzuje przede wszystkim fizyczne cechy samego promieniowania, zaznaczamy

zazwyczaj za pomocą wskaźnika v , pozostawiając w zależności funkcyjnej tylko wielkości bezpośrednio związane z polem, tzn. położenie r oraz kierunki (ϑ, φ) :

$$I_v = I_v(r, \vartheta, \varphi). \quad (1.5)$$

Pole promieniowania, w którym natężenie nie zależy od położenia, to nazywa się $I_v = I_v(\vartheta, \varphi)$, nazywamy *jednorodnym*, zaś pole promieniowania, którego natężenie nie zależy od kierunku, $I_v = I_v(r)$, nazywamy *izotropowym*.

Natężenie promieniowania jest pojęciem niezwykle użytecznym przy teoretycznym opisie zjawisk przenoszenia promieniowania i chociaż może wydawać się pojęciem nieco abstrakcyjnym, to jednak posiada prosty związek z wielkościami mającymi naturalny sens fizyczny, takimi jak strumień, ciśnienie i gęstość promieniowania.

Oczywisty sens fizyczny ma również *natężenie średnie*

$$J_v(r) = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_v(r, \omega) d\omega, \quad (1.6)$$

gdzie całkowanie odnosi się do wszystkich kierunków w przestrzeni. W szczególnym przypadku izotropowego pola promieniowania natężenie średnie $J_v(r)$ jest równe natężeniu $I_v(r)$.

Strumień promieniowania. Zgodnie z równaniem (1.3) ilość monochromatycznej energii promienistej przepływającej przez powierzchnię dS wewnątrz kąta bryłowego $d\omega$ w czasie dt jest równa

$$dE_v = I_v \cos \vartheta dS dv d\omega dt \quad (1.7)$$

Całkowaną energię przepływającą przez ten element powierzchni otrzymamy sumując przyczynki pochodzące od wszystkich możliwych wiązek, czyli całkując powyższe wyrażenie po wszystkich kierunkach ω ,

$$dE'_v = \int_{4\pi} I_v \cos \vartheta dS dv d\omega dt \quad (1.8)$$

Równanie to możemy napisać w postaci

$$F_v \equiv \frac{dE'_v}{dS dv dt} = \int_{4\pi} I_v \cos \vartheta d\omega = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi I_v \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta d\varphi \quad (1.9)$$

i uznać je za równanie definiujące strumień:

Strumieniem monochromatycznym promieniowania nazywamy ilość energii promienistej zawartą w jednostkowym przedziale częstości przepływającą w jednostce czasu we wszystkich kierunkach przez jednostkową powierzchnię umieszczoną w polu promieniowania.

Tak zdefiniowany strumień zależy od ustawienia powierzchni próbnej, lub mówiąc inaczej – zależy od wyboru kierunku normalnego \mathbf{n} .

Ze strumieniem monochromatycznym związany jest strumień integralny

$$F = \int_0^\infty F_\nu d\nu. \quad (1.10)$$

Jednostką strumienia monochromatycznego w układzie SI jest $\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$ (lub w układzie cgs: $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$). Jednostką strumienia integralnego jest W m^{-2} ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$). W radioastronomii powszechnie używaną jednostką strumienia jest *jansky*, $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$.

Zauważmy, że wyrażenie podcałkowe w równaniu (1.9) zmienia znak przy $\vartheta = \pi/2$. Dlatego też niekiedy jest wygodne podzielenie całego strumienia na dwie części, strumień dodatni płynący ”w górę”

$$F_\nu^+ = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_\nu \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta d\varphi \quad (1.11)$$

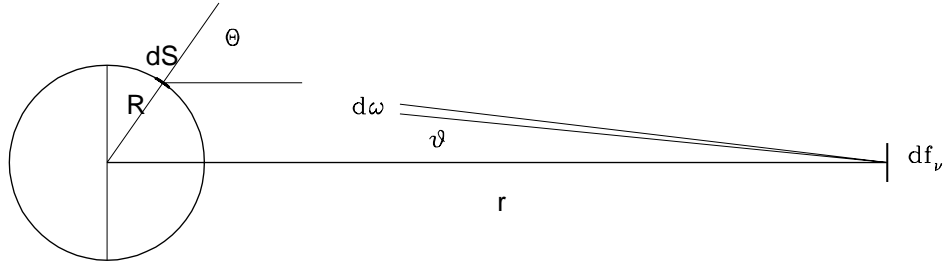
i strumień ujemny płynący ”w dół”

$$F_\nu^- = \int_0^{2\pi} \int_{\pi/2}^\pi I_\nu \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta d\varphi. \quad (1.12)$$

Zdarza się niekiedy, że kierunki ”w górę” i ”w dół” są wyróżnione w sposób naturalny, np. gdy z powierzchni pojedynczej gwiazdy promieniowanie wypływa na zewnątrz (wzdłuż promienia), natomiast żadne promieniowanie nie wpływa z zewnątrz pod jej powierzchnię. Najczęściej interesuje nas tylko dodatnia część strumienia, F_ν^+ , płynąca w stronę obserwatora.

Pojęcie strumienia znajduje naturalną ilustrację w przypadku gwiazd, gdy kątowa zdolność rozdzielcza przyrządów obserwacyjnych nie pozwala na rozróżnienie poszczególnych punktów na ich powierzchni. W sytuacji przedstawionej na Rys. 1.2 obserwator znajduje się w tak dużej odległości r od gwiazdy, że wszystkie odbierane od niej promienie są w przybliżeniu równoległe.

Element dS na powierzchni gwiazdy wysyła w kierunku obserwatora wiązkę promieniowania o natężeniu $I_\nu(\Theta, \Phi)$, która padając na odbiornik wnosi do pomiaru strumienia przyczynę $df_\nu = I_\nu(\Theta, \Phi) \cos \vartheta d\omega$, gdzie $d\omega$ jest kątem bryłowym, pod jakim z odległości obserwatora widać element powierzchni gwiazdy dS , a ϑ jest kątem między normalną do powierzchni odbiornika i kierunkiem padania wiązki. Ponieważ z założenia wszystkie promienie dobiegające do obserwatora od gwiazdy są do siebie równoległe i padają prostopadle na odbiornik, dla wszystkich wiązek możemy przyjąć $\cos \vartheta = 1$. Element dS na powierzchni gwiazdy jest ustalony w stosunku do kierunku widzenia pod kątem Θ , a zatem jest widziany przez



Rys. 1.2. Strumień promieniowania dobiegający od odległej gwiazdy. Promieniowanie wysyłane przez element powierzchni gwiazdy dS w kierunku ϑ jest odbierane przez odległego obserwatora w kącie bryłowym $d\omega$ wokół kierunku ϑ . W miarę wzrostu odległości r między obserwatorem i gwiazdą, wszystkie kąty ϑ dążą do zera.

obserwatora pod kątem bryłowym $d\omega = dS \cos \Theta / r^2$. Z drugiej strony, w układzie współrzędnych związanym z gwiazdą $dS = R^2 d\Omega$. Korzystając z tych zależności, możemy napisać

$$df_v = I_v(\Theta, \Phi) d\omega = I_v(\Theta, \Phi) dS \cos \Theta / r^2 = I_v(\Theta, \Phi) R^2 d\Omega \cos \Theta / r^2. \quad (1.13)$$

Widzimy więc, że sumowanie wszystkich przyczynków df_v , które wymaga scałkowania lewej strony równości (1.13) po kącie bryłowym ω , pod którym tarcza gwiazdy jest widoczna z odległości obserwatora, jest równoważne scałkowaniu prawej strony równości (1.13) po wszystkich kątach bryłowych Ω odpowiadających widocznej dla obserwatora części powierzchni gwiazdy:

$$f_v = \int_{\omega} df_v = \frac{R^2}{r^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_v(\Theta, \Phi) \cos \Theta \sin \Theta d\Theta d\Phi. \quad (1.14)$$

Jeżeli kątowy rozkład natężenia promieniowania na powierzchni gwiazdy jest taki sam we wszystkich punktach jej powierzchni, wówczas podwójna całka w powyższym wyrażeniu przedstawia zgodnie z definicją (1.11) strumień wypływający w kierunku normalnym do powierzchni gwiazdy, czyli

$$f_v = \frac{R^2}{r^2} F_v^+. \quad (1.15)$$

Zwróćmy uwagę, że w zależności tej występuje tylko stosunek promienia do odległości, czyli kątowy rozmiar gwiazdy. Oznaczając średnicę kątową gwiazdy przez α , gdzie $\alpha = 2R/r$, możemy (1.15) przepisać w postaci

$$f_v = \frac{1}{4} \alpha^2 F_v^+. \quad (1.16)$$

Związek ten pozwala wyznaczyć wielkość strumienia promieniowania opuszczającego gwiazdę, jeżeli znany jest strumień obserwowany i kątowa średnica gwiazdy. Tę ostatnią wielkość można w wielu przypadkach mierzyć w sposób bezpośredni dla gwiazd, dla których nie jest znany ani promień, ani odległość. Jest to podstawą metody wyznaczania temperatur efektywnych gwiazd o nieznanach odległościach, ale o znanych średnicach kątowych i jasnościach obserwowanych.

Ważnym przypadkiem szczególnym jest powierzchnia świecąca w sposób izotropowy i jednorodny, tzn. gdy natężenie, $I_\nu(\vartheta, \varphi) = B_\nu$, nie zależy ani od miejsca na powierzchni, ani od kierunku. Zgodnie z równaniem (1.11), strumień wypływający jest wówczas równy

$$\begin{aligned} F_\nu^+ &= \int_{4\pi} B_\nu \cos \vartheta \, d\omega = B_\nu \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \cos \vartheta \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi = \\ &= 2\pi B_\nu \int_0^{\pi/2} d(\sin^2 \vartheta) = \pi B_\nu \end{aligned} \quad (1.17)$$

Strumień wypływający jest zatem liczbowo równy natężeniu promieniowania pomnożonemu przez π steradianów. W związku z tym w rozważaniach astrofizycznych wprowadza się często tzw. *strumień astrofizyczny* $F_{\text{astr},\nu}$ związany ze *strumieniem fizycznym* F_ν zależnością:

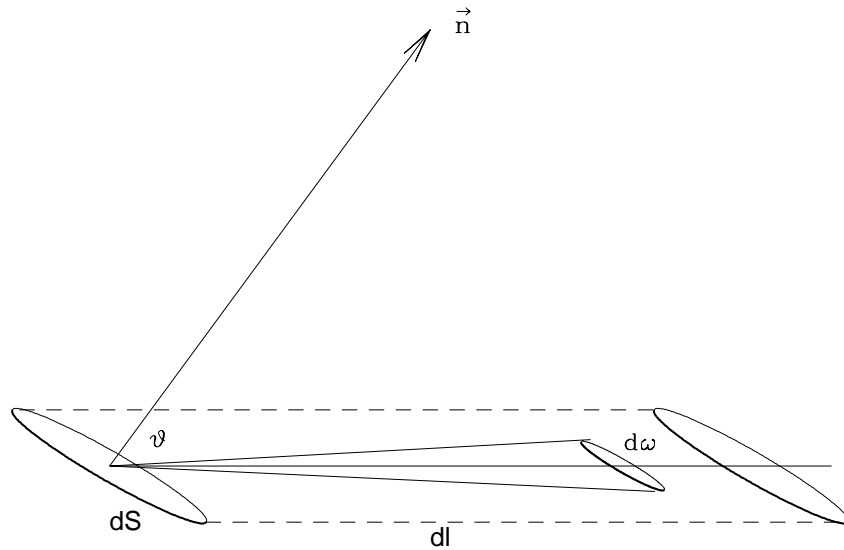
$$\pi F_{\text{astr},\nu} = F_\nu. \quad (1.18)$$

W przypadku powierzchni jednorodnej i świecącej izotropowo strumień astrofizyczny jest liczbowo równy natężeniu,

$$F_{\text{astr},\nu} = B_\nu. \quad (1.19)$$

Ciśnienie promieniowania. Z punktu widzenia fizyki statystycznej ciśnienie można interpretować jako ilość pędu, którą w jednostce czasu cząstki gazu udzielają jednostce powierzchni zamykającego je naczynia. Definicję tę można zastosować do gazu złożonego z fotonów poruszających się z prędkością c i niosących pęd $p = h\nu/c$.

Wyobraźmy sobie doskonale odbijającą ściankę zwierciadlaną, na którą w jednostce czasu z kąta bryłowego $d\omega$ wokół kierunku (ϑ, φ) spływa energia $dE_\nu = I_\nu \cos \vartheta d\omega$. Fotony w tej wiązce mają pęd dE_ν/c . Składowa pędu normalna do powierzchni odbijającej jest równa $dE_\nu \cos \vartheta/c$. Fotony odbijające się od powierzchni przekazują jej pęd równy $2dE_\nu \cos \vartheta/c$. (Po odbiciu od ścianki doskonale odbijającej składowa normalna fotonu zmienia kierunek na przeciwny; a zatem, żeby całkowity pęd był zachowany, ścianka musi przejść podwójną wartość składowej normalnej pędu cząstki.) Fotony zawarte w rozpatrywanej wiązce wywierają



Rys. 1.3. Definicja gęstości promieniowania.

więc ciśnienie

$$dP_v = 2dE_v \cos \vartheta / c = \frac{2}{c} I_v \cos^2 \vartheta d\omega. \quad (1.20)$$

Ciśnienie całkowite jest sumą przyczynków pochodzących od wiązek nadbiegających ze wszystkich kierunków po jednej stronie zwierciadła, czyli jest całką po połowie pełnego kąta bryłowego

$$P_v = \frac{2}{c} \int_{2\pi} I_v \cos^2 \vartheta d\omega \quad (1.21).$$

Dla szczególnego przypadku pola izotropowego, gdy I_v nie zależy od kątów ϑ i φ

$$P_v = \frac{2}{c} I_v \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \cos^2 \vartheta \sin \vartheta d\vartheta d\varphi = -\frac{2}{c} 2\pi I_v \int_0^{\pi/2} \frac{1}{3} d(\cos^3 \vartheta) = \frac{4\pi}{3c} I_v \quad (1.22).$$

Całkując powyższe wyrażenie względem v , otrzymuje się związek dla wielkości integralnych,

$$P = (4\pi/3c)I. \quad (1.23)$$

Gęstość promieniowania. Wielkość tę definiujemy w dość oczywisty sposób jako

ilość energii promienistej zawartej w każdej chwili w jednostce objętości.

Weźmy pod uwagę niewielki cylinder o wymiarach takich jak na Rys. 1.3. Oś cylindra ma kierunek (ϑ, φ) , a jego objętość jest równa $dV = dS \cos \vartheta dl$. Zgodnie z definicją natężenia promieniowania energia promienista przepływająca przez cylinder w czasie $dt = dl/c$ jest równa $dE_v = I_v \cos \vartheta dS dt = I_v \cos \vartheta dS (dl/c) = (I_v/c)dV$. Całkując po wszystkich możliwych kierunkach (ϑ, φ) i pamiętając, że zgodnie z naszą definicją $u_v = dE_v/dV$, mamy

$$u_v = \frac{1}{c} \int_{4\pi} I_v d\omega. \quad (1.24)$$

W szczególnym przypadku promieniowania izotropowego

$$u_v = \frac{4\pi}{c} I_v. \quad (1.25)$$

Całkowanie po częstościach daje związek między wielkościami integralnymi

$$u = \frac{4\pi}{c} I. \quad (1.26)$$

Porównując ze sobą równania (1.22) i (1.25), dostajemy

$$P_v = \frac{1}{3} u_v \quad (1.27)$$

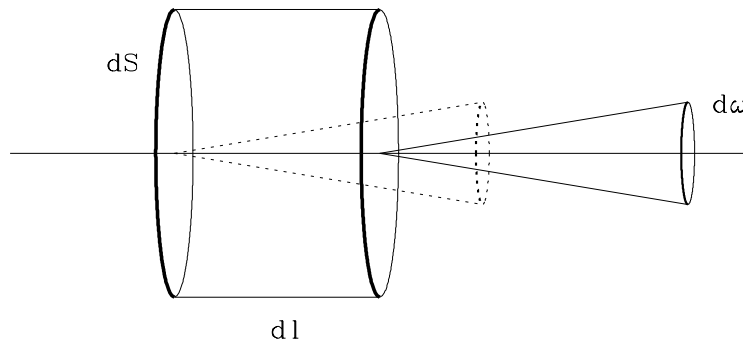
lub dla wielkości integralnych

$$P = \frac{1}{3} u. \quad (1.28)$$

Ten ostatni związek można uważać za *równanie stanu gazu fotonowego*.

Równanie transportu promieniowania. Dotychczas nasze rozważania dotyczyły wielkości opisujących pole promieniowania w sposób lokalny, tzn. odnoszących się do jego cech w wybranym punkcie przestrzeni, niezależnie od tego, czy przestrzeń ta jest pusta, czy też wypełnia ją materia. Jednak promieniowania nigdy nie znajduje się w spoczynku: fotony mogą istnieć tylko w stanie ruchu przemieszczając się z prędkością światła. Na swej drodze wcześniej czy później natkną się na materię. Skutki wynikające z takiego spotkania materii z promieniowaniem są przedmiotem szczególnego zainteresowania astrofizyki.

Codziennie doświadczenie pokazuje, że wiązka promieniowania napotykając materię może ulegać wyraźnemu osłabieniu. Przyczyny tego osłabienia mogą być dwojakie: albo materia pochłania część fotonów wiązki – co nazywamy *absorpcją*, albo część fotonów zostaje z wiązki usunięta wskutek zmiany kierunku ruchu – co nazywamy *rozpraszaniem*. Wynik obu procesów jest taki sam: z wiązki ubywa fotonów biegnących w danym kierunku, czyli energia płynąca w tym kierunku ulega zmniejszeniu. Jeżeli nie potrafimy lub nie chcemy wskazać, które z tych dwóch



Rys. 1.4. Równanie transportu promieniowania opisuje zmianę energii promienistej zawartej w kącie bryłowym $d\omega$ po przejściu w ośrodku materialnym drogi dl .

zjawisk jest odpowiedzialne za osłabienie promieniowania, mówimy o *ekstynkcji* (*wygaszaniu*) promieniowania. W celu uzyskania ilościowego opisu zjawiska ekstynkcji oznaczmy przez E_v energię padającą prostopadle na element powierzchni dS w czasie dt z kąta bryłowego $d\omega$. Jeżeli za elementem powierzchni znajduje się materia absorbująca lub rozpraszająca, to po przebyciu drogi dl (Rys. 1.4) energia płynąca w tym samym kierunku co poprzednio w czasie dt i w kącie bryłowym $d\omega$ zmniejszy się o dE_v . Zdefiniujemy *współczynnik ekstynkcji* k_v w taki sposób, by

$$dE_v = -k_v E_v dl. \quad (1.29)$$

Znak minus oznacza, że mamy do czynienia z ubytkiem energii. Współczynnik ekstynkcji może być funkcją częstości, co podkreślamy przez użycie wskaźnika v . Współczynnik ekstynkcji jest określony lokalnie, tzn. w ogólnym przypadku jest funkcją położenia. Charakteryzuje on tylko właściwości wygaszające materii i nie zależy w sposób bezpośredni od pola promieniowania. Jego jednostką jest $(\text{długość})^{-1}$.

Tak zdefiniowany makroskopowy współczynnik ekstynkcji ma bliski związek ze znacznie ogólniejszym, mikroskopowym pojęciem *przekroju czynnego*, którego sens łatwo zrozumieć na przykładzie następującego doświadczenia. Niech w jednostce objętości znajduje się N cząstek (tarcz) które mogą wywoływać jakieś interesujące nas zjawisko lub proces fizyczny, np. pochłaniać, rozpraszać lub przekształcać padające cząstki (np. fotony) w cząstki innego rodzaju. Niech j oznacza strumień cząstek padających (czyli liczbę tych cząstek przechodzących w jednostce czasu przez jednostkę powierzchni), a X – liczbę procesów zachodzących między cząstkami obu rodzajów w jednostce objętości w jednostce czasu. Przekrój czynny σ dla dowolnego procesu definiujemy za pomocą równania

$$j N \sigma = X \quad (1.30)$$

Wyrażając j w $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$, N w m^{-3} i X w $\text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$ łatwo można stwierdzić, że jednostką σ jest m^2 .

Przypuśćmy następnie, że interesującym nas procesem jest usunięcie z wiązki promieniowania fotonu o energii $h\nu$. Strumień j fotonów padających jest oczywiście równy $E_\nu/h\nu$. Na drodze dl z wiązki zostaje usuniętych $X = dE_\nu/h\nu$ fotonów. Za jednostką powierzchni w warstwie o grubości dl znajduje się $N dl$ cząstek. Równanie (1.30) można więc w tym przypadku zapisać (mnożąc obie strony przez $h\nu$) w postaci

$$E_\nu N dl \sigma = -dE_\nu. \quad (1.31)$$

Równanie to stanie się identyczne z równaniem (1.29), jeżeli przyjmiemy

$$k_\nu = N\sigma_\nu. \quad (1.32)$$

Przekrój czynny jest zatem pojęciowo tożsamy ze współczynnikiem ekstynkcji liczonym na jeden atom.

W podobny sposób możemy określić współczynnik ekstynkcji (lub inaczej - przekrój czynny) liczony na jeden gram materii κ_ν , jeżeli podstawimy $k_\nu = \rho\kappa_\nu$. Jednostką κ_ν jest m^2g^{-1} .

Wynikiem oddziaływania materii z promieniowaniem może być nie tylko jego osłabienie; sama materia jest zawsze w mniejszym lub większym stopniu źródłem promieniowania, które może dodawać się do promieniowania płynącego w wyróżnionym przez nas kierunku. Dla scharakteryzowania emisyjnych właściwości materii wprowadzamy *współczynnik emisji* j_ν zdefiniowany jako

ilość energii wysyłanej przez jednostkę objętości w jednostce czasu w jednostkowym kącie bryłowym.

Współczynnik emisji jest w ogólnym przypadku funkcją częstości, położenia i kierunku. Charakteryzuje on przede wszystkim własności materii, ale może również zależeć w sposób jawny od pola promieniowania.

Uwzględniając zarówno procesy ekstynkcji, jak i emisji bez trudu można sporządzić bilans energii w wiązce promieniowania biegnącego w określonym kierunku. Po przejściu niewielkiej drogi dl (Rys. 1.4) całkowita zmiana energii jest równa

$$dE_\nu = -k_\nu E_\nu dl + j_\nu dV dt d\omega \quad (1.33)$$

Drugi wyraz po prawej stronie tego równania przedstawia energię promieniowaną w czasie dt z objętości $dV = dS \cdot dl$ w kącie bryłowym $d\omega$. Równanie to można też zapisać w postaci

$$\frac{d}{dl} \left(\frac{E_\nu}{dS dt d\omega} \right) = -k_\nu \frac{E_\nu}{dS dt d\omega} + j_\nu. \quad (1.34)$$

Biorąc pod uwagę definicję natężenia (1.3) oraz fakt, że tym razem rozważamy tylko wiązki prostopadłe do elementu powierzchni dS , tzn. takie dla których

$\cos \vartheta = 1$, dostajemy

$$\frac{dI_\nu}{dl} = -k_\nu I_\nu + j_\nu. \quad (1.35)$$

Równanie to nosi nazwę *równania transportu* (lub *transferu*) *promieniowania*. Opisuje ono zmianę natężenia promieniowania wzdłuż kierunku jego rozchodzenia się.

Z punktu widzenia zmian zachodzących w natężeniu wiązki nie ma znaczenia na jakiej drodze, wyrażonej w bezwzględnych jednostkach długości, zachodzi obserwowana zmiana. W warunkach astrofizycznych światło może doznawać ledwo dostrzegalnych zmian dopiero po przebyciu wielu setek lub tysięcy parseków w przestrzeni międzygwiazdowej, a może też ulegać wyraźnym zmianom już na drodze niewielu metrów w gęstych warstwach atmosfer gwiazdowych. Dla uniknięcia tak ogromnych różnic pochodnej stojącej po lewej stronie równania (1.35) wygodne jest przyjęcie w charakterze zmiennej niezależnej takiej wielkości, która byłaby bezpośrednio związana ze zmianami natężenia. Dzielimy obie strony równania transportu przez k_ν i wprowadzając oznaczenie

$$d\tau_\nu = k_\nu dl, \quad (1.36)$$

mamy

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + \frac{j_\nu}{k_\nu}. \quad (1.37)$$

Wielkość

$$\tau_\nu(l) = \int_0^l k_\nu(l') dl' \quad (1.38)$$

nazywamy *drogą* (lub *grubością*, *głębokością*) *optyczną*. Sens tej wielkości stanie się bardziej zrozumiały, jeżeli ograniczymy się tytułem przykładu do materii wyłącznie pochłaniającej, tzn. takiej, dla której $j_\nu = 0$. Równanie transportu (1.37) ma wówczas bardzo prostą postać

$$dI_\nu = -I_\nu d\tau_\nu \quad (1.39)$$

i równie proste rozwiązanie

$$I_\nu = I_{\nu,0} \exp(-\tau_\nu), \quad (1.40)$$

gdzie $I_{\nu,0}$ oznacza natężenie początkowe, odpowiadające $\tau_\nu = 0$. Natężenie $I_\nu(\tau_\nu)$ jest równoważne strumieniowi fotonów $N(\tau_\nu) = I_\nu(\tau_\nu)/h\nu$. Równanie (1.40) można zatem napisać dla liczby fotonów

$$\frac{N(\tau_\nu)}{N(0)} = \exp(-\tau_\nu)$$

i interpretować jako prawdopodobieństwo zdarzenia, że foton przebiegnie bez absorpcji drogę optyczną co najmniej τ_v . Średnią drogę optyczną znajdziemy zatem jako

$$\langle \tau_v \rangle = \int_0^{\infty} \tau_v \exp(-\tau_v) d\tau_v = 1. \quad (1.41)$$

Wynika stąd, że w jednorodnym ośrodku absorbującym średnia droga optyczna fotonów jest równa 1. (Zwróćmy uwagę, że droga optyczna jest wielkością niemianowaną.) Ośrodek, dla którego $\tau_v < 1$ nazywamy *optycznie cienkim*, a ośrodek o $\tau_v > 1$ nazywamy *optycznie grubym*. Zgodnie z definicją grubości optycznej, średnia droga optyczna $\langle \tau_v \rangle$ jest związana ze średnią drogą geometryczną $\langle l_v \rangle$ równaniem

$$\langle \tau_v \rangle = k_v \langle l_v \rangle = 1, \quad (1.42)$$

skąd wynika

$$\langle l_v \rangle = \frac{1}{k_v}. \quad (1.43)$$

Inaczej mówiąc,

średnia droga swobodna fotonu w ośrodku jednorodnym jest równa odwrotności współczynnika ekstynkcji.

W ośrodkach niejednorodnych, o zmiennym współczynniku ekstynkcji, średnia droga swobodna ma sens lokalny i charakteryzuje właściwości absorpcyjne ośrodka tylko w danym miejscu.

Drugi wyraz po prawej stronie równania (1.37) nazywamy *funkcją źródłową* i oznaczamy zazwyczaj symbolem S_v ,

$$S_v = \frac{j_v}{k_v}. \quad (1.44)$$

Przy tych oznaczeniach równanie transportu przybiera ostatecznie postać

$$\frac{dI_v}{d\tau_v} = -I_v + S_v. \quad (1.45)$$

Równanie to można łatwo rozwiązać, jeżeli założymy, że funkcja źródłowa jest znaną funkcją głębokości optycznej $S = S(\tau)$. Dla uproszczenia pominiemy nieistotny w tej chwili wskaźnik v , pamiętając jednak, że dalsze rozważania odnoszą się również do promieniowania monochromatycznego.

Mnożąc obie strony równania (1.45) przez $\exp(\tau)$ i korzystając z tożsamości

$$\frac{d[I \exp(\tau)]}{d\tau} = \frac{dI}{d\tau} \exp(\tau) + I \exp(\tau), \quad (1.46)$$

można równanie transportu przedstawić w postaci

$$\frac{d[I \exp(\tau)]}{d\tau} = S \exp(\tau). \quad (1.47)$$

Jest to równanie typu

$$\frac{df(x)}{dx} = g(x), \quad (1.48)$$

którego rozwiązaniem jest

$$f(x) - f(0) = \int_0^x g(x') dx'. \quad (1.49)$$

Dobierając warunki brzegowe w taki sposób, by dla $\tau = 0$ natężenie promieniowania miało wartość $I(0)$, dostajemy rozwiązanie równania transportu

$$I(\tau) \exp(\tau) - I(0) = \int_0^\tau S(\tau') \exp(\tau') d\tau' \quad (1.50)$$

lub po pomnożeniu obu stron przez $\exp(-\tau)$

$$I(\tau) = I(0) \exp(-\tau) + \int_0^\tau S(\tau') \exp[-(\tau - \tau')] d\tau'. \quad (1.51)$$

Fizyczny sens otrzymanego rozwiązania jest jasny: pierwszy wyraz przedstawia wkład, jaki do natężenia w danym miejscu wnosi promieniowanie padające na materię (które oznaczyliśmy $I(0)$) i osłabione wskutek ekstynkcji na drodze od $\tau' = 0$ do τ . Równie prosty jest sens fizyczny drugiego wyrazu: materia w każdej głębokości optycznej τ' , zawartej między 0 i τ , jest źródłem promieniowania opisanego funkcją źródłową $S(\tau')$; promieniowanie to dociera do punktu τ osłabione przez ekstynkcję o czynnik $\exp[-(\tau - \tau')]$. O natężeniu w punkcie τ decyduje suma przyczynków od wszystkich punktów bieżących τ' .

Dla uproszczenia przyjmijmy, że funkcja źródłowa jest taka sama we wszystkich punktach materii, tzn. jest niezależna od τ . Z równania (1.51) wynika wtedy

$$\begin{aligned} I(\tau) &= I(0) \exp(-\tau) + S \exp(-\tau) \int_0^\tau \exp(\tau') d\tau' = \\ &= I(0) \exp(-\tau) + S \exp(-\tau) [\exp(\tau) - 1] = \\ &= S + \exp(-\tau) [I(0) - S]. \end{aligned} \quad (1.52)$$

Gdy grubość optyczna τ jest bardzo duża (przypadek *materii grubej optycznej*), wówczas drugi wyraz w (1.52) dąży do zera i natężenie $I(\tau)$ dąży do funkcji źródłowej S . Oznacza to, że po przejściu przez warstwę materii o bardzo dużej grubości optycznej promieniowanie traci swój pierwotny charakter: jego natężenie

przestaje zależeć od natężenia początkowego $I(0)$ i jest całkowicie określone przez emisyjne własności materii.

W przypadku *materii cienkiej optycznie*, gdy grubość optyczna τ jest na tyle mała, że można dokonać przybliżenia $\exp(-\tau) \approx 1 - \tau$, równanie (1.52) przybiera przybliżoną postać

$$I(\tau) = I(0) + \tau[S - I(0)].$$

Wynikają stąd dwa proste wnioski:

Jeżeli na materię nie pada żadne promieniowanie, tzn. $I(0) = 0$ i promieniowanie pochodzi tylko z samej materii, to jego natężenie jest proporcjonalne do τ . Oznacza to, że promieniowanie wysyłane jest głównie w tych częstotliwościach, dla których głębokość optyczna τ_ν (wskaźnik ν opuściliśmy tylko dla wygody zapisu) jest duża, lub inaczej – duży jest współczynnik ekstynkcji k_ν . Wniosek ten jest zgodny z doświadczeniem, wiemy bowiem, że gorący rzadki gaz promieniuje przede wszystkim w liniach widmowych, w których współczynnik ekstynkcji jest szczególnie duży.

Jeżeli zaś na materię pada promieniowanie o natężeniu $I(0)$, to po przejściu przez stosunkowo cienką warstwę, w częstotliwościach o szczególnie dużej ekstynkcji możemy obserwować zarówno linie emisyjne – gdy $S > I(0)$ – jak i linie absorpcyjne – gdy $S < I(0)$.

Promieniowanie ciała doskonale czarnego. Ważną rolę w zastosowaniach astrofizycznych odgrywa promieniowanie ciała doskonale czarnego. Proste rozważania wystarczą do poznania jego najważniejszych cech fizycznych.

Ciałem doskonale czarnym nazywamy takie ciało materialne, które pochłania całe padające nań promieniowanie.

Wyobraźmy sobie, że w polu promieniowania scharakteryzowanym przez natężenie I znajdują się próbki ciał materialnych o różnych właściwościach pochłaniania i emisji. Scharakteryzujemy te właściwości w sposób ilościowy podając dla każdej próbki współczynniki absorpcji i emisji powierzchniowej. Niech współczynnik absorpcji i -tego ciała a_i będzie określony jako stosunek energii pochłoniętej przez jednostkę powierzchni do energii padającej na tę powierzchnię, a współczynnik emisji e_i – jako ilość energii wysyłanej przez jednostkę powierzchni tego ciała w jednostce czasu.

Jeżeli całość zostawimy w izolacji od otoczenia przez czas dostatecznie długi, to możemy oczekiwać ustalenia się stanu równowagi termicznej, w której poszczególne ciała osiągną stałe, choć niekoniecznie takie same temperatury. Dla każdego ciała będzie wówczas spełnione równanie

$$a_i I = e_i \tag{1.53}$$

stwierdzające równość energii pochłoniętej, $a_i I$, i wyemitowanej, e_i . Ponieważ natężenie zewnętrznego pola promieniowania jest dla wszystkich ciał takie samo, więc

$$I = \frac{e_i}{a_i} = \frac{e_1}{a_1} = \frac{e_2}{a_2} = \dots = \frac{e_b}{a_b}. \quad (1.54)$$

Wskaźnikiem b wyróżniliśmy ciało doskonale czarne, dla którego $a_b = 1$. Z powyższego układu równań wynikają dwa ważne wnioski. Pierwszy z nich nosi nazwę *prawa Kirchhoffa*:

W stanie równowagi termicznej materii z promieniowaniem stosunek współczynnika emisji do współczynnika absorpcji jest równy natężeniu promieniowania.

Drugi wniosek dotyczy właściwości ciała doskonale czarnego. Ponieważ w równości

$$\frac{e_i}{a_i} = \frac{e_b}{1} \quad (1.55)$$

a_i jest zawsze mniejsze od jedności i osiąga wartość 1 tylko dla ciała doskonale czarnego, warunkiem spełnienia tej równości jest, by e_b było większe od każdego e_i . Innymi słowy,

w warunkach równowagi termicznej ciało doskonale czarne promieniuje więcej niż jakiegokolwiek inne ciało.

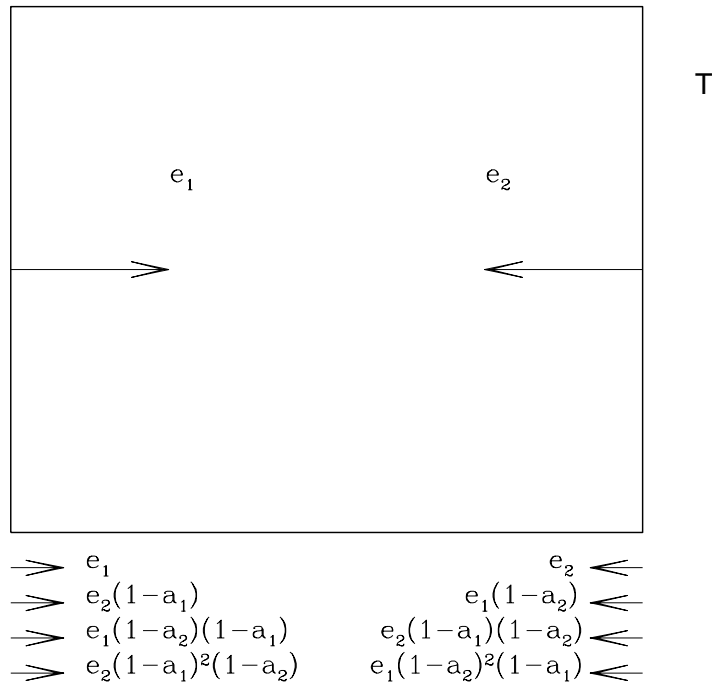
Chociaż definicja ciała doskonale czarnego może wydawać się dość abstrakcyjna, to jednak realizacja praktyczna takiego ciała jest stosunkowo prosta. Wyobraźmy sobie wnękę wykonaną z dowolnego materiału, zanurzoną w otoczeniu o stałej temperaturze T (Rys. 1.5). Promieniowanie we wnęce oddziałuje z jej ściankami.

Prześledźmy losy wiązki wysłanej z natężeniem e_1 ze ścianki 1 w kierunku ścianki 2. Po pierwszym odbiciu od ścianki 2 energia zawarta w wiązce będzie równa $e_1(1 - a_2)$, ponieważ część $e_1 a_2$ zostanie pochłonięta przez ściankę 2. Po powrocie do pierwszej ścianki i po odbiciu się od niej energia w wiązce będzie równa $e_1(1 - a_2)(1 - a_1)$ itd. Kolejne kierunki biegu wiązek i ich natężenia są zaznaczone na Rys. 1.5. Suma natężeń wszystkich wiązek biegnących z lewa na prawo jest równa

$$e_r = e_1 + e_1(1 - a_2)(1 - a_1) + \dots + e_1(1 - a_2)^n(1 - a_1)^n + \dots + \\ + e_2(1 - a_1) + e_2(1 - a_1)^2(1 - a_2) + \dots + e_2(1 - a_1)^n(1 - a_2)^{n-1} + \dots$$

Oznaczając dla uproszczenia zapisu $x = (1 - a_1)(1 - a_2)$ mamy

$$e_r = e_1(1 + x + x^2 + \dots + x^n + \dots) + e_2(1 - a_1)(1 + x + x^2 + \dots + x^n + \dots)$$



Rys. 1.5. Wnęka z promieniowaniem utrzymywana w stałej temperaturze T . Własności ścianek są opisane współczynnikami emisji e_1, e_2 i współczynnikami absorpcji a_1, a_2 . Podane są natężenia wiązek biegnących po kolejnych odbiciach w kierunkach wskazywanych przez strzałki.

Suma szeregu $1 + x + x^2 + \dots + x^n + \dots$ jest równa $(1 - x)^{-1}$ czyli $(a_1 + a_2 - a_1 a_2)^{-1}$. Możemy zatem napisać

$$e_r = \frac{e_1}{a_1 + a_2 - a_1 a_2} + \frac{e_2(1 - a_1)}{a_1 + a_2 - a_1 a_2}.$$

Ponieważ zgodnie z (1.54) $e_1 = a_1 e_b$ i $e_2 = a_2 e_b$, więc

$$e_r = \frac{a_1 e_b + e_b a_2 (1 - a_1)}{a_1 + a_2 - a_1 a_2} = \frac{e_b (a_1 + a_2 - a_1 a_2)}{a_1 + a_2 - a_1 a_2} = e_b. \quad (1.56)$$

Identyczny wynik można bez trudu uzyskać, biorąc pod uwagę wiązki biegnące z prawa na lewo.

Udowodniliśmy zatem, że po odpowiednio dużej liczbie odbić od ścianek o dowolnych własnościach absorpcyjnych i emisyjnych promieniowanie we wnęce staje się promieniowaniem ciała doskonale czarnego.

Wynika stąd prosty sposób praktycznej realizacji ciała doskonale czarnego: ciałem takim jest np. niewielki otwór w ścianie wnęki utrzymywanej w stałej temperaturze. Natężenie promieniowania wybiegającego z otworu nie zależy od tego, z jakiego materiału wykonana jest wnęka i jest tylko funkcją temperatury wnęki. By to udowodnić wyobraźmy sobie, że naszą wnękę łączymy z inną wnęką o takiej samej temperaturze i przeprowadzamy następujący eksperyment: w miejscu połączenia wnęk umieszczamy filtr przepuszczający tylko promieniowanie o określonej długości fali. Gdyby natężenia promieniowania o tej długości fali były różne w obu wnękach, wówczas przez filtr płynąłby strumień energii, którą ewentualnie można by wykorzystać do wykonania pracy. Możliwość ta byłaby jednak sprzeczna z drugą zasadą termodynamiki, ponieważ obie wnęki po połączeniu ze sobą stanowią jeden układ termodynamiczny o takiej samej wszędzie temperaturze. Oczywiście równość natężeń musi zachodzić dla każdej długości fali, co oznacza, że widmowy rozkład promieniowania równowagowego musi być funkcją uniwersalną, tzn. taką samą dla wszystkich wnęk o temperaturze T .

W podobny sposób można udowodnić, że promieniownie wnękowe nie może być spolaryzowane i wewnątrz wnęki musi być jednorodne i izotropowe. Wynika stąd ważny wniosek, że natężenie promieniowania ciała doskonale czarnego jest uniwersalną funkcją częstości (długości fali) i temperatury

$$I_{c.cz.} = B_v(T). \quad (1.57)$$

Wyobraźmy sobie jeszcze, że w otworze wnęki umieszczamy dowolne ciało o temperaturze T , którego właściwości absorpcyjne i emisyjne są scharakteryzowane przez współczynniki k_v i j_v . Obecność tego ciała nie może zmienić natężenia wychodzącego z otworu, gdyż jak właśnie wykazaliśmy, natężenie promieniowania opuszczającego wnękę nie zależy od tego, jak jest ona zbudowana. Do promieniowania przechodzącego przez dodatkowe ciało musi jednak stosować się równanie transportu

$$\frac{dB_v}{d\tau} = -B_v + S_v. \quad (1.58)$$

Ponieważ przejście promieniowania przez ciało w otworze nie może wywołać żadnych zmian w jego natężeniu, więc

$$\frac{dB_v}{d\tau} = 0, \quad (1.59)$$

czyli jak wynika z równania (1.58)

$$S_v = \frac{j_v}{k_v} = B_v. \quad (1.60)$$

Związek ten, będący inną postacią poznanego już prawa Kirchhoffa (1.54), uzyskaliśmy nie czyniąc żadnych założeń odnośnie rodzaju materii, z której zbudowane jest absorbujące i emitujące ciało; obowiązuje on zatem dla wszystkich ciał znajdujących się w równowadze termicznej.

Podsumowując te rozważania, podkreślmy różnicę między promieniowaniem ciała doskonale czarnego, dla którego $I_v = B_v$ a promieniowaniem termicznym, dla którego $S_v = B_v$. Promieniowanie termiczne nabiera cech promieniowania ciała doskonale czarnego dla dużych grubości optycznych, gdy $I_v \rightarrow B_v$.

Prawo Plancka. Kształt funkcji $B_v(T)$ opisującej widmowy rozkład natężenia promieniowania ciała doskonale czarnego można uzyskać na podstawie rozważań dotyczących statystycznych własności gazu fotonowego wypełniającego wnękę utrzymywaną w temperaturze T . Pomijając szczegóły tego rozumowania, ograniczymy się do podania jego wyniku (otrzymanego po raz pierwszy przez Maxa Plancka) i jego krótkiej dyskusji. Tak zwane prawo lub funkcja Plancka ma postać

$$B_v(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}, \quad (1.61)$$

gdzie ν jest częstością, h – stałą Plancka, k – stałą Boltzmanna i c – prędkością światła. Prawo Plancka łatwo można wyrazić w funkcji długości fali λ żądając, by energia zawarta w przedziale $d\nu$ była równa energii zawartej w odpowiadającym mu przedziale długości fali $d\lambda$, tzn. by $B_v(T)d\nu = B_\lambda(T)d\lambda$. Biorąc pod uwagę, że $|d\nu/d\lambda| = c/\lambda^2$ mamy

$$B_\lambda(T) = B_v(T) \frac{d\nu}{d\lambda} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp \frac{hc}{\lambda kT} - 1}. \quad (1.62)$$

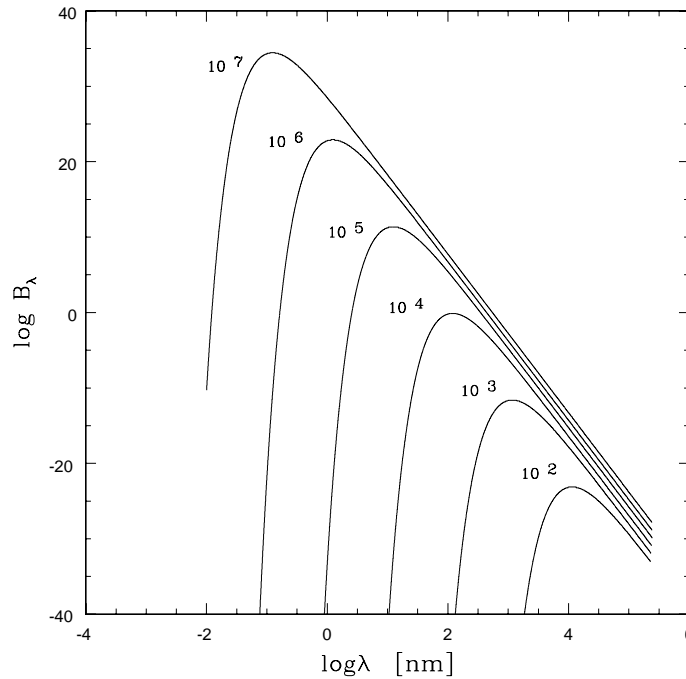
Funkcja Plancka wyrażona jest w takich samych jednostkach jak natężenie promieniowania monochromatycznego. Na Rys. 1.6 przedstawione są wykresy funkcji $B_\lambda(T)$ dla kilku wartości temperatur z zakresu $10^2 - 10^7$ K.

W różnych ograniczonych zakresach energii fotonów prawu Plancka można nadać wygodne postacie przybliżone. *Przybliżenie Rayleigha–Jeansa* odnosi się do przypadku, gdy energie kwantów są znacznie mniejsze od kT . Jeżeli $h\nu \ll kT$, to funkcję wykładniczą w równaniu (1.62) można rozwinąć w szereg

$$\exp \frac{h\nu}{kT} \approx 1 + \frac{h\nu}{kT}. \quad (1.63)$$

Podstawiając to rozwinięcie do (1.61), dostajemy

$$B_v^{R-J}(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{kT}{h\nu} = \frac{2\nu^2}{c^2} kT. \quad (1.64)$$



Rys. 1.6. Widmowy rozkład natężenia promieniowania ciała doskonale czarnego dla kilku wartości temperatur z przedziału $10^2 - 10^7$ K. $B_\lambda(T)$ jest wyrażone w jednostkach $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$, λ jest wyrażone w μm .

Wynik ten został pierwotnie uzyskany na gruncie fizyki klasycznej (stąd też nieobecność stałej Plancka h charakteryzującej procesy kwantowe). Prawo Rayleigha–Jeansa stosuje się tylko dla małych częstości promieniowania radiowego lub podczerwonego. *Przybliżenie Wiena* odnosi się do przypadku, gdy $h\nu \gg kT$. W wyrażeniu (1.61) wartość funkcji wykładniczej jest wówczas znacznie większa od jedności i jedynkę występującą w mianowniku można pominąć otrzymując

$$B_\nu^{\text{W}}(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right). \quad (1.65)$$

Przybliżenie to stosuje się niekiedy przy opisie promieniowania rentgenowskiego gorących źródeł termicznych.

Rozkład natężenia promieniowania ciała doskonale czarnego w całym zakresie widmowym opisuje w sposób poprawny tylko formuła Plancka. W prosty sposób można z niej uzyskać kilka ważnych wniosków odnośnie cech tego promieniowania.

Różniczkując (1.61) względem temperatury otrzymujemy

$$\frac{\partial B_\nu}{\partial T} = \frac{2h^2\nu^4}{kc^2T^2} \frac{\exp(h\nu/kT)}{[\exp(h\nu/kT) - 1]^2}. \quad (1.66)$$

Pochodna ta jest dodatnia dla wszystkich wartości temperatury i częstości; znaczy to, że ciało doskonale czarne w miarę wzrostu temperatury promieniuje coraz to więcej energii we wszystkich częstościach. Wniosek ten jest oczywiście zgodny z przebiegiem funkcji Plancka przedstawionych na Rys. 1.6.

Częstość, dla której funkcja Plancka osiąga wartość maksymalną, znajdujemy z równania $\partial B_\nu/\partial\nu = 0$. Wykonując wskazane różniczkowanie po częstościach otrzymujemy

$$\frac{6h\nu^2}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} - \frac{2h^2\nu^3}{kTc^2} \frac{\exp(h\nu/kT)}{[\exp(h\nu/kT) - 1]^2} = 0.$$

Dokonując podstawienia $x = h\nu/kT$, można to równanie przedstawić w prostszej postaci

$$x = 3[1 - \exp(-x)]. \quad (1.67)$$

Rozwiązując je na drodze numerycznej, dostajemy w przybliżeniu $x_m = 2,82$, czyli

$$h\nu_m = 2,82kT \quad (1.68)$$

lub jeszcze inaczej

$$\nu_m = \frac{2,82k}{h} T = 5,88 \cdot 10^{10} T \quad [\text{Hz}]. \quad (1.69)$$

Z (1.68) wynika, że maksimum energii jest promieniowane w postaci kwantów o energiach $h\nu_m$ tego samego rzędu co średnia energia ruchu termicznego cząstek ciała promieniującego ($\sim kT$). Równanie (1.69) wyraża związek między temperaturą ciała doskonale czarnego a częstością, w której promieniowane jest najwięcej energii. Związek ten nosi nazwę *prawa przesunięcia Wiena*. Tradycyjnie prawo to wyraża się za pomocą długości fali λ_m , którą znajdziemy podobnie jak poprzednio, rozwiązując równanie $\partial B_\lambda/\partial\lambda = 0$. Różniczkując (1.62) i podstawiając $y = hc/\lambda kT$ dostajemy równanie $y = 5(1 - \exp(-y))$, którego rozwiązaniem jest $y_m = 4,97$. Wynika stąd

$$\lambda_m = \frac{hc}{4,97k} \frac{1}{T} = 2,90 \cdot 10^{-3} \frac{1}{T} \quad [\text{m}]. \quad (1.70)$$

Zwróćmy uwagę, że funkcje B_ν i B_λ przedstawiają energie promieniowane odpowiednio w jednostkowych przedziałach częstości i długości fali. Maksima

tych funkcji przypadają przy ν_m i λ_m , które nie spełniają związku $\nu_m \lambda_m = c$. Na przykład, dla temperatury $T = 6000$ K (temperatura charakteryzująca światło słoneczne) $\nu_m = 3,5 \cdot 10^{14}$ Hz, co odpowiada długości fali ok. $0,8 \mu\text{m}$, natomiast maksimum funkcji $B_\nu(T)$ wypada przy długości fali $\lambda_m \approx 0,5 \mu\text{m}$.

Korzystając z prawa przesunięć Wiena, możemy w prosty i zarazem poglądowy sposób określić zakresy częstości lub długości fali, w których słuszne są znalezione poprzednio przybliżenia (1.64) i (1.65): Przybliżenie Rayleigha – Jeansa stosuje się dla $\nu \ll \nu_m$ ($\lambda \gg \lambda_m$), zaś przybliżenie Wiena – dla $\nu \gg \nu_m$ ($\lambda \ll \lambda_m$).

Na koniec, posługując się prawem Plancka możemy znaleźć całkowitą moc promieniowaną przez jednostkę powierzchni ciała doskonale czarnego w jednostkowym kącie bryłowym. Jest ona równa całce po wszystkich częstościach z wyrażenia (1.61)

$$\begin{aligned} B(T) &= \int_0^\infty B_\nu(T) d\nu = \frac{2h}{c^2} \int_0^\infty \frac{\nu^3 d\nu}{\exp(h\nu/kT) - 1} = \frac{2k^4 T^4}{c^2 h^3} \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{\exp(x) - 1} = \\ &= \frac{2k^4}{c^2 h^3} \frac{\pi^4}{15} T^4. \end{aligned} \quad (1.71)$$

Dla promieniowania izotropowego, a takim jest promieniowanie ciała doskonale czarnego, zachodzi zatem związek

$$F = \pi B(T) = \sigma T^4, \quad (1.72)$$

który nazywamy *prawem Stefana–Boltzmann*a. Stały współczynnik zawierający tylko stałe atomowe oznaczamy zazwyczaj symbolem σ i nazywamy stałą Stefana–Boltzmann

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5,6705 \cdot 10^{-8} \quad [\text{W m}^{-2} \text{K}^{-4}]. \quad (1.73)$$

Biorąc pod uwagę związek (1.26) między gęstością energii i natężeniem promieniowania w polu izotropowym, znajdujemy gęstość integralną w funkcji temperatury

$$u(T) = \frac{4\pi}{c} B(T) = aT^4, \quad (1.74)$$

gdzie

$$a = \frac{4}{c} \sigma = \frac{8\pi^5 k^4}{15c^3 h^3} = 7,568 \cdot 10^{-16} \quad [\text{J m}^{-3} \text{K}^{-4}]. \quad (1.75)$$

2. Gaz atomowy

W większości obiektów astrofizycznych materia występuje w postaci gazowej, a jej gęstość jest na tyle mała, że do jej opisu można stosować powszechnie znane prawa termodynamiki gazu doskonałego. Sytuacje, w których założenie to należy odrzucić, będą omówione oddzielnie.

Termodynamiczny opis gazu. Podstawowymi równaniami opisującymi stan materii gazowej i jej przemiany są: *fenomenologiczne równanie stanu*

$$PV = RT, \quad (2.1)$$

w którym P oznacza ciśnienie, V – objętość jednego mola gazu, T – temperaturę i $R = 8,3145 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$ - stałą gazową, a także *pierwsza zasada termodynamiki*

$$dQ = dU + PdV \quad (2.2)$$

stwierdzająca, że ciepło dQ dostarczone do układu może być wykorzystane do zmiany energii wewnętrznej dU lub do wykonania pracy PdV . Dla gazu doskonałego energia wewnętrzna jest funkcją tylko temperatury, a w ogólnym przypadku $U = U(V, T)$.

Użytecznym pojęciem termodynamicznym jest *ciepło właściwe* zdefiniowane jako ilość ciepła potrzebna do podgrzania jednego mola gazu doskonałego o 1 K w przemianie termodynamicznej, podczas której jedna ze zmiennych termodynamicznych pozostaje stała. I tak ciepło właściwe przy stałej objętości ($dV = 0$)

$$c_V = \left(\frac{dQ}{dT} \right)_V = \frac{dU}{dT} + P \frac{dV}{dT} = \frac{dU}{dT} \quad (2.3)$$

oraz ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu ($dP = 0$)

$$c_P = \left(\frac{dQ}{dT} \right)_P = \frac{dU}{dT} + P \frac{dV}{dT}. \quad (2.4)$$

Różniczkując równanie stanu (2.1) dostajemy

$$VdP + PdV = RdT,$$

skąd dla przemiany izobarycznej ($dP = 0$) mamy $PdV = RdT$ albo

$$P \left(\frac{dV}{dT} \right)_P = R.$$

Korzystając z tego związku oraz z (2.3), możemy (2.4) przedstawić w postaci

$$c_P = c_V + R$$

lub

$$R = c_P - c_V. \quad (2.5)$$

Analogicznie do przemiany izobarycznej i izochorycznej możemy zdefiniować w sposób znacznie ogólniejszy *przemianę politropową* przez podanie odpowiadającego jej ciepła właściwego

$$c = \frac{dQ}{dT}.$$

Korzystając z tej definicji można pierwszą zasadę termodynamiki wyrazić w postaci

$$cdT = dU + PdV = c_V dT + PdV$$

lub

$$(c_V - c)dT + PdV = 0. \quad (2.6)$$

Biorąc pod uwagę równanie stanu oraz (2.5) otrzymujemy

$$P = \frac{RT}{V} = (c_P - c_V) \frac{T}{V}.$$

Wstawiając to wyrażenie do (2.6) otrzymujemy

$$(c_V - c)dT + (c_P - c_V) \frac{TdV}{V} = 0,$$

a stąd

$$\frac{dT}{T} + \frac{c_P - c_V}{c_V - c} \frac{dV}{V} = 0. \quad (2.7)$$

Definiując *wykładnik politropy*

$$\frac{c_P - c}{c_V - c} = \gamma, \quad (2.8)$$

po prostych przekształceniach otrzymujemy

$$\frac{c_P - c_V}{c_V - c} = \gamma - 1.$$

Równanie (2.7) przybiera zatem postać

$$\frac{dT}{T} + (\gamma - 1) \frac{dV}{V} = 0$$

Rozwiązaniem tego równania różniczkowego jest *równanie politropy*

$$TV^{\gamma-1} = \text{const}. \quad (2.9)$$

Korzystając z równania stanu (2.1) można równanie politropy przedstawić za pomocą innych kombinacji zmiennych termodynamicznych, np:

$$PV^\gamma = \text{const}, \quad (2.9a)$$

$$T^\gamma P^{1-\gamma} = \text{const}, \quad (2.9b)$$

$$P\rho^{-\gamma} = \text{const}, \quad (2.9c)$$

$$T\rho^{1-\gamma} = \text{const}. \quad (2.9d)$$

Do równania politropy odwołujemy się wówczas, gdy poprawne równanie energii nie jest znane, a rzeczywistych procesów przebiegających w materii nie można przybliżyć żadną z prostych przemian termodynamicznych.

Z równania politropy wynikają oczywiście wszystkie proste przemiany termodynamiczne. Przemiana adiabatyczna odpowiada przypadkowi $dQ = 0$, czyli $c = 0$. Wykładnik adiabaty jest zatem

$$\gamma = \frac{c_P - c}{c_V - c} = \frac{c_P}{c_V}. \quad (2.10)$$

Z fizyki statystycznej wiadomo, że dla gazu doskonałego

$$\frac{c_P}{c_V} = 1 + \frac{2}{f} = \frac{5}{3},$$

gdzie f jest liczbą stopni swobody cząstek gazu ($f = 3$ dla gazu jednoatomowego).

Przemiana izotermiczna jest scharakteryzowana równaniem $dT = 0$ czyli $T = \text{const}$. Równanie politropy (2.9b) przejdzie w równanie $T = \text{const}$, jeżeli $\gamma = 1$ czyli $c \rightarrow \infty$. Przemianie izotermicznej odpowiada nieskończenie duża wartość ciepła właściwego.

Podobnie z (2.10) wynika, że dla przemiany izobarycznej $P = \text{const}$ wykładnik politropy $\gamma = 0$, zaś dla przemiany izochorycznej $\gamma \rightarrow \infty$.

Adiabata gazu fotonowego. Jak pokazaliśmy poprzednio, dla promieniowania izotropowego pozostającego w równowadze termicznej z materią zachodzi $u = aT^4$ i $P = u/3 = aT^4/3$. Energia wewnętrzna gazu fotonowego zajmującego objętość V jest równa $U = uV$. Pierwszą zasadę termodynamiki możemy zatem napisać w postaci

$$dQ = d(uV) + PdV = u dV + V du + \frac{1}{3} u dV = \frac{4}{3} u dV + V du.$$

Dla przemiany adiabatycznej $dQ = 0$, wobec czego

$$\frac{du}{u} + \frac{4}{3} \frac{dV}{V} = 0,$$

skąd po scałkowaniu wynika równanie adiabaty gazu fotonowego

$$uV^{4/3} = \text{const}$$

Biorąc pod uwagę, że $u = aT^4$, równanie to można napisać w postaci

$$aT^4V^{4/3} = \text{const}$$

lub ostatecznie

$$TV^{1/3} = \text{const}. \quad (2.11)$$

Porównując to wyrażenie z (2.9) widzimy, że adiabata gazu fotonowego ma taką samą postać jak adiabata gazu doskonałego, z tym jednak, że wykładnik adiabaty gazu fotonowego jest równy $\gamma = 4/3$. Korzystając z równania stanu dla gazu fotonowego, $P = u/3$ (równanie 1.28), dostajemy równoważne postacie adiabaty gazu fotonowego

$$PV^{4/3} = \text{const}, \quad (2.11a)$$

$$T^{4/3}P^{-1/3} = \text{const}. \quad (2.11b)$$

Statystyczny opis gazu. Jednym z zadań fizyki statystycznej jest określenie za pomocą metod probabilistycznych sposobu, w jaki stojąca do dyspozycji energia całkowita układu może być podzielona między dużą ale skończoną liczbę cząstek. Rozkład najbardziej prawdopodobny i realizowany w stanie równowagi termodynamicznej zależy od tego, z jakimi cząstkami mamy do czynienia. W fizyce wyróżniamy trzy zasadnicze rodzaje cząstek.

Cząstki klasyczne – identyczne pod względem właściwości, ale dające się między sobą odróżnić. W ich przypadku najbardziej prawdopodobny jest rozkład energii opisany przez *statystykę Maxwella–Boltzmann*

$$N(E) = \frac{g(E)}{\exp(\alpha + \frac{E}{kT})}, \quad (2.12)$$

gdzie $N(E)$ oznacza liczbę cząstek o energii E , a $g(E)$ jest wagą statystyczną stanu o energii E , czyli liczbą różnych konfiguracji scharakteryzowanych tą samą wartością energii E .

Fermiony – cząstki identyczne i nie dające się odróżnić, obdarzone spinem półowokowym i podlegające zakazowi Pauliego. W ich przypadku najbardziej prawdopodobny rozkład jest opisany przez *statystykę Fermiego–Diraca*

$$N(E) = \frac{g(E)}{\exp(\alpha + \frac{E}{kT}) + 1} \quad (2.13)$$

Bozony – cząstki identyczne i nie dające się odróżnić o spinie całkowitym, nie objęte zakazem Pauliego. Rozkład ich energii podlega *statystyce Bosego–Einsteina*

$$N(E) = \frac{g(E)}{\exp\left(\alpha + \frac{E}{kT}\right) - 1}. \quad (2.14)$$

Parametr α jest liczbą rzeczywistą i jego wartość wynika z warunku normalizacji

$$\int_0^{\infty} N(E) dE = N$$

gdzie N jest liczbą cząstek w jednostce objętości. Ogólnie mówiąc, parametr α jest dużą liczbą dodatnią dla małych gęstości i dużą liczbą ujemną dla dużych gęstości

Zwróćmy uwagę, że dla dużych dodatnich wartości parametru α w mianowniku statystyki Fermiego–Diraca możemy pominąć jedynkę, otrzymując wyrażenie identyczne ze statystyką Maxwella–Boltzmann. Znaczy to, że np. elektrony, które są cząstkami o spinie połówkowym, podlegającymi statystyce Fermiego–Diraca, w małych gęstościach mogą być traktowane jak cząstki klasyczne, podlegające statystyce Maxwella–Boltzmann. Gęstości elektronów w większości obiektów astrofizycznych są na tyle małe, że uzasadnione jest w ich przypadku stosowanie statystyki klasycznej. Przypadek materii zdegenerowanej, tzn. na tyle gęstej, że do opisu stanów elektronowych konieczne jest odwołanie się do statystyki kwantowej Fermiego–Diraca omówimy oddzielnie.

Statystyka Bosego–Einsteina znajduje zastosowanie przede wszystkim dla fotonów, które są cząstkami obdarzonymi spinem równym jeden i nie podlegają zakazowi Pauliego. Co więcej, fotony są cząstkami o zerowej masie spoczynkowej, a zatem nie podlegają zasadzie zachowania liczby cząstek, a tylko zasadzie zachowania energii. Ponieważ oznacza to, że liczba fotonów w danej objętości nie jest z góry określona, więc statystyka (2.14) dla fotonów nie może zawierać parametru α , lub inaczej mówiąc, należy w ich przypadku przyjąć $\alpha = 0$. Ze statystyki Bosego–Einsteina, po właściwym wyliczeniu wag statystycznych $g(E)$, wynika bezpośrednio formuła Plancka (1.61).

Rozkład Boltzmann. Korzystając z równania (2.12) możemy natychmiast znaleźć stosunek liczby cząstek gazu klasycznego znajdujących się w dwóch różnych stanach energetycznych, $E_2 > E_1$

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{E_{21}}{kT}\right), \quad (2.15)$$

gdzie $E_{21} = E_2 - E_1$. Nie ma przy tym znaczenia, czy energia zmienia się w sposób ciągły, czy też, tak jak w atomie, stany energetyczne są dyskretne. W przypadku atomu energie liczymy od stanu podstawowego, dla którego przyjmujemy $E_0 = 0$.

Jeżeli w jednostce objętości znajduje się N atomów danego rodzaju, to możemy napisać

$$\begin{aligned}
 N &= N_0 + N_1 + N_2 + \dots = \\
 &= N_0 \left[1 + \frac{N_1}{N_0} + \frac{N_2}{N_0} + \dots \right] = \\
 &= N_0 \left[\frac{g_0}{g_0} + \frac{g_1}{g_0} \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right) + \frac{g_2}{g_0} \exp\left(-\frac{E_2}{kT}\right) + \dots \right] = \\
 &= \frac{N_0}{g_0} \left[g_0 + g_1 \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{E_2}{kT}\right) + \dots \right].
 \end{aligned}$$

Wyrażenie w nawiasach kwadratowych nazywamy *funkcją rozkładu* i oznaczamy zazwyczaj symbolem $U(T)$

$$U(T) = g_0 + g_1 \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{E_2}{kT}\right) \dots \quad (2.16)$$

Korzystając z tej definicji, możemy napisać

$$N = \frac{N_0}{g_0} U(T).$$

Stosunek liczby atomów w stanie i do wszystkich atomów jest równy

$$\frac{N_i}{N} = \frac{N_i}{N_0} \frac{g_0}{U(T)} = \frac{g_i}{g_0} \frac{g_0}{U(T)} \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) = \frac{g_i}{U(T)} \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right),$$

skąd wynika

$$N_i = N \frac{g_i}{U(T)} \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right). \quad (2.17)$$

Bezwzględna liczba atomów w stanie i jest więc znana, jeżeli znana jest funkcja rozkładu $U(T)$. Do jej obliczenia potrzebna jest znajomość rozkładu poziomów energetycznych oraz ich wag statystycznych. Dla atomów i jonów wodoropodobnych energia stanów energetycznych określona jest przede wszystkim przez główną liczbę kwantową n . Ponieważ taką samą liczbę kwantową n może mieć $2n^2$ elektronów, zatem waga statystyczna powłoki $g_n = 2n^2$. Waga statystyczna orbitalu (tzn. poziomów o takiej samej liczbie pobocznej l) jest równa $g_l = 2(2l + 1)$. Stan o ustalonych wartościach liczb L i S ma wagę statystyczną $g_{LS} = (2L + 1)(2S + 1)$ i wreszcie poziom o liczbie całkowitego momentu pędu J ma wagę statystyczną $g_J = 2J + 1$.

Liczba poziomów w atomie jest w zasadzie nieskończona; w miarę jak główna liczba kwantowa dąży do nieskończoności, energie poziomów zbiegają się do stałej

wartości, równej energii jonizacji. Wraz ze wzrostem głównej liczby kwantowej rosną również możliwe wartości liczb kwantowych L i S , a co za tym idzie również wagi statystyczne. Funkcja rozkładu (2.16) staje się sumą iloczynów dwóch czynników, z których jeden (waga statystyczna) dąży do nieskończoności, drugi zaś do na ogół małej, ale stałej wartości. Suma taka jest rozbieżna. W praktyce nie ma jednak nigdy potrzeby sumowania po nieskończonej liczbie stanów (co oczywiście prowadziłoby do bezużytecznego wyniku). Wpływ atomów i jonów otoczenia sprawia, że dyskretne poziomy energetyczne istnieją tylko do skończonej wartości głównej liczby kwantowej n_{\max} i powyżej rozmywają się w kontinuum. Prostą ocenę tych efektów można uzyskać odwołując się do modelu atomu Bohra, zgodnie z którym rozmiar orbity elektronowej o głównej liczbie kwantowej n jest równy $n^2 a_0 Z^{-1}$, gdzie $a_0 = 0,529 \cdot 10^{-10}$ m jest promieniem pierwszej orbity Bohra, a Z jest ładunkiem jądra. Rozmiary atomu nie mogą być większe od średniej odległości między atomami, która – przy gęstości N cząstek w jednostce objętości – jest równa $N^{-1/3}$. Maksymalną wartość głównej liczby kwantowej możemy ocenić z przyrównania do siebie obu tych wielkości

$$n_{\max}^2 a_0 Z^{-1} = N^{-1/3},$$

skąd

$$n_{\max} = \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{1/2} N^{-1/6}.$$

Na przykład dla wodoru ($Z = 1$) i dla gęstości cząstek $N = 10^{18} \text{ m}^{-3}$ dostajemy $n_{\max} \approx 100$. Dokładna wartość n_{\max} nie ma większego znaczenia: jeżeli liczba poziomów jest skończona, to funkcja rozkładu nie ma okazji stać się wielkością nieskończoną i z powodzeniem można ją przybliżyć przez sumę kilku pierwszych wyrazów, odpowiadających najniższym poziomom wzbudzonym. Dla poziomów o energiach wzbudzenia większych od kT czynnik wykładniczy skutecznie zmniejsza wartość odpowiednich składników sumy. W większości przypadków wystarcza nawet przybliżenie $U(T) = g_0$. Jest ono oczywiście tym lepsze, im wyżej nad poziomem podstawowym leżą następne poziomy wzbudzone i im niższa jest temperatura.

Rozkład Maxwella. Posługując się statystyką Maxwella–Boltzmana można uzyskać najbardziej prawdopodobny rozkład energii kinetycznej E cząstek gazu klasycznego w warunkach równowagi termodynamicznej

$$\frac{dN(E)}{N} = f(E) dE = \frac{2}{\pi^{1/2} (kT)^{3/2}} E^{1/2} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE, \quad (2.18)$$

gdzie $dN(E)$ oznacza liczbę cząstek o energiach zawartych w przedziale $E, E + dE$, a $f(E)$ ma sens gęstości prawdopodobieństwa.

Korzystając ze związku między energią i pędem można stąd otrzymać najbardziej prawdopodobny rozkład pędów. W przypadku klasycznym $E = p^2/2m$, a zatem

$$f(p)dp = \frac{4\pi}{(2\pi mkT)^{3/2}} p^2 \exp\left(-\frac{p^2}{2mkT}\right) dp. \quad (2.19)$$

Jeżeli do tego wyrażenia podstawimy klasyczny związek między pędem i prędkością, $p = mv$, to otrzymamy rozkład modułów prędkości

$$f(v)dv = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv. \quad (2.20)$$

Rozkłady (2.20) dla elektronów i trzech wartości temperatury są przedstawione na Rys. 2.1.

Z rozkładu (2.20) wynikają: prędkość najbardziej prawdopodobna, czyli taka, dla której $f(v)$ osiąga maksimum

$$v_{max} = \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2}, \quad (2.21)$$

prędkość średnia

$$\langle v \rangle = \int_0^\infty v f(v) dv = \left(\frac{8kT}{m}\right)^{1/2} \quad (2.22)$$

oraz średni kwadrat prędkości

$$\langle v^2 \rangle = \int_0^\infty v^2 f(v) dv = \frac{3kT}{m}, \quad (2.23)$$

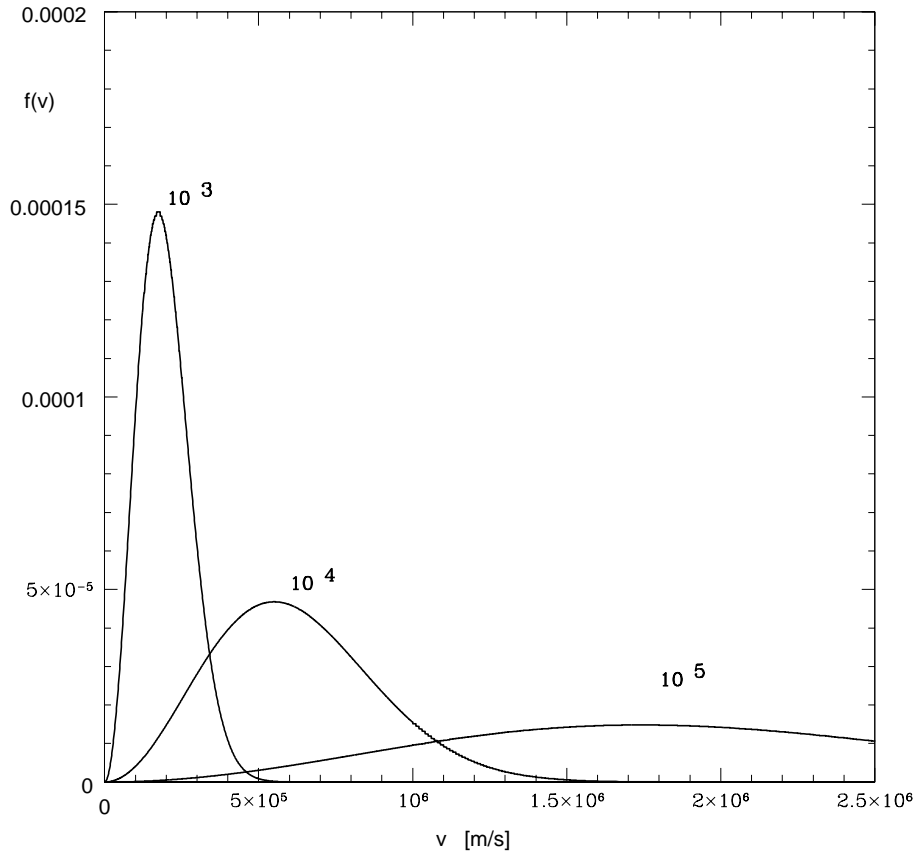
z którym związana jest średnia energia cząstek

$$\left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle = \frac{3}{2} kT. \quad (2.23a)$$

Znajomość rozkładu pędów pozwala w prosty sposób znaleźć równanie stanu obowiązujące dla cząstek podlegających temu rozkładowi. Wyobraźmy sobie jednostkową powierzchnię umieszczoną w przestrzeni zajmowanej przez cząstki o rozkładzie pędów opisanym przez funkcję $f(p)$. W jednostce czasu z jednostkowego kąta bryłowego pada na tę powierzchnię

$$dN = \frac{1}{4\pi} v_p \cos \vartheta N f(p) dp \quad (2.24)$$

cząstek o pędach zawartych w przedziale $p, p + dp$, gdzie N jest całkowitą gęstością cząstek, a v_p jest prędkością cząstek o pędzie p . Każda cząstka podczas



Rys. 2.1. Unormowane do jedności rozkłady Maxwella prędkości elektronów dla trzech wartości temperatury: 10^3 , 10^4 i 10^5 K.

elastycznego odbicia udziela ściance pęd $2p \cos \vartheta$. Pęd udzielony ściance przez cząstki o pędzie p nadbiegające ze wszystkich kierunków po jednej stronie ścianki jest więc

$$dP = \frac{2}{4\pi} p v_p N f(p) dp \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \cos^2 \vartheta \sin \vartheta d\vartheta = \frac{1}{3} p v_p N f(p) dp \quad (2.25)$$

Pęd udzielany przez cząstki o wszystkich możliwych wartościach pędów, czyli ciśnienie całkowite wywierane przez cząstki jest

$$P = \frac{1}{3} \int_0^{\infty} p v_p N f(p) dp \quad (2.26)$$

Wyrażenie to przedstawia tzw. *całkę ciśnienia*, z której można obliczyć ciśnie-

nie cząstek, jeżeli znany jest rozkład ich pędów oraz związek między pędem i prędkością. W przypadku klasycznym, gdy między pędem i prędkością zachodzi prosty związek $v_p = p/m$, a rozkład prędkości jest opisany równaniem (2.19), z (2.26) dostajemy

$$P = \frac{1}{3} \int_0^\infty p \frac{p}{m} N \frac{4\pi}{(2\pi mkT)^{3/2}} p^2 \exp\left(-\frac{p^2}{2mkT}\right) dp.$$

Dokonując podstawienia

$$u = \frac{p}{(2mkT)^{1/2}}$$

i biorąc pod uwagę, że

$$\int_0^\infty u^4 \exp(-u^2) du = \frac{3}{8} \sqrt{\pi}$$

po prostych przekształceniach dostajemy

$$P = NkT. \quad (2.27)$$

Związek ten jest identyczny z fenomenologicznym równaniem stanu (2.1), co łatwo można wykazać odwołując się do *prawa Avogadro*, stwierdzającego, że w jednym molu gazu doskonałego znajduje się

$$N_A = 6,0221 \cdot 10^{23}$$

cząstek. Obowiązujące dla jednego mola gazu równanie stanu (2.1) można przedstawić w postaci

$$P = \frac{N_A}{V} \frac{R}{N_A} T.$$

Ponieważ N_A jest liczbą cząstek w jednym molu, V zaś jest objętością jednego mola, więc N_A/V jest równe liczbie cząstek w jednostce objętości N . Ponadto $R/N_A = k$. Równania (2.1) i (2.27) są zatem identyczne.

Formuła jonizacyjna Sahy. Stosując statystykę Maxwella–Boltzmann do dwóch stanów energetycznych, z których jeden odpowiada jonowi j -krotnie zjonizowanemu, a drugi jonowi $j+1$ -krotnie zjonizowanemu plus elektron swobodny oraz uwzględniając kwantowe właściwości swobodnego elektronu, można uzyskać równanie wiążące ze sobą liczby atomów znajdujących się w dwóch kolejnych stanach jonizacji. Równanie to, zwane równaniem lub formułą Sahy, ma następującą postać:

$$\frac{N_{j+1}}{N_j} N_e = \frac{g_e U_{j+1}(T)}{U_j(T)} \left(\frac{2\pi m_e}{h^2}\right)^{3/2} (kT)^{3/2} \exp\left(-\frac{\chi_j}{kT}\right), \quad (2.28)$$

gdzie N_{j+1} jest liczbą atomów $j + 1$ - krotnie zjonizowanych, N_j jest liczbą atomów j - krotnie zjonizowanych, N_e – liczbą elektronów swobodnych w jednostce objętości, $U_{j+1}(T)$ i $U_j(T)$ są funkcjami rozkładu odpowiednich jonów, g_e jest wagą statystyczną elektronu swobodnego (ponieważ swobodny elektron może mieć w stosunku do dowolnie wybranego kierunku dwa ustawienia spinu, $g_e = 2$), χ_j jest energią jonizacji atomu j - krotnie zjonizowanego, a m_e jest masą elektronu. W szczególnym przypadku gdy $j = 0$, formuła Sahy przedstawia stosunek liczby atomów jednokrotnie zjonizowanych do liczby atomów neutralnych.

Korzystając z równania stanu (2.25) zastosowanego do elektronów, równaniu Sahy można nadać równoważną postać

$$\frac{N_{j+1}}{N_j} P_e = \frac{2U_{j+1}(T)}{U_j(T)} \left(\frac{2\pi m_e}{h^2} \right)^{3/2} (kT)^{5/2} \exp\left(-\frac{\chi_j}{kT}\right), \quad (2.29)$$

w której P_e jest parcjalnym ciśnieniem swobodnych elektronów.

Równanie Sahy opisuje stan jonizacji materii w warunkach równowagi termodynamicznej. Jest przy tym obojętne jakiego rodzaju procesy mikroskopowe są odpowiedzialne za jonizację i rekombinację: stan jonizacji jest wynikiem ich dokładnego zrównoważenia. Jeżeli natomiast nie ma stanu równowagi termodynamicznej, tzn. niektóre z tych procesów nie są zrównoważone, wówczas stan jonizacji jest określony przez warunek równowagi statystycznej między wszystkimi procesami jonizacji i rekombinacji.

Formuła Sahy, którą przedstawiliśmy powyżej na przykładzie jonizacji atomów, ma znacznie szersze zastosowania. Opisuje ona każdy zrównoważony proces, w którym cząstki jednego rodzaju zamieniają się na dwie cząstki innych rodzajów, np. proces dysocjacji cząsteczek czy rozpad jąder atomowych.

Zwróćmy jeszcze uwagę, że formuła Sahy zawiera dwa parametry zewnętrzne: temperaturę i ciśnienie elektronowe. O ile temperatura jest parametrem uniwersalnym dla wszystkich procesów w warunkach równowagi termodynamicznej, to ciśnienie elektronowe, względnie koncentracja elektronów swobodnych, zależy od stanu jonizacji wszystkich rodzajów atomów występujących w rozważanej materii i wobec tego nie jest parametrem zupełnie dowolnym, lecz wielkością, którą należy wyznaczyć jednocześnie ze stanem jonizacji. Pociąga to za sobą pewne komplikacje w spójnym rozwiązaniu problemu jonizacji mieszanin gazowych.

Stopień jonizacji i koncentrację swobodnych elektronów można znaleźć w sposób spójny tylko dla jonów o jednym stopniu jonizacji (np. dla wodoru lub – przy założeniu, że inne stopnie jonizacji nie odgrywają roli – dla jonu w przedostatnim stopniu jonizacji), gdy $N = N_0 + N_1$. Przedstawiając dla wygody równanie Sahy w skróconej postaci

$$\frac{N_1}{N_0} N_e = \phi(T)$$

i biorąc pod uwagę, że przy jednym stopniu jonizacji liczba elektronów jest równa liczbie jonów, $N_e = N_1$, otrzymujemy równanie

$$\frac{N_1^2}{N_0} = \phi(T). \quad (2.30)$$

Stan jonizacji materii wygodnie jest opisywać za pomocą *współczynników jonizacji* zdefiniowanych następująco:

$$\alpha_1 = \frac{N_1}{N_0 + N_1} = \frac{N_1}{N},$$

$$\alpha_0 = \frac{N_0}{N_0 + N_1} = \frac{N_0}{N},$$

przy czym oczywiście $\alpha_0 + \alpha_1 = 1$. Równanie (2.30) można wyrazić za pomocą współczynników jonizacji

$$\frac{N_1^2}{N_0} = \frac{\frac{N_1}{N} \frac{N_1}{N}}{\frac{N_0}{N}} = \frac{\alpha_1^2}{\alpha_0} N = \phi(T),$$

albo

$$\frac{\alpha_1^2}{\alpha_0} = \frac{\alpha_1^2}{1 - \alpha_1} = \frac{1}{N} \phi(T).$$

Rozwiązaniem tego prostego równania kwadratowego jest

$$\alpha_1 = -\frac{\phi(T)}{2N} + \frac{\phi(T)}{2N} \sqrt{1 + \frac{4N}{\phi(T)}} \quad (2.31)$$

Wybieramy rozwiązanie ze znakiem dodatnim, ponieważ współczynnik jonizacji jest z definicji wielkością dodatnią.

Analiza uzyskanego wzoru pozwala zrozumieć wpływ jaki na stan jonizacji ma temperatura i gęstość materii. Zwróćmy uwagę, że $\phi(T)$ jest rosnącą funkcją temperatury, a zatem jeżeli temperatura rośnie przy niezmienniej gęstości N , to wartość funkcji $\phi(T)$ wzrasta. Drugi wyraz pod pierwiastkiem w (2.31) staje się mały i można dokonać rozwinięcia

$$\sqrt{1 + \frac{4N}{\phi(T)}} \approx 1 + \frac{2N}{\phi(T)}.$$

Z (2.31) otrzymujemy wtedy

$$\alpha_1 \approx -\frac{\phi(T)}{2N} + \frac{\phi(T)}{2N} + 1 = 1.$$

Widzimy więc, że wzrost temperatury przy niezmienniej gęstości pociąga za sobą wzrost stopnia jonizacji, który w granicy dąży do jedności. Jeżeli natomiast wzrasta gęstość materii N , to pod pierwiastkiem w wyrażeniu (2.31) możemy pominąć jedynkę i napisać w przybliżeniu

$$\alpha_1 \approx -\frac{\phi(T)}{2N} + \frac{\phi(T)}{2N} \frac{2\sqrt{N}}{\sqrt{\phi(T)}} = -\frac{\phi(T)}{2N} + \frac{\sqrt{\phi(T)}}{\sqrt{N}} \approx 0.$$

Oznacza to, że dla wzrastających gęstości N stopień jonizacji dąży do zera.

Oba wnioski są zgodne z intuicją: wzrost temperatury powoduje zwiększenie energii zarówno fotonów, jak i cząstek gazu, co w oczywisty sposób sprzyja zachodzeniu jonizacji; w warunkach odpowiednio dużej gęstości spotkania jonów z elektronami są na tyle częste, że dominują procesy rekombinacji.

Równowaga termodynamiczna i temperatura. Dokonajmy krótkiego podsumowania własności materii w stanie, który nazywamy stanem równowagi termodynamicznej. Wyobraźmy sobie gaz zamknięty w naczyniu o idealnie izolujących i odbijających ściankach. Wydaje się rozsądne założenie, że po odpowiednio długim czasie w mieszaninie cząstek i fotonów zostanie zrealizowany najbardziej prawdopodobny rozkład energii, który nie będzie zależał ani od miejsca ani od czasu. Z założenia tego wynikają następujące znane nam już wnioski:

(1) Obsadzenie stanów o różnych energiach jest opisane rozkładem Boltzman-na (2.15).

(2) Prędkości cząstek klasycznych podlegają rozkładowi Maxwella (2.20).

(3) Stan jonizacji jest opisany formułą Sahy (2.28).

(4) Natężenie promieniowania pozostającego w równowadze z materią jest opisane prawem Plancka (1.61).

We wszystkich tych zależnościach temperatura ma taką samą wartość. W warunkach równowagi termodynamicznej wszystkie własności materii i promieniowania można opisać posługując się jednym parametrem – temperaturą.

W rzeczywistym świecie rzadko mamy do czynienia z obiektami znajdującymi się w doskonałym stanie równowagi termodynamicznej. Sam fakt, że możemy obserwować ciała niebieskie oznacza, że nie są one układami izolowanymi. Rozrzedzona materia międzygwiazdowa znajduje się zazwyczaj w polu promieniowania pobliskich gwiazd. Cechy tego promieniowania są określone warunkami panującymi na powierzchni gwiazd i nie mają żadnego związku ze stanem, w jakim znajdują się atomy materii rozproszonej; nie jest zatem w oczywisty sposób spełniony warunek równowagi termicznej między promieniowaniem i materią. Przykładów takich można podać znacznie więcej. Niemniej jednak pojęcie temperatury jest na tyle użyteczne, że staramy się mu nadać pewien sens nawet w warunkach odległych od stanu równowagi termodynamicznej. Możemy to zrobić odwołując

się do poznanych cech materii i promieniowania w stanie równowagi i porównując je z możliwymi do określenia cechami materii rzeczywistej. Wynikiem takiego porównania jest pewien parametr, który określamy mianem temperatury uzupełnionym o przymiotnik podkreślający sposób, w jaki parametr ten został uzyskany.

I tak *temperatura efektywna* wynika z porównania rzeczywistej mocy promieniowanej z jednostki powierzchni danego ciała z mocą promieniowaną przez ciało doskonale czarne. Przypuśćmy, że potrafimy zmierzyć, lub wyznaczyć na drodze pośredniej, całkowitą moc l promieniowaną z jednostki powierzchni ciała niebieskiego. Z prawa Stefana–Boltzmana wiemy, że całkowita moc promieniowana przez jednostkę powierzchni ciała czarnego jest równa σT^4 . Obserwowane ciało niebieskie najprawdopodobniej nie promieniuje jak ciało doskonale czarne, nie mniej jednak możemy zapytać, jaka powinna być temperatura ciała doskonale czarnego, żeby promieniowany przez nie strumień był równy strumieniowi obserwowanemu. Odpowiedź uzyskamy z oczywistego równania

$$\sigma T_{\text{ef}}^4 = l. \quad (2.32)$$

Najłatwiej i najdokładniej można wyznaczyć temperaturę efektywną Słońca. Z pomiarów bolometrycznych (tzn. odnoszących się do promieniowania integralnego) wiemy, że moc promieniowania słonecznego w pobliżu Ziemi, czyli tzw. *stała słoneczna* S , jest równa

$$S = 1,3677 \text{ kW m}^{-2} = 1,3677 \cdot 10^6 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

łączna moc promieniowana przez Słońce we wszystkich kierunkach

$$L_{\odot} = 4\pi r^2 S, \quad (2.33)$$

gdzie r jest odległością Ziemia – Słońce, $r = 1,495979 \cdot 10^{11} \text{ m} = 1 \text{ j.a.}$ Podstawiając dane liczbowe, dostajemy

$$L_{\odot} = 3,845 \cdot 10^{26} \text{ W} = 3,845 \cdot 10^{33} \text{ erg s}^{-1}.$$

Dzieląc tę wielkość przez powierzchnię Słońca $4\pi R_{\odot}^2 = 6,087 \cdot 10^{18}$, gdzie promień Słońca $R_{\odot} = 6,96 \cdot 10^8 \text{ m}$, dostajemy moc promieniowaną z jednostki powierzchni Słońca

$$l_{\odot} = 6,32 \cdot 10^7 \text{ Wm}^{-2} = 6,32 \cdot 10^{10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

Z równania (2.32) wynika ostatecznie

$$T_{\text{ef}\odot} = (l_{\odot}/\sigma)^{1/4} = 5777 \text{ K}.$$

Temperatura efektywna jest miarą strumienia promieniowania wysyłanego przez dane ciało niebieskie (i może mieć niewiele wspólnego z temperaturą

rozumianą jako parametr termodynamiczny, którego wartość możemy zmierzyć np. za pomocą termometru). Jej wyznaczenie wymaga znajomości parametrów globalnych gwiazd i nie zawsze jest tak proste jak w przypadku Słońca.

Znacznie łatwiejsza do wyznaczenia jest *temperatura barwna*, wynikająca z porównania przebiegu rzeczywistego widma ciągłego z widmem ciała doskonale czarnego. Porównanie to ze względów praktycznych nie dotyczy całego widma, lecz tylko jego fragmentu, np. różnicy natężeń dla dwóch długości fali, a nawet tylko długości fali, w której przypada maksimum promieniowania. Słońce promieniuje maksimum energii w pobliżu 500 nm, co zgodnie z prawem przesunięć Wiena (1.70) odpowiada temperaturze barwnej ok. 6000 K.

Niekiedy definiuje się również *temperaturę jasnościową* jako temperaturę ciała doskonale czarnego, które w danej długości fali promieniuje dokładnie tyle samo energii co ciało obserwowane. Temperatura jasnościowa jest szczególnie użyteczną miarą energii odbieranej przez monochromatyczne odbiorniki radiowe.

Temperatury: efektywna, barwna i jasnościowa są wyznaczone na podstawie widma ciągłego i charakteryzują emisyjne właściwości materii. Inne rodzaje temperatur odnoszą się do mikroskopowych cech materii i są zazwyczaj wyznaczone z obserwacji linii widmowych. Przy odpowiednich założeniach odnośnie sposobu formowania się linii widmowych stosunek natężeń linii odpowiadających przejściom z różnych poziomów energetycznych tego samego pierwiastka dostarcza informacji o stosunkach obsadzeń tych poziomów. Korzystając z formuły Boltzmana można określić temperaturę, w której atomy znajdujące się w stanie równowagi termodynamicznej miałyby takie same stosunki obsadzeń. Wyznaczona w ten sposób temperatura nosi nazwę *temperatury wzbudzenia*.

W bardzo podobny sposób, wykorzystując stosunki linii widmowych tego samego pierwiastka w różnych stanach jonizacji, można uzyskać na drodze obserwacyjnej informacje o stopniu jonizacji promieniującej materii. Przyjmując odpowiednie założenie odnośnie ciśnienia elektronowego można skorzystać z formuły Sahy i przypisać wyznaczonemu stopniowi jonizacji temperaturę, którą nazywamy *temperaturą jonizacji*.

Innym jeszcze rodzajem temperatury jest *temperatura kinetyczna* związana z cechami rozkładu prędkości cząstek materii. Obserwacyjnie można ją ocenić na podstawie szerokości linii widmowych, przy założeniu, że jest ona określona przede wszystkim przez chaotyczne ruchy termiczne atomów i że ich rozkład jest rozkładem Maxwella.

Gdyby obserwowana materia znajdowała się w stanie równowagi termodynamicznej, wówczas wszystkie wymienione wyżej temperatury byłyby identyczne. W rzeczywistości temperatury wyznaczone w różny sposób są wyraźnie różne. Różnice te są nie tyle wynikiem błędów obserwacyjnych, co rzeczywistych różnic temperatury tych obszarów gwiazdy, do których odnoszą się różne obserwacje.

Widmo ciągłe niesie informacje o temperaturze tych warstw, w których jest ono formowane. Widmo liniowe jest z reguły tworzone w innych warstwach o innej temperaturze. Nie ma więc niczego dziwnego w tym, że różne metody pomiaru dają różne wyniki dla tego samego obiektu: po prostu odnoszą się one do nieco innych obszarów. O sposobie wyznaczania temperatury informuje właśnie dodanie odpowiedniego przymiotnika.

Mieszanina gazów. Materia gwiazdowa jest zazwyczaj mieszaniną różnych gazów w stanie częściowej jonizacji. Wprowadźmy kilka wielkości ułatwiających opis takiej mieszaniny, posługując się następującymi oznaczeniami

$N_{i,k}$ – liczba k -krotnie zjonizowanych atomów i -tego pierwiastka,

$N_j = \sum_i N_i$ – łączna liczba jąder wszystkich pierwiastków,

$\alpha_{i,k}$ – stopień k -tej jonizacji i -tego pierwiastka,

N_e – liczba elektronów pochodzących od wszystkich pierwiastków we wszystkich stopniach jonizacji,

ε_i – średnia liczba cząstek (jąder i elektronów) pochodzących od jednego atomu i -tego pierwiastka po uwzględnieniu wszystkich możliwych stopni jonizacji, tzn.

$$\begin{aligned}\varepsilon_i &= \frac{\text{liczba jąder} + \text{liczba elektronów od } i\text{-tego pierwiastka}}{\text{liczba jąder } i\text{-tego pierwiastka}} = \\ &= 1 + \frac{1 \cdot N_{i,1} + 2 \cdot N_{i,2} + \dots + k \cdot N_{i,k}}{N_{i,0} + N_{i,1} + \dots + N_{i,k}} = \\ &= 1 + 1 \cdot \alpha_{i,1} + 2 \cdot \alpha_{i,2} + \dots + k \cdot \alpha_{i,k}.\end{aligned}\quad (2.34)$$

Całkowita liczba cząstek (jąder i elektronów) mieszaniny jest równa

$$N = N_j + N_e = \sum_i N_i \varepsilon_i \quad (2.35)$$

Wskaźnik i odróżnia od siebie atomy o różnych liczbach masowych A_i – a więc zarówno poszczególne pierwiastki, jak i ich izotopy. Masa każdego izotopu jest niemal dokładnie równa (z dokładnością do energii wiązania nukleonów w jądrze) całkowitej wielokrotności masy atomu wodoru $m_H = 1,67 \cdot 10^{-27}$ kg. Masę i -tego izotopu m_i możemy zatem przedstawić

$$m_i = A_i m_H. \quad (2.36)$$

Skład chemiczny mieszaniny można scharakteryzować podając dla każdego pierwiastka jedną z następujących wielkości: *obfitość liczbowa na atom wodoru*

$$a_i = \frac{N_i}{N_H}, \quad (2.37)$$

obfitość masową na gram wodoru

$$b_i = \frac{N_i m_i}{N_H m_H} = \frac{N_i A_i m_H}{N_H m_H} = A_i a_i \quad (2.38)$$

lub obfitość masową na gram materii

$$x_i = \frac{N_i m_i}{\rho} = \frac{N_i m_i}{\sum_i N_i m_i} = \frac{\frac{N_i m_i}{N_H m_H}}{\sum_i \frac{N_i m_i}{N_H m_H}} = \frac{b_i}{\sum_i b_i}, \quad (2.39)$$

przy czym skorzystaliśmy z oczywistego faktu, że gęstość materii ρ jest sumą mas wszystkich jąder w jednostce objętości

$$\rho = \sum_i N_i m_i. \quad (2.40)$$

łącną masę elektronów pominięliśmy jako znikomo małą w porównaniu z masą jąder. Oczywiście jest również, że

$$\sum_i x_i = \frac{\sum_i b_i}{\sum_i b_i} = 1.$$

Zdefiniujmy *średni ciężar cząsteczkowy* μ za pomocą równania

$$N = \frac{\rho}{\mu m_H}. \quad (2.41)$$

Korzystając z tej definicji oraz z (2.36) i (2.39), średni ciężar cząsteczkowy możemy przedstawić następująco

$$\mu = \frac{\rho}{N m_H} = \frac{\rho}{m_H \sum_i N_i \epsilon_i} = \frac{\rho}{m_H \sum_i \frac{x_i \rho}{m_i} \epsilon_i} = \frac{1}{\sum_i \frac{x_i \epsilon_i}{A_i}}. \quad (2.42)$$

W materii całkowicie neutralnej $\epsilon_i = 1$ dla wszystkich atomów, więc średni ciężar cząsteczkowy staje się równy

$$\mu = \frac{1}{\sum_i \frac{x_i}{A_i}}. \quad (2.43)$$

Korzystając z (2.41) równanie stanu możemy przedstawić w postaci często używanej w rozważaniach astrofizycznych

$$P = N k T = \frac{\rho}{\mu m_H} k T. \quad (2.44)$$

Równanie stanu zależy więc od stanu jonizacji materii. Średni ciężar cząsteczkowy μ jest w pełni określony przez skład chemiczny materii, jednak będąc funkcją temperatury i ciśnienia musi być każdorazowo obliczany.

Materia, z którą na ogół mamy do czynienia w gwiazdach, składa się głównie z wodoru i helu oraz z niewielkich ilości pierwiastków ciężkich. Dlatego też jej skład chemiczny określamy często przez podanie tylko trzech obfitości masowych: dla wodoru $x_{\text{H}} = X$, helu $x_{\text{He}} = Y$ i wszystkich pierwiastków cięższych od helu łącznie $\sum_i x_i = Z = 1 - X - Y$. Na podstawie (2.42) mamy wówczas

$$\mu = \frac{1}{X\epsilon_{\text{H}} + \frac{1}{4}Y\epsilon_{\text{He}} + \sum_i \frac{x_i \epsilon_i}{A_i}}.$$

Dla materii całkowicie neutralnej $\epsilon_i = 1$, a zatem

$$\mu = \frac{1}{X + \frac{1}{4}Y + \sum_i \frac{x_i}{A_i}} \quad (2.45)$$

Natomiast dla materii całkowicie zjonizowanej $\epsilon_{\text{H}} = 2$, $\epsilon_{\text{He}} = 3$, $\epsilon_i = 1 + Z_i \approx 1 + \frac{1}{2}A_i$. (Wykorzystaliśmy tu fakt, że dla pierwiastków ciężkich liczba atomowa Z jest w przybliżeniu równa połowie liczby masowej A .) Wstawiając te wartości do (2.42), dostajemy

$$\mu = \frac{1}{2X + \frac{3}{4}Y + \sum_i \frac{1 + \frac{1}{2}A_i}{A_i} x_i}$$

Jeżeli A_i jest rzędu kilkunastu lub kilkudziesięciu, to bez popełnienia dużego błędu możemy pominąć 1 w porównaniu z $\frac{1}{2}A_i$, otrzymując

$$\mu = \frac{1}{2X + \frac{3}{4}Y + \frac{1}{2}Z} = \frac{1}{\frac{1}{2} + \frac{3}{2}X + \frac{1}{4}Y}. \quad (2.46)$$

Wynika stąd, że całkowicie zjonizowana materia złożona wyłącznie z wodoru, dla której $X = 1, Y = Z = 0$ ma średni ciężar cząsteczkowy $\mu = \frac{1}{2}$, natomiast materia złożona wyłącznie z helu, gdy $Y = 1$, ma średni ciężar cząsteczkowy $\mu = \frac{4}{3}$. Dla materii złożonej wyłącznie z pierwiastków ciężkich $\mu = 2$. Korzystając z wprowadzonych wyżej oznaczeń łatwo możemy napisać wyrażenie określające liczbę elektronów w jednostce objętości materii częściowo zjonizowanej:

$$N_e = \sum_i N_i(\epsilon_i - 1) = \frac{\rho}{m_{\text{H}}} \sum_i \frac{x_i}{A_i} (\epsilon_i - 1).$$

Jeżeli jonizacja jest całkowita, tzn. gdy $\epsilon_i = Z_i + 1$, wówczas

$$\begin{aligned}
 N_e &= \frac{\rho}{m_H} \sum_i \frac{x_i Z_i}{A_i} \\
 &= \frac{\rho}{m_H} \left[X + \frac{2}{4} Y + \sum_i x_i \frac{Z_i}{A_i} \right] \\
 &\approx \frac{\rho}{m_H} \left[X + \frac{1}{2} Y + \frac{1}{2} \sum_i x_i \right] \\
 &= \frac{\rho}{m_H} \left[X + \frac{1}{2} Y + \frac{1}{2} Z \right] \\
 &= \frac{\rho}{m_H} \left[X + \frac{1}{2} Y + \frac{1}{2} (1 - X - Y) \right],
 \end{aligned}$$

czyli

$$N_e = \frac{1}{2} \frac{\rho}{m_H} [1 + X] \quad (2.47)$$

Niekiedy wygodne jest zdefiniowanie średniego ciężaru cząsteczkowego na jeden elektron μ_e , związanego z liczbą swobodnych elektronów N_e za pomocą równania analogicznego do równania (2.41)

$$N_e = \frac{\rho}{\mu_e m_H}. \quad (2.48)$$

Biorąc pod uwagę, że średnia liczba elektronów przypadających na jedno jądro i -tego pierwiastka jest równa $\epsilon_i - 1$, czyli

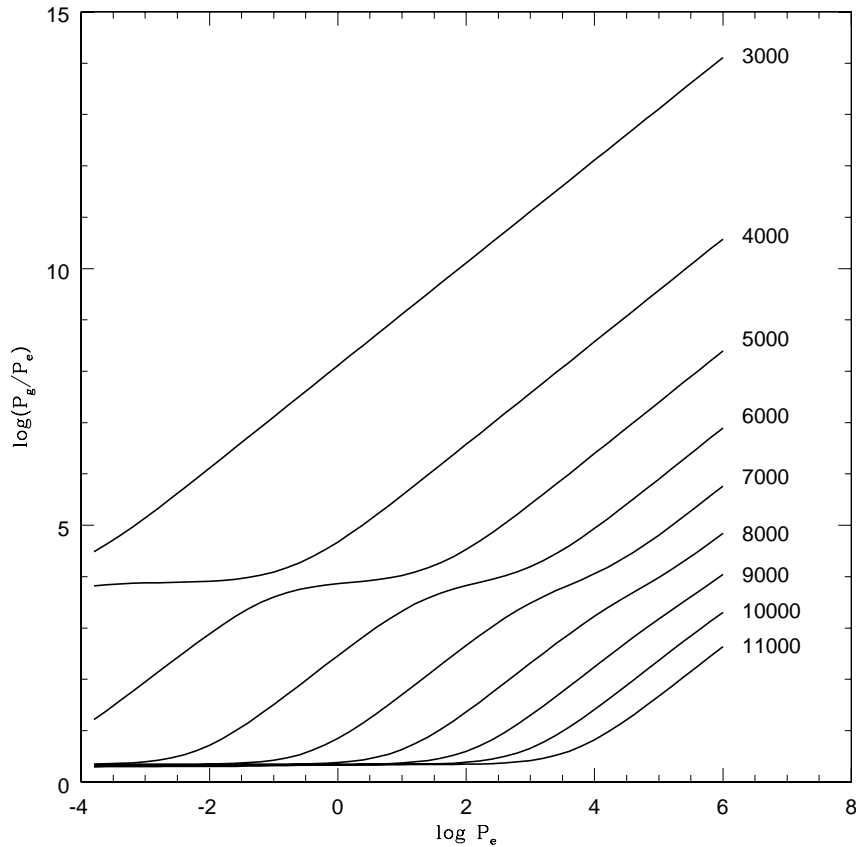
$$N_e = \sum_i N_i (\epsilon_i - 1), \quad (2.49)$$

możemy na podstawie (2.48) napisać

$$\mu_e = \frac{\rho}{m_H N_e} = \frac{\rho}{m_H \sum_i N_i (\epsilon_i - 1)} = \frac{\rho}{m_H \sum_i \frac{x_i \rho}{m_i} (\epsilon_i - 1)} = \frac{1}{\sum_i \frac{x_i (\epsilon_i - 1)}{A_i}}. \quad (2.50)$$

Dla materii całkowicie zjonizowanej (dla której $\epsilon_i - 1 = Z_i$), stosując tak jak poprzednio przybliżenie $Z_i \approx \frac{1}{2} A_i$, dostajemy

$$\begin{aligned}
 \mu_e &= \frac{1}{X + \frac{2}{4} Y + \sum_i \frac{x_i Z_i}{A_i}} = \frac{1}{X + \frac{1}{2} Y + \frac{1}{2} Z} = \frac{1}{X + \frac{1}{2} Y + \frac{1}{2} (1 - X - Y)} = \\
 &= \frac{2}{1 + X} \quad (2.51)
 \end{aligned}$$



Rys. 2.2. Zależność między ciśnieniem całkowitym P_g i ciśnieniem elektronowym P_e w mieszaninie gazów o składzie zbliżonym do składu chemicznego Słońca. Ciśnienie wyrażone jest w paskalach.

Ciśnienie całkowite i ciśnienie elektronowe. Korzystając z wprowadzonych oznaczeń, możemy stosunkowo prosto sformułować problem wyznaczenia ciśnienia elektronowego, a zatem i stanu jonizacji mieszaniny gazów znajdującej się w zewnętrznym ciśnieniu P_g i temperaturze T . Znajomość stopnia jonizacji jest niezbędna, jeżeli chcemy posługiwać się równaniem stanu (2.44).

Oznaczmy przez E liczbę swobodnych elektronów przypadających na jedno jądro atomowe mieszaniny,

$$E = \frac{N_e}{N_j} = \frac{N - N_j}{N_j} = \frac{N}{N_j} - 1 = \frac{\sum_i N_i (\varepsilon_i - 1)}{\sum_i N_i} = \frac{\sum_i N_i \varepsilon_i}{N_i} - 1. \quad (2.52)$$

W materii częściowo zjonizowanej obowiązują równania stanu dla ciśnienia elektronowego

$$P_e = N_e kT$$

i całkowitego ciśnienia gazu

$$P_g = N_j kT + N_e kT.$$

Dzieląc oba równania stronami mamy

$$\frac{P_g}{P_e} = \frac{N_j}{N_e} + 1 = \frac{N_j}{N - N_j} + 1 = \frac{1}{\frac{N}{N_j} - 1} + 1 = \frac{1}{E} + 1. \quad (2.53)$$

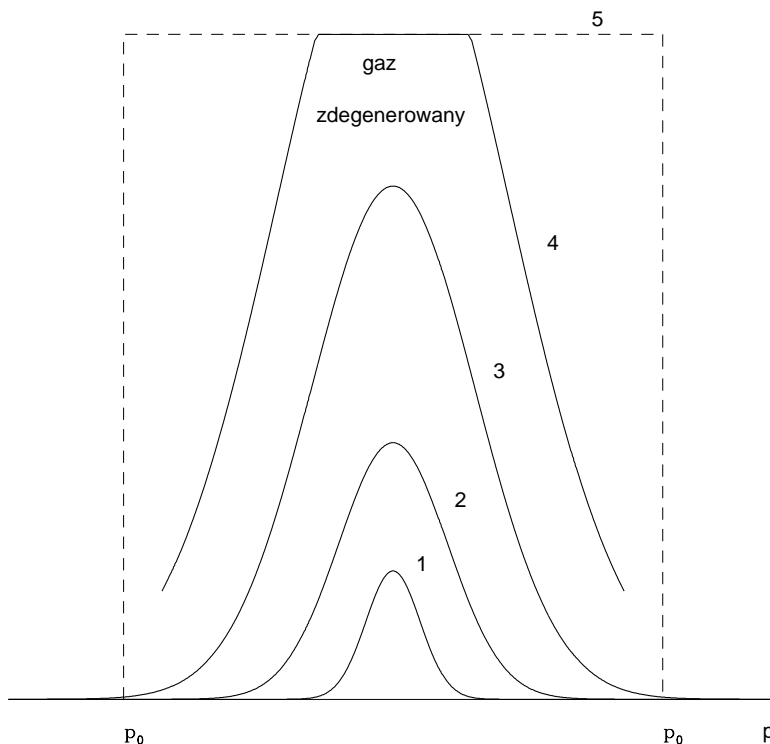
Ponieważ E zależy od ciśnienia elektronowego, zależność między P_g i P_e jest dana w postaci uwikłanej. By móc jednak skorzystać z równania stanu dla mieszaniny gazów w którejkolwiek z poznanych postaci, stosujemy następującą metodę: Wybieramy dowolną wartość temperatury i dla zadanej mieszaniny obliczamy z równania (2.53) wartości ciśnienia całkowitego P_g dla kilku lub kilkunastu wartości P_e . Otrzymujemy w ten sposób zależność $P_g - P_e$ przy ustalonej temperaturze. Powtarzając obliczenia dla kilku wartości temperatur, uzyskujemy na wykresie $P_g - P_e$ siatkę krzywych, których parametrem jest temperatura. Wykres ten jest "obrazem" równania stanu mieszaniny i przedstawia zależność między interesującymi nas wielkościami: P_g, P_e i T . Znajomość dwóch spośród nich jednoznacznie wyznacza trzecią. W typowych sytuacjach astrofizycznych ciśnienie gazu i temperatura są narzucone przez warunki zewnętrzne; sporządzony wykres $P_g - P_e$ pozwala wówczas znaleźć odpowiednią wartość P_e i wykorzystać ją do obliczenia stanu jonizacji poszczególnych składników mieszaniny. Przykład takiej zależności dla mieszaniny o składzie chemicznym zbliżonym do składu chemicznego Słońca jest przedstawiony na Rys. 2.2.

Równanie stanu materii zdegenerowanej. Zakres stosowalności omówionych wyżej postaci równania stanu gazu doskonałego ma naturalne granice wynikające z zakazu Pauliego, który w odniesieniu do cząstek o spinie połowkowym i ciągłym widmie energii brzmi następująco:

w sześciowymiarowej przestrzeni położeń i pędów (przestrzeni fazowej) komórkę o objętości h^3 , mogą zajmować co najwyżej dwie cząstki, różniące się kierunkiem spinów.

Inaczej mówiąc, jeżeli gęstość przestrzenna cząstek jest równa N , to ich liczba w elemencie przestrzeni fazowej $dN = N dp_x dp_y dp_z dx dy dz$ ma górne ograniczenie

$$dN \leq \frac{2}{h^3} dp_x dp_y dp_z dx dy dz. \quad (2.54)$$



Rys. 2.3. Schematyczny obraz zniekształcenia rozkładu pędów elektronów w wyniku kwantowej degeneracji.

Cząstki podlegające zakazowi Pauliego są opisywane statystyką Fermiego–Diraca (2.13), z której wynikają informacje dotyczące zasadniczych właściwości gazu fermionowego. Wiele z tych informacji można jednak uzyskać również w sposób poglądowy, nie odwołując się do tego rozkładu, a tylko śledząc zmiany, jakie w maxwellovskim rozkładzie prędkości wywołuje zakaz Pauliego. Na Rys. 2.3 naszkicowany jest przebieg jednowymiarowych rozkładów pędu dla wzrastających gęstości elektronów. Krzywa oznaczona numerem 1 odpowiada małej gęstości elektronów, gdy liczba elektronów o składowej pędu p_x jest opisana jednowymiarowym rozkładem Maxwella

$$N_e(p_x)dp_x = \frac{N_e}{(2\pi m_e kT)^{1/2}} \exp\left(-\frac{p_x^2}{2m_e kT}\right) dp_x \quad (2.55)$$

Ograniczenie się do jednej składowej pędu nie zmienia ogólności rozważań, bo ze względu na założoną izotropowość rozkładu wyniki dla pozostałych składowych powinny być identyczne. Niewielki wzrost gęstości cząstek N_e nie zmienia kształtu rozkładu, a każdy punkt krzywej 1 zostanie po prostu pomnożony przez

czynnik, o jaki zwiększyła się gęstość (krzywa 2). Dalszy wzrost gęstości będzie prowadził do wypełniania dozwolonych stanów energetycznych. Najwcześniej nastąpi to dla stanów o małych wartościach pędów, ponieważ cząstek o małych pędach jest najwięcej. Wypełnianie najniższych stanów energetycznych pociągnie za sobą odkształcenie pierwotnego rozkładu pędów (krzywa 3). Po spełnieniu nierówności (2.54) dalszy wzrost gęstości nie będzie już mógł zwiększyć liczby elektronów o małych pędach, ponieważ wszystkie niższe stany energetyczne będą zajęte; maksimum rozkładu nie będzie już wzrastać i ulegnie wyraźnemu spłaszczeniu (krzywa 4). Następne elektrony, które chcielibyśmy umieścić w jednostce objętości mogą zająć tylko stany o większych pędach. Rozkład pędów staje się zatem coraz bardziej płaski, aż w granicy przybierze kształt prostokątny (zaznaczony linią przerywaną 5).

Jednowymiarowemu rozkładowi prostokątnemu odpowiada w przestrzeni trójwymiarowej kula o promieniu p_0 , wewnątrz której zawarte są pędy praktycznie wszystkich elektronów. p_0 nosi nazwę *pędu Fermiego*. Materię o takim rozkładzie pędów nazywamy całkowicie zdegenerowaną. Zgodnie z (2.54) liczba elektronów w jednostce objętości, których pędy są zawarte w przedziałach dp_x, dp_y, dp_z , jest w przypadku degeneracji równa

$$N_e(p_x, p_y, p_z) = \frac{dN_e}{dx dy dz} = \frac{2}{h^3} dp_x dp_y dp_z \quad (2.56)$$

Zakładając, że rozkład pędów jest niezależny od kierunku łatwo można uzyskać rozkład wartości bezwzględnych całkując (2.56) po wszystkich kierunkach w układzie współrzędnych sferycznych, w którym $dp_x dp_y dp_z = p^2 \sin \vartheta d\vartheta d\varphi dp$. Otrzymujemy wówczas

$$N_e(p) dp = \frac{2p^2}{h^3} dp \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \sin \vartheta d\vartheta = \frac{2}{h^3} 4\pi p^2 dp \quad (2.57)$$

W przypadku nierelatywistycznym, gdy między prędkością i pędem zachodzi prosty związek $v_p = p/m$, wstawienie (2.57) do całki ciśnienia (2.26) daje w wyniku

$$P = \frac{1}{3} \int_0^{p_0} p \frac{p}{m_e} \frac{2}{h^3} 4\pi^2 p^2 dp = \frac{8\pi}{3m_e h^3} \int_0^{p_0} p^4 dp = \frac{8\pi}{3m_e h^3} \frac{1}{5} p_0^5 = \frac{8\pi}{15m_e h^3} p_0^5. \quad (2.58)$$

Całkujemy w granicach od 0 do p_0 , ponieważ zgodnie z założeniem o całkowitej degeneracji przyjmujemy, że pędy wszystkich cząstek leżą wewnątrz kuli o promieniu p_0 .

W przypadku relatywistycznym, związek między pędem i prędkością jest bardziej złożony

$$p = \frac{m_e v_p}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_p}{c}\right)^2}}$$

lub po wyznaczeniu stąd v_p

$$v_p = \frac{\frac{p}{m_e}}{\sqrt{1 + \left(\frac{p}{m_e c}\right)^2}}. \quad (2.59)$$

Wstawienie tej zależności do całki ciśnienia prowadzi do dość skomplikowanej zależności między ciśnieniem i pędem Fermiego. Znacznie prostszy wynik otrzymujemy w przybliżeniu *skrajnie relatywistycznym*, gdy największy wkład do ciśnienia wnoszą cząstki o bardzo dużych pędach. Zgodnie z (2.59), gdy pęd elektronu jest bardzo duży w porównaniu z masą spoczynkową $m_e c^2$ (tak iż pod pierwiastkiem możemy zaniedbać jedynkę), jego prędkość jest bliska prędkości światła. Przyjmując w całce ciśnienia $v_p = c$ dostajemy

$$P = \frac{8\pi c}{3h^3} \int_0^{p_0} p^3 dp = \frac{2\pi c}{3h^3} p_0^4. \quad (2.60)$$

Pozostaje jeszcze do znalezienia związek między pędem Fermiego i wielkościami fizycznymi charakteryzującymi stan materii. Wykorzystamy w tym celu fakt, że liczba elektronów w jednostce objętości jest równa

$$N_e = \int_0^\infty N_e(p) dp = \frac{8\pi}{h^3} \int_0^{p_0} p^2 dp = \frac{8\pi}{3h^3} p_0^3. \quad (2.61)$$

Korzystając z definicji średniego ciężaru cząsteczkowego na jeden elektron można tę ostatnią zależność przedstawić w postaci

$$\frac{\rho}{\mu_e m_H} = \frac{8\pi}{3h^3} p_0^3,$$

skąd wynika

$$p_0 = \left(\frac{3h^3}{8\pi m_H}\right)^{1/3} \left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{1/3}. \quad (2.62)$$

Uzyskane wyżej równanie stanu można zatem przedstawić w następujących postaciach:

W przypadku nierelatywistycznym

$$P_e = \frac{8\pi}{15m_e h^3} \left(\frac{3h^3}{8\pi m_H}\right)^{5/3} \left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{5/3} = K_1 \left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{5/3}. \quad (2.63)$$

W przypadku skrajnie relatywistycznym

$$P_e = \frac{2\pi c}{3h^3} \left(\frac{3h^3}{8\pi m_H}\right)^{4/3} \left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{4/3} = K_2 \left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{4/3}, \quad (2.64),$$

gdzie w układzie SI $K_1 = 1,003 \cdot 10^7$, $K_2 = 1,240 \cdot 10^9$, a w układzie cgs $K_1 = 1,003 \cdot 10^{13}$, $K_2 = 1,240 \cdot 10^{15}$.

Warunki niezbędne do wystąpienia efektów degeneracji gazu elektronowego można określić w przybliżeniu, porównując ze sobą wartości ciśnienia przewidywane przez równanie stanu zwykłego gazu doskonałego i równanie stanu materii całkowicie zdegenerowanej w przypadku nierelatywistycznym

$$\frac{k}{\mu_e m_H} \rho T = K_1 \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{5/3},$$

skąd dostajemy równanie linii oddzielającej w płaszczyźnie ρ, T materię zdegenerowaną od materii niezdegenerowanej

$$\frac{\rho}{\mu_e} = \left(\frac{k}{m_H K_1} \right)^{3/2} T^{3/2}. \quad (2.65)$$

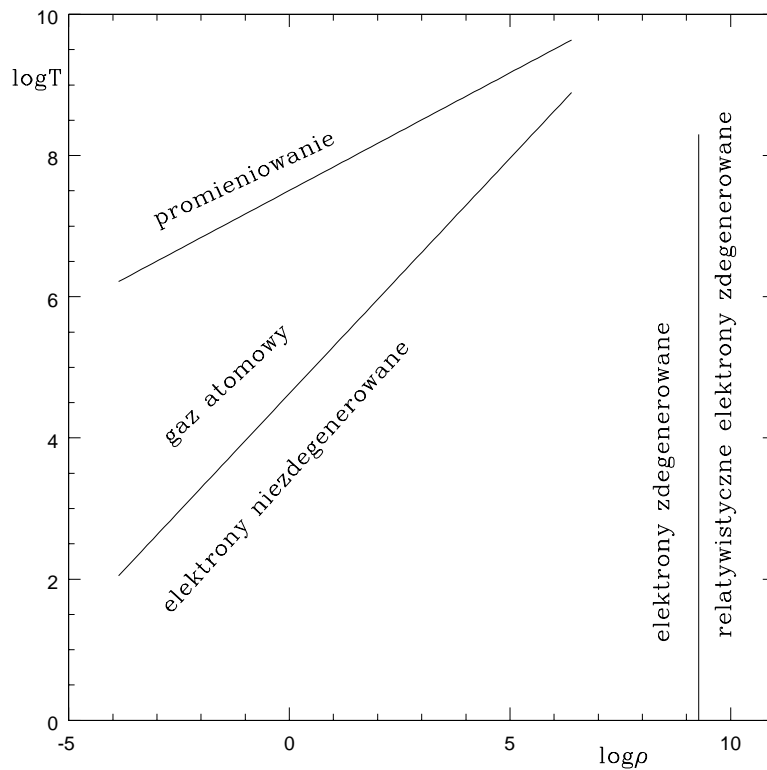
Z równania tego wynika ważny wniosek, że im wyższa jest temperatura materii, tym większa jest gęstość, przy której następuje degeneracja. Materia, która jest całkowicie zdegenerowana w niskiej temperaturze może w wyniku wzrostu temperatury odzyskać cechy zwykłej materii.

Podobnie, przyrównując do siebie prawe strony równań (2.63) i (2.64), znajdujemy granicę oddzielającą na płaszczyźnie ρ, T materię nierelatywistyczną od materii relatywistycznej

$$\frac{\rho}{\mu_e} = \left(\frac{K_2}{K_1} \right)^3 = 1,92 \cdot 10^9 \text{ kg m}^{-3} = 1,92 \cdot 10^6 \text{ g cm}^{-3}.$$

Wynika stąd, że przybliżenie relatywistyczne obowiązuje po przekroczeniu gęstości określonej przez powyższe równanie, niezależnie od tego, jaka jest temperatura materii.

Dotychczas rozważaliśmy efekty degeneracji elektronów, chociaż uzyskane związki stosują się do dowolnych fermionów. W uzyskanych równaniach należy tylko zastąpić masę elektronu m_e przez masę tych cząstek m_A . Z równania (2.63) wynika, że wartość stałej K_1 jest odwrotnie proporcjonalna do m_A , zgodnie zaś z równaniem (2.65) gęstość, przy której zaczynają się ujawniać efekty degeneracji jest proporcjonalna do $m^{3/2}$. Oznacza to, że przy stałej temperaturze, degeneracja cząstek o masie m_A rozpocznie się w gęstościach $(m_A/m_e)^{3/2}$ razy większych niż degeneracja elektronów. Protony, których masa jest w przybliżeniu 1840 razy większa od masy elektronów, będą ulegać degeneracji dopiero przy gęstościach niemal sto tysięcy razy większych od gęstości, w których ulega degeneracji gaz elektronowy. Gęstości i temperatury odpowiadające degeneracji elektronów spotykamy we wnętrzach białych karłów. Warunki, w których degeneracji mogłyby



Rys. 2.4. Obszary na płaszczyźnie (ρ, T) , w których obowiązują różne postaci równania stanu. Jednostką gęstości ρ jest kg m^{-3} , temperatura T jest wyrażona w kelwinach.

ulegać protony (nie mówiąc już o cząstkach jeszcze cięższych) w rzeczywistych obiektach astrofizycznych występują tylko wyjątkowo.

Rozważania dotyczące postaci równania stanu w różnych warunkach fizycznych uzupełnijmy przypomnieniem równania stanu dla promieniowania znajdującego się w równowadze z materią, $P = aT^4/3$. Porównując ze sobą ciśnienie materii i ciśnienie promieniowania

$$\frac{k}{\mu m_{\text{H}}} \rho T = \frac{1}{3} a T^4,$$

dostajemy równanie linii, która na płaszczyźnie ρ, T oddziela od siebie obszary dominacji obu rodzajów ciśnień. Po uproszczeniu tej zależności i podstawieniu wartości stałych mamy

$$T = 3,20 \cdot 10^7 \left(\frac{\rho}{\mu} \right)^{1/3}. \quad (2.66)$$

Obszary, w których stosują się różne rodzaje równania stanu, są przedstawione na Rys 2.4. Zaznaczone są oddzielające je linie, których równania znaleźliśmy wyżej. Z rysunku tego widać, że w bardzo dużych temperaturach i małych gęstościach materii ciśnienie promieniowania przeważa nad ciśnieniem materii. Wzrost gęstości i obniżanie temperatury zmniejsza udział ciśnienia promieniowania w łącznym ciśnieniu: dominujące staje się ciśnienie materii, a postać równania stanu zależy od stopnia jonizacji. Dalszy wzrost gęstości powoduje degenerację elektronów: równanie stanu składa się z sumy ciśnienia zdegenerowanych elektronów – równanie (2.63) lub (2.64) – i ciśnienia niezdegenerowanego gazu złożonego z jąder – równanie (2.44).

Równanie stanu materii supergęstej. W miarę jak wzrasta gęstość materii, jej stan fizyczny w coraz mniejszym stopniu zależy od temperatury. Poprzednio pokazaliśmy, że ciśnienie zdegenerowanego gazu elektronowego nie zależy od temperatury (choć gęstość progowa, od której zaczynają ujawniać się efekty degeneracji materii zależy od temperatury materii). Podobnie, począwszy od pewnej gęstości granicznej materia staje się całkowicie zjonizowana, niezależnie od tego jak niska byłaby jej temperatura. Przyczyna tego jest prosta: atomy zbudowane z jądra i otaczającej je chmury elektronowej mają skończone rozmiary. Jeżeli gęstość materii stanie się tak duża, że średnie odległości między atomami staną się mniejsze od ich rozmiarów, wówczas istnienie trwałych powłok elektronowych będzie niemożliwe z powodów czysto geometrycznych. Proste modele atomu prowadzą do wniosku, że atomy stają się praktycznie całkowicie zjonizowane przy gęstościach $\rho \approx 6A Z \text{ g cm}^{-3}$, gdzie A jest liczbą masową, a Z – liczbą atomową danego pierwiastka. Na przykład dla żelaza otrzymujemy stąd gęstość graniczną rzędu 10^4 g cm^{-3} (10^7 kg m^{-3}). Po przekroczeniu gęstości rzędu kilka razy 10^6 g cm^{-3} elektrony są całkowicie swobodne, zdegenerowane i relatywistyczne.

Całkowita jonizacja atomów powoduje, że w bilansie energii cząstek gazu może zacząć odgrywać rolę ich oddziaływanie kulombowskie. Jak długo średnie odległości między jądrami atomowymi są większe od rozmiarów atomów neutralnych, tak długo ładunki jąder są neutralizowane przez przeciwne ładunki elektronów. Jeżeli jednak gęstość wzrośnie na tyle, że jądra znajdują się w bezpośrednim sąsiedztwie, wówczas zaczną między nimi działać siły odpychania elektrostatycznego, które oczywiście będą przeciwstawiać się dalszemu ścisnieniu gazu, wpływając tym samym na zależność między gęstością i ciśnieniem. W warunkach równowagi gaz przyjmie taką konfigurację, w której oddziaływania kulombowskie będą możliwie najmniejsze. Najefektywniejszym sposobem zminimalizowania efektów odpychania kulombowskiego między poszczególnymi jądrami atomowymi jest rozmieszczenie ich w postaci regularnej struktury przestrzennej, takiej jak sieć krystaliczna. Spodziewamy się zatem, że począwszy od gęstości, w

której materia ulega całkowitej jonizacji wskutek nadmiernego zagęszczenia atomów, rozpocznie się jednoczesny proces *krystalizacji*. Fakt ten wymaga oczywiście uwzględnienia w bilansie energii.

Wzrost gęstości materii w warunkach całkowitej degeneracji gazu elektronowego prowadzi również do zjawiska, które nazywamy *neutronizacją* materii. W normalnych warunkach neutron jest cząstką nietrwałą ze względu na rozpad β :



gdzie n oznacza neutron, p – proton, e^{-} – elektron i $\bar{\nu}$ – antyneutrino. Czas połowicznego zaniku neutronów swobodnych jest równy 10,6 min. W wyniku rozpadu wydzielana jest energia 0,782 MeV, odpowiadająca różnicy mas spoczynkowych cząstek po obu stronach (2.67). Rozpadowi β mogą ulegać również neutrony wchodzące w skład jąder atomowych, choć wówczas zarówno czas charakterystyczny rozpadu, jak i wydzielana przy tym energia zależą od własności jądra ulegającego rozpadowi. Trwałością ze względu na rozpad β odznaczają się izobary (jądra o takiej samej liczbie masowej A) zawierające w jądrach taką liczbę protonów, dla której masa jądra osiąga minimum.

Reakcje (2.67) przestają zachodzić w materii, w której elektrony uległy całkowitej degeneracji. Energia wydzielana w reakcji jest dzielona między elektron i antyneutrino. Energia uzyskiwana przez elektron nie może być oczywiście większa od 0,782 MeV (i zazwyczaj jest znacznie mniejsza). W warunkach całkowitej degeneracji może się zdarzyć, że wszystkie stany energetyczne elektronów aż do tej wartości (a może nawet do wartości jeszcze większej) będą wypełnione i elektron pochodzący z ewentualnego rozpadu nie znalazłby dla siebie dozwolonego stanu energetycznego. Wynika stąd, że konieczność spełnienia zakazu Pauliego dla elektronów uniemożliwi przebieg reakcji (2.67).

Jednocześnie, obecność w materii elektronów o dużych energiach, większych od 0,782 MeV, spowoduje, że zachodzić będą reakcje odwrotne, wymagające dostarczenia energii 0,782 MeV,



przekształcającej protony w neutrony. Z powodów wyjaśnionych wyżej, ponowny rozpad powstałych w ten sposób neutronów jest niemożliwy. Oznacza to, że w materii zdegenerowanej neutron staje się cząstką trwałą, natomiast proton nabiera cech cząstki nietrwałej.

Reakcje (2.67) i (2.68) zachodzą nie tylko z udziałem cząstek swobodnych, ale również protonów i neutronów wchodzących w skład jąder atomowych. Równowaga między reakcjami (2.67) i (2.68) oraz warunek osiągnięcia przez jądra trwałe

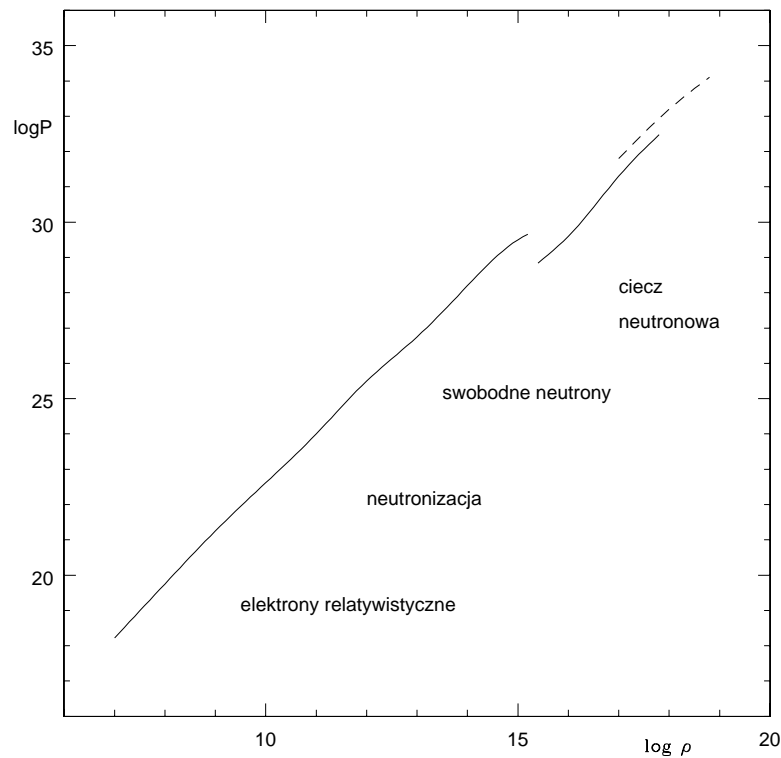
konfiguracji najkorzystniejszych pod względem energetycznym pozwalają przewidywać jakiego rodzaju jądra atomowe będą dominować w materii o danej gęstości w warunkach równowagi statystycznej. Rachunki wykonane dla prostych modeli jąder atomowych prowadzą do wniosku, że w miarę wzrostu gęstości w materii przeważać będą jądra coraz to cięższe o coraz to większym stosunku liczby neutronów do liczby protonów. Neutronizacja materii rozpoczyna się przy gęstościach $\rho \approx 8,3 \cdot 10^{10} \text{ kg m}^{-3}$ ($8,3 \cdot 10^7 \text{ g cm}^{-3}$) i w miarę dalszego wzrostu gęstości wzrasta również przewaga neutronów nad protonami.

Przy gęstościach rzędu $4 \cdot 10^{14} \text{ kg m}^{-3}$ jądra zawierają tak dużo neutronów, że nie są w stanie utrzymać ich w sposób trwały: następuje zjawisko zwane obrazowo *strzęśnięciem neutronów* z jąder atomowych. W materii pojawiają się wówczas trwałe, swobodne neutrony. Dalsze zwiększanie gęstości powoduje, że jądra w coraz większym stopniu "rozpływają" się w morzu neutronów, aż przy gęstości $(4 - 5) \cdot 10^{16} \text{ kg m}^{-3}$ znikają całkowicie: materia składa się praktycznie tylko z neutronów z niewielką domieszką elektronów i protonów, których liczba zmniejsza się szybko w miarę dalszego wzrostu gęstości. Począwszy od gęstości ok. $5 \cdot 10^{17} \text{ kg m}^{-3}$ materia zachowuje się jak ciecz złożona wyłącznie z neutronów, choć nie jest wykluczone, że zaczynają pojawiać się inne cząstki elementarne – hyperony. Po osiągnięciu gęstości większych od ok. $10^{18} \text{ kg m}^{-3}$ prawdopodobnie następuje przejście fazowe od stanu ciekłego do stanu stałego.

Powyższy obraz zmian zachodzących w materii przy bardzo dużych gęstościach opiera się na naszej dzisiejszej wiedzy na temat fizyki cząstek elementarnych i fizyki jądrowej. Z punktu widzenia naszego celu, jakim jest odtworzenie równania stanu dla materii supergęstej istotne jest to, że w rozległym przedziale gęstości, od 10^7 do $10^{18} \text{ kg m}^{-3}$, potrafimy wystarczająco dokładnie określić, z jakich składników zbudowana jest materia, a tym samym – z jakich części składa się całkowita energia układu. Zgodnie z zasadami termodynamiki, ciśnienie P jest pochodną energii E po objętości V : $P = -dE/dV$. Znajomość łącznej energii wszystkich składników materii pozwala uzyskać zależność między gęstością i ciśnieniem, czyli równanie stanu. Przedstawione wyżej zjawiska nie zależą w zasadzie od temperatury materii. Pominięcie ewentualnych efektów temperaturowych oznacza, że materię uważamy za zimną.

Oczywiście równanie stanu, o którym mowa można uzyskać tylko na drodze obliczeń numerycznych. Na Rys. 2.5 przedstawiony jest wynik tego rodzaju obliczeń dla materii, która w małych gęstościach składa się z jąder żelaza, a następnie jest poddawana ścisłaniu do coraz to większych gęstości. Wybór takiego początkowego składu chemicznego odpowiada typowej sytuacji astrofizycznej, w której wytworzone w następstwie ewolucji żelazne jądro gwiazdy ulega przemianom w gwiazdę neutronową.

Gaz częściowo zjonizowany. Ważną rolę w teorii pulsacji gwiazd odgrywa



Rys. 2.5. Równania stanu (zależność między ciśnieniem P i gęstością ρ) materii supergęstej ulegającej neutronizacji. Ciśnienie jest wyrażone w paskalach, a gęstość w kg m^{-3}

materia znajdująca się w stanie częściowej jonizacji. Warto też zaznajomić się nieco dokładniej z jej cechami termodynamicznymi.

W mieszaninie gazowej, scharakteryzowanej np. przez liczone na jeden atom wodoru obfitości liczbowe a_i (porównaj 2.37), procentowy udział i -tego pierwiastka jest równy

$$v_i = \frac{N_i}{\sum_i N_i} = \frac{a_i}{\sum_i a_i} \quad (2.69)$$

Dla uproszczenia przyjmijmy, że każdy pierwiastek może występować tylko w jednym stopniu jonizacji. Oznaczając stopień jonizacji i -tego pierwiastka przez

$$\alpha_i = \frac{N_{ei}}{N_i} \quad (2.70)$$

możemy znaleźć średni stopień jonizacji mieszaniny

$$\bar{X} = \frac{N_{e1} + N_{e2} + \dots}{N_1 + N_2 + \dots} = \frac{N_{e1}}{N_1 + N_2 + \dots} + \frac{N_{e2}}{N_1 + N_2 + \dots} + \dots =$$

$$= \frac{N_{e1} \frac{N_1}{N_1}}{N_1 + N_2 + \dots} + \frac{N_{e2} \frac{N_2}{N_2}}{N_1 + N_2 + \dots} = \alpha_1 v_1 + \alpha_2 v_2 + \dots \quad (2.71)$$

W gazie, w którym może następować jonizacja, zmiana parametrów fizycznych będzie pociągać za sobą również zmianę liczby cząstek. Weźmy pod uwagę objętość V , w której znajduje się N_V atomów (jąder atomowych). Jeżeli średni stopień jonizacji gazu jest \bar{X} , czyli każdy atom dostarcza \bar{X} elektronów, to łączna liczba wszystkich cząstek w wybranej objętości V jest równa $(1 + \bar{X})N_V$. Podczas każdej przemiany gazowej, jakiej możemy poddać nasz gaz zachowana jest całkowita liczba jąder N_V i spełnione jest równanie stanu

$$P = (1 + \bar{X})NkT = (1 + \bar{X}) \frac{N_V}{V} kT. \quad (2.72).$$

W objętości V zawarta jest energia wewnętrzna U , na którą składa się energia kinetyczna ruchu cząstek

$$e_k = (1 + \bar{X})N_V \frac{3}{2} kT \quad (2.73)$$

i energia jonizacji

$$E_j = N_V \sum_i v_i \alpha_i \chi_i. \quad (2.74)$$

W przemianie adiabatycznej

$$dU + PdV = 0, \quad (2.75)$$

lub inaczej, po podzieleniu obu stron tej równości przez VP ,

$$-\frac{dV}{V} = \frac{dU}{VP}. \quad (2.76)$$

Różniczkując równanie stanu (2.72) dostajemy

$$-\frac{dV}{V} = \frac{dP}{P} - \frac{d\bar{X}}{1 + \bar{X}} - \frac{dT}{T}, \quad (2.77)$$

i po uwzględnieniu (2.76)

$$\frac{dU}{VP} = \frac{dP}{P} - \frac{d\bar{X}}{1 + \bar{X}} - \frac{dT}{T}. \quad (2.78)$$

Zgodnie z (2.74) i (2.75), zmiana energii wewnętrznej

$$dU = dE_k + dE_j = \left[\frac{3}{2}kT d\bar{X} + (1 + \bar{X})\frac{3}{2}k dT + \sum_i v_i \chi_i d\alpha_i \right] N. \quad (2.79)$$

Dzieląc stronami równość (2.79) przez równanie stanu

$$VP = (1 + \bar{X})NkT \quad (2.80)$$

mamy

$$\frac{dE}{VP} = \frac{3}{2} \frac{d\bar{X}}{1 + \bar{X}} + \frac{3}{2} \frac{dT}{T} + \frac{\sum_i v_i \frac{\chi_i}{kT} d\alpha_i}{1 + \bar{X}} \quad (2.81)$$

Wstawiając (2.81) do (2.78) dostajemy

$$\frac{dP}{P} = \frac{5}{2} \frac{d\bar{X}}{1 + \bar{X}} + \frac{5}{2} \frac{dT}{T} + \frac{\sum_i v_i \frac{\chi_i}{kT} d\alpha_i}{1 + \bar{X}} \quad (2.82)$$

Z różniczkowania (2.71) wynika

$$d\bar{X} = \sum_i v_i d\alpha_i \quad (2.83)$$

co wstawione do (2.82) daje

$$\frac{dP}{P} = \frac{5}{2} \frac{dT}{T} + \frac{\sum_i v_i \left(\frac{5}{2} + \frac{\chi_i}{kT} \right) d\alpha_i}{1 + \bar{X}} \quad (2.84)$$

Wynikająca z (2.9b) i (2.10) prosta adiabatyczna zależność między ciśnieniem i temperaturą jest skomplikowana przez człon zależny od stopnia jonizacji gazu. Wyrażenie (2.84) można znacznie uprościć zakładając, że jonizacji może ulegać tylko jeden ze składników mieszaniny, tzn. tylko dla jednego pierwiastka $d\alpha \neq 0$. Oznaczmy obfitość tego pierwiastka przez v . Jego stopień jonizacji znajdziemy z formuły Sahy:

$$\begin{aligned} \frac{N_e}{N_0} P_e &= \frac{N_e}{N_1 - N_e} P_e = \frac{N_e/N_1}{1 - N_e/N_1} P_e = \frac{\alpha}{1 - \alpha} P_e = \\ &= \text{const} \cdot T^{5/2} \exp\left(-\frac{\chi}{kT}\right). \end{aligned} \quad (2.85)$$

Z równań stanu dla ciśnienia całkowitego P i parcjalnego ciśnienia elektronów P_e

$$P = (1 - \bar{X}) \frac{N}{V} kT \quad \text{ i } \quad P_e = \bar{X} \frac{N}{V} kT,$$

łatwo znajdujemy, że

$$P_e = \frac{\bar{X}}{1 + \bar{X}} P \quad (2.86)$$

oraz

$$\frac{\alpha}{1 - \alpha} \frac{\bar{X}}{1 + \bar{X}} P = \text{const} \cdot T^{5/2} \exp\left(-\frac{\chi}{kT}\right). \quad (2.87)$$

Różniczkowanie obu stron tej równości względem zmiennych α, \bar{X}, P i T daje

$$\begin{aligned} & \frac{d\alpha}{(1 - \alpha)^2} \frac{\bar{X}}{1 + \bar{X}} P + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \frac{d\bar{X}}{(1 + \bar{X})^2} P + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \frac{\bar{X}}{1 + \bar{X}} dP = \\ & = \text{const} \cdot \frac{5}{2} T^{3/2} \exp\left(-\frac{\chi}{kT}\right) dT + \text{const} \cdot T^{5/2} \frac{\chi}{kT} \frac{1}{T} \exp\left(-\frac{\chi}{kT}\right) dT. \end{aligned} \quad (2.88)$$

Po podzieleniu stronami (2.88) przez (2.87) i uwzględnieniu, że w przypadku zmiany stanu jonizacji tylko jednego składnika mieszaniny

$$d\bar{X} = v d\alpha, \quad (2.89)$$

uzyskujemy prostszy związek

$$\left[\frac{1}{\alpha(1 - \alpha)} + \frac{v}{\bar{X}(1 + \bar{X})} \right] d\alpha + \frac{dP}{P} = \left[\frac{5}{2} + \frac{\chi}{kT} \right] \frac{dT}{T}. \quad (2.90)$$

Przy założeniu (2.89) równanie (2.82) przybiera prostszą postać

$$\frac{dP}{P} = \frac{5}{2} \frac{dT}{T} + \frac{v \left(\frac{5}{2} + \frac{\chi}{kT} \right) d\alpha}{1 + \bar{X}}. \quad (2.91)$$

Wyznaczając $d\alpha$ z (2.90) i wstawiając do (2.91), po prostych przekształceniach mamy

$$\frac{d \ln T}{d \ln P} = \frac{\left(\frac{1 + \bar{X}}{\alpha(1 - \alpha)} + \frac{v}{\bar{X}} \right) + v \left(\frac{5}{2} + \frac{\chi}{kT} \right)}{\frac{5}{2} \left(\frac{1 + \bar{X}}{\bar{X}(1 - \alpha)} + \frac{v}{\bar{X}} \right) + v \left(\frac{5}{2} + \frac{\chi}{kT} \right)^2}, \quad (2.92)$$

co dla jednego pierwiastka, gdy $v = 1$ i $\bar{X} = \alpha$, upraszcza się do

$$\frac{d \ln T}{d \ln P} = \frac{2 + \alpha(1 - \alpha) \left(\frac{5}{2} + \frac{\chi}{kT} \right)}{5 + \alpha(1 - \alpha) \left(\frac{5}{2} + \frac{\chi}{kT} \right)^2} < \frac{2}{5}. \quad (2.93)$$

Jak wynika z (2.9b) i (2.9c), dla adiabaty gazu doskonałego

$$\frac{d \ln T}{d \ln P} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} = \frac{2}{5} \quad (2.94)$$

$$\frac{d \ln T}{d \ln \rho} = \gamma - 1 = \frac{2}{3}. \quad (2.95)$$

Ponieważ zgodnie z (2.93) w warstwie częściowej jonizacji, gdy α jest różne od jedynki i od zera, $(\gamma - 1)/\gamma < 2/5$, więc $\gamma < 3/5$. Znaczący to, że w warstwie częściowej jonizacji zależność temperatury od ciśnienia i gęstości jest słabsza, niż dla gazu doskonałego, w którym stan jonizacji nie ulega zmianie podczas przemian termodynamicznych.

3. Oddziaływanie promieniowania z materią

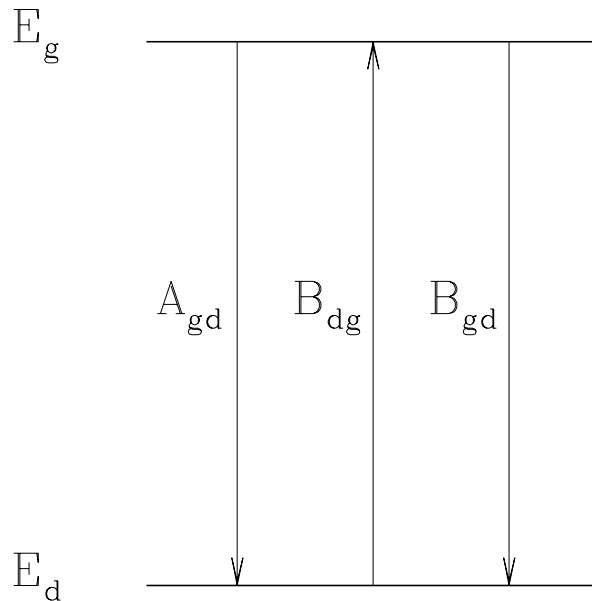
Dotychczas materię i promieniowanie przedstawialiśmy w stanie równowagi termodynamicznej, gdy wszystkie procesy mikroskopowe były dokładnie zrównoważone. Dzięki temu można było uzyskać wiele wniosków odnoszących się do mikroskopowych i makroskopowych cech układów składających się z mieszaniny atomów i fotonów. W stanie równowagi termodynamicznej promieniowanie i materia nie ulegają żadnym zmianom w wyniku wzajemnych oddziaływań. Jest to więc sytuacja odległa od rzeczywistości astrofizycznej: obiekty niebieskie wysyłają promieniowanie wyraźnie różne od promieniowania równowagowego i będące, jak możemy przypuszczać, wynikiem oddziaływań opisywanych przez równanie transportu promieniowania (1.34). Zastosowanie tego równania do konkretnych sytuacji wymaga znajomości współczynników absorpcji i emisji, które w sposób ilościowy opisują efekty mikroskopowych procesów oddziaływania promieniowania z materią.

Istotne znaczenie mają tylko procesy z udziałem fotonów i elektronów; oddziaływanie fotonów z cząstkami cięższymi, jeśli pominąć reakcje jądrowe, o których będzie mowa oddzielnie, są zawsze do zaniebdania. Wynikiem oddziaływań elektromagnetycznych jest zawsze zmiana stanu energetycznego elektronu i nie ma przy tym znaczenia, czy elektron jest swobodny czy związany w atomie. W zależności od tego, jakiego rodzaju jest stan początkowy i stan końcowy elektronu procesy oddziaływań dzielimy na *związano – związane*, *związano – swobodne* i *swobodno – swobodne*. Oddzielną klasę stanowią procesy *rozpraszania*.

Procesy (przejścia) *związano–związane*. Nazwą tą obejmujemy wszystkie procesy, w których elektron dokonuje przejść między stanami związanymi w atomie. Mogą one zachodzić zarówno przez oddziaływanie z fotonami (przejścia promieniste) jak i w wyniku zderzeń z innymi cząstkami (przejścia zderzeniowe).

Na bardzo prosty i poglądowy opis oddziaływań atomów z fotonami pozwalają *współczynniki Einsteina*. Weźmy pod uwagę dwa dyskretne poziomy energetyczne atomu, między którymi mogą zachodzić przejścia promieniste. Tak jak na Rys 3.1 poziom górny oznaczymy wskaźnikiem "g", a poziom dolny – wskaźnikiem "d". Różnica energii między tymi poziomami niech będzie $E_g - E_d = h\nu$.

Układ dwóch poziomów może oddziaływać z polem promieniowania w trojaki sposób. Po pierwsze, elektron znajdujący się w stanie górnym może spontanicznie przejść do stanu dolnego, wysyłając przy tym kwant promieniowania o energii $h\nu$. Proces taki nazywamy *emisją spontaniczną*. Oznaczmy przez A_{gd} współczynnik emisji spontanicznej, czyli prawdopodobieństwo, że atom w jednostce czasu przejdzie spontanicznie ze stanu górnego do stanu dolnego. Jeżeli w jednostce objętości N_g atomów znajduje się w stanie górnym, to liczba atomów, które w jednostce czasu przejdą ze stanu g do stanu d jest równa $N_g A_{gd}$. Liczba emisyjnych



Rys. 3.1. Elementarne procesy oddziaływania atomu z fotonem i odpowiadające im współczynniki emisji spontanicznej A_{gd} , emisji wymuszonej B_{gd} i absorpcji B_{dg} .

przejść spontanicznych nie zależy od pola promieniowania i jest całkowicie określona przez właściwości emisyjne atomu.

W polu promieniowania o natężeniu I_ν atomy mogą pochłaniać fotony o częstotliwości ν , przechodząc jednocześnie z poziomu dolnego do górnego. Zdefiniujmy współczynnik absorpcji B_{dg} (którego nie należy mylić z makroskopowym współczynnikiem absorpcji k_ν) w taki sposób, by liczba atomów w jednostce objętości, które w wyniku procesów absorpcyjnych przechodzą w jednostce czasu z poziomu dolnego do górnego, była równa $N_d B_{dg} I_\nu$, gdzie N_d jest liczbą atomów w jednostce objętości znajdujących się w stanie dolnym. Współczynnik B_{dg} nie zależy od natężenia promieniowania i charakteryzuje wyłącznie właściwości absorpcyjne atomu. Liczba absorpcyjnych przejść promienistych zależy w sposób jawny od natężenia promieniowania.

Trzeci proces, który musimy wziąć pod uwagę, nosi nazwę *emisji wymuszonej*. Jest to proces czysto kwantowy nie mający swojego odpowiednika w fizyce klasycznej. Polega on na tym, że atom znajdujący się w stanie górnym przechodzi pod wpływem promieniowania o częstotliwości ν do stanu dolnego i emituje przy tym drugi foton $h\nu$ poruszający się dokładnie w tym samym kierunku (i z tą samą fazą drgań w obrazie falowym) co foton wymuszający. Zjawisko emisji wymuszonej jest podstawą działania maserów i laserów. Ponieważ emisję wymuszoną można uważać za ujemną absorpcję, współczynnik emisji wymuszonej B_{gd} zdefiniujemy,

podobnie jak współczynnik absorpcji, przez warunek by liczba przejść wymuszonych w jednostce czasu i w jednostce objętości w polu promieniowania o natężeniu I_ν była równa $N_g B_{gd} I_\nu$.

Korzystając z powyższych definicji, możemy bardzo prosto napisać równanie równowagi statystycznej stwierdzające równość liczby przejść ze stanu dolnego do górnego i liczby przejść w kierunku przeciwnym,

$$A_{gd}N_g + B_{gd}N_g I_\nu = B_{dg}N_d I_\nu. \quad (3.1)$$

Równanie to jest oczywiście spełnione również w przypadku, gdy rozważane atomy i promieniowanie znajdują się w stanie równowagi termodynamicznej. Wtedy pole promieniowania jest izotropowe, jego natężenie jest opisane funkcją Plancka $I_\nu = B_\nu(T)$, a obsadzenie poziomów jest dane rozkładem Boltzmana $N_g/N_d = (g_g/g_d) \exp(-h\nu/kT)$.

Wyznaczając natężenie I_ν z (3.1) i przyrównując je do funkcji Plancka, mamy

$$I_\nu = \frac{A_{gd}/B_{gd}}{\frac{B_{dg} g_d}{B_{gd} g_g} \exp \frac{h\nu}{kT} - 1} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp \frac{h\nu}{kT} - 1}.$$

Jeżeli równość ta ma być spełniona dla każdej częstotliwości i dla każdej temperatury, to muszą zachodzić uniwersalne związki

$$\frac{A_{gd}}{B_{gd}} = \frac{2h\nu^3}{c^2}, \quad (3.2)$$

$$\frac{B_{dg}}{B_{gd}} = \frac{g_g}{g_d}. \quad (3.3)$$

A zatem znajomość jednego ze współczynników pozwala wyznaczyć jednoznacznie dwa pozostałe.

Współczynniki A_{gd} można obliczyć teoretycznie na gruncie mechaniki kwantowej dla dowolnego przejścia między dowolnymi stanami, jeżeli tylko znane są funkcje falowe stanów, między którymi następuje przejście. Teoretyczne wartości prawdopodobieństw przejść spontanicznych dla kilku przykładowych linii widmowych są przytoczone w Tab. 3.1.

Tabela 3.1

Prawdopodobieństwa emisji spontanicznej A i siły oscylatorów f dla kilku linii widmowych.

Linia	λ [nm]	A [s^{-1}]	f
H I	21 [cm]	$2,9 \cdot 10^{-15}$	----
L α	121,6	$4,68 \cdot 10^8$	0,4162
L β	102,6	$5,54 \cdot 10^7$	0,0791
H α	656,3	$4,39 \cdot 10^7$	0,641
H β	486,1	$8,37 \cdot 10^6$	0,119
P α	1875,1	$8,94 \cdot 10^6$	0,842
P β	1281,8	$2,19 \cdot 10^6$	0,151
He I	412,1	$2 \cdot 10^6$	0,003
Ca II K	393,4	$1,5 \cdot 10^8$	1,0
H	396,8	$1,4 \cdot 10^8$	1,0
Na I D ₁	589,0	$6,2 \cdot 10^7$	0,98
D ₂	589,6	$6,2 \cdot 10^7$	0,98
Fe I	386,0	$3,6 \cdot 10^6$	0,010

Kwantowy obraz przejść między związanymi stanami elektronowymi w atomie jako przyczyny powstawania linii widmowych jest poprawny i do niego też odwołujemy się we współczesnych rozważaniach astrofizycznych. Ze względów historycznych w formalizmie opisu linii widmowych pozostało jeszcze wiele elementów teorii klasycznej i zapoznanie się z nimi wydaje się konieczne do zrozumienia języka, którym posługuje się teoria oddziaływania materii z promieniowaniem.

W elektrodynamice klasycznej atom wyobrażamy sobie w postaci tłumionego oscylatora harmonicznego, którego drgania są wymuszane przez padającą falę elektromagnetyczną. Teoria zjawiska prowadzi do wniosku, że przekrój czynny dla procesu pochłonięcia energii fali elektromagnetycznej o częstotliwości drgań ν przez oscylator o częstotliwości własnej ν_0 jest dany przez

$$\sigma(\nu) = \frac{8\pi e^4}{3m_e^2 c^4} \frac{\nu^4}{(\nu^2 - \nu_0^2)^2 + \gamma^2 \nu^2}, \quad (3.4)$$

gdzie tzw. stała tłumienia

$$\gamma = \frac{4\pi e^2 \nu_0^2}{3m_e c^3} \quad \left[\frac{1}{s} \right]. \quad (3.5)$$

Na podstawie równania (3.4) możemy wnioskować, że oscylator klasyczny o częstości własnej ν_0 oddziałuje z falami elektromagnetycznymi o dowolnych częstościach, choć oddziaływanie to jest najsilniejsze w przypadku rezonansu, tzn. gdy $\nu \approx \nu_0$. W pobliżu rezonansu możemy dokonać przybliżenia

$$\nu^2 - \nu_0^2 = (\nu + \nu_0)(\nu - \nu_0) \approx 2\nu(\nu - \nu_0)$$

i nadać wyrażeniu (3.4) prostszą, przybliżoną postać

$$\sigma(\nu) = \frac{e^2}{m_e c} \frac{(\gamma/2)}{(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma/2)^2}. \quad (3.6)$$

Korzystając ze związku między częstością i długością fali oraz biorąc pod uwagę, że $\nu - \nu_0$ jest wielkością małą, możemy w pierwszym przybliżeniu przyjąć

$$\nu - \nu_0 \approx (\lambda - \lambda_0) \frac{d\nu}{d\lambda} = -(\lambda - \lambda_0) \frac{c}{\lambda^2}$$

i wyrazić przekrój czynny (3.6) w funkcji długości fali:

$$\sigma(\lambda) = \frac{e^2 \lambda^2}{m_e c^2} \frac{\Gamma/2}{(\lambda - \lambda_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (3.7)$$

gdzie

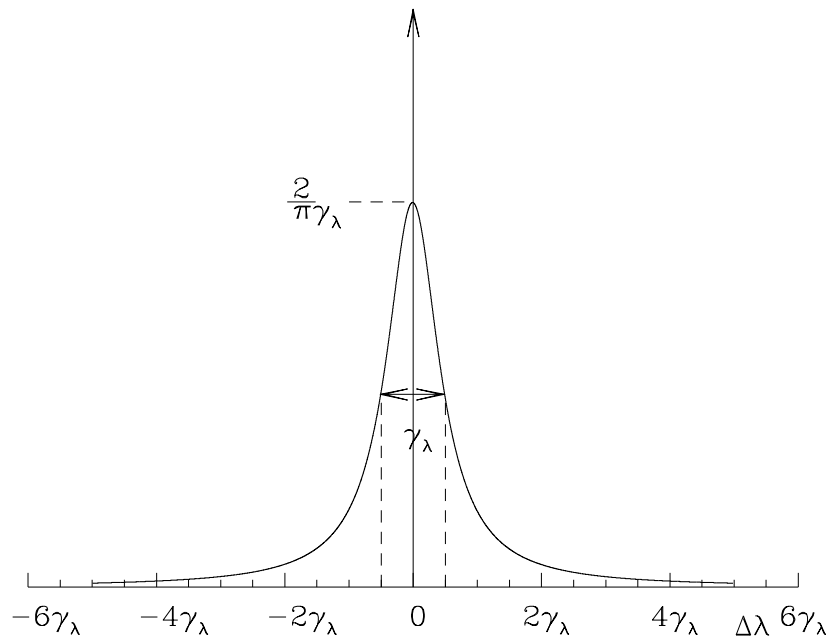
$$\Gamma = \frac{4\pi e^2}{3m_e c^2} = 1,18 \cdot 10^{-14} \text{ m} = 1,18 \cdot 10^{-5} \text{ nm}. \quad (3.8)$$

Zgodnie z równaniem (1.26) współczynnik absorpcji jest wprost proporcjonalny do przekroju czynnego i do liczby centrów absorbujących w jednostce objętości, $k(\lambda) = \sigma(\lambda) N$. Załóżmy, że na materię pada promieniowanie, które w pobliżu częstości rezonansowej ma praktycznie stałe natężenie I_0 . Jeżeli przyjmujemy ponadto, że warstwa materii jest optycznie cienka, tzn. promieniowanie własne materii można pominąć, to równanie transportu promieniowania przybierze prostą postać

$$dI(\lambda) = -I_0 k(\lambda) dl = -I_0 N \sigma(\lambda) dl. \quad (3.9)$$

Wynika stąd, że ilość promieniowania o danej długości fali usuniętego z pierwotnej wiązki jest wprost proporcjonalna do przekroju czynnego absorpcji dla tej długości fali. Inaczej mówiąc, profil linii absorpcyjnej tworzonej w cienkiej warstwie absorpcyjnej jest taki sam jak zależność przekroju czynnego (współczynnika absorpcji) od długości fali. Funkcję opisaną równaniem (3.6) lub (3.7) nazywamy *profilem Lorentza* lub inaczej profilem *naturalnym* względnie *tłumieniowym*. Na Rys. 3.2 przedstawiony jest unormowany do jedności profil Lorentza,

$$\phi(\Delta\lambda) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma/2}{(\Delta\lambda)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (3.10)$$



Rys. 3.2. Profil Lorentza.

Charakterystyczną cechą profilu naturalnego jest istnienie wąskiego maksimum w pobliżu częstości rezonansowej ($\Delta\lambda = 0$) oraz rozległych skrzydeł w dużych odległościach od rezonansu. Na podstawie (3.10) łatwo można wywnioskować, że $\phi(\Delta\lambda)$ maleje do połowy wartości maksymalnej, $\phi(0) = 2\Gamma/\pi$, w odległości od maksimum $\Delta\lambda = \Gamma/2$. Całkowita szerokość połówkowa profilu jest więc równa Γ . Jak zatem wynika z (3.8) teoria klasyczna przewiduje dla wszystkich linii widmowych taki sam kształt i taką samą szerokość połówkową, zwaną *szerokością naturalną linii*, równą $1,18 \cdot 10^{-5}$ nm ($1,18 \cdot 10^{-4}$ Å).

Teoria klasyczna jest tylko bardzo grubym przybliżeniem rzeczywistości; poprawnej interpretacji szerokości naturalnej linii widmowych dostarcza fizyka kwantowa. W formalizmie współczynników Einsteina każdemu poziomowi energetycznemu w atomie możemy przypisać prawdopodobieństwo spontanicznego przejścia na poziom niższy, A_{gd} . Jeżeli poniżej poziomu g znajduje się wiele poziomów, na które możliwe są przejścia spontaniczne, wówczas całkowite prawdopodobieństwo opuszczenia poziomu górnego jest równe sumie prawdopodobieństw przejść na wszystkie niższe poziomy d

$$A_g = \sum_d A_{gd}.$$

Skończona wartość prawdopodobieństwa przejścia na poziomy niższe oznacza, że

czas życia w stanie górnym jest skończony, a średnia jego długość jest w sposób oczywisty równa odwrotności prawdopodobieństwa przejścia

$$\langle \tau \rangle = \frac{1}{A_g}.$$

Przeskok elektronu z jednego stanu do drugiego jest zjawiskiem losowym i nie potrafimy przewidzieć chwili, w której nastąpi. Miarą niepewności określenia tego momentu, czy mówiąc inaczej - miarą nieoznaczoności czasu pozostawania atomu w rozważanym stanie energetycznym, jest średni czas życia $\langle \tau \rangle$. Zgodnie z zasadą nieoznaczoności Heisenberga, niepewności określenia czasu Δt odpowiada nieoznaczoność energii ΔE taka, że spełniony jest związek

$$\Delta t \Delta E \approx \frac{h}{2\pi}. \quad (3.11)$$

Ze średnim czasem życia $\langle \tau \rangle$ jest zatem związana nieoznaczoność energii poziomu

$$\Delta E \approx \frac{h}{2\pi} \frac{1}{\langle \tau \rangle} = \frac{h}{2\pi} \sum_d A_{gd}. \quad (3.12)$$

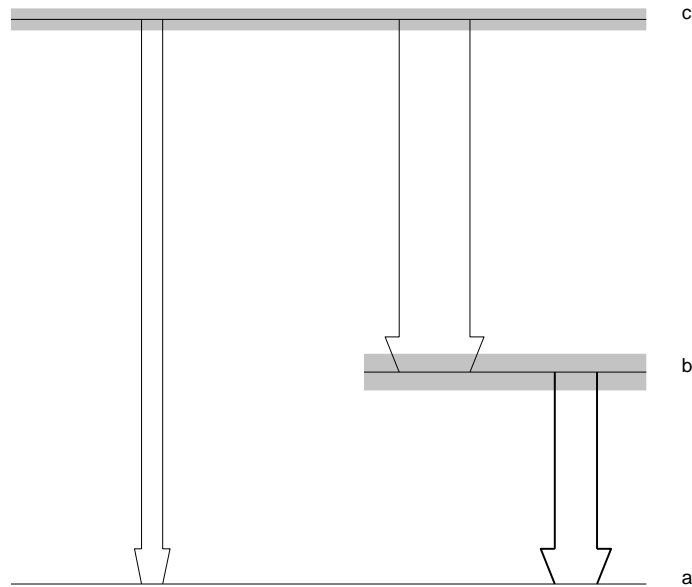
Poziomy wzbudzone są rozmyte w skali energii, przy czym wielkość tego rozmycia jest odwrotnie proporcjonalna do średniego czasu życia atomu na tym poziomie: im krótszy czas życia, tym większe rozmycie poziomu. Ostro zdefiniowana jest tylko energia stanu podstawowego, w którym atom może znajdować się przez czas nieskończenie długi.

Wielkość ΔE można interpretować jako charakterystyczną szerokość rozkładu prawdopodobieństwa zdarzenia, że elektron w atomie przyjmie taką a nie inną wartość energii E . Maksimum tego rozkładu przypada dla energii, którą nazywamy energią poziomu i którą zaznaczamy na diagramach Grotiana. Naturalna szerokość linii widmowej powstającej w wyniku przejścia między dwoma poziomami jest określona przez rozmycie każdego z nich w skali energii. Jeżeli zgodnie z prezentowaną tu interpretacją probabilistyczną potraktujemy przyjęcie przez atom konkretnych wartości energii w obu stanach jako dwa niezależne zdarzenia losowe, to nieoznaczoność energii (szerokość) linii będzie równa sumie szerokości obu poziomów

$$\Delta E_{dg} = \Delta E_g + \Delta E_d. \quad (3.13)$$

(Dokładniej mówiąc, przez szerokość poziomu należy rozumieć dyspersję rozkładu prawdopodobieństwa przyjęcia konkretnej wartości energii w obrębie rozmytego poziomu.) Korzystając ze związku między częstością fotonu i jego energią, $E = h\nu$, możemy z równania (3.13) dostać wyrażenie dla szerokości linii wyrażonej w skali częstości

$$\gamma_{gd} = \gamma_g + \gamma_d,$$



Rys 3.3. Szerokość naturalna linii widmowej w mechanice kwantowej.

gdzie

$$\gamma_i = \frac{\Delta E}{h} = \frac{1}{2\pi \langle \tau \rangle} = \frac{1}{2\pi} \sum_{k < i} A_{ik}. \quad (3.14)$$

Wielkość γ_{gd} nazywamy *kwantową szerokością naturalną* linii widmowej. Jest ona w pełni określona przez właściwości atomu i nie zależy od warunków zewnętrznych, w jakich znajduje się promieniujący lub absorbujący atom. Z powyższych rozważań łatwo już można wywnioskować, jakie mogą być zasadnicze cechy linii widmowych. Weźmy pod uwagę trzy poziomy w atomie, takie jak na Rys. 3.3.

Poziom a jest stanem podstawowym atomu i jego szerokość naturalna jest równa zero. Załóżmy, że prawdopodobieństwa przejść z poziomu c do b i a są małe, natomiast prawdopodobieństwo przejścia z b do a jest duże. Poziom c jest więc wąski, poziom b zaś – szeroki. Ponieważ spodziewamy się, że całkowite natężenie linii jest proporcjonalne do prawdopodobieństwa przejścia między odpowiednimi poziomami, możemy zgodnie z (3.13) oczekiwać, że linia $c \longleftrightarrow b$ będzie szeroka i słaba, linia $c \longleftrightarrow a$ będzie wąska i słaba, a linia $b \longleftrightarrow a$ będzie szeroka i silna.

Widzimy więc, że w odróżnieniu od teorii klasycznej mechanika kwantowa – zgodnie z rzeczywistością – przewiduje znacznie większą różnorodność kształtów linii widmowych. Łatwo jednak można przekonać się, że w obu teoriach szerokości naturalne są tego samego rzędu. Zgodnie z (3.14) szerokość poziomu wyrażona w

jednostkach częstości jest wprost proporcjonalna do prawdopodobieństwa przejścia. W jednostkach długości fali szerokość linii jest

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{c} \Delta\nu = \frac{\lambda^2}{c} \frac{1}{2\pi} A_{\text{dg}}.$$

Korzystając z danych zawartych w Tab. 3.1 znajdziemy, że typowe szerokości naturalne linii widmowych są rzędu $10^{-4} - 10^{-5} \text{ \AA}$.

Profile linii emisyjnych i absorpcyjnych są w teorii kwantowej takie same jak w teorii klasycznej. Wynika to z podobnego w obu teoriach traktowania procesów emisji jako ciągu drgań gasnących. Ciąg falowy o częstości ν_0 , którego amplituda maleje w czasie jak $\exp(-\gamma t)$ jest, jak wynika z analizy fourierowskiej, równoważny rozkładowi widmowemu

$$f(\nu) \sim \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma/2)^2}.$$

Rozkład ten jest identyczny z profilem Lorentza. W przypadku klasycznym zanik amplitudy drgań uważamy za skutek tłumienia drgań oscylatora, a w teorii kwantowej – za wynik zmniejszania się obsadzenia stanu górnego w wyniku przejść promienistych do stanów położonych niżej w skali energii.

Fakt, że obie teorie przewidują taki sam kształt zależności współczynników absorpcji od długości fali, ułatwia porównanie ich wyników odnoszących się do całkowitej ilości energii absorbowanej w obrębie linii widmowej. Zgodnie z definicją współczynnika absorpcji energia usuwana w jednostce czasu w jednostce objętości z wiązki promieniowania o natężeniu I_ν nadbiegającej z kąta $d\omega$ jest równa $k_\nu I_\nu d\nu d\omega$. Ponieważ uzyskane niżej związki będą charakteryzować atomy i nie będą mogły zależeć od warunków zewnętrznych, więc dla uproszczenia rozważań możemy przyjąć, że promieniowanie jest izotropowe. Przy takim założeniu całkowanie po wszystkich kierunkach daje w wyniku 4π . Zatem energia absorbowana ze wszystkich kierunków i we wszystkich długościach fali jest równa

$$\int d\omega \int k_\nu I_\nu d\nu = 4\pi \int k_\nu I_\nu d\nu \approx 4\pi I_\nu \int k_\nu d\nu.$$

Równość przybliżona w powyższym wyrażeniu odpowiada założeniu, że natężenie promieniowania, z którego absorbowana jest linia widmowa, jest znacznie wolniej zmienną funkcją częstości niż współczynnik absorpcji. Założenie to jest bardzo dobrze spełnione w większości przypadków astrofizycznych.

Energię zaabsorbowaną w linii można za pomocą współczynników Einsteina przedstawić następująco:

$$B_{\text{dg}} N_d I_\nu h\nu_0 - B_{\text{gd}} N_g I_\nu h\nu_0.$$

Przyrównując do siebie oba ostatnie wyrażenia mamy

$$4\pi I_\nu \int k_\nu d\nu = B_{dg} N_d I_\nu h\nu_0 \left(1 - \frac{B_{gd} N_g}{B_{dg} N_d} \right). \quad (3.15)$$

Korzystając ze związku między współczynnikami B_{gd} i B_{dg} (3.3), możemy napisać

$$\int k_\nu d\nu = \frac{h\nu_0}{4\pi} B_{dg} N_d \left(1 - \frac{g_d}{g_g} \frac{N_g}{N_d} \right). \quad (3.16)$$

Drugi wyraz po prawej stronie pochodzi z uwzględnienia emisji wymuszonej, która nie była brana pod uwagę w rozważaniach klasycznych, a która zmniejsza ilość zaabsorbowanej energii. Jeżeli ograniczymy się do przypadków, w których materia jest w stanie bliskim równowagi termodynamicznej, to możemy przyjąć, że stosunek obsadzeń poziomu górnego i dolnego jest dany formułą Boltzmana, otrzymując z (3.16)

$$\int k_\nu d\nu = \frac{h\nu_0}{4\pi} B_{dg} N_d \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT}\right) \right]. \quad (3.17)$$

Wyrażenie w nawiasach kwadratowych jest wolnozmienną funkcją częstości i jest praktycznie stałe w obrębie linii widmowej. Wynika stąd, że klasyczny współczynnik absorpcji k_ν obliczany bez uwzględnienia emisji wymuszonej (tzn. tak jak gdyby o wielkości absorpcji decydowała tylko wartość współczynnika B_{dg}) można łatwo poprawić na efekt emisji wymuszonej, przyjmując

$$k'_\nu = k_\nu \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \right]. \quad (3.18)$$

Poprawka na emisję wymuszoną ma wartość wyraźnie różną od jedności tylko w obszarze widmowym, w którym $h\nu < kT$. W praktyce oznacza to, że musimy ją uwzględnić przede wszystkim w dziedzinie podczerwonej i radiowej.

W obrazie klasycznym centrami absorpcji są oscylatory pobudzone do drgań harmonicznym przez padającą falę elektromagnetyczną. W obrazie kwantowym rolę tę pełnią atomy wzbudzone kosztem energii fotonów. W związku z tym możemy oczekiwać, że wynik rozważań klasycznych będzie w ogólnym przypadku inny od wyniku rozważań kwantowych. Obie teorie staramy się uzgodnić, przyjmując w sposób formalny, kładąc

$$N_{osc} = N_d f_{dg}; \quad (3.19)$$

f_{dg} nazywamy *siłą oscylatora*. Jest to niemianowana liczba informująca, ilu oscylatorom klasycznym odpowiada rzeczywiste przejście kwantowe między dwoma

konkretnymi poziomami d i g . Ponieważ klasyczny współczynnik absorpcji $k_\nu = N_{\text{osc}}\sigma(\nu)$, to korzystając z (3.9), możemy napisać

$$\int k_\nu d\nu = N_{\text{osc}} \int \sigma(\nu) d\nu = N_d f_{dg} \frac{e^2}{m_e c} \int \frac{\gamma/2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma/2)^2} d\nu = \frac{\pi e^2}{m_e c} N_d f_{dg}. \quad (3.20)$$

Uwzględniając ponadto poprawkę na emisję wymuszoną, możemy dotychczasowe rozważania podsumować następująco:

$$\int k_\nu d\nu = \begin{cases} \frac{h\nu}{4\pi} B_{dg} N_d [1 - \exp(-\frac{h\nu}{kT})] & \text{kwantowo} \\ \frac{\pi e^2}{m_e c} N_d f_{dg} [1 - \exp(-\frac{h\nu}{kT})] & \text{klasycznie} \end{cases}. \quad (3.21)$$

Ponieważ wyrażenia stojące po prawej stronie mają być równe, więc

$$f_{dg} = \frac{h m_e c \nu}{4\pi^2 e^2} B_{dg} = \frac{m_e c^3}{8\pi^2 e^2 \nu^2} \frac{g_g}{g_d} A_{gd}.$$

Siły oscylatorów można zatem wyznaczyć teoretycznie, jeżeli znane są kwantowo-mechaniczne prawdopodobieństwa przejść między odpowiednimi poziomami w atomie. Wygodna w użyciu jest przybliżona formuła Kramersa stosująca się do atomów wodoropodobnych

$$f_K(n_d, n_g) = \frac{32}{3\pi\sqrt{3}} \left(\frac{1}{n_d^2} - \frac{1}{n_g^2} \right)^{-3} \frac{1}{n_g^3 n_d^5}, \quad (3.22)$$

gdzie n_d i n_g są głównymi liczbami kwantowymi dolnego i górnego poziomu. Dokładniejsza wartość siły oscylatora różni się od kramersowskiej o pewien czynnik, który nazywamy *czynnikiem Gaunta* i na ogół oznaczamy $g_I(n_d, n_g)$,

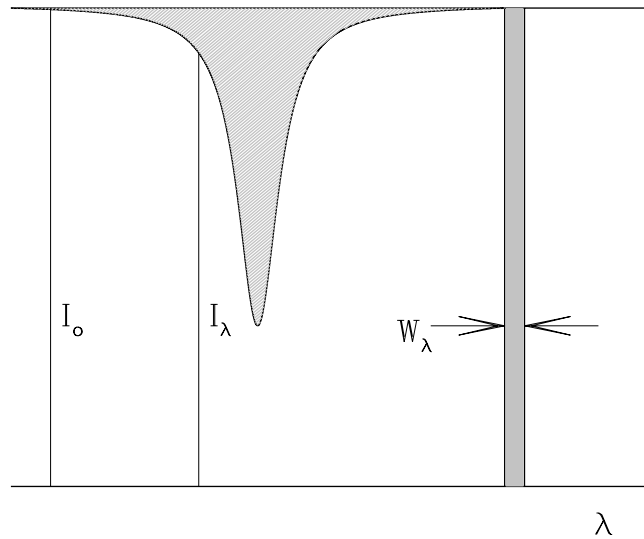
$$f(n_d, n_g) = f_K(n_d, n_g) g_I(n_d, n_g), \quad (3.23)$$

Czynnik Gaunta jest liczbą niemianowaną, bliską jedności, tak iż w wielu przypadkach można przyjąć $g_I = 1$.

Siły oscylatorów można również wyznaczać doświadczalnie na podstawie pomiarów natężeń linii absorpcyjnych. Ilościową miarą natężenia linii widmowej jest jej *szerokość równoważna* W_λ zdefiniowana w następujący sposób:

$$W_\lambda = \int_0^\infty \frac{I_0 - I_\lambda}{I_0} d\lambda \quad (3.24)$$

Ma ona prostą interpretację geometryczną wyjaśnioną na Rys. 3.4. W rozważa-



Rys 3.4. Pole powierzchni ograniczonej przez linię absorpcyjną jest równe $\int (I_0 - I_\lambda) d\lambda$. .
Dzieląc je przez I_0 , dostajemy szerokość prostokąta o wysokości I_0 i szerokości W_λ .

niach teoretycznych wygodniejsze jest zdefiniowanie szerokości równoważnej w skali częstości

$$W_\nu = \int_0^\infty \frac{I_0 - I_\nu}{I_0} d\nu \quad (3.25)$$

Ponieważ W_λ i W_ν mają znaczenie wąskich przedziałów długości fali i częstości, więc zachodzi między nimi oczywisty związek

$$W_\lambda = W_\nu \frac{d\lambda}{d\nu} = W_\nu \frac{c}{\nu^2} = W_\nu \frac{\lambda^2}{c}. \quad (3.26)$$

Zgodnie z (1.31) równanie transportu promieniowania dla cienkiej optycznie jednorodnej warstwy pochłaniającej ma rozwiązanie

$$I_\nu = I_0 \exp(-k_\nu l) \approx I_0(1 - k_\nu l)$$

Powyższe rozwinięcie jest poprawne, jeżeli grubość optyczna $\tau_\nu = k_\nu l \ll 1$. Zgodnie z (3.25) szerokość równoważna linii jest w takim przypadku równa

$$W_\nu = l \int k_\nu d\nu.$$

Na podstawie (3.21) i (3.26)

$$W_\lambda = \frac{\pi e^2 \lambda^2}{m_e c^2} N_d l f_{dg} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \right].$$

Do wyznaczenia siły oscylatora wystarczy zatem pomiar szerokości równoważnej słabej linii absorpcyjnej oraz znajomość liczby absorbujących atomów znajdujących się za jednostką powierzchni warstwy absorbującej; wielkość ta jest oczywiście znana w warunkach laboratoryjnego eksperymentu. Przykładowe wartości sił oscylatorów są podane w Tab. 3.1.

Poszerzenie linii. Profile naturalne linii widmowych możemy obserwować tylko w bardzo szczególnych warunkach laboratoryjnych. Kształt i szerokość linii, z którymi mamy do czynienia w praktyce astrofizycznej, są określone zjawiskami innymi niż tłumienie promieniowania. Najważniejsze spośród nich jest *poszerzenie dopplerowskie*.

Z jednowymiarowego rozkładu prędkości (2.55) łatwo można otrzymać jednowymiarowy rozkład prędkości, który dla uproszczenia zapiszemy w postaci

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{\pi}v_0} \exp \left[- \left(\frac{v}{v_0} \right)^2 \right] dv, \quad (3.27)$$

gdzie dN/N oznacza względną liczbę atomów o prędkościach w wybranym kierunku zawartych w przedziale $v, v + dv$, a

$$v_0 = \sqrt{\frac{2kT}{m}}.$$

Zgodnie z klasycznym wzorem Dopplera prędkości v odpowiada zmiana długości fali

$$\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{v}{c}. \quad (3.28)$$

Prędkości v_0 można formalnie przyporządkować tzw. *szerokość dopplerowską*

$$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda_0} = \frac{v_0}{c}. \quad (3.29)$$

Rozkład Maxwella (3.27) można więc wyrazić w funkcji długości fali

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\lambda_D} \exp \left[- \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D} \right)^2 \right] d(\Delta\lambda). \quad (3.30)$$

Fizyczny sens tego wyrażenia jest łatwy do zrozumienia: przypuśćmy przez chwilę, że atomy absorbują (lub emitują) linię nieskończenie wąską, która w układzie odniesienia związanym z atomem spoczywającym ma długość fali λ_0 . Atomy poruszające się z prędkością v , wskutek efektu Dopplera, absorbują (lub emitują) fale o długości różnej od λ_0 o wielkość $\Delta\lambda$. Inaczej mówiąc, w następstwie ruchów termicznych atomów absorbowana (lub emitowana) linia o nieskończenie

małej szerokości naturalnej "rozmywa" się w profil opisany wyrażeniem (3.30). Profil ten nazywamy *profilem dopplerowskim*.

Unormowany do jedności profil dopplerowski,

$$\psi(\Delta\lambda)d(\Delta\lambda) = \frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\lambda_D} \exp\left[-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right]d(\Delta\lambda), \quad (3.31)$$

ma kształt krzywej Gaussa osiągającej wartość maksymalną dla $\Delta\lambda = 0$ i malejącej do połowy wartości maksymalnej przy $\Delta\lambda_{1/2}$, tzn. gdy

$$\exp\left[-\left(\frac{\Delta\lambda_{1/2}}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right] = \frac{1}{2},$$

co po zlogarytmowaniu obu stron daje

$$\Delta\lambda_{1/2} = \Delta\lambda_D\sqrt{\ln 2}.$$

Wynika stąd, że szerokość połówkowa profilu dopplerowskiego jest równa

$$2 \cdot \Delta\lambda_{1/2} = 2\sqrt{\ln 2}\Delta\lambda_D = 1,665\Delta\lambda_D = 1,665\frac{\lambda_0}{c} \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2}.$$

Na przykład, w temperaturze $T = 5700$ K, odpowiadającej w przybliżeniu temperaturze w jakiej powstają linie absorpcyjne w atmosferze Słońca, dla linii wodoru 486,1 nm, $v_0 = 9,7$ km/s, $\Delta\lambda_D = 0,016$ nm i $2\Delta\lambda_{1/2} = 0,026$ nm; dla linii żelaza 386,0 nm odpowiednie wielkości są: $v_0 = 1,30$ km/s, $\Delta\lambda_D = 0,0017$ nm i $2\Delta\lambda_{1/2} = 0,0028$ nm.

Z powyższych przykładów wynika, że w typowych warunkach astrofizycznych szerokość profilu dopplerowskiego jest znacznie większa od klasycznej szerokości naturalnej, która jest rzędu 10^{-5} nm. Szerokości obserwowanych profili linii widmowych są więc w znacznie większym stopniu określone przez termiczny stan materii, niż przez jej własności atomowe.

Dotychczas zakładaliśmy milcząco, że absorbujące lub emitujące atomy były izolowane, tzn. można było pominąć ich ewentualne oddziaływania z cząstkami otoczenia. Skądinąd wiadomo jednak, że sąsiedztwo innego atomu lub cząstki naładowanej wpływa na położenie poziomów energetycznych w atomie, a tym samym zmienia nieco kształt linii widmowych. Efekty te są tym wyraźniejsze, im większa jest gęstość i temperatura, a zatem i ciśnienie, materii. Teoria zjawiska jest dość skomplikowana i trudna do przedstawienia w sposób elementarny. Stosunkowo prostą interpretację fizyczną mają dwa przypadki graniczne: przybliżenie zderzeniowe i przybliżenie statystyczne.

W przybliżeniu *zderzeniowym* świecący atom jest traktowany jak oscylator klasyczny, którego drgania są przerywane w sposób nagły pod wpływem zewnętrznych zakłóceń – zderzeń. Odwołując się do metod analizy fourierowskiej, można wykazać, że ciągi drgań o częstości ν_0 , trwające średnio przez czas τ , mają rozkład widmowy

$$I_\nu \sim \frac{\gamma/2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma/2)^2},$$

gdzie $\gamma/2 = (2\pi\tau)^{-1}$. Rozpoznajemy tu profil Lorentza o szerokości połówkowej określonej średnią liczbą zderzeń w jednostce czasu (równą oczywiście odwrotności średniego czasu między zderzeniami). Ponieważ w przypadku oscylatorów klasycznych spodziewamy się identyczności profili absorpcyjnych i emisyjnych, nasze rozważania stosują się również do linii absorpcyjnych.

Oznaczmy przez a przekrój czynny na zderzenie, podczas którego ciąg falowy ulega wygaszeniu. Jeżeli w jednostce objętości znajduje się N cząstek zakłócających, a ich średnia prędkość jest równa $\langle v \rangle$, to ich strumień przepływający wokół rozważanego atomu świecącego jest równy $N \langle v \rangle$. Ponieważ w czasie τ zachodzi średnio jedno zderzenie wygaszające, więc

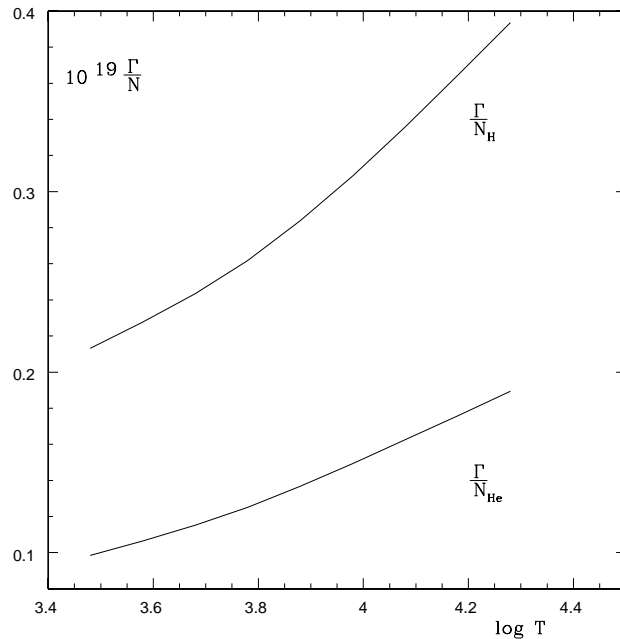
$$a N \langle v \rangle \tau = 1.$$

Przyjmując na $\langle v \rangle$ średnią prędkość wynikającą z rozkładu Maxwella daną wyrażeniem (2.22), znajdujemy szerokość połówkową poszerzonego ciśnieniowo profilu Lorentza

$$\gamma = \frac{1}{\pi\tau} = \left(\frac{8k}{\pi^3 m} \right)^{1/2} T^{1/2} a N \quad (3.32).$$

Wynika stąd, że nawet uproszczona teoria poszerzenia zderzeniowego linii prowadzi do wniosku, że wielkość poszerzenia jest wprost proporcjonalna do gęstości cząstek zaburzających. Zależność od temperatury jest znacznie bardziej skomplikowana niż to sugeruje powyższa formuła. Wynika to stąd, że przekrój czynny na zderzenia wygaszające jest również funkcją temperatury, a jego dokładne obliczenie dla konkretnych linii, atomów i cząstek zaburzających jest właśnie zadaniem teorii poszerzenia zderzeniowego.

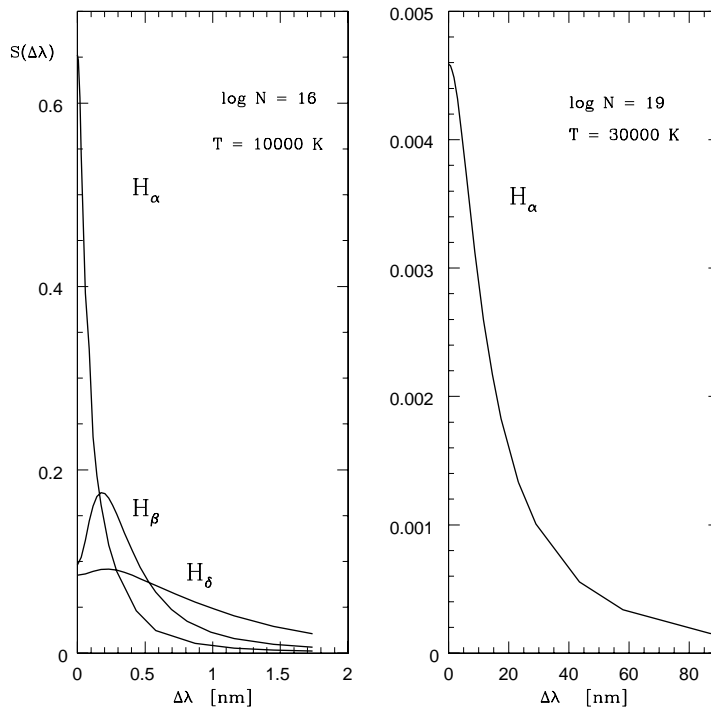
Przykładowe wyniki takich obliczeń są przedstawione na Rys. 3.5 dla leżącego w bliskiej podczerwieni trypletu wapnia jednokrotnie zjonizowanego Ca II. Poszczególne krzywe przedstawiają liczone na jeden perturbber szerokości połówkowe linii poszerzonych zderzeniowo w różnych temperaturach. W tym konkretnym przykładzie perturbberami są atomy wodoru i helu. Z wykresu widać, że efekty zderzeń z atomami wodoru są ponad dwukrotnie większe od efektów zderzeń z atomami helu. Widać również, że w warunkach typowych dla atmosfery słonecznej,



Rys. 3.5. Szerokość połówkowa Γ linii trypletu CaII 8498,8542,8662 poszerzonych przez zderzenia z atomami wodoru (górną krzywą) i helu neutralnego (dolną krzywą) w funkcji temperatury. N oznacza liczbę cząstek zaburzających w cm^3 , Γ jest w nm, a T w kelwinach.

tzn. $\log T \approx 3,8$, $N_{\text{H}} \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, poszerzenie zderzeniowe sięga ok. 0,025 nm, czyli jest porównywalne z poszerzeniem dopplerowskim.

Przybliżenie zderzeniowe nadaje się szczególnie dobrze do opisu poszerzenia linii pierwiastków ciężkich w wyniku oddziaływań binarnych (tj. zderzeń, w których uczestniczą dwie cząstki) z atomami pierwiastków lekkich takich jak wodór i hel. Natomiast przybliżenie *statystyczne* stosuje się w tych przypadkach, gdy w odległości, w której świecący atom może oddziaływać z cząstkami zaburzającymi, znajduje się wiele takich cząstek. Dzieje się tak przede wszystkim w materii zjonizowanej – czyli w plazmie. Istniejące w niej ładunki są źródłem długozasięgowego pola elektrostatycznego. Świecący atom znajduje się w przypadkowym polu tych ładunków co poprzez efekt Starka zaburza jego stany energetyczne. Podstawowym zadaniem teorii statystycznej jest więc określenie metodami statystycznymi średniego pola elektrostatycznego, w którym znajduje się atom oraz przewidzenie zmian, jakie pole to wywołuje w układzie poziomów energetycznych atomu. Istnieje dokładna i potwierdzona przez doświadczenie kwantowa teoria poszerzenia linii wodoru i zjonizowanego helu w plazmie. Przewidywane przez nią przykładowe profile, tzw. profile starkowskie, dla wodoru są przedstawione na Rys. 3.6.



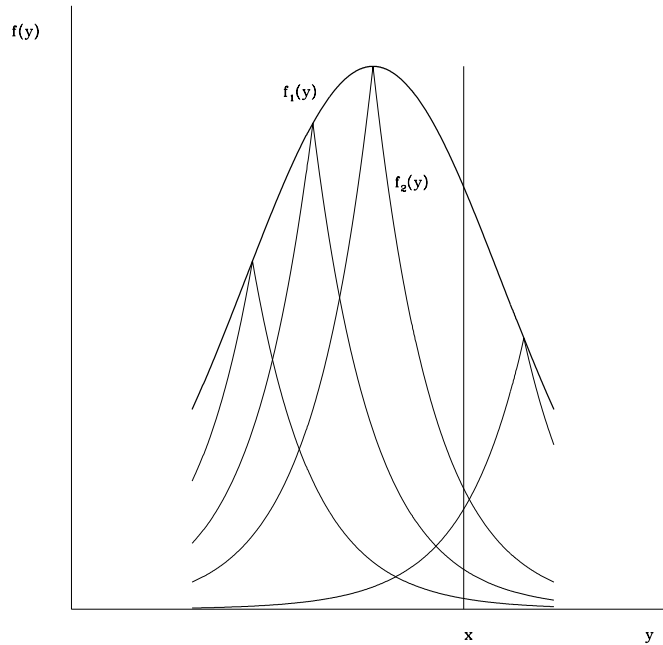
Rys. 3.6. Unormowane do jedności przykładowe profile linii widmowych wodoru poszerzonych przez efekt Starka w elektrostatycznym polu w plazmie.

Odpowiadające im przekroje czynne są równe

$$\kappa = \frac{\pi e^2 \lambda^2}{m_e c^2} f S(\Delta\lambda).$$

Uderzająca jest duża szerokość linii, których skrzydła mogą rozciągać się na odległość kilkudziesięciu nm (kilkuset angstromów) od minimum. Jest to w pełnej zgodności z obserwacjami (np. Rys. 9.10). Tak efektowne poszerzenie jest właściwe tylko dla linii wodoru; poszerzenie linii zjonizowanego helu i jonów innych pierwiastków jest zdecydowanie mniejsze i z reguły nie przekracza dziesiątych części nm (kilku angstromów).

Profil Voigta. Z tego co zostało powiedziane wyżej na temat kształtu linii widmowych (a mówiąc ściślej – na temat kształtu współczynnika absorpcji) wynika, że o zależności współczynnika absorpcji od długości fali decydują dwa czynniki. Pierwszy z nich – to wszystkie procesy fizyczne, za których pośrednictwem atom oddziałuje z promieniowaniem i które określają ”naturalny” kształt współczynnika absorpcji. Przymiotnik ”naturalny” odnosi się tu zarówno do klasycznego profilu tłumieniowego jak i do profilu poszerzonego ciśnieniowo. Jak mówiliśmy poprzednio, w większości przypadków ów naturalny profil ma rzeczywiście kształt zbli-



Rys. 3.7. Splot dwóch funkcji. Każdy punkt na krzywej $f_1(y)$ jest jednocześnie maksimum funkcji $f_2(y)$. W punkcie x sumują się wszystkie wartości $f_1(y)f_2(x-y)$.

żony do lorentzowskiego i tylko jego szerokość połówkowa zależy od warunków powstawania linii. Drugim czynnikiem wpływającym na przebieg współczynnika absorpcji jest ruch termiczny atomów absorbujących. Poszerzenie linii w tym przypadku jest opisane krzywą Gaussa o szerokości połówkowej na ogół tego samego rzędu co szerokość zderzeniowa.

Profil uwzględniający obie okoliczności znajdziemy jako *splot* obu tych profili. Pojęcie splotu przypomina Rys. 3.7. Splot $f(x)$ dwu funkcji $f_1(y)$ i $f_2(y)$ jest zdefiniowany następująco:

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(y)f_2(x-y)dy. \quad (3.33)$$

Dokonując pod całką zamiany zmiennych $x-y = u$ dostajemy, że

$$f(x) = - \int_{\infty}^{-\infty} f_1(x-u)f_2(u)du = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(x-u)f_2(u)du,$$

co oznacza, że splot funkcji jest symetryczny względem zamiany funkcji f_1 i f_2 .

W przypadku atomów ożywionych ruchami termicznymi przyjmujemy, że każdy punkt profilu naturalnego jest "rozmyty" przez profil dopplerowski. Splatając unormowany do jedności profil Lorentza

$$f_2(x) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma/2}{x^2 + (\Gamma/2)^2}$$

z unormowanym do jedności profilem Dopplera

$$f_1(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\lambda_D} \exp\left[-\left(\frac{x}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right],$$

dostajemy unormowany do jedności profil Voigta

$$V(x) = \frac{\Gamma/2}{\pi\sqrt{\pi}\Delta\lambda_D} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left[-\left(\frac{x'}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right]}{(x-x')^2 + (\Gamma/2)^2} dx'.$$

Wprowadzając tradycyjnie używane oznaczenia

$$\alpha = \frac{\Gamma}{2\Delta\lambda_D}; \quad y = \frac{x'}{\Delta\lambda_D}; \quad v = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D} = \frac{x}{\Delta\lambda_D} \quad (3.34)$$

przedstawiamy profil Voigta w postaci

$$V(\alpha, v) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\lambda_D} \frac{\alpha}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-y^2)}{(v-y)^2 + \alpha^2} dy = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\lambda_D} H(\alpha, v). \quad (3.35)$$

Funkcja

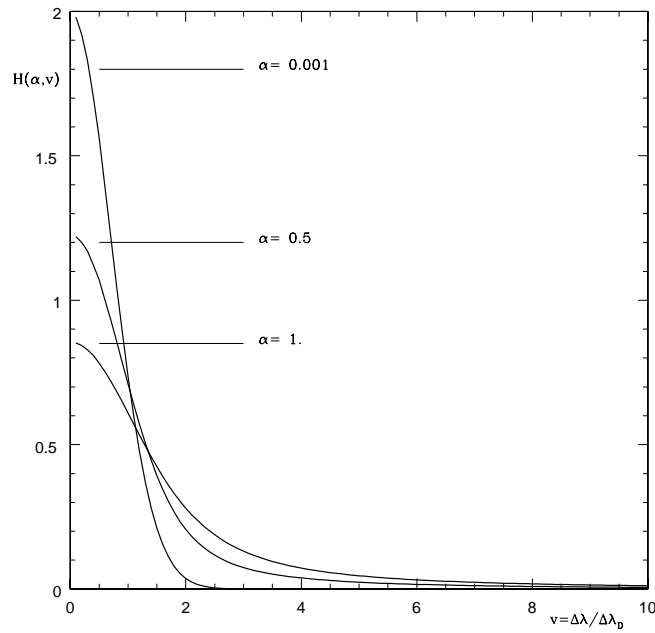
$$H(\alpha, v) = \frac{\alpha}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-y^2)}{(v-y)^2 + \alpha^2} dy, \quad (3.36),$$

zwana funkcją Hjertinga jest funkcją uniwersalną, zależną od parametru α , czyli od stosunku szerokości naturalnej do szerokości dopplerowskiej. Zachodzi przy tym

$$\int_{-\infty}^{\infty} H(\alpha, v) dv = \sqrt{\pi}.$$

Profil Voigta jest splotem dwóch funkcji o wyraźnie różnym charakterze: profilu Lorentza o wąskim maksimum i rozległych skrzydłach oraz gaussowskiego profilu Dopplera o szerokim maksimum i szybkim spadku do zera w większych odległościach. Dlatego też w pobliżu środka linii, $v = 0$, profil ma przede wszystkim cechy profilu dopplerowskiego, natomiast lorentzowskie skrzydła decydują o kształcie linii w dużych odległościach od jej środka. Dokładny kształt funkcji $H(\alpha, v)$, obliczony dla kilku wartości parametru α , jest przedstawiony na Rys. 3.8.

Krzywa wzrostu. Wszystkie wspomniane mechanizmy poszerzenia linii widmowych, które decydują o tym w jaki sposób współczynnik absorpcji zależy od długości fali, są z punktu widzenia atomu okolicznościami zewnętrznymi i nie powinny wpływać na prawdopodobieństwo przejść między stanami energetycznymi atomu. Korzystając ze związków (3.9), (3.19) i (3.20) oraz uwzględniając fakt, że



Rys. 3.8. Profile Voigta dla kilku wartości parametru $\alpha = \Gamma/2\Delta\lambda_D$.

profil Voigta (3.35) jest unormowany do jedynki, możemy współczynnik absorpcji wyrazić następująco:

$$\begin{aligned}
 k_\lambda &= \frac{\pi e^2 \lambda^2}{m_e c} N f V(\alpha, v) = \frac{\pi e^2 \lambda^2}{m_e c^2} N f \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta \lambda_D} H(\alpha, v) = \\
 &= \frac{\sqrt{\pi} e^2 \lambda^2}{m_e c^2 \Delta \lambda_D} N f H(\alpha, v). \quad (3.37)
 \end{aligned}$$

Taki właśnie kształt współczynnika absorpcji jest punktem wyjścia metody wyznaczania składu chemicznego zwanej metodą krzywej wzrostu. Wynika ona z następujących założeń odnośnie warunków, w których następuje absorpcja promieniowania: (1) warstwa absorbująca jest jednorodna, tzn. w obszarze formowania się linii absorpcyjnej gęstość i temperatura materii są stałe; (2) materia jest w stanie bliskim równowagi termodynamicznej; (3) promieniowanie własne materii w obrębie linii jest małe i nie wpływa decydująco na ilość energii pochłoniętej w linii. Przy takich założeniach równanie transportu promieniowania ma postać

$$dI_\lambda = -k_\lambda I_\lambda dl,$$

a jego rozwiązaniem jest

$$I_\lambda = I_0 \exp(-k_\lambda l),$$

gdzie l jest geometryczną grubością warstwy absorbującej. Korzystając z (3.37) możemy to rozwiązanie przedstawić w postaci

$$I_\lambda = I_0 \exp[-C H(\alpha, v)], \quad (3.38)$$

gdzie

$$C = \frac{\sqrt{\pi} e^2 \lambda^2}{m_e c^2 \Delta \lambda_D} N l f. \quad (3.39)$$

Uwzględniając rozwiązanie (3.38) można napisać wyrażenie na szerokość równoważną

$$W_\lambda = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{I_0 - I_\lambda}{I_0} d(\Delta \lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} \{1 - \exp[-C H(\alpha, v)]\} \Delta \lambda_D dv. \quad (3.40)$$

Wykorzystaliśmy przy tym wynikający z (3.34) związek

$$d\Delta \lambda = \Delta \lambda_D dv.$$

Ponieważ funkcja podcałkowa w (3.40) jest symetryczna względem zmiany znaku v , całkę od minus do plus nieskończoności można zastąpić dwiema całkami od zera do nieskończoności, otrzymując

$$\frac{W_\lambda}{2\Delta \lambda_D} = \int_0^{\infty} \{1 - \exp[-C H(\alpha, v)]\} dv. \quad (3.41)$$

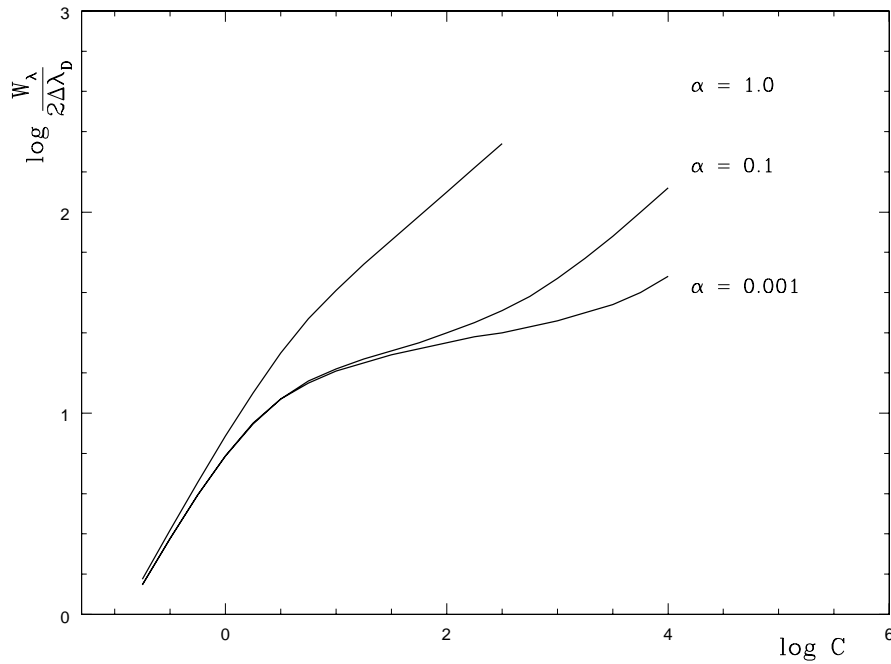
Wyrażenie to nosi nazwę krzywej wzrostu i przedstawia oczekiwaną zależność między szerokością równoważną linii absorpcyjnej (wyrażoną w szerokościach dopplerowskich linii) a liczbą atomów absorbujących znajdujących się za jednostką powierzchni warstwy absorbującej ($N l$).

Krótkie omówienie metody krzywej wzrostu rozpoczniemy od granicznego przypadku bardzo małej liczby atomów absorbujących. Przez bardzo małą liczbę atomów będziemy rozumieli taką wartość $N l$, dla której C dane równaniem (3.39) będzie znacznie mniejsze od jedności. Podstawiając w (3.39) odpowiednie wartości liczbowe stałych atomowych, dostajemy

$$C = 4,99 \cdot 10^{-13} \frac{\lambda}{\Delta \lambda_D} \lambda N l f,$$

jeżeli λ i l wyrazimy w cm, a N w cm^{-3} . Dla typowej długości fali $5 \cdot 10^{-5}$ cm i szerokości dopplerowskiej rzędu 10^{-9} cm

$$C = 1,25 \cdot 10^{-12} N l f.$$



Rys. 3.9. Teoretyczne krzywe wzrostu obliczone dla różnych wartości parametru α . Jednostki na obu osiach współrzędnych mają dowolne punkty zerowe.

A zatem w typowych sytuacjach C będzie mniejsze od jedności, jeżeli $N l f < 8 \cdot 10^{11}$ atomów na cm^2 . Dla małych wartości C można dokonać przybliżenia

$$\exp[-C H(\alpha, v)] \approx 1 - C H(\alpha, v). \quad (3.42)$$

które wstawione do (3.41) daje

$$\frac{W_\lambda}{2\Delta\lambda_D} = C \int_0^\infty H(\alpha, v) dv = \frac{\sqrt{\pi}}{2} C.$$

Dla małej liczby atomów absorbujących równanie krzywej wzrostu przybiera więc prostą postać

$$\frac{W_\lambda}{2\Delta\lambda_D} = \frac{\pi e^2 \lambda^2}{2m_e c^2 \Delta\lambda_D} N l f$$

lub

$$(3.43)$$

$$\frac{W_\lambda}{\lambda} = \frac{\pi e^2}{m_e c^2} \lambda f N_d l.$$

Wynikają stąd dwa użyteczne wnioski: po pierwsze, że dla małej liczby absorbujących atomów szerokość równoważna linii jest wprost proporcjonalna do liczby

tych atomów (dlatego tę część krzywej wzrostu nazywamy częścią prostoliniową) i po drugie, że na prostoliniowej części krzywej wzrostu szerokość równoważna linii nie zależy od ich szerokości dopplerowskich $\Delta\lambda_D$.

W równaniach (3.43) wprowadziliśmy symbol N_d dla podkreślenia, że chodzi tu o liczbę atomów pierwiastka A znajdujących się na poziomie dolnym d , z którego następuje absorpcja rozważanej linii. Przy założeniu, że obsadzenie poziomów atomowych jest boltzmannowskie, otrzymujemy

$$N_d = N_A \frac{g_d}{U(T)} \exp\left(-\frac{\chi_d}{kT_w}\right),$$

gdzie χ_d oznacza energię wzbudzenia stanu d , a T_w – temperaturę wzbudzenia. Wstawiając to wyrażenie do (3.43) i logarytmując obie strony, otrzymujemy

$$\log \frac{W_\lambda}{\lambda} = \log\left(\frac{\pi e^2}{m_e c^2}\right) + \log(gf\lambda) - \log U(T) - \chi_d \Theta + \log(N_A l), \quad (3.44)$$

gdzie wprowadziliśmy oznaczenie

$$\Theta = \frac{\log e}{kT_w} = \frac{0,434}{8,617 \cdot 10^{-5}} \frac{1}{T_w} = \frac{5040}{T_w} \quad (3.45)$$

Ponieważ stałą Boltzmanna k wyraziliśmy w elektronowoltach na kelwin ($k = 8,617 \text{ eV K}^{-1}$), energię wzbudzenia w (3.44) musimy również wyrazić w elektronowoltach.

Równanie (3.44) jest podstawą wyznaczania składu chemicznego materii absorbującej. Wielkością bezpośrednio obserwowaną jest szerokość równoważna W_λ i oczywiście długość fali λ . Jeżeli dla danej linii znamy ponadto, np. z pomiarów laboratoryjnych, wielkości charakteryzujące dane przejście atomowe, tzn. g , f i λ , to o ile tylko mamy informacje o temperaturze Θ , z równania tego możemy w zasadzie wyznaczyć $N_A l$.

Zwróćmy też uwagę, że równanie (3.44) pozwala na niezależne wyznaczenie temperatury wzbudzenia danego pierwiastka, jeżeli tylko jesteśmy w stanie zmierzyć szerokości równoważne jego wielu słabych linii widmowych, pochodzących z poziomów atomowych o różnych potencjałach wzbudzenia χ_i . Ponieważ dla wszystkich linii jednego pierwiastka $\log U(T)$ i $\log(N_A l)$ są takie same więc z równania (3.44) dostajemy

$$\log \frac{W_\lambda}{\lambda} - \log(gf\lambda) = \text{const} - \chi_d \Theta$$

Odkładając na wykresie wartości lewej strony równania dla wielu linii w funkcji ich potencjałów wzbudzenia uzyskujemy zależność liniową, której współczynnikiem nachylenia jest temperatura wzbudzenia Θ .

Gdy jednak liczba atomów absorbujących, a zatem i stała C , wzrośnie na tyle, że nie będzie możliwe dokonanie przybliżenia (3.42), a jednocześnie o kształcie współczynnika absorpcji będzie jeszcze decydowało jądro dopplerowskie, wówczas dokonując podstawienia

$$C = \exp(v_o^2)$$

możemy równanie krzywej wzrostu zapisać w postaci

$$\frac{W_\lambda}{2\Delta\lambda_D} \approx \int_o^\infty \left[1 - \exp(-e^{v_o^2 - v^2}) \right] dv \approx v_o = \sqrt{\ln C}.$$

Wykonując to całkowanie wykorzystaliśmy fakt, że funkcja podcałkowa jest w zakresie $0 - v_0$ praktycznie równa jedności.

Uzyskany wynik oznacza, że w rozważanym zakresie krzywej wzrostu, odpowiadającym tzw. *wysycaniu jądra dopplerowskiego*, szerokości równoważne linii widmowych wznoszą się z liczbą absorbujących atomów znacznie wolniej, jak pierwiastek kwadratowy z logarytmu ich liczby.

Na koniec, gdy liczba atomów absorbujących wzrośnie na tyle, że cała energia zostanie usunięta z jądra linii i absorpcja będzie mogła przyrastać tylko w odległych od środka linii skrzydłach lorentzowskich, gdzie v jest duże, można dokonać przybliżenia

$$H(\alpha, v) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{v^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-y^2}}{\left(1 - \frac{y}{v}\right)^2 + \frac{\alpha^2}{v^2}} dy \approx \frac{\alpha}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{v^2},$$

co wstawione do wyrażenia na krzywą wzrostu daje

$$\frac{W_\lambda}{2\Delta\lambda_D} \approx \int_o^\infty \left[1 - \exp\left(-\frac{\alpha \cdot C}{\sqrt{\pi} v^2}\right) \right] dv$$

Podstawiając

$$z = \frac{\alpha \cdot C}{\sqrt{\pi} v^2}$$

otrzymujemy

$$\frac{W_\lambda}{2\Delta\lambda_D} \approx \sqrt{\frac{\alpha \cdot C}{\sqrt{\pi}}} \int_o^\infty [1 - \exp(-z)] d\left(\frac{1}{\sqrt{z}}\right)$$

Dochodzimy zatem do wniosku, że niezależnie od wartości całki w powyższym wyrażeniu, w obszarze *wysycania skrzydeł linii* szerokość równoważna linii wzrasta proporcjonalnie do pierwiastka kwadratowego z liczby absorbujących atomów.

Wykonanie całkowania w równaniu (3.41) dla szerokiego przedziału wartości C i dla kilku wartości parametru α daje rodzinę krzywych wzrostu przedstawionych na Rys. 3.9.

W praktyce staramy się uzyskać informacje o możliwie dużej liczbie linii widmowych, wykorzystując zarówno linie słabe jak i silne, by zminimalizować wpływ, jaki na uzyskane wyniki mogą mieć błędy pomiarów szerokości równoważnych a także błędy wyznaczeń poszczególnych wartości sił oscylatorów. W celu w miarę wiarygodnego wyznaczenia składu chemicznego postępujemy następująco: na podstawie równania (3.41) obliczamy teoretyczną krzywą wzrostu, czyli zależność $W_\lambda/(2\Delta\lambda_D)$ od zmiennej C . Zakładając boltzmannowskie obsadzenie poziomów oraz uwzględniając związek $\Delta\lambda_D = (\lambda/c)v_0$, z (3.39) dostajemy po zlogarytmowaniu obu stron

$$\log C = \log(gf\lambda) - \chi_i\Theta + \log C_0,$$

gdzie

$$\log C_0 = \log \frac{\sqrt{\pi}e^2}{m_e c} \frac{N_A I}{U(T)v_0}.$$

Z drugiej strony, korzystając z obserwowanych szerokości równoważnych można sporządzić obserwowaną krzywą wzrostu, czyli wykres $\log(W_\lambda/\lambda)$ w funkcji $\log C' = \log(gf\lambda) - \chi_d\Theta$.

Obie krzywe wzrostu, teoretyczna i obserwowana, są odłożone w różnych współrzędnych i doprowadzenie do ich pokrycia się wymaga przesunięcia krzywej obserwowanej zarówno wzdłuż osi odciętych, jak i osi rzędnych (Rys. 3.10).

Różnica skal osi odciętych

$$\log C - \log C' = \log C_0$$

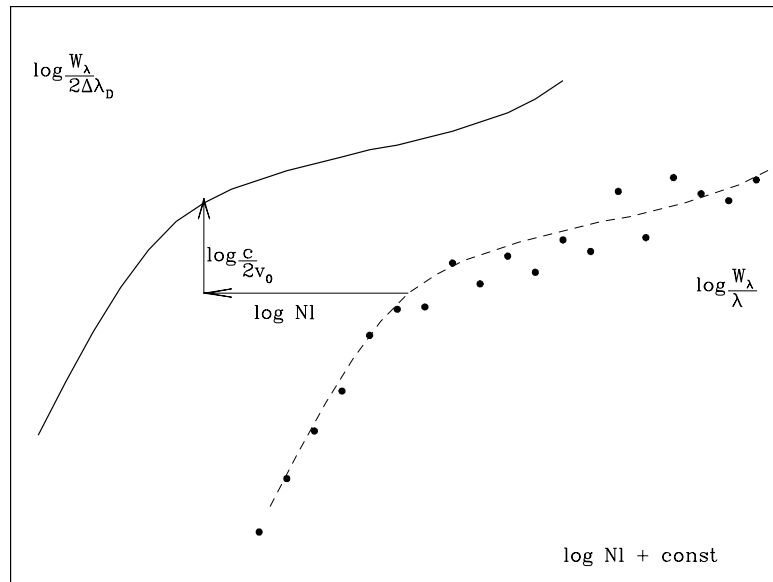
jest wprost proporcjonalna do liczby atomów absorbujących $N_A I$. Przesunięcie obu krzywych wzdłuż osi rzędnych jest równe

$$\log \left(\frac{W_\lambda}{2\Delta\lambda_D} \right) - \log \left(\frac{W_\lambda}{\lambda} \right) = \log \left(\frac{W_\lambda c}{2\lambda v_0} \right) - \log \left(\frac{W_\lambda}{\lambda} \right) = \log \left(\frac{c}{2v_0} \right).$$

Wielkość tego przesunięcia informuje zatem bezpośrednio o najbardziej prawdopodobnej prędkości atomów

$$v_0 = \sqrt{\frac{2kT_k}{m_A}},$$

gdzie T_k jest temperaturą kinetyczną, a m_A - masą atomu, którego linie obserwujemy.



Rys. 3.10 Doprowadzenie do zgodności między teoretyczną (linia ciągłą) i obserwowaną (punkty) krzywą wzrostu wymaga przesunięcia punktów obserwacyjnych wzdłuż osi poziomej o wielkość równą $\log Nl$ i wzdłuż osi pionowej o wielkość $\log(c/2v_0)$.

Często zdarza się, że wyznaczona w ten sposób temperatura kinetyczna T_k jest wyraźnie większa od temperatury wzbudzenia T_w , którą musieliśmy przyjąć przy konstruowaniu obserwacyjnej krzywej wzrostu. Niezgodność tę można usunąć zakładając, że dopplerowska szerokość linii jest określona nie tylko przez ruchy termiczne, ale również przez wielkoskalowe chaotyczne ruchy materii o gaussowskim rozkładzie prędkości i dyspersji v_t takiej, że

$$v_0^2 = \frac{2kT_w}{m_A} + v_t^2. \quad (3.46)$$

Jest to w istocie zabieg formalny, dzięki któremu możemy uzgodnić dopplerowską szerokość linii i temperaturę wzbudzenia wynikającą z obserwowanych szerokości równoważnych linii widmowych. Niemniej jednak istnieją powody, dla których otrzymaną w ten sposób wielkość v_t interpretujemy jako rzeczywistą prędkość, charakteryzującą pole prędkości *mikroturbulencji*. Mikroturbulencją nazywamy

chaotyczny (turbulentny) ruch małych elementów materii zachodzący w warstwie formowania się linii absorpcyjnych. Elementy te mają gaussowski rozkład prędkości (o dyspersji v_t) i grubości optyczne mniejsze od średniej drogi optycznej, na której formowane są linie absorpcyjne.

Tylko w takiej sytuacji pochłonięcie fotonu przez atom o danej prędkości termicznej względem obserwatora i znalezienie się tego atomu w elemencie turbulentnym o innej prędkości względem tego samego obserwatora są zdarzeniami niezależnymi i prawdziwe jest równanie (3.46). Zwróćmy uwagę, że mikroturbulencja jest procesem bardzo wydajnym, jeśli chodzi o poszerzenie linii widmowych, zwłaszcza pierwiastków ciężkich. Przypomnijmy, że prędkości termiczne atomów żelaza w temperaturze powierzchni Słońca są rzędu 1 km/s. Pole mikroturbulencji o tej samej dyspersji prędkości zwiększy szerokość dopplerowską o czynnik $\sqrt{2}$. Uzyskanie takiego samego efektu przez zwiększenie ruchów termicznych wymagałoby dwukrotnego zwiększenia temperatury kinetycznej. O ile zwiększenie szerokości dopplerowskich linii o czynnik $\sqrt{2}$ niewiele zmienia obserwowane cechy widma, to zmiana temperatury z 6000 do 12000 K pociąga za sobą zasadniczą zmianę wyglądu widma. Dlatego też sądzimy, że temperatura wzbudzenia wynikająca z krzywej wzrostu, jest w zasadzie poprawna, a niewielkie niezgodności wyznaczanych parametrów mają (poza błędami obserwacji) inne przyczyny, takie jak właśnie istnienie w atmosferach gwiazd chaotycznych ruchów mikroturbulentnych.

Prędkości mikroturbulencji zostały wyznaczone metodą krzywej wzrostu dla kilkuset gwiazd, głównie dla chłodnych karłów ciągu głównego. Typowe wartości zawierają się w granicach od jednego do kilku km/s, ze średnią wartością ok. 2 km/s. Dla gorących gwiazd typu O prędkości mikroturbulencji są większe, rzędu kilkunastu km/s. Istnieją również dane obserwacyjne pozwalające podejrzewać, że prędkości mikroturbulencji w atmosferach nadolbrzymów mogą sięgać 20 – 30 km/s, tzn. są porównywalne, a może nawet większe od prędkości dźwięku w tych atmosferach.

Zjawiskiem pokrewnym do mikroturbulencji jest występująca w atmosferach gwiazdowych *makroturbulencja*. Jak można domyślać się na podstawie samej nazwy, w tym przypadku mamy do czynienia z elementami turbulentnymi o grubości optycznej na tyle dużej, że każdy z nich jest miejscem formowania się linii absorpcyjnej. Przyjmijmy, że elementy te poruszają się chaotycznie we wszystkich kierunkach i że rozkład ich prędkości radialnych jest opisany funkcją $\Phi(v_r)$. Ponieważ każdej prędkości odpowiada zgodne ze wzorem Dopplera przesunięcie długości fali $\Delta\lambda = \lambda_0 - \lambda$ (gdzie λ_0 jest nie przesuniętą długością fali), z rozkładem prędkości radialnych związany jest jednoznacznie rozkład przesunięć dopplerowskich $\Phi(\Delta\lambda)$. W przypadku gdy obserwator odbiera światło od całej powierzchni gwiazdy (obserwuje "w strumieniu") fakt, że każda część powierzchni gwiazdy ma w stosunku do niego inną prędkość radialną, wpływa oczywiście na kształt odbieranych linii widmowych. Jeżeli przy braku makroturbulencji kształt profilu jest opisany funkcją $F(\lambda)$, to w przypadku istnienia makroturbulencji, strumień w każdej z długości fal λ_0 jest sumą przyczynków pochodzących od wszystkich

elementów turbulentnych, co można zapisać jako

$$F(\lambda_0) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\lambda_0 - \Delta\lambda)\Phi(\Delta\lambda)d(\Delta\lambda).$$

Porównując to wyrażenie z (3.33) widzimy, że profil linii jest w rozważanym przypadku splotem profilu produkowanego przez daną atmosferę z rozkładem przesunięć dopplerowskich charakteryzującym zjawisko makroturbulencji w tej atmosferze. Ponieważ funkcja $\Phi(\Delta\lambda)$ jest unormowana do jedynki, makroturbulencja nie zmienia szerokości równoważnej linii, wpływa natomiast na kształt jej profilu. Jest to wniosek zgodny z intuicją: fakt, że poszczególne obszary powierzchni gwiazdy wykonują w stosunku do obserwatora takie czy inne ruchy, nie może w żaden sposób zwiększyć liczby atomów zdolnych do absorbowania uformowanej już linii. Makroturbulencja w mniejszym stopniu niż mikroturbulencja wpływa na przebieg krzywej wzrostu.

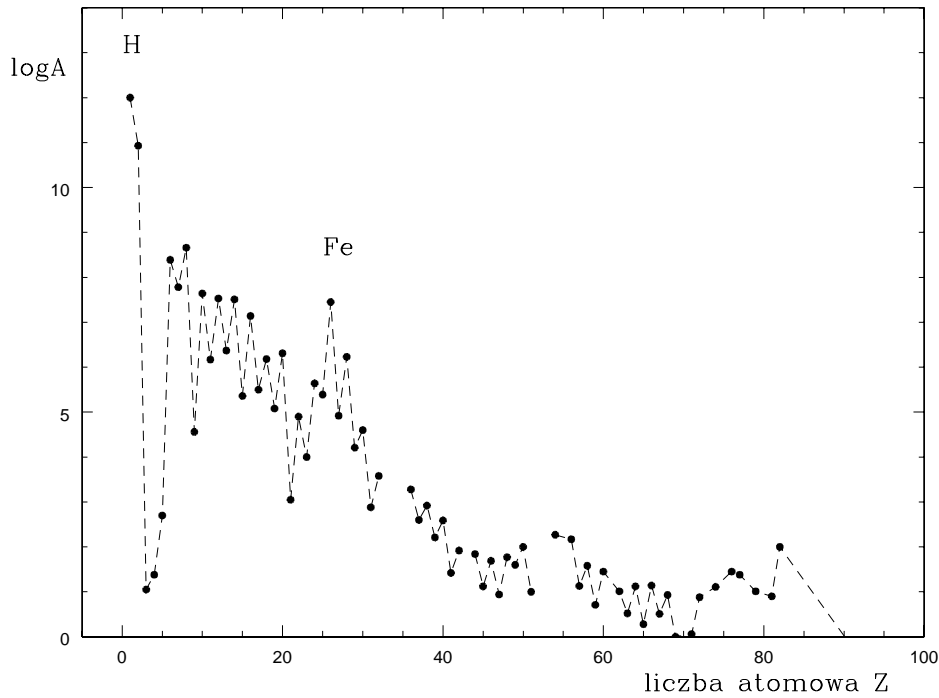
Podsumowując zauważmy, że skład chemiczny najłatwiej jest wyznaczyć metodą krzywej wzrostu na podstawie linii słabych, ponieważ dla nich najdokładniej można określić wielkość przesunięcia wzdłuż osi odciętych koniecznego do uzgodnienia krzywej obserwowanej z krzywą teoretyczną. Natomiast odpowiednie przesunięcie wzdłuż osi rzędnych, będące miarą mikroturbulencji, jest najłatwiejsze, gdy krzywa wzrostu ma dobrze określoną część płaską, a więc gdy w widmie obecne są linie o stosunkowo dużej szerokości równoważnej.

Metoda krzywej wzrostu była niegdyś powszechnie wykorzystywana do wyznaczania składu chemicznego gwiazd oraz oceny panujących w nich warunków fizycznych. Za jej pomocą uzyskano wyniki wskazujące na istnienie istotnych różnic składu chemicznego między obiektami należącymi do różnych populacji oraz wykryto obiekty o anomalnym składzie chemicznym. Obecnie metoda ta ma już w znacznej mierze znaczenie tylko historyczne; znacznie więcej informacji o zewnętrznych warstwach gwiazd dostarcza porównanie obserwacji z przewidywaniami teorii budowy atmosfer gwiazdowych. Typowy skład chemiczny materii we Wszechświecie jest przedstawiony na Rys. 3.11.

Procesy związane–swobodne. Jeżeli energia fotonu pochłonięta przez atom w stanie d jest większa od energii jonizacji z tego stanu I_d , to atom ulega jonizacji, a nadwyżkę energii unosi uwolniony elektron w postaci energii kinetycznej. Zasada zachowania energii przybiera postać *równania fotoelektrycznego*

$$h\nu = I_d + \frac{m_e v^2}{2}. \quad (3.47)$$

Energia kinetyczna elektronu swobodnego nie jest skwantowana i może przybierać dowolne wartości, a zatem może być pochłonięty każdy foton o energii większej od energii jonizacji.



Rys. 3.11. Typowy skład chemiczny materii we Wszechświecie.

Energii kinetycznej swobodnego elektronu można formalnie przypisać urojoną liczbę kwantową ik (przy czym k odpowiada odwrotności liczby falowej w rozwiązaniu równania Schrödingera dla cząstki swobodnej). W analogii do formuły Rydberga dla atomów wodoropodobnych można wówczas napisać

$$h\nu = Ry \left(\frac{1}{n_d^2} - \frac{1}{(ik)^2} \right) = Ry \left(\frac{1}{n_d^2} + \frac{1}{k^2} \right). \quad (3.48)$$

Zgodnie z równaniem fotoelektrycznym zmiana częstości fotonu o $d\nu$ odpowiada zmianie energii kinetycznej elektronu o $hd\nu$. Z równania (3.48) wynika, że przedziałowi energii $hd\nu$ odpowiada dk stanów ciągłych, przy czym

$$\frac{dk}{d\nu} = -\frac{hk^3}{2Ry}. \quad (3.49)$$

Pozostając przy analogii z przejściami związane-związanymi, przekrój czynny dla przejść związane-swobodnych, określony na jednostkowy przedział częstości, definiujemy następująco:

$$\alpha_\nu d\nu = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{nk} \left| \frac{dk}{d\nu} \right| d\nu \quad (3.50)$$

Siła oscylatora f_{nk} dla przejść związane-swobodnych jest teraz ciągłą funkcją częstości. Do jej określenia posłużymy się przybliżoną formułą Kramersa (3.22), w której zamiast głównej liczby kwantowej poziomu górnego n_g podstawimy ik i skorzystamy z (3.48):

$$f_{nk} = \frac{32}{3\pi\sqrt{3}} \frac{\text{Ry}^3}{(h\nu)^3} \frac{g_{II}}{k^3 n^5}; \quad (3.51)$$

g_{II} jest czynnikiem Gaunta dla przejść związane-swobodnych; zazwyczaj jest on rzędu jedności i w dalszych rozważaniach będziemy go pomijać. Korzystając z (3.49) i (3.51), dostajemy ostateczną postać przekroju czynnego na jonizację

$$\begin{aligned} \alpha_\nu &= \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{32}{3\pi\sqrt{3}} \frac{\text{Ry}^3}{(h\nu)^3} \frac{1}{k^3 n^5} \frac{hk^3}{2\text{Ry}} = \\ &= \frac{64\pi^4 m_e e^{10}}{3\sqrt{3} ch^6} \frac{1}{n^5} \frac{1}{\nu^3} = 2,8 \cdot 10^{25} \frac{1}{n^5 \nu^3} \text{ m}^2. \end{aligned} \quad (3.52)$$

Przy granicy jonizacji, gdy energia fotonu jest dokładnie równa energii jonizacji, energia kinetyczna uwolnionego elektronu jest równa zero, czemu odpowiada nieskończenie duża wartość "ciągłej" liczby kwantowej k . Zgodnie z formułą Rydberga częstość fotonu przy progu jonizacji

$$\nu_0^3 = \left(\frac{\text{Ry}}{h} \right)^3 \frac{1}{n^6}. \quad (3.53)$$

Korzystając z tego związku, można (3.52) przedstawić w równoważnej postaci

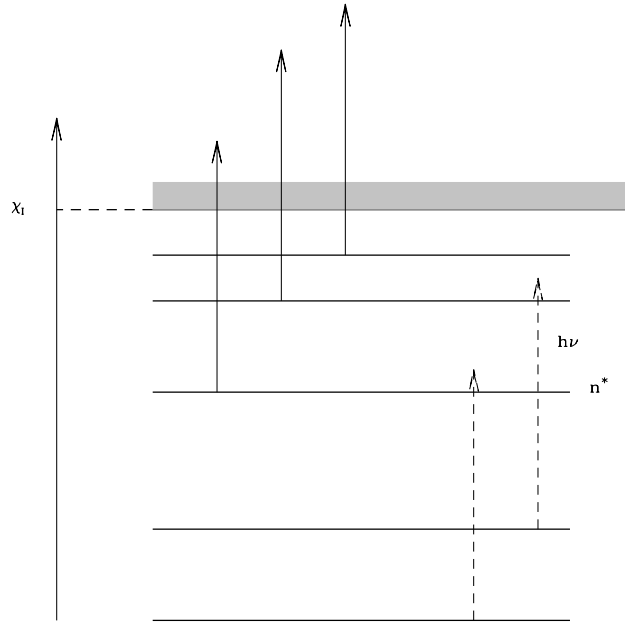
$$\alpha_\nu = 2,8 \cdot 10^{25} \frac{1}{\nu^3} \frac{n}{n^6} = 2,8 \cdot 10^{25} \left(\frac{h}{\text{Ry}} \right)^3 \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^3 = 7,9 \cdot 10^{-22} n \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^3. \quad (3.54)$$

Przekrój czynny na jonizację atomu z poziomu o głównej liczbie kwantowej n ma przy granicy jonizacji ($\nu = \nu_0$) wartość wprost proporcjonalną do n i dla większych energii fotonów maleje odwrotnie proporcjonalnie do trzeciej potęgi częstości. Przekrój czynny na jonizację jest oczywiście równy zero dla częstości mniejszych od częstości progowej ν_0 .

Makroskopowy współczynnik absorpcji fotonu o energii wystarczającej do zjonizowania atomu ze stanu o głównej liczbie kwantowej n jest równy

$$k_\nu(n) = \alpha_\nu(n) N_n,$$

gdzie N_n jest liczbą atomów w jednostce objętości znajdujących się w stanie n . W warunkach równowagi termodynamicznej N_n jest dane formułą Boltzmanna, w której – jeżeli ograniczymy się do atomów wodoropodobnych – możemy przyjąć

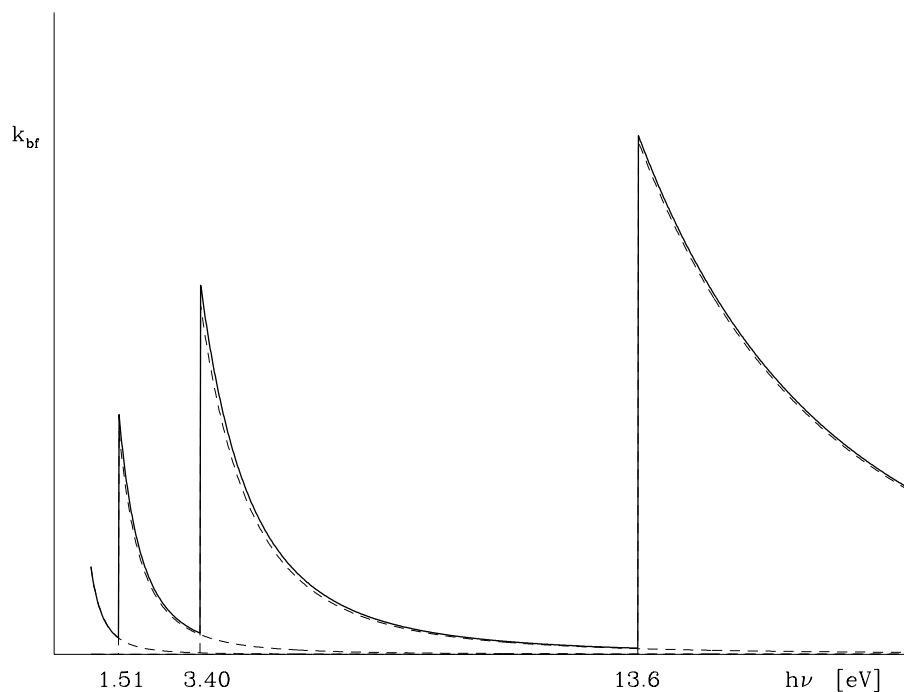


Rys. 3.12. Przejścia związane–swobodne. n^* jest najniższym poziomem, z którego kwant promieniowania o energii $h\nu$ może przenieść elektron do kontinuum.

$g_n = 2n^2$. Foton, który jest w stanie zjonizować atom z poziomu n , jest również w stanie spowodować jonizację ze wszystkich poziomów leżących wyżej. Całkowity współczynnik absorpcji dla promieniowania o energii $h\nu$ jest sumą współczynników absorpcji dla wszystkich stanów, z których pod wpływem tego promieniowania może nastąpić jonizacja

$$\begin{aligned}
 k_{bf} &= \sum k_\nu(n) = \sum \alpha_\nu(n) N_n = \\
 &= 2,8 \cdot 10^{25} \frac{N}{U(T)} \sum \frac{2n^2}{n^5 v^3} \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right) = \\
 &= 2,8 \cdot 10^{25} \frac{2N}{U(T)} \frac{1}{v^3} \sum_{n>n_*} \frac{1}{n^3} \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right). \quad (3.55)
 \end{aligned}$$

Sumowanie rozpoczyna się od najniższego poziomu, z którego kwant o energii $h\nu$ może spowodować jonizację (Rys. 3.12). Zgodnie z (3.54) przekrój czynny jest proporcjonalny do głównej liczby kwantowej i dla wysokich poziomów wzbudzonych przybiera odpowiednio duże wartości, teoretycznie dążąc do nieskończoności przy granicy jonizacji. Jednak współczynnik absorpcji zależy również od liczby atomów w stanie n , która z kolei maleje bardzo szybko ze wzrostem n , co w istotny sposób ogranicza rzeczywistą wartość współczynnika absorpcji. Na



Rys. 3.13. Schematyczny przebieg współczynnika absorpcji ciągłej wodoru dla przejść związane–swobodnych. Liniami przerywanymi zaznaczony jest przebieg współczynników absorpcji dla przejść zaczynających się na poszczególnych poziomach; linia ciągła przedstawia sumaryczny współczynnik absorpcji.

Rys. 3.13 przedstawiona jest schematycznie zależność współczynnika absorpcji od częstości wynikająca z równania (3.55). Foton o małej energii może spowodować jonizację tylko z wysokich stanów wzbudzonych, jednak obsadzenie tych stanów jest na ogół niewielkie i pomimo dużej wartości przekroju czynnego współczynnik absorpcji jest mały. W miarę wzrostu energii fotonu możliwa staje się również jonizacja z licznie obsadzonych stanów o małej energii wzbudzenia. Przy każdej częstości odpowiadającej energii jonizacji z kolejnego poziomu następuje skokowy wzrost współczynnika absorpcji sygnalizujący, że w sumie (3.55) pojawił się kolejny wyraz. Największy skok odpowiada pojawieniu się przyczynku od najliczniej obsadzonego stanu podstawowego. Nieciągłości współczynnika absorpcji są przyczyną występowania takich samych nieciągłości w widmach wielu obiektów niebieskich. Są one związane przede wszystkim z absorpcją wywołaną przez atomy wodoru i noszą nazwy nieciągłości (lub "skoków") Lymana (absorpcja ze stanu $n = 1$), Balmera ($n = 2$), Paschena ($n = 3$) itd.

Tabela 3.2

Zależność przekroju czynnego na jonizację a_ν od częstości dla kilku najniższych poziomów helu neutralnego. E_i oznacza energię wzbudzenia poziomu, z którego zachodzi jonizacja, λ_m oznacza długość fali, przy której zaczyna się pasmo absorpcyjne.

poziom	E_i [eV]	λ_m [nm]	$\log a_\nu$
1^1S	0,00	50,4	$14,47 - 2,0 \log \nu$
2^3S	19,72	260,1	$-17,39 + 0,68 \log(\nu \cdot 10^{-14}) - 0,73[\log(\nu \cdot 10^{-14})]^2$
2^1S	20,51	312,2	$11,65 - 1,91 \log \nu$
2^3P	20,86	342,2	$31,06 - 3,3 \log \nu$
2^1P	21,11	368,0	$35,48 - 3,6 \log \nu$

Przedstawiony tu prosty obraz absorpcji ciągłej dla atomów wodoropodobnych komplikuje się znacznie w przypadku atomów z wieloma elektronami świecącymi. Obliczenie odpowiednich przekrojów czynnych wymaga odwołania się do ścisłych rozważań kwantowych, zaś przybliżenie wodorowe można stosować tylko do wysokich stanów wzbudzonych, gdy oddziaływania elektronu świecącego z pozostałymi elektronami powłoki są do zaniebdania i gdy można przyjąć, że elektron ten porusza się w polu jądra, którego $Z - 1$ ładunków dodatnich jest dokładnie ekranowanych przez pozostałe elektrony. Dla ilustracji w Tab. 3.2 przytoczone są przybliżone formuły opisujące zależność przekroju czynnego na jonizację od częstości dla kilku najniższych poziomów helu neutralnego. Widać, że charakterystyczna dla atomów wodoropodobnych zależność typu $\alpha_\nu \sim \nu^{-3}$ jest osiągnięta w przybliżeniu dopiero dla głównej liczby kwantowej $n = 2$.

Ujemny jon wodorowy. Niepełne ekranowanie ładunku protonu przez jeden elektron oraz efekt polaryzacji (przesunięcia ładunków) pod wpływem drugiego elektronu sprawiają, że neutralny atom wodoru może przyłączyć w sposób trwały jeszcze jeden elektron, tworząc w ten sposób ujemny jon wodorowy. Drugi elektron w jonie wodorowym jest związany bardzo słabo: energia wiązania jest równa zaledwie 0,754 eV. W tak płytkiej jamie potencjału istnieje tylko jeden stan związany będący zarazem stanem podstawowym. Zgodnie z zakazem Pauliego, dwa elektrony o takiej samej głównej liczbie kwantowej $n = 1$ muszą mieć spiny skierowane przeciwnie. Oznacza to, że spin całkowity jest równy zero, czyli jedyny stan związany ujemnego jonu wodorowego jest stanem singletowym ($L = 0, S = 0, J = L + S = 0$) o wadze statystycznej $g_{H^-} = 1$.

Liczbę ujemnych jonów wodorowych w jednostce objętości materii

znajdującej się w stanie równowagi termodynamicznej można znaleźć z formuły Sahy zastosowanej do przypadku gdy rolę "atomu" odgrywa ujemny jon wodorowy zaś "jonem" jest neutralny atom wodoru. Energia jonizacji ujemnego jonu wodorowego jest równa $\chi_{H^-} = 0,754$ eV, co sprawia, że może on istnieć tylko w stosunkowo niskich temperaturach: średnia energia $kT = 0,754$ eV odpowiada temperaturze $T = 8750$ K. Funkcję rozkładu wodoru neutralnego można zatem przybliżyć przez wagę statystyczną poziomu podstawowego, $U_H = 2$. Funkcja rozkładu dla ujemnego jonu wodorowego zawiera oczywiście tylko jeden wyraz $U_{H^-} = g_{H^-} = 1$. Równanie Sahy ma więc postać

$$\frac{N_H}{N_{H^-}} P_e = \frac{4(2\pi m_e)^{3/2}}{h^3} (kT)^{5/2} \exp\left(-\frac{0,754}{kT}\right). \quad (3.56)$$

Jonizacja ujemnego jonu wodorowego następuje pod wpływem promieniowania o długości fali krótszej od 1650 nm (16500 Å). Zależność przekroju czynnego na jonizację α_{H^-} od długości fali została obliczona metodami mechaniki kwantowej. Wynikający stąd współczynnik absorpcji jest przedstawiony na Rys. 3.14.

Współczynnik absorpcji wynikający z jonizacji ujemnego jonu wodorowego jest

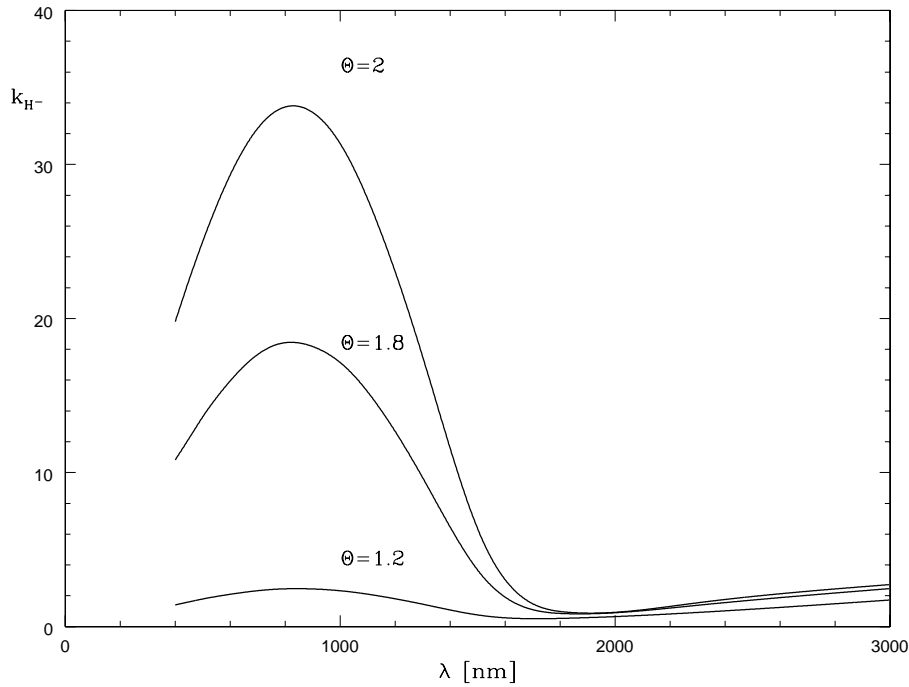
$$\begin{aligned} k_{H^-} &= \alpha_{H^-} N_{H^-} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \right] = \\ &= \alpha_{H^-} N_{H^-} P_e \frac{h^3}{4(2\pi m_e)^{3/2}} \frac{1}{(kT)^{5/2}} \exp\left(\frac{0,754}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \right]. \end{aligned} \quad (3.57)$$

Współczynnik ten jest tym większy, im niższa jest temperatura i im większe jest ciśnienie elektronowe. Ujemny jon wodorowy jest ważnym źródłem nieprzezroczystości w atmosferach chłodnych karłów.

Rekombinacja promienista. Procesem odwrotnym do fotojonizacji jest rekombinacja promienista jonu i elektronu o prędkości v . W jej wyniku elektron przechodzi na któryś ze stanów związanych atomu z jednoczesną emisją fotonu unoszącego energię wiązania i energię kinetyczną. Przekrój czynny dla takiego procesu można znaleźć stosunkowo prosto, odwołując się do *zasady szczegółowego zrównoważenia* procesów atomowych która orzeka, że

w warunkach równowagi termodynamicznej, każdy proces atomowy, który prowadzi do zwiększenia obsadzenia danego poziomu energetycznego jest dokładnie zrównoważony przez proces odwrotny, prowadzący do zmniejszenia obsadzenia.

Oznaczmy przez $F(v)$ przekrój czynny rekombinacji spontanicznej na poziom n elektronu o prędkości zawartej w przedziale $v, v + dv$, a przez $G(v)$ – przekrój



Rys. 3.14. Współczynnik absorpcji związany z jonizacją ujemnego jonu wodorowego dla kilku wartości temperatury. Wzrost współczynnika dla $\lambda > 2000$ nm pochodzi od przejść swobodno–swobodnych (patrz niżej).

czynny rekombinacji wymuszonej przez promieniowanie o natężeniu I_ν . Liczba rekombinacji spontanicznych na poziomie n w jednostce czasu i w jednostce objętości jest równa

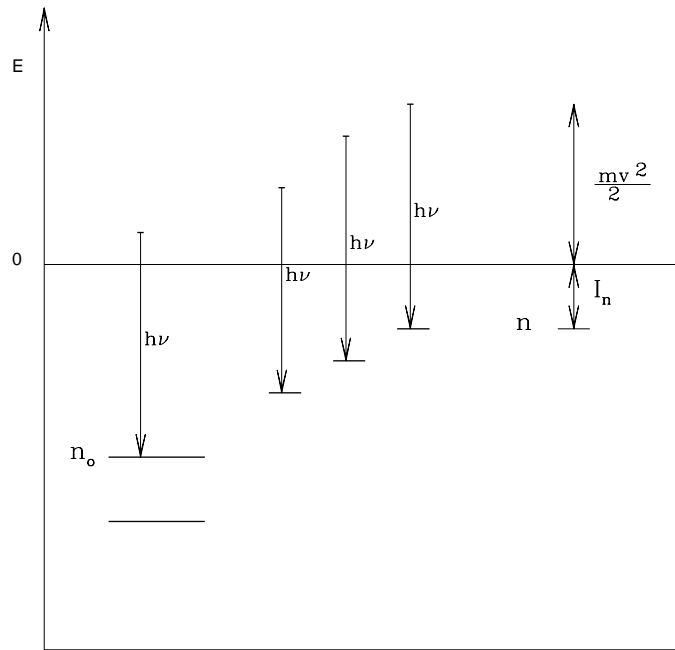
$$[N^+ F(v)] [N_e f(v) v dv],$$

gdzie N^+ jest liczbą jonów, a N_e – liczbą elektronów w jednostce objętości; $f(v)$ jest unormowanym do jedności rozkładem prędkości elektronów. Wyrażenie w pierwszym nawiasie kwadratowym jest łącznym przekrojem czynnym wszystkich jonów znajdujących się w jednostce objętości, a wyrażenie w drugim nawiasie jest strumieniem elektronów o prędkości v przepływających w jednostce czasu przez jednostkę powierzchni. Podobnie otrzymamy liczbę rekombinacji wymuszonych

$$[N^+ G(v) I_\nu] [N_e f(v) v dv].$$

Liczba fotojonizacji z poziomu n jest

$$[N_n \alpha_\nu] \left[\frac{I_\nu}{h\nu} dv \right]$$



Rys. 3.15. Rekombinacja elektronów swobodnych na poziomy związane. Kwant o energii $h\nu$ może być wysłany na wszystkie poziomy leżące w skali energii wyżej niż poziom n_0 . I_n oznacza energię jonizacji z poziomu n ; $mv^2/2$ jest energią kinetyczną elektronu swobodnego względem jonu.

Warunek równowagi jonizacyjnej dla poziomu n ma zatem postać równania

$$N^+[F(\nu) + G(\nu)I_\nu]N_e f(\nu) \nu d\nu = N_n \alpha_\nu \frac{I_\nu}{h\nu} d\nu. \quad (3.58)$$

Równanie to musi zachodzić również w warunkach równowagi termodynamicznej i wówczas – zgodnie z zasadą szczegółowego zrównoważenia – wystarczy całkowanie do wyznaczenia obsadzenia poziomu n (ponieważ wszystkie inne procesy wpływające na to obsadzenie są dokładnie zrównoważone). Biorąc pod uwagę, że w warunkach równowagi termodynamicznej N_n jest dane formułą Boltzmannna, N^+ jest określone formułą Sahy, promieniowanie ma rozkład planckowski, przekrój czynny na jonizację α_ν jest dany wyrażeniem (3.52), a dla jonów wodoropodobnych $g_n = 2n^2$, $g^+ = 1$, dostajemy

$$G(\nu) = \frac{c^2}{2h\nu^3} F(\nu), \quad (3.59)$$

$$F(\nu) = \frac{128\pi^4 e^{10}}{3\sqrt{3}m_e c^3 h^4} \frac{1}{n^3 \nu^2} \quad (3.60)$$

Z każdym aktem rekombinacji związana jest emisja fotonu o częstotliwości danej równaniem fotoelektrycznym. Liczba przejść rekombinacyjnych w jednostce czasu i w jednostce objętości związanych z emisją fotonu $h\nu$ jest równa

$$N^+ N_e F(v) f(v) v dv.$$

(Emisję wymuszoną dla uproszczenia pomijamy; zresztą ma ona znaczenie tylko w silnych polach promieniowania.) Jak wyjaśnia Rys. 3.15, fotony $h\nu$ mogą być wysyłane również podczas rekombinacji na wyżej leżące poziomy. Każde z przejść zaznaczonych na tym rysunku wnosi do emitowanej energii przyczynę równy

$$\Delta E_\nu dv = N^+ N_e F(v) f(v) v h\nu = N^+ N_e F(v) f(v) v h\nu \frac{h}{m_e v} dv.$$

Korzystając z (3.60) i z równania fotoelektrycznego (3.50), oraz zakładając maxwellowski rozkład prędkości elektronów, znajdujemy całkowitą energię promieniowaną w częstotliwości ν z jednostki objętości w jednostce czasu wewnątrz jednostkowego kąta bryłowego, czyli współczynnik emisji:

$$\epsilon_\nu = \frac{128 \pi^4 e^{10}}{(6\pi)^{3/2} m_e^{1/2} c^3 h^2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \sum_{n_0}^{\infty} \frac{1}{n^3} \exp\left(\frac{I_n}{kT}\right). \quad (3.61)$$

Dla ustalonej częstotliwości ν sumowanie zaczynamy od głównej liczby kwantowej spełniającej nierówność

$$n_0 \geq \left(\frac{Ry}{h\nu}\right)^{1/2}.$$

Przy każdej częstotliwości, dla której w sumie występującej w wyrażeniu (3.61) pojawia się nowy wyraz, następuje skokowy wzrost ilości promieniowanej energii. Nieciągłości emisji występują w tych samych miejscach widma, w których występowały nieciągłości współczynnika absorpcji: widmo rekombinacyjne jest odwróceniem absorpcji ciągłej wywołanej jonizacją atomów.

Promieniowanie rekombinacyjne możemy obserwować w przypadku rzadkiego, optycznie cienkiego gazu o niezbyt wysokiej temperaturze, który po uprzedniej jonizacji ochładza się w wyniku rekombinacji. Obiektami astrofizycznymi o takich właściwościach są niektóre mgławice gazu okołogwiazdowego lub międzygwiazdowego.

Procesy swobodno–swobodne. Naturalnym uzupełnieniem rozważanych wyżej procesów związane-związanych i związane-swobodnych są procesy swobodno-swobodne czyli promieniste przejścia elektronów swobodnych między stanami energetycznymi kontinuum. Polegają one na tym, że swobodny elektron poruszający się w polu elektrostatycznym atomu lub jonu pochłania foton promieniowania i kosztem jego energii zwiększa swoją energię kinetyczną.

Przejście swobodno–swobodne można formalnie traktować jako przejście kwantowe między dwoma stanami energetycznymi opisanymi przez dwie urojone główne liczby kwantowe ik i il , zdefiniowane w taki sposób, by energia początkowa elektronu była równa

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{Ry}{k^2},$$

a energia końcowa, po zaabsorbowaniu fotonu $h\nu$,

$$\frac{mv^2}{2} + h\nu = \frac{Ry}{k^2} + h\nu = \frac{Ry}{l^2}.$$

Przekrój czynny liczony na jeden jon i na jeden elektron o prędkości z przedziału $v, v + dv$ dla procesu absorpcji fotonu o częstotliwości ν można zapisać w postaci

$$\alpha(\nu, v) = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{kl} dk \frac{dl}{dv}.$$

Przyjmując dla siły oscylatora uogólnione przybliżenie Kramersa

$$f_{kl} = \frac{64}{3\pi\sqrt{3}} \frac{1}{g_k} \left(\frac{1}{(il)^2} - \frac{1}{(ik)^2} \right)^{-3} \frac{g_{III}}{k^3 l^3},$$

gdzie g_{III} jest czynnikiem Gaunta dla przejść swobodno-swobodnych, a waga statystyczna elektronu swobodnego

$$g_k = \frac{8\pi m_e^3}{h^3} v^2 dv = \frac{16\pi Ry m_e^2}{h^3} \frac{v}{k^3} dk.$$

Współczynnik absorpcji, uwzględniający pochłanianie promieniowania przez elektrony o wszystkich możliwych prędkościach, jest równy

$$k_{ff} = \int_0^\infty \alpha(\nu, v) N^+ N_e f(v) dv.$$

Przyjmując, że rozkład prędkości elektronów $f(v)$ jest maxwellowski, po prostych podstawieniach i wykonaniu całkowania dostajemy ostatecznie

$$k_{ff} = \frac{4e^6}{3ch} \left(\frac{2\pi}{3km_e^3} \right)^{1/2} N^+ N_e \frac{g_{III}}{T^{1/2}\sqrt{3}} = 3,69 \cdot 10^8 N^+ N_e \frac{g_{III}}{T^{1/2}\sqrt{3}} \quad (3.62),$$

jeżeli N^+ i N_e wyrazimy w cm^{-3} .

Absorpcja swobodno–swobodna charakteryzuje się taką samą zależnością od częstotliwości jak absorpcja związane–swobodna: jest największa dla promieniowania długofalowego i maleje dla fal krótszych odwrotnie proporcjonalnie do trzeciej

potęgi częstości. Współczynniki k_{bf} i k_{ff} są na ogół tego samego rzędu i dlatego oba rodzaje absorpcji powinny być uwzględniane jednocześnie. Oczywiście zależnie od warunków dominować może jeden lub drugi proces. W wysokich temperaturach, gdy materia jest w znacznym stopniu zjonizowana, liczba atomów neutralnych, w których mogłyby zachodzić przejścia związane-swobodne jest niewielka i dominującym źródłem nieprzezroczystości są przejścia swobodno-swobodne; odwrotnie jest w niskich temperaturach.

Tak jak poprzednio, współczynnik absorpcji należy w niektórych przypadkach poprawić na efekt wymuszonej emisji swobodno-swobodnej

$$k'_{ff} = k_{ff} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \right].$$

Ponieważ ładunek protonu w atomie wodoru nie jest w pełni ekranowany przez jeden elektron, przejścia swobodno-swobodne zachodzą również w jego sąsiedztwie: z punktu widzenia elektronu neutralny atom wodoru jest dodatnim jonom ujemnego jonu wodorowego. Odpowiedni przekrój czynny został policzony na gruncie mechaniki kwantowej, nie ma jednak prostego przybliżenia analitycznego. Znaczące wartości osiąga on dopiero dla fal dłuższych od 1200 nm. łączny współczynnik absorpcji ujemnego jonu wodorowego (dla przejść związane-swobodnych i swobodno-swobodnych) liczony na jeden neutralny atom wodoru i na jednostkę ciśnienia elektronowego jest przedstawiony na Rys. 3.14 dla kilku wartości temperatury. W temperaturach wyższych od około 10 000 K przyczynek do nieprzezroczystości pochodzący od ujemnego jonu wodorowego można zaniedbać.

Promieniowanie hamowania. Procesem odwrotnym do absorpcji swobodno-swobodnej jest spontaniczna emisja promieniowania przez atomy swobodne poruszające się w polu elektrostatycznym jonów. Przyczyny emisji łatwo można zrozumieć na gruncie klasycznej teorii promieniowania: elektron swobodny doznaje przyspieszenia w pobliżu jonu, a zatem staje się źródłem promieniowania elektromagnetycznego. Ponieważ emisja zachodzi na koszt energii kinetycznej elektronu jego ruch ulega zahamowaniu; z tego też powodu omawiane promieniowanie nosi nazwę promieniowania hamowania.

Prawdopodobieństwo konkretnego przejścia elektronowego nie jest z naszego punktu widzenia interesujące: zmiana energii kinetycznej świecącego elektronu nie ma żadnego wpływu na mikroskopowe własności materii. Na przykład nie ulega istotnej zmianie rozkład prędkości elektronów swobodnych, gdyż częste zderzenia między elektronami bardzo szybko powodują odtworzenie rozkładu maxwellowskiego. Duże znaczenie ma natomiast znajomość makroskopowego współczynnika emisji dla promieniowania hamowania, które jest ważnym składnikiem promieniowania chłodzącego materię zjonizowaną.

Promieniowanie hamowania jest promieniowaniem cieplnym (tzn. jest następstwem ruchów cieplnych w plazmie) i można przyjąć, że wysyłające je elektrony mają maxwellovski rozkład prędkości; w tym sensie można założyć, że promieniująca materia znajduje się w stanie bliskim równowagi termodynamicznej, a zatem spełnione jest prawo Kirchhoffa

$$\varepsilon_{ff} = k'_{ff} B(T)$$

gdzie k'_{ff} jest współczynnikiem absorpcji swobodno–swobodnej poprawionym na efekt emisji wymuszonej. Wstawiając do powyższego wyrażenie (3.62), mamy ostatecznie

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ff} &= \frac{4e^6}{3ch} \left(\frac{2\pi}{3km_e^3} \right)^{1/2} N^+ N_e \frac{g_{III}}{T^{1/2} v^3} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \right] \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} = \\ &= 5,44 \cdot 10^{-46} N^+ N_e \frac{g_{III}}{T^{1/2}} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \left[\frac{J}{\text{s cm}^3 \text{ Hz sr}} \right]. \end{aligned} \quad (3.63)$$

Z zależności tej wynika, że współczynnik emisji jest największy dla małych częstości. W typowych przypadkach astrofizycznych emisja swobodno–swobodna przypada na dziedzinę radiową i podczerwoną widma. Natężenie promieniowania maleje jak odwrotność pierwiastka kwadratowego z temperatury. Można zatem oczekiwać, że w dostatecznie wysokich temperaturach promieniowanie hamowania dominuje nad promieniowaniem rekombinacyjnym.

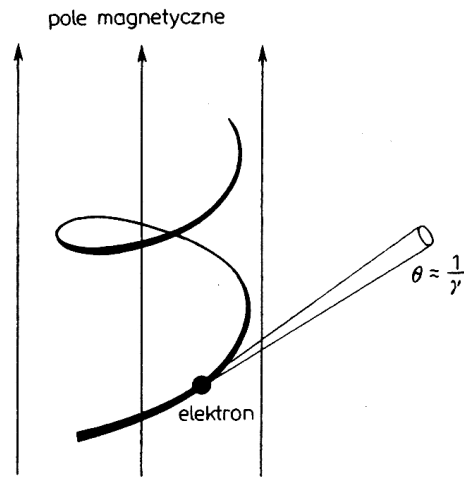
Promieniowanie synchrotronowe. Promieniowanie to jest związane z przyspieszeniem, jakiego doznają cząstki naładowane poruszające się w makroskopowym polu magnetycznym o indukcji B . Cząstka poruszająca się w polu magnetycznym pod wpływem siły Lorentza zakreśla wokół linii sił pola magnetycznego orbitę kołową, której rozmiary zależą od składowej pola prostopadłej do prędkości cząstki, B_p ; składowa pola równoległa do kierunku ruchu nie wywiera żadnego wpływu na ruch cząstki. Ponieważ zazwyczaj istnieją obie składowe prędkości, tor cząstki w polu magnetycznym jest linią śrubową nawijającą się na linii sił pola (Rys. 3.16). Cząstka o ładunku q i masie m obiega linię pola z częstością

$$\nu_B = \frac{qB_p}{2\pi\gamma mc}, \quad (3.64)$$

gdzie

$$\gamma = \frac{1}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}}.$$

Częstość ν_B nazywamy częstością *Larmora* lub częstością żyrcji. Ruch po kole



Rys. 3.16. Ruch elektronu w polu magnetycznym i chwilowy kierunek wiązki promieniowania synchrotronowego. Rozwartość wiązki jest rzędu $\theta \sim 1/\gamma \sim \sqrt{1 - (v^2/c^2)}$.

jest ruchem przyspieszonym i tym samym jest źródłem promieniowania elektromagnetycznego. Zgodnie z ogólnymi prawami elektrodynamiki promieniowanie to jest zawarte wewnątrz stożka, o rozwartości

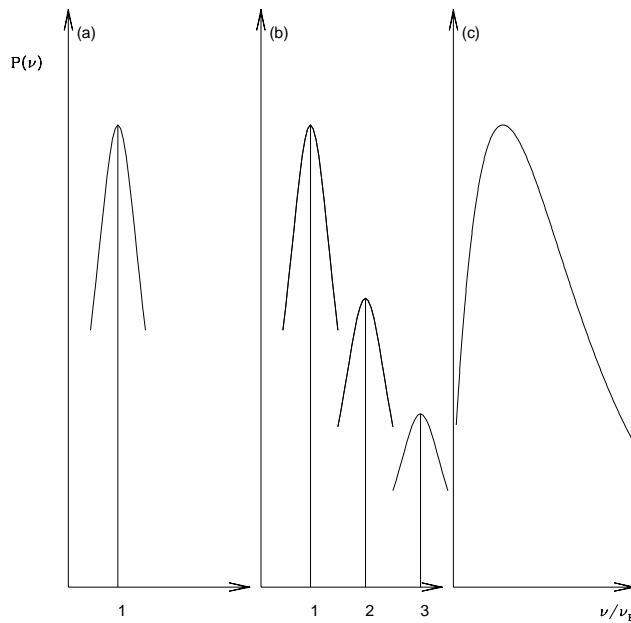
$$\Theta \approx \frac{1}{\gamma} \text{ [rad]},$$

skierowanego wzdłuż chwilowej prędkości cząstki. Promieniowanie to jest również w wysokim stopniu spolaryzowane.

Cechy widmowe promieniowania synchrotronowego obserwowanego przez odległego obserwatora, jeżeli znajdzie się on w stożku promieniowania, zależą od energii promieniujących cząstek. Przy stosunkowo małej energii, gdy prędkości są małe w porównaniu z prędkością światła, czynnik Lorentza γ jest bliski jedności, promieniowanie jest zawarte w szerokim stożku, a obserwator odbiera promieniowanie o częstotliwości ν_B o niewielkim stopniu polaryzacji. Promieniowanie cząstek o prędkościach nierelatywistycznych nosi nazwę *promieniowania cyklotronowego*.

Przy większych prędkościach cząstek, gdy zaczynają odgrywać rolę efekty relatywistyczne, stożek promieniowania zwęża się, a impulsy promieniowania odbierane przez obserwatora tracą swój poprzedni charakter zmian sinusoidalnych, co jest równoważne pojawieniu się w widmie, obok częstotliwości podstawowej ν_B , również częstotliwości harmonicznych $2\nu_B$, $3\nu_B$ itd.

Wreszcie, gdy cząstki stają się skrajnie relatywistyczne, tzn. $v \approx c$, obserwator odbiera tylko krótkie impulsy z bardzo wąskiego stożka, co jest równoważne szerokiemu widmu częstotliwości, takiemu jak przedstawiono schematycznie na Rys. 3.17.



Rys. 3.17. Widmowy rozkład promieniowania sychrotronowego. (a) Elektrony o małej energii wysyłają częstość cyklotronową ν_B ; (b) przy większej energii elektronów, gdy stożek promieniowania ulega zwężeniu, w widmie pojawiają się również częstości harmoniczne $2\nu_B, 3\nu_B$ itd.; (c) w przypadku skrajnie relatywistycznym widmo promieniowania sychrotronowego jest praktycznie ciągłe.

Dokładne rachunki prowadzą do wniosku, że w przypadku skrajnie relatywistycznym maksimum energii promieniowania sychrotronowego wypada dla częstości

$$\nu_m = 0,29 \frac{3}{4\pi} \gamma^2 \nu_B \quad (3.65)$$

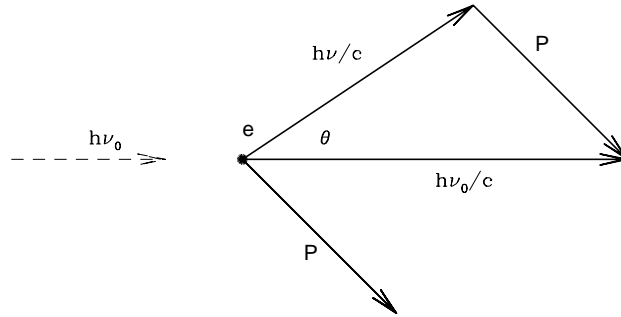
Jeżeli B_p wyrazimy w teslach, a energię cząstek E w GeV, wówczas dla ν_m wyrażonego w GHz mamy

$$\nu_m = 4,7 \cdot 10^7 B_p E^2. \quad (3.66)$$

Wzór ten stosuje się tylko do promieniowania elektronów; promieniowanie cząstek cięższych można na ogół pominąć.

W praktyce, promieniowanie dobiegające do obserwatora jest wysyłane przez wiele cząstek, co oczywiście prowadzi do znacznego "rozmycia" obserwowanych częstości, choć nie zmienia w zasadzie położenia maksimum rozkładu promieniowania.

Charakterystyczną cechą promieniowania sychrotronowego pojedynczego elektronu jest wysoki stopień polaryzacji określony przez prędkość oraz kąt między



Rys. 3.18. Zderzenie kwantu $h\nu_0$ ze spoczywającym elektronem. Pęd fotonu przed zderzeniem, $p_0 = h\nu_0/c$, pęd fotonu po zderzeniu, $p = h\nu/c$, i pęd elektronu po zderzeniu, P , spełniają zasadę zachowania pędu.

kierunkiem pola magnetycznego i kierunkiem chwilowej prędkości. Odbierane przez obserwatora promieniowanie jest sumą przyczynków pochodzących od wielu elektronów o różnych kierunkach prędkości i gdy rozkład prędkości elektronów jest izotropowy, w promieniowaniu reprezentowane są wszystkie możliwe płaszczyzny polaryzacji i promieniowanie łączne jest odbierane jako niespolaryzowane. Tak więc promieniowanie synchrotronowe chmury elektronów przenikniętej polem magnetycznym, zwłaszcza odbierane w wąskim zakresie widmowym, będzie trudne do odróżnienia od promieniowania termicznego. Sytuacja będzie jednak całkowicie odmienna, np. w przypadku strumienia elektronów poruszających się w jednorodnym lub w jakiś sposób uporządkowanym polu magnetycznym. W takim przypadku wszystkie elektrony wysyłają promieniowanie o podobnych charakterystykach i promieniowanie łączne ma zarówno rozkład widmowy, jak i polaryzację wyraźnie odmiennie niż promieniowanie termiczne.

Najczęściej zakłada się, że rozkład energii elektronów jest typu

$$N(E)dE \sim E^{-s}dE.$$

Dokładne obliczenia prowadzą do wniosku, że rozkład widmowy wysyłanego promieniowania jest wtedy

$$I(\nu) \sim \nu^{-(s-1)/2},$$

przy polaryzacji różnej od zera.

Rozpraszanie. Rozpraszanie jest procesem oddziaływania materii z promieniowaniem jakościowo odmiennym od zjawisk absorpcji omówionych wyżej. W wyniku rozpraszania foton nie ulega zniszczeniu, lecz tylko zmienia kierunek ruchu i w ogólnym przypadku – częstość. Z astrofizycznego punktu widzenia najważniejszym procesem jest rozpraszanie fotonów na swobodnych elektronach.

Z punktu widzenia mechaniki kwantowej rozpraszanie wygląda tak samo jak zderzenie dwóch cząstek: fotonu i elektronu. Geometria zderzenia jest przedstawiona na Rys. 3.18. Foton o energii $h\nu_0$ i pędzie $p_0 = h\nu_0/c$ zderza się z elektronem spoczywającym w naszym układzie odniesienia, tzn. mającym pęd początkowy $p_0 = 0$ i (relatywistyczną) energię spoczynkową $E_0 = m_e c^2$. Po zderzeniu foton ma pęd $p = h\nu/c$ i energię $h\nu$. Zgodnie z zasadą zachowania pędu, pęd elektronu po zderzeniu

$$\mathbf{P} = \mathbf{p}_0 - \mathbf{p}.$$

Ponieważ są to wielkości wektorowe, więc

$$P^2 = p_0^2 + p^2 - 2pp_0 \cos \theta.$$

Energia elektronu po zderzeniu, E , wynika z zasady zachowania energii

$$E + h\nu = m_e c^2 + h\nu_0.$$

Relatywistyczna energia elektronu jest dana równaniem

$$E^2 = m_e^2 c^4 + P^2 c^2.$$

Z trzech ostatnich równań wynika po prostych przekształceniach

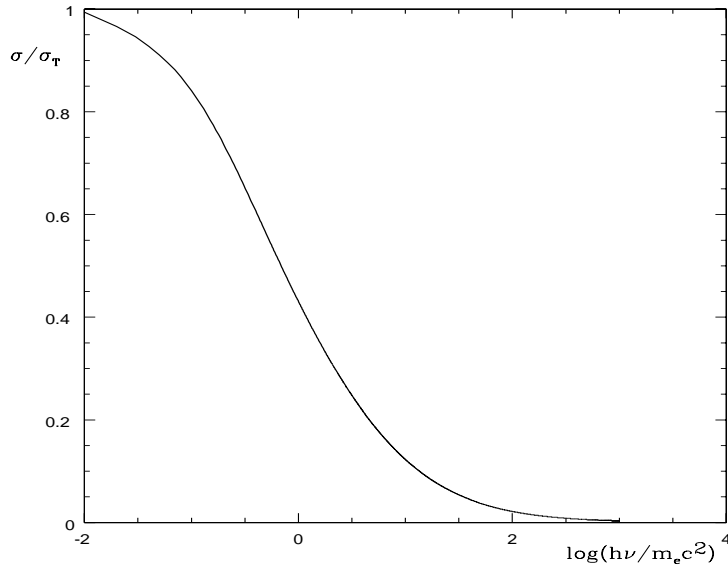
$$\nu = \frac{\nu_0}{1 + \frac{h\nu_0}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}. \quad (3.67).$$

Z powyższego związku między częstotliwością fotonu po zderzeniu (rozproszeniu) i przed zderzeniem wynika ważny wniosek, że fotony o energiach znacznie mniejszych od energii spoczynkowej elektronu, dla których $h\nu \ll m_e c^2$, ulegają rozproszeniu bez zmiany częstotliwości. Ponieważ energia spoczynkowa elektronu jest równa 0,51 MeV, z powodzeniem można uznać, że promieniowanie widzialne i miękkie promieniowanie rentgenowskie rozpraszają się na swobodnych elektronach bez zmiany energii. Rozpraszanie o takiej własności nazywamy rozpraszaniem Thompsona.

Klasyczny przekrój czynny elektronu na rozpraszanie Thompsona jest równy

$$\sigma_T = \frac{8\pi e^4}{3m_e^2 c^4} = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2. \quad (3.68)$$

(Wynik ten można prosto uzyskać z (3.4), przyjmując $\nu_0 = 0$ i $\gamma = 0$. Jest to równoważne potraktowaniu rozpraszającego elektronu jako tłumionego oscylatora o zerowej częstotliwości drgań własnych.)



Rys. 3.19. Przekrój czynny na rozpraszanie fotonów na swobodnych elektronach w całym zakresie energii (formuła Kleina–Nishiny).

Makroskopowy współczynnik ekstynkcji związanej z rozpraszaniem wyrażony w cm^{-1} dostajemy mnożąc przekrój czynny przez liczbę elektronów swobodnych w cm^3 ,

$$s_T = \sigma_T N_e.$$

W szczególnym przypadku materii całkowicie zjonizowanej, na podstawie (2.47) mamy

$$s_T = \sigma_T \frac{\rho}{2m_H} (1 + X) = 0,20\rho(1 + X) \text{ [cm}^{-1}\text{]}. \quad (3.69)$$

Jak wynika z (3.68), thompsonowski przekrój czynny jest odwrotnie proporcjonalny do kwadratu masy cząstki rozpraszającej, co pozwala zaniedbać efekty rozpraszania na cząstkach cięższych od elektronu.

Przybliżenie Thompsona przestaje być poprawne, gdy energie kwantów stają się porównywalne z energią spoczynkową elektronu. Przekrój czynny jest wówczas dany kwantowomechaniczną formułą Kleina–Nishiny. Rozpraszanie fotonów o dużych energiach nazywamy *efektem* (lub *rozpraszaniem*) *Comptona*. Wprowadzając oznaczenie $\varepsilon = h\nu/m_e c^2$ możemy formułę Kleina–Nishiny zapisać w postaci

$$\sigma_C = \frac{3}{4}\sigma_T \left\{ \frac{1 + \varepsilon}{\varepsilon^2} \left[\frac{2 + 2\varepsilon}{1 + 2\varepsilon} - \frac{\ln(1 + 2\varepsilon)}{\varepsilon} \right] + \frac{\ln(1 + 2\varepsilon)}{2\varepsilon} - \frac{1 + 3\varepsilon}{(1 + 2\varepsilon)^2} \right\}. \quad (3.70)$$

łatwo można sprawdzić, że dla $\varepsilon \rightarrow 0$ comptonowski przekrój czynny dąży do prze-

roku thompsonowskiego, $\sigma_C \rightarrow \sigma_T$, natomiast dla $\varepsilon \rightarrow \infty$

$$\sigma_C \rightarrow \frac{3}{8}\sigma_T \frac{1}{\varepsilon} \left(\ln 2\varepsilon + \frac{1}{2} \right).$$

Przebieg przekroju czynnego w całym zakresie energii fotonów jest przedstawiony na Rys. 3.19.

Z (3.67) wynika, że dla dużych energii początkowych fotonów, $h\nu_0 \gg m_e c^2$, energia kwantu po rozproszeniu jest rzędu energii spoczynkowej elektronu, $h\nu \sim m_e c^2$. Oznacza to, że fotony o dużych energiach bardzo szybko tracą pierwotną energię i przekazują ją swobodnym elektronom. Zwróćmy przy tym uwagę, że w obszarze energii odpowiadającym rozpraszaniu Comptona, jako swobodne należy uważać również elektrony związane w atomach, ponieważ energie uzyskiwane przez nie w wyniku rozpraszania fotonów są wielokrotnie większe od energii wiązania, która nie odgrywa żadnej roli w bilansie energetycznym procesu.

Podwójny efekt Comptona. Równoległe do opisanych wyżej zjawisk rozpraszania oddziaływanie fotonu ze swobodnym elektronem może być źródłem dwóch fotonów, co zapisujemy symbolicznie w postaci równania "reakcji"

$$h\nu_0 + e \rightarrow h\nu_1 + h\nu_2 + e.$$

W zasadzie podział energii między dwoma powstającymi kwantami może być dowolny. Jeżeli jednak ograniczymy się do przypadku, gdy oba fotony mają porównywalne energie i $\varepsilon \ll 1$, to przekrój czynny na podwójne rozpraszanie Comptona przybiera prostą (przybliżoną) postać

$$\sigma_{pC} \approx \frac{1}{137}\sigma_T \varepsilon^2.$$

Gdy energie obu fotonów są porównywalne, ale $\varepsilon \gg 1$, to

$$\sigma_{pC} \approx \frac{1}{137}\sigma_T \frac{1}{\varepsilon}.$$

Podwójne rozpraszanie Comptona jest znacznie mniej prawdopodobne od rozpraszania pojedynczego.

Z astrofizycznego punktu widzenia najbardziej interesujący jest przypadek, gdy jeden z powstających fotonów ma bardzo małą energię, odpowiadającą podczerwieni lub promieniowaniu radiowemu. Przekrój czynny dla podwójnego efektu Comptona z wytworzeniem fotonu $h\nu_2$ o energii znacznie mniejszej niż energia fotonu pierwotnego i drugiego fotonu "rozproszonego", tzn. $h\nu_2 \ll h\nu_0, h\nu_1$, jest w przybliżeniu dany wyrażeniem

$$d\sigma_r \approx \sigma_{pC} \frac{d\nu_2}{\nu_2}. \quad (3.71)$$

Jest to przekrój różniczkowy na wytworzenie fotonu o częstotliwości zawartej w przedziale $\nu_2, \nu_2 + d\nu_2$. Całkowity przekrój czynny jest równy całce po częstotliwościach. Całka z (3.71) po wszystkich częstotliwościach jest rozbieżna i przy całkowaniu musimy pominąć najmniejsze częstotliwości. Jednak niezależnie do wynikających stąd niedokładności, okazuje się, że interesujący nas przekrój czynny jest tego samego rzędu co przekrój czynny na podwójne rozpraszanie Comptona. Omawiany efekt może być źródłem długofalowego promieniowania gorącej i rzadkiej plazmy (np. w źródłach rentgenowskich).

Rozpraszanie Rayleigha. Inny ważny przypadek rozpraszania odnosi się do oddziaływania tłumionego oscylatora z promieniowaniem o częstotliwości dużo mniejszej od częstotliwości rezonansowej, tzn. gdy $\nu \ll \nu_0$. Przy takim założeniu możemy dokonać przybliżenia $(\nu_0^2 - \nu^2)^2 \approx \nu_0^4$. Wstawiając to przybliżenie do (3.4) i pomijając γ^2 w porównaniu z ν_0 , otrzymujemy

$$\sigma_R = \sigma_T \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^4.$$

Oscylatorem, na którym następuje rozproszenie, jest w tym przypadku każde dozwolone przejście elektronowe w atomie lub cząsteczce. Powyższe wyrażenie należy więc poprawić na efekty kwantowe przez pomnożenie go przez siłę oscylatora dla danego przejścia

$$\sigma_R = \sigma_T f_{dg} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^4. \quad (3.72)$$

Ponieważ energia fotonu jest znacznie mniejsza od różnicy energii między "rozpraszającymi" stanami elektronowymi, sam fakt rozproszenia nie powoduje przejścia elektronowego w atomie. Rozpraszanie takie nosi nazwę rozpraszania Rayleigha. Jest ono szybko zmienną funkcją częstotliwości i jego wielkość maleje szybko z długością fali. Odgrywa ono ważną rolę w atmosferach gwiazd o umiarkowanej temperaturze (typów G, K), w których wodór jest neutralny i większość atomów znajduje się w stanie podstawowym. Najważniejszymi częstotliwościami rezonansowymi są wówczas częstotliwości linii serii Lymana położone w nadfiolecie; rozpraszaniu ulega przede wszystkim promieniowanie widzialne.

W gwiazdach o najniższych temperaturach (typu M) wodór występuje głównie w postaci cząsteczkowej. Elektronowe przejścia w cząsteczkach H_2 są równie wydajnym źródłem rozpraszania Rayleigha co przejścia w atomach wodoru; przekroje czynne na rozpraszanie są w obu przypadkach porównywalne. Rozpraszanie Rayleigha na cząsteczkach występujących w atmosferze ziemskiej powoduje niebieskie zabarwienie dziennego nieba i określa częściowo cechy ekstynkcji atmosferycznej.

Odwrotny efekt Comptona. Zjawisko rozpraszania może wyglądać inaczej niż to przedstawialiśmy poprzednio, jeżeli elektron nie znajduje się w spoczynku, lecz w układzie obserwatora porusza się z dużą (relatywistyczną) prędkością. Brak symetrii względem rozproszenia Comptonowskiego wynika stąd, że zgodnie z zasadami teorii względności przy zmianie układu odniesienia zmienia się prędkość elektronu, ale prędkość fotonu pozostaje niezmienną i w obu układach jest równa prędkości światła: w wyniku relatywistycznego efektu Dopplera zmianie ulega tylko częstość fotonu. Można wykazać, że w układzie związanym z obserwatorem foton, który przed rozproszeniem miał częstość ν_0 na tyle małą, że $\gamma h\nu_0 \ll m_e c^2$, po rozproszeniu ma częstość

$$\nu_2 \approx \gamma^2 \nu_0.$$

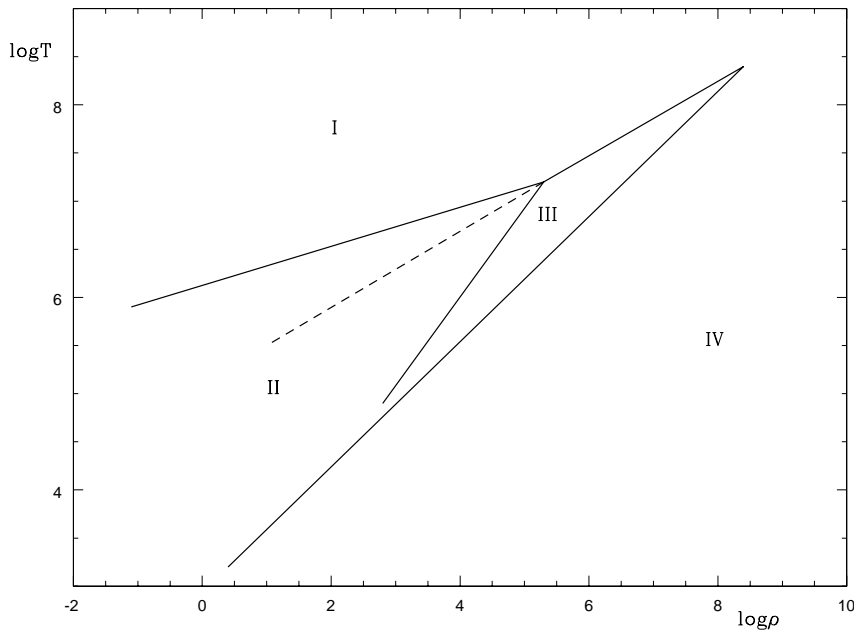
Przekrój czynny dla takiego rozpraszania jest w przybliżeniu równy

$$\sigma_{aC} \approx \gamma^2 \sigma_T. \quad (3.73)$$

Szybkie (relatywistyczne) elektrony poruszające się w polu fotonów o małej energii ulegają wskutek odwrotnego efektu Comptona wydajnemu hamowaniu, znaczną część swej energii przekazując rozpraszającym fotonom, co powoduje, że obok pierwotnych fotonów pojawiają się fotony o dużej energii (częstości).

Nieprzezroczystość materii. O nieprzezroczystości materii decydują wszystkie omówione wyżej procesy, w wyniku których część promieniowania jest usuwana z pierwotnej wiązki. Ilościową miarą nieprzezroczystości jest występujący w równaniu transportu współczynnik ekstynkcji. Jego wielkość jest określona przez iloczyn przekroju czynnego dla rozważanego procesu i liczby cząstek biorących udział w tym procesie. Mówiąc najogólniej, nieprzezroczystość materii jest funkcją gęstości, temperatury (charakteryzujących stan materii) i oczywiście częstości. Na Rys. 3.20. zaznaczone są obszary dominacji poszczególnych, poznanych wyżej źródeł nieprzezroczystości dla materii o składzie chemicznym typowym dla gwiazd typu Słońca. W zakresie najwyższych temperatur materia jest całkowicie zjonizowana i najważniejszym źródłem nieprzezroczystości jest rozpraszanie na swobodnych elektronach. Przejścia swobodno–swobodne, chociaż również wynikają z oddziaływania promieniowania ze swobodnymi elektronami, zaczynają przeważać dopiero przy wystarczająco dużych gęstościach: opisujący je współczynnik absorpcji jest wprost proporcjonalny do kwadratu gęstości i dlatego szybko maleje w miarę jak materia staje się coraz rzadsza. Przejścia związane–swobodne i związane–związane mogą oczywiście zachodzić tylko w materii, w której istnieją elektrony związane z atomami lub jonami i wtedy występują zawsze jednocześnie.

W materii gęstej i chłodnej elektrony zaczynają ulegać degeneracji i procesy oddziaływania materii z promieniowaniem przestają odgrywać znaczącą rolę

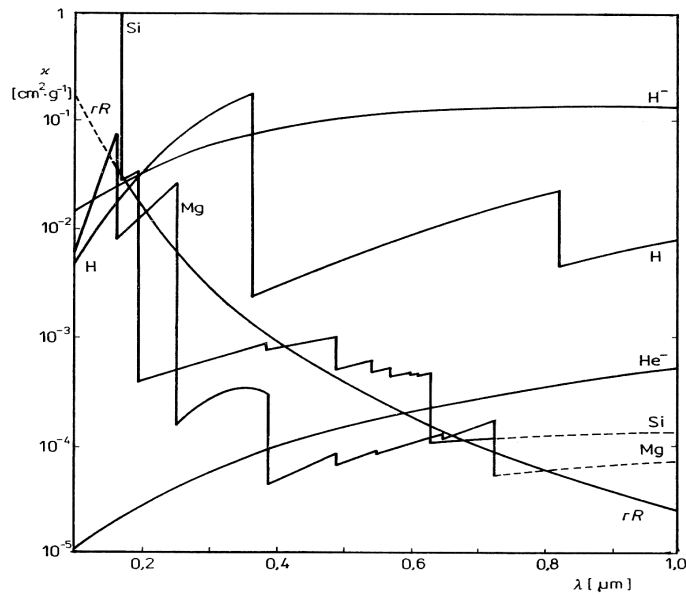


Rys. 3.20. Obszary dominacji różnych procesów oddziaływania promieniowania z materią. I – rozpraszanie na swobodnych elektronach, II – przejścia związane-związane i związane-swobodne, III – przejścia swobodno-swobodne, IV – obszar degeneracji elektronów, w którym za przenoszenie energii jest odpowiedzialne przewodnictwo cieplne zdegenerowanych elektronów. Linia przerywaną zaznaczony jest w przybliżeniu zakres gęstości i temperatury w materii słonecznej. Gęstość jest wyrażona w kg m^{-3} .

w transporcie energii, który zostaje zdominowany przez przewodnictwo zdegenerowanych elektronów. Linia przerywana na Rys. 3.20 pokazuje zakres gęstości i temperatur z jakimi mamy do czynienia w Słońcu – od centrum do powierzchni.

Na Rys. 3.20 zaznaczone są tylko obszary dominacji poszczególnych procesów, co nie oznacza, że tylko one decydują o nieprzezroczystości: całkowity współczynnik ekstynkcji jest sumą współczynników dla wszystkich procesów i dla wszystkich składników materii. Współczynnik ten dla każdej wartości temperatury i gęstości jest ponadto funkcją długości fali. Obliczenia współczynnika ekstynkcji są skomplikowanym zadaniem numerycznym, zwłaszcza w zakresie niskich temperatur, w których należy uwzględnić przyczynki pochodzące od licznych atomów i cząsteczek. W praktyce posługujemy się najczęściej współczynnikami ekstynkcji obliczonymi dla różnych kombinacji parametrów indexwspółczynnik ekstynkcji-fizycznych materii i zestawionymi w postaci tablic. Przykładowe wyniki takich obliczeń są przedstawione na Rys. 3.21.

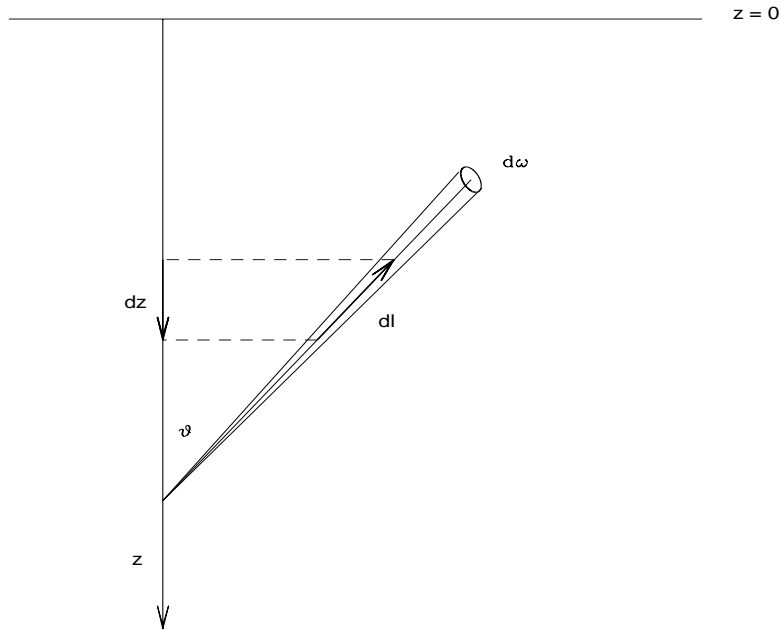
Modele atmosfer. Znajomość przedstawionych wyżej mechanizmów oddziaływania promieniowania z materią jest warunkiem niezbędnym przy konstruowa-



Rys. 3.21. Typowy wkład różnych procesów do nieprzezroczystości materii. rR oznacza rozpraszanie Rayleigha.

niu wiarygodnych modeli atmosfer gwiazdowych, czyli mówiąc w wielkim skrócie – przy próbach odtworzenia szczegółów fizycznej budowy zewnętrznych warstw gwiazdy i rozkładu energii w widmie opuszczającego ją promieniowania. Problem ten sam w sobie stanowi oddzielny dział dzisiejszej astrofizyki teoretycznej zwany teorią atmosfer, któremu poświęcane są oddzielne monografie. W tym miejscu wystarczy, jeżeli ograniczymy się do przedstawienia zasadniczych założeń wykorzystywanych przy konstruowaniu modeli atmosfer i do przytoczenia najważniejszych wyników teoretycznych.

Przez atmosferę gwiazdy będziemy rozumieli te jej warstwy zewnętrzne, w których formowane jest ostatecznie opuszczające ją i obserwowane przez nas promieniowanie. Omówienie podstawowych procesów fizycznych związanych z przenoszeniem energii w gwiazdach i wzajemnych oddziaływań promieniowania i materii jest treścią paragrafów "Transport energii w gwiazdach" i dwóch dalszych, znajdujących się w rozdz. 8. O ile jednak we wnętrzach gwiazd rozkład widmowy promieniowania (którego i tak nie moglibyśmy obserwować) jest dla nas zupełnie nieinteresujący, o tyle w przypadku atmosfer, właśnie widmo promieniowania i jego zależność od parametrów fizycznych materii są głównym przedmiotem naszego zainteresowania. Problem atmosfer jest zatem z punktu widzenia transportu promieniowania znacznie trudniejszy do rozwiązania: struktura atmosfery jest bowiem (z rzadkimi wyjątkami) silnie sprzężona z cechami promieniowania, co pociąga za sobą konieczność jednoczesnego rozwiązywania równania transportu promieniowania i równań opisujących stan fizyczny materii. Dla ułatwienia sobie



Rys. 3.22. Atmosfera płaskorównoległa.

tego zadania odwołujemy się do pomocy rozlicznych założeń upraszczających, z których najważniejsze są następujące.

Atmosfera płaskorównoległa. Jeżeli grubość atmosfery jest znacznie mniejsza od promienia gwiazdy (albo mówiąc inaczej - droga swobodna fotonu oddziałującego z materią jest znacznie krótsza od promienia gwiazdy), to możemy przyjąć, że z punktu widzenia fotonu atmosfera składa się wielu nałożonych na siebie płaskich warstw o jednorodnych własnościach fizycznych. Konsekwencją tego założenia jest sprowadzenie równania transportu do problemu jednowymiarowego. Przyjmijmy oznaczenia takie jak na Rys. 3.22. Zmienna z jest geometryczną głębokością w atmosferze, liczoną od jej "górnego krańca" w głąb. Oczywiście płaszczyzna $z = 0$ jest tylko umownym początkiem atmosfery. Atmosfera na ogół nie kończy się w sposób nagły, lecz stopniowo rozrzedza się w próżnię. Ponieważ jednak jej rozrzedzona część ma już niewielki wpływ na promieniowanie, położenie płaszczyzny zerowej nie ma większego znaczenia, zwłaszcza, że i tak za zmienną niezależną posłużą nam grubość optyczna, związana z głębokością geometryczną znanym nam już związkiem (1.28), który obecnie zapiszemy w postaci

$$d\tau_v = k_v dz = -k_v dl \cos \vartheta. \quad (3.74)$$

Zwróćmy uwagę, że głębokość optyczna rośnie w tym samym kierunku co głębokość z i podobnie jak ona może rosnać do nieskończoności. Oznacza to, że atmosfera jest ograniczona tylko od góry, czyli jak mówimy – jest *pólnieskończona*.

Wyznaczając dl z (3.74) i wstawiając do (1.27) dostajemy równanie transportu promieniowania w przybliżeniu płaskorównoległym

$$\mu \frac{dI_v}{d\tau} = I_v - S_v, \quad (3.75)$$

gdzie zgodnie z powszechnie stosowanym zwyczajem oznaczyliśmy $\mu = \cos \vartheta$. Opuszczając dla wygody wskaźnik v , mnożąc obie strony przez $\exp(-\tau/\mu)$ i całkując w granicach od τ_1 do τ_2 , dostajemy formalne rozwiązanie równania transportu

$$I(\tau_1, \mu) = I(\tau_2, \mu) \exp[-(\tau_2 - \tau_1)/\mu] + \int_{\tau_1}^{\tau_2} S(\tau') \exp[-(\tau' - \tau_1)/\mu] d\tau' / \mu. \quad (3.76)$$

W polu promieniowania wygodnie jest wyróżnić promieniowanie płynące ”w górę”, dla którego $1 \geq \mu \geq 0$ i promieniowanie płynące ”w dół”, dla którego $-1 \leq \mu \leq 0$. W pierwszym przypadku, wybierzmy jako górną granicę całkowania $\tau_2 = \infty$ i przyjmijmy $\tau_1 = \tau$, co daje dla promieniowania płynącego ”w górę”

$$I(\tau, \mu) = \int_{\tau}^{\infty} S(\tau') \exp[-(\tau' - \tau)/\mu] d\tau' / \mu \quad 1 \geq \mu \geq 0. \quad (3.77)$$

Dla promieniowania płynącego ”w dół” wybierzmy $\tau_2 = 0$ i $\tau_1 = \tau$. Zakładając, że na powierzchni atmosfery promieniowanie biegnące ”w dół” znika, tzn. $I(0, \mu) \equiv 0$, mamy

$$I(\tau, \mu) = - \int_0^{\tau} S(\tau') \exp[-(\tau' - \tau)/\mu] d\tau' / \mu \quad -1 \leq \mu \leq 0. \quad (3.78)$$

Rozwiązania te mają charakter tylko formalny, jak długo nie znana jest funkcja źródłowa $S(\tau)$. Nie mniej jednak, można na ich podstawie uzyskać w prosty sposób interesujący wniosek odnoszący się do kierunkowego rozkładu natężenia promieniowania opuszczającego płaskorównoległą atmosferę gwiazdy. Dokonajmy rozwinięcia funkcji źródłowej na szereg potęgowy względem głębokości optycznej t

$$S(t) = \sum_0^{\infty} a_k t^k = a_0 + a_1 t + a_2 t^2 + \dots. \quad (3.79)$$

Zgodnie z równaniem (3.77), promieniowanie opuszczające powierzchnię atmosfery jest równe

$$I(0, \mu) = \int_0^{\infty} S(\tau') \exp(-\tau'/\mu) d\tau' / \mu. \quad (3.80)$$

Wstawiając w miejsce funkcji źródłowej rozwinięcie (3.79) otrzymujemy

$$\begin{aligned}
 I(0, \mu) &= \int_0^{\infty} \sum_0^{\infty} a_k t^k \exp[-t/\mu] dt / \mu = \\
 &= \sum_0^{\infty} a_k \mu^k \int_0^{\infty} \left(\frac{t}{\mu}\right)^k \exp\left(-\frac{t}{\mu}\right) d\left(\frac{t}{\mu}\right) = \\
 &= \sum_0^{\infty} a_k k! \mu^k = a_0 + a_1 \cos \vartheta + 2a_2 \cos^2 \vartheta + \dots \quad (3.81)
 \end{aligned}$$

W wyrażeniu tym natężenie I oraz współczynniki rozwinięcia a_k są oczywiście funkcjami częstości ν . Z dobrym przybliżeniem możemy założyć, że funkcja źródłowa zmienia się powoli z głębokością optyczną, tak iż o jej zmianach decyduje przede wszystkim wyraz liniowy $a_1 \cos \vartheta$. W takim przypadku możemy w rozwinięciu (3.81) zostawić tylko dwa pierwsze wyrazy

$$I(0, \vartheta) \approx a_0 + a_1 \cos \vartheta$$

Wynika stąd, że natężenie promieniowania opuszczającego atmosferę zależy od kierunku ϑ . Jeżeli $a_1 > 0$, czyli w danej częstości funkcja źródłowa rośnie ze wzrostem głębokości optycznej, to natężenie jest największe w kierunku $\vartheta = 0^\circ, \mu = 1$ i najmniejsze w kierunku $\vartheta = 90^\circ, \mu = 0$. Zjawisko to nosi nazwę *pociemnienia brzegowego* i jest łatwe do zaobserwowania w świetle widzialnym na tarczy słonecznej, która jest najjaśniejsza w środku, gdy obserwujemy promieniowanie opuszczające powierzchnię Słońca pod kątem $\vartheta = 0^\circ$, i najciemniejsza na brzegu (stąd nazwa), skąd dobiega do nas promieniowanie opuszczające powierzchnię Słońca pod kątem bliskim 90° . Ponieważ optyczne promieniowanie Słońca zależy od temperatury materii, która rośnie wraz z głębokością, więc również i funkcja źródłowa w dziedzinie widzialnej powinna wzrastać z głębokością optyczną i, zgodnie z tym co obserwuje się w rzeczywistości, prowadzi do pociemnienia brzegu tarczy słonecznej. Jeżeli $a_1 < 0$, to powinniśmy obserwować *pojaśnienie brzegowe*. Taka sytuacja rzeczywiście ma miejsce na Słońcu w dziedzinie fal radiowych emitowanych przez gorące obszary korony, której temperatura, a tym samym i funkcja źródłowa, rośnie na zewnątrz.

Atmosfera w stanie równowagi hydrostatycznej. Drugim założeniem odnoszącym się do atmosfer gwiazdowych jest przyjęcie, że w ich obrębie, podobnie zresztą jak w całej gwiazdzie, gradient ciśnienia w każdym miejscu jest dokładnie równoważony przez siłę grawitacji. W przypadku płaskorównoległym, matematycznym wyrazem równowagi hydrostatycznej jest równanie

$$\frac{dP}{dz} = \rho g, \quad (3.82)$$

z warunkiem brzegowym $P = 0$ dla $z = 0$. Ciśnienie całkowite jest sumą ciśnienia gazu P_g i ciśnienia promieniowania P_r . Ponieważ w równaniu transportu promieniowania zmienną niezależną jest grubość optyczna, logiczne jest użycie jej również w równaniu równowagi. W celu pozbycia się zależności drogi optycznej od częstości najwygodniej jest zdefiniować standardową głębokość optyczną

$$d\tau_{\text{std}} = k_{\text{std}} dz,$$

odpowiadającą dowolnie wybranej, ale ustalonej częstości (długości fali). Jako standardową długość fali przyjmuje się najczęściej 500 nm. Za pomocą tej zmiennej równanie równowagi można zapisać w postaci

$$\frac{dP_g}{d\tau_{\text{std}}} = \frac{g\rho}{k_{\text{std}}} - \frac{dP_r}{d\tau_{\text{std}}}. \quad (3.83)$$

Wyrażenie na gradient ciśnienia promieniowania jest wyprowadzone w rozdziale 7 i jest dane wyrażeniem (7.1).

Atmosfera stacjonarna. Założenie to oznacza, że zaniedbujemy wpływ, jaki na strukturę atmosfery mogą mieć ewentualne pulsacje, ekspansja otoczek i wiatrów gwiazdowych, fale uderzeniowe, turbulencja itp. Matematycznym wyrazem tego założenia jest niezależność od czasu wszystkich równań problemu. Wyniki odnoszące się do atmosfer stacjonarnych można z dobrym przybliżeniem stosować również np. do zjawisk w atmosferach gwiazd pulsujących. Zazwyczaj czas osiągnięcia przez materię stanu równowagi termicznej (tzn. ustalenie się maxwellowskiego rozkładu prędkości cząstek i równowagowego rozkładu obsadzeń poziomów energetycznych) jest znacznie krótszy od czasu charakteryzującego zmiany parametrów fizycznych wskutek pulsacji.

Lokalna równowaga termodynamiczna. Atmosfera, przez którą przepływa promieniowanie i w której istnieją gradienty wszystkich wielkości fizycznych nie może jako całość znajdować się w stanie równowagi termodynamicznej. Nie mniej jednak możemy przyjąć założenie, że pomimo istnienia wspomnianych gradientów, *lokalnie* materia i promieniowanie zachowują się w przybliżeniu tak, jak gdyby znajdowały się w stanie równowagi termodynamicznej. Znaczący to, że dla każdego miejsca atmosfery istnieje jedna wartość temperatury określającej takie wielkości lokalne, jak obsadzenie stanów energetycznych (rozkład Boltzmann), rozkład prędkości cząstek (rozkład Maxwella), stan jonizacji (formuła Sahy) oraz widmowy rozkład emisji termicznej (funkcja Plancka). W przybliżeniu tym sprzężenie materii z promieniowaniem następuje w wyniku kolejnych aktów absorpcji i emisji: absorbowane jest promieniowanie (I_ν) niosące informacje o głębszych i gorętszych warstwach atmosfery, natomiast promieniowanie reemitowane określone jest przez lokalną wartość temperatury.

Przyjęcie założenia lokalnej równowagi termodynamicznej ogromnie upraszcza obliczanie modeli atmosfer. Nie wprowadza też istotnych błędów do wyników odnoszących się do budowy atmosfery oraz wysyłanego przez nią widma ciągłego. Należy je jednak odrzucić w niektórych przypadkach dotyczących linii widmowych, zwłaszcza tych, które formują się w najwyższych i najbardziej rozrzedzonych warstwach atmosferycznych. Stosunkowo rzadkie zderzenia i silny strumień promieniowania odpowiadającego temperaturze wyraźnie różnej od temperatury lokalnej mogą spowodować, że obsadzenie poziomów atomowych będzie znacznie odbiegać od obsadzenia boltzmannowskiego. W takiej sytuacji konieczne jest rozwiązanie układu równań *równowagi statystycznej*, uwzględniających wszystkie możliwe procesy fizyczne decydujące o obsadzeniu poszczególnych poziomów w lokalnych warunkach temperatury kinetycznej, gęstości i promieniowania.

Atmosfera w równowadze promienistej. Założenie to oznacza, że w każdym miejscu atmosfery całkowita energia usunięta z wiązki,

$$\int_{4\pi} \int_0^{\infty} k_{\nu} I_{\nu} d\nu d\omega,$$

jest równa całkowitej energii wniesionej do pola promieniowania

$$\int_{4\pi} \int_0^{\infty} \epsilon_{\nu} d\nu d\omega = \int_{4\pi} \int_0^{\infty} k_{\nu} S_{\nu} d\nu d\omega.$$

Całkując równanie transportu (3.75) po pełnym kącie bryłowym i po wszystkich częstościach mamy

$$\frac{d}{dz} \int_0^{\infty} \int I_{\nu} \mu d\nu d\omega = \frac{d}{dz} F = - \int_{4\pi} \int_0^{\infty} k_{\nu} I_{\nu} d\nu d\omega + \int_{4\pi} \int_0^{\infty} \epsilon_{\nu} d\nu d\omega = 0. \quad (3.84)$$

Założenie równowagi promienistej w atmosferze, w której nie ma źródeł energii, jest więc równoważne żądaniu, by płynący przez nią integralny strumień promieniowania był wielkością stałą. Temperatura efektywna, będąca zgodnie z (2.32) miarą strumienia całkowitego, jest więc jednym z parametrów globalnych charakteryzujących atmosferę. Drugim parametrem jest przyspieszenie grawitacyjne na powierzchni, występujące w równaniu równowagi, a trzecim - skład chemiczny, od którego przede wszystkim zależą współczynniki ekstynkcji i emisji występujące w równaniu transferu.

Założenie równowagi promienistej nie zawsze jest spełnione. W rozdziale 8 omówiony jest szczegółowo drugi sposób przenoszenia energii - konwekcja. Konwekcja pojawia się w materii gwiazdowej zawsze wtedy, gdy gradient temperatury konieczny do przeniesienia strumienia energii promienistej staje się większy od gradientu adiabatycznego. W modelach konstruowanych dla zadanego strumienia

(czyli zadanej temperatury efektywnej) konieczne jest zatem sprawdzanie na każdym poziomie atmosfery czy spełniony jest warunek równowagi konwektywnej (8.63). Jeżeli w danym miejscu atmosfery istnieją warunki sprzyjające pojawieniu się konwekcji, to warunek stałości strumienia promienistego (3.84) musimy zastąpić warunkiem stałości strumienia całkowitego, będącego sumą strumienia promienistego F_{prom} i konwektywnego F_{konw}

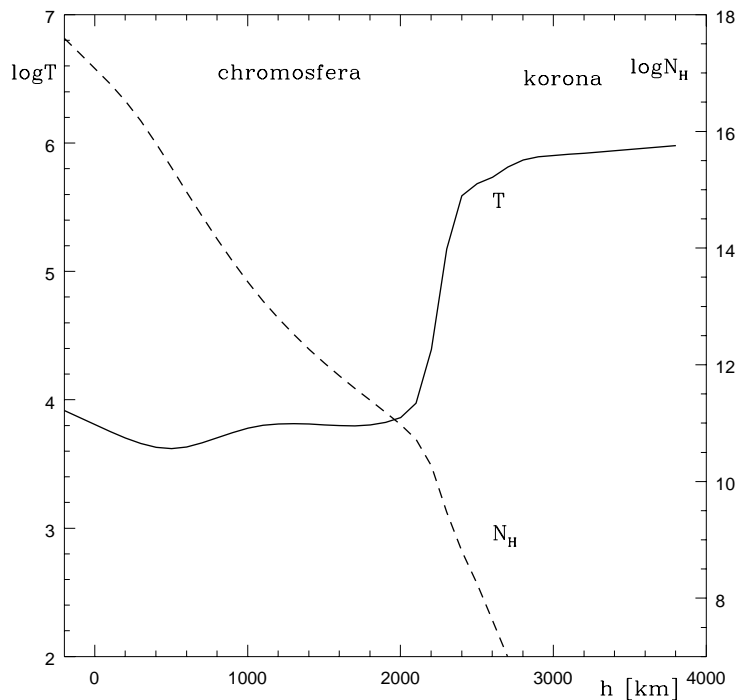
$$F = F_{\text{prom}} + F_{\text{konw}} = \text{const.} \quad (3.85)$$

W atmosferach, w odróżnieniu od wnętrza, pojawienie się konwekcji nie oznacza, że cały strumień jest przenoszony na drodze konwektywnej; temperatura i gęstość, a tym samym również pojemność cieplna, elementów konwektywnych jest na tyle mała, że znaczna część energii jest w dalszym ciągu przenoszona na drodze promienistej.

Warunki sprzyjające pojawieniu się konwekcji występują przede wszystkim w warstwie częściowej jonizacji wodoru, gdzie znacznemu zmniejszeniu ulega gradient adiabaticzny (patrz część V). W gwiazdach gorących warstwa ta występuje wysoko w atmosferze, na małych głębokościach optycznych, i jej udział w przenoszeniu energii jest znikomy. W gwiazdach chłodniejszych, o temperaturze efektywnej niższej od ok. 8000 K, warstwa konwekcji leży tuż pod fotosferą i jej udział w przenoszeniu energii jest dominujący. Wielkość strumienia konwektywnego ocenia się stosując omówione w rozdziale 8 przybliżenie drogi mieszania. Istnienie w gwiazdach chłodnych podfotosferycznej warstwy konwektywnej jest okolicznością decydującą dla możliwości wystąpienia w nich przejawów aktywności chromosferycznej i koronalnej.

Z tego co zostało już powiedziane łatwo zrozumieć, że konstrukcja modelu atmosfery polega na jednoczesnym rozwiązaniu równania transferu i równania równowagi hydrostatycznej, przy warunku stałości strumienia integralnego na każdym poziomie gwiazdy. Parametrami modelu są temperatura efektywna, przyspieszenie grawitacyjne na powierzchni i skład chemiczny materii. Opis stosowanych przy tym metod (analitycznych i numerycznych) przekraczałby zakres niniejszych rozważań; przykłady modeli atmosfer są przytoczone w Tab. 3.3.

Fotosfera, chromosfera, korona. Przedstawione wyżej modele opisują powstawanie i przebieg widma ciągłego oraz widocznych na jego tle absorpcyjnych linii widmowych. Działający przy tym mechanizm fizyczny jest prosty: z najgłębszych warstw atmosfery wynurza się strumień promieniowania ciągłego, na który płytsze i chłodniejsze warstwy nie mają już większego wpływu. W chłodniejszym gazie warstw zewnętrznych gwałtownie wzrasta natomiast absorpcja w obrębie linii widmowych. Dzieje się tak dlatego, że w chłodniejszej materii obsadzenie niższych poziomów atomowych jest większe niż w warunkach wyższej tem-



Rys. 3.23 Przybliżony przebieg temperatury (lewa skala) i gęstości atomów wodoru (prawa skala) w zewnętrznych warstwach Słońca.

peratury, w których formowane było promieniowanie ciągłe. Absorpcyjne przejścia z dolnych poziomów na poziomy górne będą zatem przeważać nad przejściami emisyjnymi. Fakt ten jest wyrażony w postaci empirycznego prawa Fraunhofera, stwierdzającego, że linie absorpcyjne powstają wtedy, gdy materię chłodniejszą obserwujemy na tle materii gorętszej. Tę część atmosfery gwiazdy, w której formowane jest widmo ciągłe nazywamy fotosferą, zaś warstwy odpowiedzialne za powstawanie widma absorpcyjnego nazywamy *warstwą odwracającą*. Oczywiście granica między tymi warstwami jest nieostra; obie warstwy, choć w różnym stopniu, wnoszą swój wkład formowanie się obu składowych widma promieniowania. Fotosfera i warstwa odwracająca odpowiadają atmosferze gwiazdy w tym sensie, w jakim określają ją przedstawione wyżej założenia i równania modeli atmosfer. Jednak po stwierdzeniu, najpierw w przypadku Słońca w czasie zaćmień, a następnie również u innych gwiazd, że w widmie mogą występować także linie emisyjne, często związane z wysokim stopniem jonizacji atomów, stało się oczywiste, że powyższy model atmosfery nie wyczerpuje wszystkich zjawisk, które mają wpływ na formowanie się widm gwiazdowych. Normalne mechanizmy formowania się linii widmowych w atmosferach nie przewidują powstawania linii emisyjnych. Emisja w liniach może pojawić się tylko w przypadkach, gdy ponad

atmosferą znajdują się warstwy gazu o znacznie wyższej temperaturze, które nazywamy *chromosferą*. Grzanie chromosfery nie może odbywać się na drodze promienistej: atmosfera w równowadze promienistej lub konwektywnej może wyłącznie zmniejszać swoją temperaturę na zewnątrz. Konieczne jest zatem odwołanie się do innych zjawisk, wśród których najbardziej prawdopodobne wydaje się grzanie rozrzedzonego gazu przez dyssypację energii fal akustycznych generowanych w podfotosferycznej warstwie konwektywnej, przechodzących bez wyraźnych zmian przez stosunkowo gęste i chłodne warstwy fotosferyczne i przeradzających się w fale uderzeniowe w rzadkich obszarach chromosfery. Choć mechanizm ten nie został jeszcze w pełni wyjaśniony, to jednak istniejące modele teoretyczne nie przeczą możliwości ogrzewania chromosfer do temperatur rzędu kilkudziesięciu tysięcy kelwinów w przypadku gwiazd chłodnych typu Słońca. W tych temperaturach i niewielkich gęstościach, emisja pojawia się przede wszystkim w liniach zjonizowanego wapnia, takich jak linie H i K i czerwony tryplet CaII 8498, 8542 i 8662, w nadfioletowym dublecie rezonansowym Mg II h i k oraz w liniach serii Balmera wodoru. Mała gęstość gazu w chromosferze sprawia, że natężenie emisji jest bardzo małe i w dziedzinie optycznej jest niemal całkowicie ukryte w silnym świetle fotosfery. Obecność chromosfery przejawia się co najwyżej w postaci emisyjnych składników linii absorpcyjnych. Znacznie wyraźniejsza jest natomiast emisja w liniach położonych w nadfiolecie, gdzie świecenie od fotosfery jest znacznie słabsze niż w dziedzinie optycznej.

Na Słońcu, a także na innych gwiazdach, ponad chromosferą rozciąga się rozległy obszar jeszcze rzadszego i jeszcze gorętszego świecącego gazu, zwany *koroną*. Korona słoneczna świeci miliony razy słabiej niż fotosfera i można ją obserwować bezpośrednio tylko podczas całkowitych zaćmień Słońca. W przypadku innych gwiazd chłodnych, o obecności koron wnioskujemy na podstawie ich termicznej emisji rentgenowskiej. Temperatura korony Słońca jest rzędu 1 - 2 miliona kelwinów. Świadczy o tym emisja w liniach jonów w wysokich stopniach jonizacji, takich jak charakterystyczna zielona linia koronalna FeXIV 5303, żółta linia CaXV 5694, czy czerwona linia FeX 6374. Liczne linie koronalne, przede wszystkim linie rezonansowe wielokrotnie zjonizowanych atomów, występują w dalekim nadfiolecie i w obszarze miękkiego promieniowania rentgenowskiego. Wyraźna korelacja natężenia emisji koronalnej z tzw. pętlami pola magnetycznego w koronie świadczy o tym, że mechanizm grzania korony jest związany z polem magnetycznym i polega np. na dyssypacji fal magnetohydrodynamicznych generowanych w warstwie konwektywnej i przenoszonych wzdłuż linii pola do rzadkich warstw koronalnych. Wydajność takich procesów jest nieduża, ale też mała jest ilość energii traconej przez koronę. Przegrzana korona słoneczna jest źródłem *wiatru słonecznego*, o którym będzie mowa w rozdziale 7. Przebieg temperatury i gęstości w zewnętrznych warstwach atmosfery Słońca jest przedstawiony na Rys. 3.23.

Tabela 3.3

Przykładowe modele atmosfer dla Słońca, $T_{ef} = 5770$, $\log g = 4.44$, i gwiazdy typu B, $T_{ef} = 22500$ $\log g = 4.00$.

$T_{ef} = 5770 \log g = 4,44$					$T_{ef} = 22500 \log g = 4,00$				
$\log \tau_{500}$ [cm ⁻¹]	h [km]	T [K]	$\log P$ [Pa]	$\log \rho$ [kg/m ³]	$\log \tau_{500}$ [cm ⁻¹]	h [km]	T [K]	$\log P$ [Pa]	$\log \rho$ [kg/m ³]
0,0000	0	3054	1,9400	-5,3418	0,0000	0	12684	-1,0649	-9,2640
-3,5954	25	4329	2,0722	-5,3611	-4,3902	647	13284	-0,9007	-9,1207
-3,5094	44	4350	2,1526	-5,2838	-4,2291	1299	13409	-0,7404	-8,9644
-3,4435	56	4358	2,2082	-5,2280	-4,0685	1946	13544	-0,5825	-8,8107
-3,3837	67	4393	2,2553	-5,1845	-3,9090	2575	13676	-0,4279	-8,6601
-3,3093	80	4395	2,3109	-5,1290	-3,7512	3190	13797	-0,2777	-8,5136
-3,2214	94	4427	2,3733	-5,0699	-3,5959	3791	13915	-0,1326	-8,3718
-3,1188	110	4447	2,4422	-5,0029	-3,4429	4374	14032	0,0073	-8,2351
-3,0035	128	4476	2,5164	-4,9315	-3,2911	4943	14153	0,1421	-8,1041
-2,8768	146	4504	2,5949	-4,8556	-3,1399	5499	14282	0,2725	-7,9772
-2,7407	166	4535	2,6770	-4,7766	-2,9882	6045	14423	0,3993	-7,8547
-2,5974	186	4567	2,7614	-4,6952	-2,8352	6584	14580	0,5227	-7,7359
-2,4487	206	4600	2,8474	-4,6123	-2,6803	7119	14757	0,6436	-7,6202
-2,2966	227	4634	2,9343	-4,5286	-2,5233	7649	14953	0,7619	-7,5075
-2,1424	249	4671	3,0216	-4,4447	-2,3638	8181	15161	0,8781	-7,3975
-1,9866	270	4709	3,1092	-4,3607	-2,2010	8716	15380	0,9930	-7,2888
-1,8295	292	4751	3,1937	-4,2765	-2,0335	9260	15610	1,1075	-7,1809
-1,6714	314	4797	3,2856	-4,1924	-1,8604	9815	15851	1,2230	-7,0721
-1,5122	336	4850	3,3742	-4,1085	-1,6810	10389	16110	1,3391	-6,9633
-1,3527	359	4911	3,4628	-4,0253	-1,4947	10982	16396	1,4570	-6,8530
-1,1931	382	4983	3,5513	-3,9431	-1,2994	11612	16733	1,5780	-6,7412
-1,0344	405	5069	3,6392	-3,8627	-1,0968	12274	17158	1,7019	-6,6283
-0,8763	429	5174	3,7265	-3,7843	-0,8839	13002	17729	1,8317	-6,5133
-0,7176	453	5304	3,8134	-3,7082	-0,6636	13797	18463	1,9672	-6,3957
-0,5576	477	5467	3,8989	-3,6358	-0,4325	14694	19428	2,1119	-6,2735
-0,3973	500	5675	3,9799	-3,5711	-0,1926	15718	20648	2,2662	-6,1458
-0,2361	522	5934	4,0523	-3,5181	0,0529	16877	22173	2,4291	-6,0140
-0,0749	540	6300	4,1099	-3,4866	0,3001	18172	23930	2,5974	-5,8790
0,0840	555	6722	4,1508	-3,4741	0,5458	19597	26006	2,7683	-5,7443
0,2442	566	7085	4,1821	-3,4658	0,7771	21067	28144	2,9312	-5,6157

II. Parametry obserwacyjne gwiazd

4. Fotometria

Jasności gwiazd. Pomiarami ilości energii promienistej dobiegającej do nas od ciał niebieskich zajmuje się dział astrofizyki zwany *fotometrią*. W przypadku obiektów niebieskich wielkością dającą się obecnie mierzyć na Ziemi jest *strumień monochromatyczny* promieniowania $f(\lambda)$, wyrażany w jednostkach $W/(m^2\mu m)$ lub *strumień integralny*, wyrażany w jednostkach W/m^2 . Niemniej jednak, ze względów praktycznych, wygodne jest wciąż posługiwanie się względną miarą strumienia, którą nazywamy *jasnością*. Jasność ciała niebieskiego m odpowiadająca strumieniowi f jest zdefiniowana następująco: ¹

$$m = -2,5 \log f + \text{const.} \quad (4.1)$$

Jednostką jasności jest *wielkość gwiazdowa* (zwana też *magnitudo*), oznaczana symbolem "m" umieszczanym tradycyjnie nad przecinkiem dziesiętnym liczby przedstawiającej wielkość gwiazdową, albo – głównie w literaturze anglojęzycznej – skrótem "mag" stawianym za liczbą wielkości gwiazdowych. Stała const, która ustala punkt zerowy logarytmicznej skali jasności może być przyjęta w sposób całkowicie dowolny; jej znajomość nie jest zresztą konieczna by móc posługiwać się pojęciem jasności. Jak wynika z (4.1) skala jasności jest względna, tzn. odtwarza stosunki strumieni bez konieczności określenia punktu zerowego skali. Pisząc równania (4.1) dla dwóch źródeł,

$$m_1 = -2,5 \log f_1 + \text{const}$$

$$m_2 = -2,5 \log f_2 + \text{const}$$

i odejmując je stronami dostajemy

$$m_1 - m_2 = -2,5 \log \frac{f_1}{f_2} \quad (4.2)$$

Wynika stąd w szczególności, że różnica jasności 1 magnitudo odpowiada stosunkowi strumieni

$$\frac{f_1}{f_2} = 10^{(m_2 - m_1)/2,5} = 10^{0,4} = 2,512.$$

¹Odwołanie się do skali logarytmicznej jest zgodne z empirycznym prawem Webera – Fechnera, stwierdzającym, że przyrost reakcji naszych zmysłów (wzroku, słuchu, dotyku), dR , jest proporcjonalny do względnego przyrostu bodźca dB , czyli $dR = \frac{dB}{B}$. Wynika stąd, że $R \sim \ln B$, lub w naszym przypadku: $m \sim a \cdot \log f + b$, gdzie a i b są stałymi dobranymi w taki sposób, by w przybliżeniu odtwarzać historyczną skalę jasności gwiazdowych.

Zwróćmy uwagę, że im większy jest strumień f dobiegający od gwiazdy, tym mniejsza (lub nawet ujemna) jest wielkość gwiazdowa.

Wielkość strumienia dobiegająca do obserwatora zależy od dwóch czynników: od całkowitej mocy promieniowania wysyłanego przez gwiazdę oraz od jej odległości r . Wpływ odległości można usunąć, posługując się pojęciem *jasności absolutnej*, czyli jasności M , jaką miałaby dana gwiazda obserwowana z umownie przyjętej odległości r_0 . Ponieważ w pustej przestrzeni strumień jest odwrotnie proporcjonalny do kwadratu odległości, więc między strumieniem f odbieranym na Ziemi i strumieniem f_0 jaki odbieralibyśmy od tej samej gwiazdy gdyby znajdowała się ona w odległości r_0 istnieje zależność

$$\frac{f}{f_0} = \frac{r_0^2}{r^2}$$

Zgodnie z (4.2)

$$m - M = -2,5 \log \frac{f}{f_0} = 5 \log r - 5 \log r_0.$$

Wyrażając r w parsekach ($1 \text{ pc} = 3,0857 \cdot 10^{16} \text{ m}$) i przyjmując za umowną odległość $r_0 = 10 \text{ pc}$, mamy

$$M = m + 5 - 5 \log r. \quad (4.3)$$

Tak określoną jasność M nazywamy jasnością absolutną. Jasność absolutna nie zależy oczywiście od odległości gwiazdy i charakteryzuje strumień energii opuszczający jej powierzchnię. Jak przekonamy się dalej, o jasności absolutnej gwiazdy możemy wnioskować na podstawie widmowych cech wysyłanego przez nią promienia. W takich przypadkach równanie (4.3) może posłużyć do wyznaczenia odległości r .

Wielkość

$$m - M = 5 \log r - 5, \quad (4.4)$$

która zależy tylko od odległości, nazywamy *modułem odległości*. Jest to nietypowy sposób wyrażania odległości w skali logarytmicznej, ma jednak tę zaletę, że pozwala wyrazić za pomocą małych liczb odległość do obiektów bardzo dalekich (np. galaktyk) informując jednocześnie jaka zmiana jasności związana jest z ich odległością.

Związek (4.3) jest poprawny tylko w pustej przestrzeni, gdy można przyjąć, że zmiana strumienia z odległością następuje z przyczyn wyłącznie geometrycznych. W rzeczywistości światło gwiazd biegnące do obserwatora może być - i najczęściej jest - dodatkowo osłabiane w wyniku oddziaływania z rozrzedzoną materią międzygwiazdową, czyli w wyniku *ekstynkcji międzygwiazdowej*. Przy tych samych odległościach i jasnościach absolutnych gwiazda, której światło ulega do-

datkowemu osłabieniu w wyniku ekstynkcji międzygwiazdowej, ma moduł odległości większy, niż gwiazda znajdująca się w pustej przestrzeni. Oznaczając przez A tę część modułu odległości, która pochodzi od ekstynkcji międzygwiazdowej, możemy napisać

$$m - M = 5 \log r - 5 + A. \quad (4.5)$$

A jest miarą osłabienia światła w materii międzygwiazdowej wyrażoną w wielkościach gwiazdowych i nosi nazwę *ekstynkcji* (lub mniej poprawnie – *absorpcji*) *międzygwiazdowej*. Ekstynkcja międzygwiazdowa A jest zawsze wielkością dodatnią.

Astrofizyczne pomiary strumienia promieniowania prowadzone są zazwyczaj w skończonym zakresie widmowym. W typowym fotometrze astronomicznym zakres ten jest zdefiniowany przez przepuszczalność zastosowanego filtra barwnego $\phi(\lambda)$ i czułość widmową odbiornika $p(\lambda)$. Dla uproszczenia zapisu oznaczymy łączny wynik działania filtra i odbiornika,

$$\varphi(\lambda) = \phi(\lambda)p(\lambda)$$

Funkcja $\varphi(\lambda)$ wyznacza *pasmo fotometryczne*, w którym określona jest jasność obiektu niebieskiego o rozkładzie widmowym promieniowania $f(\lambda)$:

$$m_\varphi = -2,5 \log \int_0^\infty f(\lambda) \varphi(\lambda) d\lambda + \text{const}. \quad (4.6)$$

W celu scharakteryzowania pasma wygodne jest podanie jego *średniej długości fali*

$$\lambda_0 = \frac{\int_0^\infty \varphi(\lambda) \lambda d\lambda}{\int_0^\infty \varphi(\lambda) d\lambda} \quad (4.7)$$

lub *efektywnej długości fali*:

$$\lambda_e = \frac{\int_0^\infty f(\lambda) \varphi(\lambda) \lambda d\lambda}{\int_0^\infty f(\lambda) \varphi(\lambda) d\lambda}. \quad (4.8)$$

Średnia długość fali jest całkowicie określona przez widmowy przebieg czułości fotometru, podczas gdy efektywna długość fali zależy ponadto od rozkładu widmowego obserwowanego promieniowania. Ważną charakterystyką pasma jest również jego szerokość, określona przez szerokość połówkową funkcji $\varphi(\lambda)$.

Systemy fotometryczne. Funkcja $\varphi(\lambda)$ oraz wartość stałej w równaniu (4.6) definiują system fotometryczny, czyli mówiąc bardziej obrazowo, określają sposób w jaki powinny być prowadzone pomiary strumienia i ustalają punkt zerowy skali otrzymanych w ten sposób jasności. Pierwszy i najbardziej naturalny system fotometryczny był określony przez widmową czułość ludzkiego oka. Punkt

zerowy skali jasności został przyjęty z chwilą, gdy gwiazdy (początkowo bardzo nieprecyzyjnie) podzielono na "gwiazdy pierwszej wielkości", "gwiazdy drugiej wielkości" itd. Oczywiście system taki był określony bardzo niedokładnie i równie niedokładne były jasności wyznaczone okiem nieuzbrojonym. Jasności wyznaczone w pasmie zbliżonym do pasma czułości ludzkiego oka noszą nazwę *jasności wizualnych*.

Jasność wyznaczona w jednym pasmie charakteryzuje oczywiście wielkość strumienia uzyskiwanego od gwiazdy i umożliwia np. jej katalogową identyfikację, nie dostarcza jednak żadnych astrofizycznych informacji na temat widmowych cech odbieranego promieniowania. Informacją taką jest już natomiast różnica jasności w dwóch pasmach, czyli *wskaźnik barwy CI*:

$$CI = m_1 - m_2 = -2,5 \log \frac{\int f(\lambda) \varphi_1(\lambda) d\lambda}{\int f(\lambda) \varphi_2(\lambda) d\lambda} + \text{const.} \quad (4.9)$$

Wskaźnik barwy, mierzący stosunek strumieni w dwóch przedziałach widmowych (określonych w przybliżeniu przez średnie długości fal obu pasm), niesie informacje o temperaturze mierzonego obiektu, o ile tylko obserwowane widmo ciągłe jest określone wyłącznie przez warunki fizyczne panujące w źródle. Istnienie selektywnej (tzn. zależnej od długości fali) ekstynkcji międzygwiazdowej, zmieniającej – w nieznanym z góry sposób – rozkład widmowy promieniowania odległych obiektów, sprawia, że wskaźnik barwy jest funkcją zarówno temperatury jak i ekstynkcji międzygwiazdowej. Wydzielenie wpływu obu zjawisk na rozkład widmowy promieniowania wymaga obserwacji w co najmniej trzech pasmach.

Współczesne systemy fotometryczne są tworzone w następujący sposób: Zależnie od celu, jakiego mają służyć przyszłe obserwacje w nowym systemie, dokonuje się wyboru poszczególnych pasm systemu poprzez dobór filtrów o żądanej charakterystyce przepuszczalności i odbiornika o odpowiednim rozkładzie czułości, przy czym preferowane są odbiorniki o czułości słabo zależnej od długości fali. Za pomocą tak zrealizowanego fotometru dokonuje się możliwie najdokładniejszych obserwacji dowolnie wybranej grupy gwiazd o jasnościach i wskaźnikach barwy zawartych w możliwie szerokim zakresie, ustalając jednocześnie punkty zerowe skal jasności i wskaźników barwy. Gwiazdy te tworzą standardy pierwotne systemu. Dzięki nim nowy, *standardowy system fotometryczny* może być używany również przez innych obserwatorów. Każdy inny obserwator, z powodów czysto technicznych, dysponuje nieco odmiennym zestawem filtrów, nieco odmiennym odbiornikiem i nieco odmiennym teleskopem, które łącznie definiują *system instrumentalny*, zbliżony do systemu standardowego, ale z nim nie identyczny. Uzgodnienie wyników uzyskiwanych w rozmaitych systemach instrumentalnych i sprowadzenie ich do systemu standardowego dokonuje się poprzez obserwacje gwiazd standardowych. Biorąc pod uwagę równania (4.6) i (4.9) łatwo jest zrozumieć,

że różnice jasności w systemie standardowym i instrumentalnym zależą na ogół od $f(\lambda)$, czyli od wskaźników barwy obserwowanych gwiazd. Innymi słowy możemy oczekiwać, że równania transformacyjne między systemem instrumentalnym i systemem standardowym będą miały ogólną postać

$$m_{\text{std}} = a \cdot m_i + b \cdot CI_i + c$$

$$CI_{\text{std}} = d \cdot CI_i + e.$$

gdzie a, b, c, d i e są stałymi wyznaczanymi z obserwacji gwiazd standardowych. Wskaźnikiem std oznaczone są wielkości w systemie standardowym, a wskaźnikiem i – bezpośrednio mierzone wielkości instrumentalne.

Istotny wpływ na wyniki pomiarów fotometrycznych wykonywanych z powierzchni Ziemi ma *ekstynkcja atmosferyczna*, czyli absorpcja i rozpraszanie promieniowania ciał niebieskich w atmosferze ziemskiej. Dzięki zastosowaniu odpowiednich metod obserwacyjnych, których omawianie nie mieści się w ramach niniejszej książki, możliwe jest usunięcie wpływu atmosfery na wyniki obserwacji i uzyskanie tzw. jasności zredukowanych poza atmosferę, tzn. takich jakie zmierzylibyśmy wykonując obserwacje spoza atmosfery. Oczywiście, jeżeli obserwacje są rzeczywiście prowadzone spoza atmosfery, wówczas żadne poprawki tego rodzaju nie są konieczne. Zarówno poprzednio, jak i w dalszym ciągu zakładamy milcząco, że wszystkie jasności są poprawione na efekty związane z istnieniem atmosfery ziemskiej.

Próby stworzenia systemów fotometrycznych, które pozwoliłyby na dokonywanie dających się ze sobą porównać pomiarów jasności gwiazd, zostały podjęte już w pierwszych dziesięcioleciach XX wieku. Jednym z pierwszych był stworzony w Obserwatorium Mt. Wilson dwubarwny system jasności fotograficznych IPg i jasności fotowizualnych IPv, nazwany później *systemem międzynarodowym*. Pasma IPg było określone przez krzywą reakcji nieuczulanej emulsji fotograficznej, a pasmo IPv – przez czułość emulsji ortochromatycznej oraz przepuszczalność filtra żółtego, które łącznie odpowiadały w przybliżeniu czułości ludzkiego oka. Niestety, krzywe czułości tych pasm nie zostały nigdy dokładnie zdefiniowane, co znacznie utrudniło odtworzenie tego systemu przez innych obserwatorów.

Pierwszym nowoczesnym systemem fotometrycznym był *sześciobarwny system* fotoelektryczny Stebbinsa–Whitforda. Średnie długości fal oraz szerokości półokwowe pasm tego systemu są przytoczone w Tabeli 4.1.

Tabela 4.1
Najważniejsze systemy fotometryczne

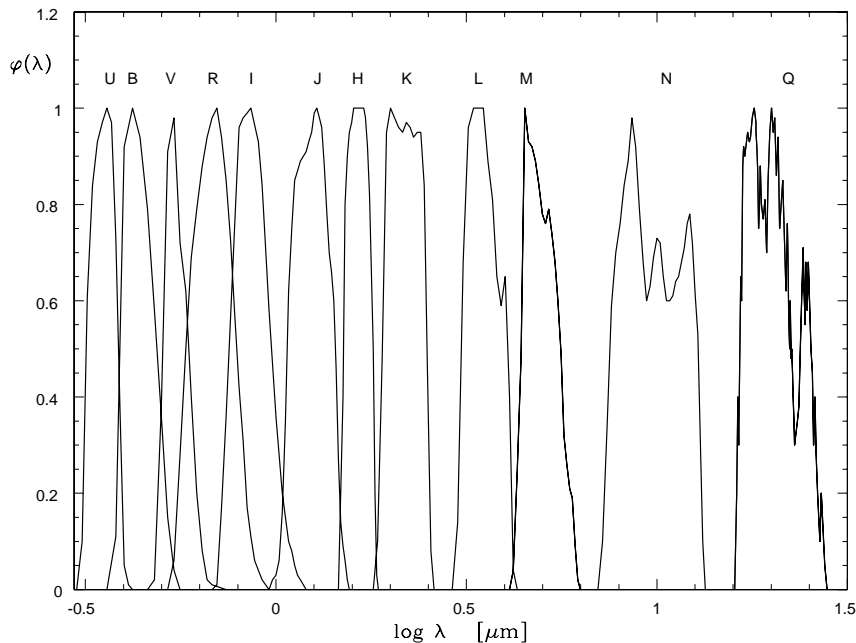
System	Pasmo	λ_0 [μm]	$1/\lambda_0$	$\Delta\lambda_{1/2}$	$f_{0,\lambda}$ [$\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \mu\text{m}}$]
Stebbins-Whitford-Kron	U	0,355	2,82	0,050	
	V	0,420	2,38	0,080	
	B	0,490	2,04	0,080	
	G	0,570	1,75	0,080	
	R	0,720	1,39	0,180	
	I	1,030	0,97	0,180	
Johnson-Morgan	U	0,365	2,74	0,066	$4,175 \cdot 10^{-8}$
	B	0,438	2,28	0,089	$6,320 \cdot 10^{-8}$
	V	0,545	1,83	0,084	$3,631 \cdot 10^{-8}$
Johnson-Cousins	R	0,641	1,56	0,220	$2,177 \cdot 10^{-8}$
	I	0,798	1,25	0,240	$1,126 \cdot 10^{-8}$
Wielobarwny	J	1,220	0,82	0,38	$3,147 \cdot 10^{-9}$
	H	1,630	0,61	0,30	$1,138 \cdot 10^{-9}$
	K	2,190	0,45	0,48	$3,96 \cdot 10^{-10}$
	L	3,450	0,29	0,70	$7,08 \cdot 10^{-11}$
	M	5,000	0,20	1,13	$2,20 \cdot 10^{-11}$
	N	10,20	0,10	4,33	$1,23 \cdot 10^{-12}$
	Q	20,00	0,05	7,50	$7,70 \cdot 10^{-14}$
Strömrgren-Crawford	u	0,349	2,86	0,034	$11,72 \cdot 10^{-8}$
	v	0,411	2,43	0,020	$8,66 \cdot 10^{-8}$
	b	0,467	2,14	0,016	$5,89 \cdot 10^{-8}$
	y	0,547	1,83	0,024	$3,73 \cdot 10^{-8}$
	β_n	0,486	2,06	0,003	
	β_w	0,489	2,06	0,015	
SDSS	u'	0,3543	2,82	0,057	
	g'	0,4770	2,10	0,139	
	r'	0,6231	1,60	0,137	
	i'	0,7625	1,31	0,153	
	z'	0,9134	1,10	0,095	

Odbiornikiem promieniowania była fotokomórka o katodzie tlenowo–cezowej (S_1), której czułość rozciągała się od fioletu do ok. $1,2 \mu\text{m}$. Pasma w tym systemie były wystarczająco wąskie by możliwe było dokładne uwzględnienie ekstynkcji atmosferycznej i uzyskanie dobrych równań transformacyjnych. Z drugiej jednak strony - były one zbyt szerokie, by na podstawie mierzonych wskaźników barwy można było uzyskać wystarczająco dokładne informacje o rozkładzie energii w widmach ciągłych obserwowanych obiektów. Niemniej jednak zastosowanie tego systemu przyniosło wiele ważnych informacji astrofizycznych: między innymi pozwoliło stwierdzić, że wskaźniki $(U - V)$ i $(V - B)$ są w prosty sposób związane z ekstynkcją międzygwiazdową, zaś wskaźnik $(G - I)$ jest dobrą miarą temperatury efektywnej. Mała czułość fotokomórek S_1 ograniczała zasięg fotometrii do obiektów 10 wielkości gwiazdowej. Obecnie system sześciobarwny Stebbinsa–Whitforda ma już tylko historyczne znaczenie.

System wielobarwny. Najszersze zastosowanie w dzisiejszej astrofizyce obserwacyjnej znajduje system wielobarwny, obejmujący zakres widmowy od nadfioletu (ograniczonego od strony fal krótkich przepuszczalnością atmosfery ziemskiej) do dalekiej podczerwieni. Jego bezpośrednim poprzednikiem był system fotometryczny UBV wprowadzony w latach 1950 przez Harolda Johnsona. W pierwotnej realizacji systemu pasmo U było wydzielane za pomocą filtra Corning 9863, niebieskie pasmo B – za pomocą kombinacji filtrów Schott GG13 + Corning 5030 i zielone pasmo V – za pomocą filtra Corning 3384. Odbiornikiem promieniowania był fotomnożnik RCA 1P21 z katodą antymonowo–cezową. Obecnie stosuje się inne filtry i inne odbiorniki promieniowania, jednak dobiera się je w taki sposób, by możliwie wiernie odtwarzały oryginalne krzywe przepuszczalności, upraszczając w ten sposób transformację do systemu standardowego.

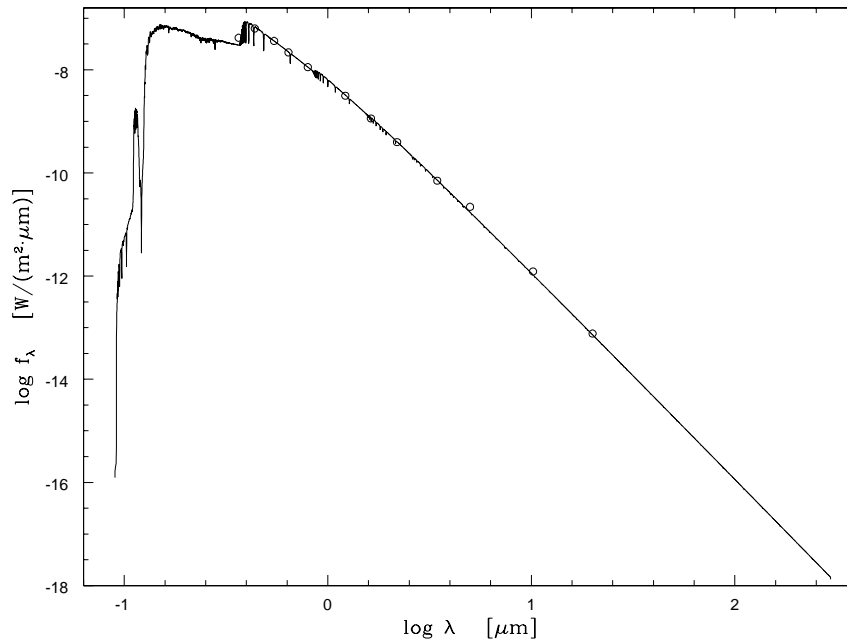
W następnych latach drugiej połowy XX wieku, w miarę udoskonalania technik obserwacji promieniowania podczerwonego, trójbarwny system Johnsona był uzupełniany przez kolejne pasma, początkowo w bliskiej, a następnie w dalekiej podczerwieni. Podstawowe charakterystyki pasm systemu wielobarwnego są zebrane Tabeli 4.1. Krzywe reakcji pasm są przedstawione na Rys.4.1. O ile w dziedzinie widzialnej są one określone przez przepuszczalność zastosowanych filtrów i czułość widmową odbiorników, o tyle w dziedzinie podczerwonej (pasma od K do Q) istotny wpływ na położenie i kształt krzywych reakcji ma nieprzezroczystość atmosfery ziemskiej, a zwłaszcza absorpcja zawartej w niej pary wodnej.

Punkty zerowe jasności w poszczególnych pasmach zostały dobrane w taki sposób, by jasność V pokrywała się w przybliżeniu z jasnościami wizualnymi, a wszystkie wskaźniki barwy były równe zero dla hipotetycznej gwiazdy ciągu głównego typu widmowego A0V o jasności $V = 0$. Wymagania te z największym przybliżeniem spełnia Wega (α Lyrae). W pierwotnym systemie UBV Johnsona jasność obserwowana Wegi $V = 0,03$ oraz z definicji $(B - V) = (U - B) = 0,00$.



Rys. 4.1 Krzywe przepuszczalności (reakcji) pasm systemu wielobarwnego, unormowane do jedynki w maksimum przepuszczalności.

Począwszy od lat 70. ubiegłego wieku rozpoczęto prace zmierzające do eksperymentalnej kalibracji jasności gwiazd w absolutnych jednostkach energii. Dokonuje się tego poprzez porównanie obserwowanej jasności gwiazdy standardowej z jasnością ziemskiego źródła ciała doskonale czarnego o znanej temperaturze. Wzorcowymi źródłami są zazwyczaj wnęki (opisane w Rozdziale I) o ściankach wykonanych ze złota, miedzi lub platyny, utrzymywane np. w temperaturze topnienia użytego metalu, tzn. odpowiednio w temperaturach 1337,6, 1357,6 i 2041,0 K. Ich emisja jest znana z prawa Plancka. Pierwotnymi standardami systemu są Wega (na niebie północnym) oraz Syriusz ($V = -1,43$, dostępny również na niebie południowym). Istotą procedury kalibracyjnej jest pomiar monochromatycznego strumienia promieniowania odbieranego od gwiazdy standardowej w wąskim przedziale długości fali przez porównanie go ze znanym strumieniem pochodzącym od źródła ziemskiego, obserwowanego w tym samym przedziale długości fali za pomocą tego samego teleskopu. Procedura ta jest technicznie skomplikowana i w praktyce może być przeprowadzona tylko dla skończonej liczby przedziałów widmowych. Dokonanie kalibracji ciągłej wymaga odwołania się do wyników teorii atmosfer gwiazdowych. Jest to oczywiście odstępstwem od całkowitej empirycznej kalibracji absolutnej, jednak wobec dużej wiarygodności dzisiejszych modeli atmosfer wydaje się postępowaniem w pełni uzasadnionym. Ocenia się, że dokładność tak wyznaczonego strumienia jest rzędu 1%.



Rys. 4.2 Absolutny rozkład strumienia w widmie Węgi. Kółka oznaczają strumienie w pasmach systemu wielobarwnego.

Uzyskany w powyższy sposób (wg. danych *Space Telescope Science Institute*) rozkład strumienia monochromatycznego w widmie Węgi, uwzględniający również obserwacje satelitarne w niedostępnym z powierzchni Ziemi nadfiolecie, jest przedstawiony na Rys. 4.2.

Jego znajomość pozwala na stosunkowo proste wykalibrowanie zarówno widm innych gwiazd jak i systemów fotometrycznych. W tym ostatnim przypadku, jako bezwzględną miarę strumienia Węgi w filtrze X o przepuszczalności $\varphi_X(\lambda)$ przyjmujemy strumień

$$f_X = \frac{\int_0^\infty f(\lambda)\varphi_X(\lambda)d\lambda}{\int_0^\infty \varphi(\lambda)d\lambda}.$$

Ponieważ $\int_0^\infty \varphi(\lambda)d\lambda$ ma sens efektywnej szerokości pasma X , powyższe wyrażenie przedstawia strumień monochromatyczny, stały w obszarze pasma X , który pomnożony przez szerokość efektywną daje całkowity strumień odbierany od Węgi w tym pasmie. Znając jasność Węgi w rozważanym pasmie, m_X , analogiczny strumień odpowiadający jasności zerowej znajdujemy prosto z wyrażenia

$$f_{0,X} = f_X \cdot 10^{0.4m_X}$$

Uzyskane w ten sposób wartości są podane w ostatniej kolumnie Tabeli 4.1.

Krzywa poczerwienienia międzygwiazdowego. Jednym z głównych zadań stojących przed twórcami systemu fotometrycznego jest określenie wpływu ekstynkcji międzygwiazdowej na jasności w poszczególnych pasmach. Zgodnie z równaniem (4.5) między jasnością obserwowaną np. w pasmie U i jasnością U_0 , którą obserwowalibyśmy w przypadku braku ekstynkcji międzygwiazdowej, zachodzi związek

$$U = U_0 + A(U)$$

gdzie $A(U)$ jest ekstynkcją międzygwiazdową w pasmie U wyrażoną w wielkościach gwiazdowych. Podobne zależności zachodzą również dla jasności w innych pasmach:

$$B = B_0 + A(B),$$

$$V = V_0 + A(V).$$

Odejmując stronami równania dla odpowiednich pasm dostajemy następujące zależności dla wskaźników barwy:

$$(U - B) = U_0 - B_0 + A(U) - A(B) = (U - B)_0 + E(U - B),$$

$$(B - V) = B_0 - V_0 + A(B) - A(V) = (B - V)_0 + E(B - V). \quad (4.10)$$

Różnicę ekstynkcji w dwóch pasmach, np. $A(B) - A(V) = E(B - V)$, nazywamy *nadwyżką barwy*.

Ekstynkcja międzygwiazdowa jest spowodowana przez absorpcję i rozpraszanie promieniowania elektromagnetycznego na drobnych ziarnach pyłu międzygwiazdowego. Istniejące teorie tego zjawiska przewidują, że wielkość wynikającej stąd ekstynkcji jest w przybliżeniu odwrotnie proporcjonalna do długości fali promieniowania, tzn. jest największa w nadfiolecie i maleje w kierunku fal dłuższych. Wskutek tego rozkład widmowy promieniowania przechodzącego przez ośrodek międzygwiazdowy ulega zmianie w taki sposób, że światło niebieskie jest wygaszane silniej niż światło czerwone. Odległy obiekt może wydawać się czerwiejszy niż jest w rzeczywistości. Z tego powodu efekt ekstynkcji międzygwiazdowej nazywany jest *poczerwienieniem międzygwiazdowym*, a jego zależność od długości fali – *krzywą poczerwienienia międzygwiazdowego*.² Jej obserwacyjne wyznaczenie jest co do zasady bardzo proste. U podstaw metody leży dość naturalne założenie, że gwiazdy o takim samym typie widmowym (patrz Klasyfikacja widmowa), tzn. o takim samym wyglądzie widma liniowego mają również takie same widma ciągłe. O ile jednak widmo ciągłe ulega zmianie przy

²Używa się też terminów *krzywa ekstynkcji* lub *krzywa absorpcji* międzygwiazdowej.

przejściu przez materię międzygwiazdową, to widmo liniowe pozostaje niezmiennione, lub zmiany są na tyle nieistotne, że nie wpływają na określenie typu widmowego. Jako fakt oczywisty przyjmuje się również istnienie gwiazd niepoczerwienionych, tzn. na tyle bliskich, że wpływ poczerwienienia na przebieg ich widma ciągłego jest do zaniedbania.

System wielobarwny, obejmujący szeroki zakres widma, jest szczególnie dobrze dostosowany do badania ekstynkcji międzygwiazdowej. Sposób postępowania jest następujący: Przypuśćmy, że obserwujemy dwie gwiazdy o identycznym rozkładzie widma ciągłego (o tym samym typie widmowym), z których jedna jest całkowicie lub prawie całkowicie wolna od wpływu poczerwienienia międzygwiazdowego natomiast widmo drugiej jest wyraźnie poczerwienione. Zgodnie z równaniem (4.5) różnicę jasności obu gwiazd w pasmie położonym w długości fali λ można przedstawić w postaci

$$\Delta m_\lambda = A_\lambda + C \quad (4.11)$$

gdzie $A(\lambda)$ jest absorpcją w pasmie λ , a stała C wyraża po prostu różnicę jasności obserwowanych obu gwiazd wynikającą z różnicy odległości. W praktyce, dla podniesienia dokładności wyznaczeń, obserwuje się wiele gwiazd o różnym poczerwienieniu. Konieczne jest zatem sprowadzenie wszystkich różnic absorpcji do takiej samej wartości. Można tego dokonać za pomocą następującej transformacji różnic obserwowanych Δm_λ do wielkości zredukowanych $\Delta m'_\lambda$:

$$\Delta m'_\lambda = a \cdot \Delta m_\lambda + b \quad (4.12)$$

Współczynniki transformacji a i b dobiera się w taki sposób, żeby różnica absorpcji w pasmie V była równa zeru,

$$\Delta m'(V) = a \cdot \Delta m(V) + b = 0 \quad (4.13)$$

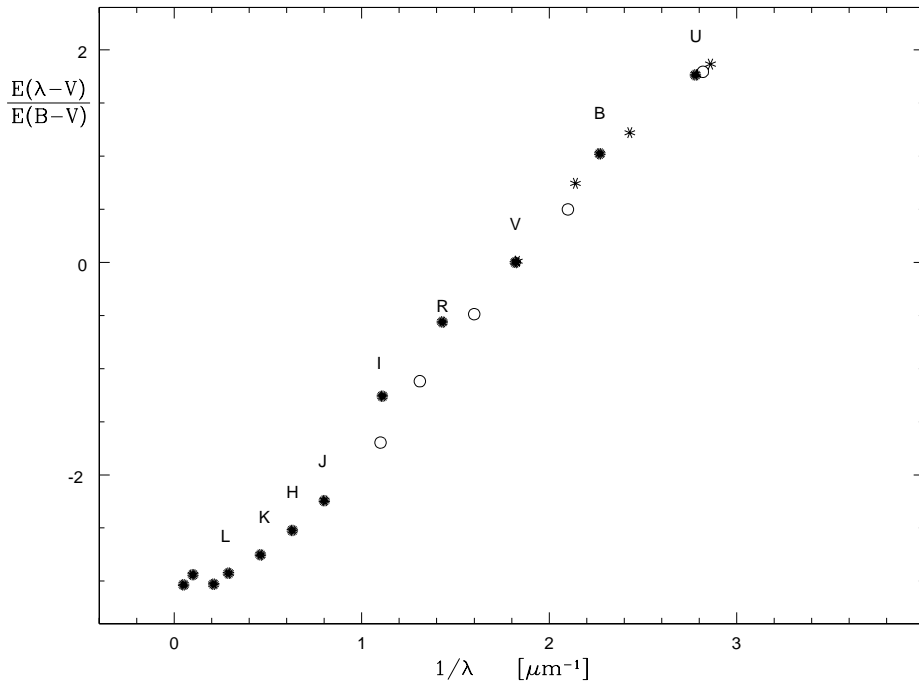
zaś różnica absorpcji w pasmie B była równa jednej wielkości gwiazdowej,

$$\Delta m'(B) = a \cdot \Delta m(B) + b = 1 \quad (4.14)$$

Jest to równoważne odniesieniu wszystkich obserwacji do przypadku, w którym nadwyżka barwy $E(B - V) = 1$. Z ostatnich dwóch równań wynikają współczynniki transformacji:

$$a = \frac{1}{\Delta m(B) - \Delta m(V)} = \frac{1}{A(B) - A(V)} = \frac{1}{E(B - V)} \quad (4.15)$$

$$b = -\frac{\Delta m(V)}{\Delta m(B) - \Delta m(V)} = -\frac{\Delta m(V)}{E(B - V)} \quad (4.16)$$



Rys. 4.3 Krzywa poczerwienienia międzygwiazdowego w pasmach najważniejszych systemów fotometrycznych. Pasma systemu wielobarwnego są zaznaczone kropkami (dla przejrzystości pominięto oznaczenia M, N i Q). Kółka oznaczają położenie pasm systemu uvby a gwiazdki – pasm przeglądu Sloane’a.

Przetransformowana w ten sposób różnica jasności w dowolnym pasmie λ , czyli poczerwienienie w tym pasmie, jest równe

$$\Delta m'_\lambda = \frac{\Delta m_\lambda}{E(B-V)} - \frac{\Delta m_V}{E(B-V)} = \frac{E(\lambda-V)}{E(B-V)} \quad (4.17)$$

Gdy długość fali pasma wzrasta do nieskończoności i absorpcja maleje do zera,

$$\Delta m'_\infty = \frac{E(\lambda-V)}{E(B-V)} = \frac{A_\infty - A(V)}{E(B-V)} = -\frac{A(V)}{E(B-V)} = -R \quad (4.18)$$

Wynika stąd, że zredukowana krzywa poczerwienienia międzygwiazdowego $\Delta m'(\lambda)$ ma dla promieniowania o nieskończonej długości fali, $1/\lambda = 0$, wartość równą $-R$. W rzeczywistości nie obserwujemy w falach nieskończenie długich i $\Delta m'_\infty$ znajdujemy ekstrapolując obserwowaną krzywą poczerwienienia do $1/\lambda = 0$. Procedura ta jest stosunkowo prosta i dokładna, co widać choćby z Rys. 4.3, na którym przedstawione jest średnie poczerwienienie w poszczególnych pasmach uzyskane na podstawie wielu obserwacji. Wszystkie one prowadzą do wniosku,

że typowa wartość

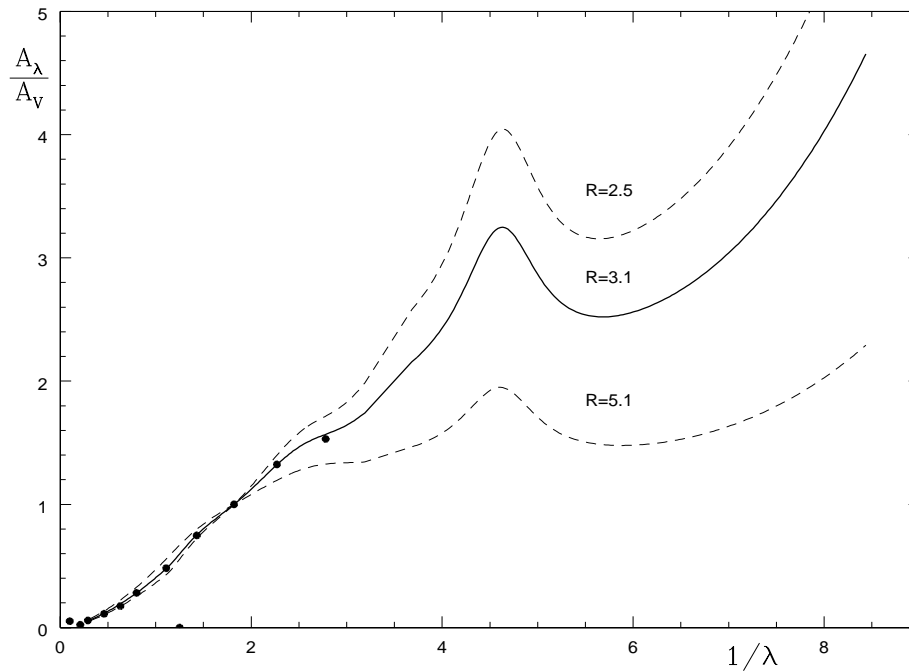
$$R = 3,1 \pm 0,2$$

i że krzywe ekstynkcji wyznaczone w różnych kierunkach w Galaktyce mają na ogół bardzo podobny kształt. Nie mniej jednak od dawna są już znane obszary nieba, w których absorpcja międzygwiazdowa wykazuje wyraźne anomalie. Na przykład, stosunek absorpcji całkowitej do selektywnej R , wyznaczony na podstawie obserwacji gwiazd w Mgławicy Oriona przekracza dwukrotnie normalną wartość i jest bliski 6.

Tabela 4.2

Ekstynkcja międzygwiazdowa w pasmach głównych systemów fotometrycznych, przy założeniu, że $R = 3.1$

Pasmo	$1/\lambda$ [μm^{-1}]	$\frac{E(\lambda-V)}{E(B-V)}$	$\frac{A(\lambda)}{A(V)}$
U	2.78	1.764	1.569
B	2.27	1.023	1.329
V	1.82	0.000	1.000
R	1.43	-0.561	0.819
I	1.11	-1.259	0.594
J	0.80	-2.244	0.276
H	0.63	-2.523	0.186
K	0.46	-2.753	0.112
L	0.29	-2.926	0.056
M	0.21	-3.029	0.023
N	0.10	-2.939	0.052
Q	0.05	-3.035	0.021
u	2.86	1.866	1.602
v	2.43	1.221	1.394
b	2.14	0.744	1.240
y	1.83	0.012	1.004
u'	2.82	1.795	1.579
g'	2.10	0.499	1.161
r'	1.60	-0.487	0.843
i'	1.31	-1.119	0.639
z'	1.10	-1.696	0.453



Rys. 4.4 Krzywa poczerwienienia międzygwiazdowego.

Korzystając z faktu, że

$$\frac{E(\lambda - V)}{E(B - V)} = \frac{A(\lambda) - A(V)}{A(B) - A(V)} = \frac{\frac{A(\lambda)}{A(V)} - 1}{\frac{A(B)}{A(V)} - 1}$$

oraz definicji R danej w równaniu (4.18) łatwo można krzywą poczerwienienia wyrazić w innej postaci

$$\frac{A(\lambda)}{A(V)} = \frac{E(\lambda - V)}{E(B - V)} \cdot \frac{1}{R} + 1 \quad (4.19)$$

średnia krzywa poczerwienienia międzygwiazdowego, wyznaczona w pasmach kilku najważniejszych systemów fotometrycznych jest przedstawiona w postaci $E(\lambda - V)/E(B - V)$ oraz $A(\lambda)/A(V)$ w Tabeli 4.2.

Oczywiście znajomość stosunku $A(\lambda)/A(V)$ ma znacznie ogólniejsze znaczenie, a jego ciągły przebieg staramy się wyznaczyć z obserwacji spektrofotometrycznych. Odwołując się do obserwacji naziemnych oraz pozaatmosferycznych można było przedłużyć krzywą ekstynkcji w kierunku dalekiego nadfioletu. Wynik przedstawiony jest na Rys. 4.4.

Charakterystyczną cechą prawa ekstynkcji w nadfiolecie jest wyraźna zależność zredukowanego przebiegu ekstynkcji od R oraz istnienie tzw. *pasma 2200*, czyli lokalnego maksimum ekstynkcji w pobliżu $0,22 \mu\text{m}$ (2200 angstromów). Pochodzenie tego pasma nie zostało jeszcze jednoznacznie wyjaśnione, nie ulega jednak wątpliwości, że jest ono związane z tym samym składnikiem rozproszonej materii pyłowej, który decyduje o wielkości i charakterze ogólnej ekstynkcji. Świadczy o tym silna korelacja między przebiegiem krzywej ekstynkcji a wielkością pasma 2200. Przebieg krzywej poczerwienienia międzygwiazdowego w widzialnym zakresie widma praktycznie nie zależy od wartości R .

Wskaźniki niezależne od poczerwienienia gwiazdowego. Znajomość prawa ekstynkcji międzygwiazdowej pozwala zdefiniować takie kombinacje jasności obserwowanych w różnych pasmach systemu fotometrycznego, które byłyby od ekstynkcji niezależne. Na przykład w systemie *UBV różnica barwy Q*

$$\begin{aligned} Q &= (U - B) - \frac{E(U - B)}{E(B - V)}(B - V) = \\ &= (U - B)_0 + E(U - B) - \frac{E(U - B)}{E(B - V)}[(B - V)_0 + E(B - V)] = \\ &= (U - B)_0 - \frac{E(U - B)}{E(B - V)}(B - V)_0, \end{aligned} \quad (4.20)$$

gdzie wielkości ze wskaźnikiem zero odnoszą się do wartości niepoczerwienionych, ma taką samą wartość niezależnie od tego, czy do jej obliczenia użyjemy poczerwienionych czy niepoczerwienionych wskaźników barwy – oczywiście pod warunkiem, że znamy stosunek nadwyżek barwy $E(U - B)/E(B - V)$ i że stosunek ten jest uniwersalną charakterystyką materii międzygwiazdowej. Jeżeli warunki te są spełnione, to wskaźnik Q możemy uważać za bezpośrednio obserwowaną, wolną od wpływu poczerwienienia międzygwiazdowego, charakterystykę rozkładu widma ciągłego.

Innym powszechnie używanym wskaźnikiem niezależnym od poczerwienienia jest tzw. *wskaźnik istotności* (określany w literaturze międzynarodowej niemieckim terminem *Wesenheit index*). Dla dwóch dowolnych pasm λ_1 i λ_2 jest on zdefiniowany następująco:

$$\begin{aligned} W_{\lambda_1, \lambda_2} &= m(\lambda_1) - \frac{A(\lambda_1)}{A(\lambda_2) - A(\lambda_1)}(m(\lambda_2) - m(\lambda_1)) = \\ &= m_0(\lambda_1) + A(\lambda_1) - \frac{A(\lambda_1)}{A(\lambda_2) - A(\lambda_1)}(m_0(\lambda_2) + A(\lambda_2) - m_0(\lambda_1) - A(\lambda_1)) = \\ &= m_0(\lambda_1) - \frac{A(\lambda_1)}{A(\lambda_2) - A(\lambda_1)}(m_0(\lambda_2) - m_0(\lambda_1)) \end{aligned} \quad (4.21)$$

gdzie $m(\lambda_1)$ i $m(\lambda_2)$ są obserwowanymi, a $m_0(\lambda_1)$ i $m_0(\lambda_2)$ są (nieznanymi) niepo-czerwienionymi jasnościami gwiazdy w obu pasmach. Na przykład,

$$W_{I,V} = I - \frac{A(I)}{A(V) - A(I)}(V - I) = I - 1.55(V - I) \quad (4.22)$$

Jak widać z zależności (4.22), jeżeli poprawnie znamy krzywą poczerwienienia $A(\lambda)$, to wartość wskaźnika W nie zależy od tego, czy do jego obliczenia użyjemy poczerwienionych, czy niepo-czerwienionych jasności gwiazdy.

Występujący w równaniu (4.20) stosunek nadwyżek barwy można określić na podstawie danych z Tabeli 4.2. Jednak ze względów historycznych jak i dla ilu-stracji warto krótko przedstawić sposób w jaki został on pierwotnie wyznaczony.

Z równania (4.20) wynika, że jeżeli wybierzemy gwiazdy o takiej samej war-tości Q , to stosunek $E(U - B)/E(B - V)$ będzie nachyleniem zależności między wskaźnikami $(U - B)$ i $(B - V)$ na wykresie sporządzonym dla obiektów o róż-nym poczerwienieniu. Do tego celu szczególnie dobrze nadają się gwiazdy typu widmowego O, których widmo jest praktycznie ciągłe i zawiera mało linii widmo-wych. Dodatkową ich zaletą jest duża jasność absolutna, dzięki czemu są widoczne z dużej odległości i mogą być tym samym znacznie poczerwienione. Wykres taki, zwany *diagramem dwuwskaznikowym*, w swojej historycznej postaci dla gwiazd typu widmowego O jest przedstawiony na Rys. 4.5.

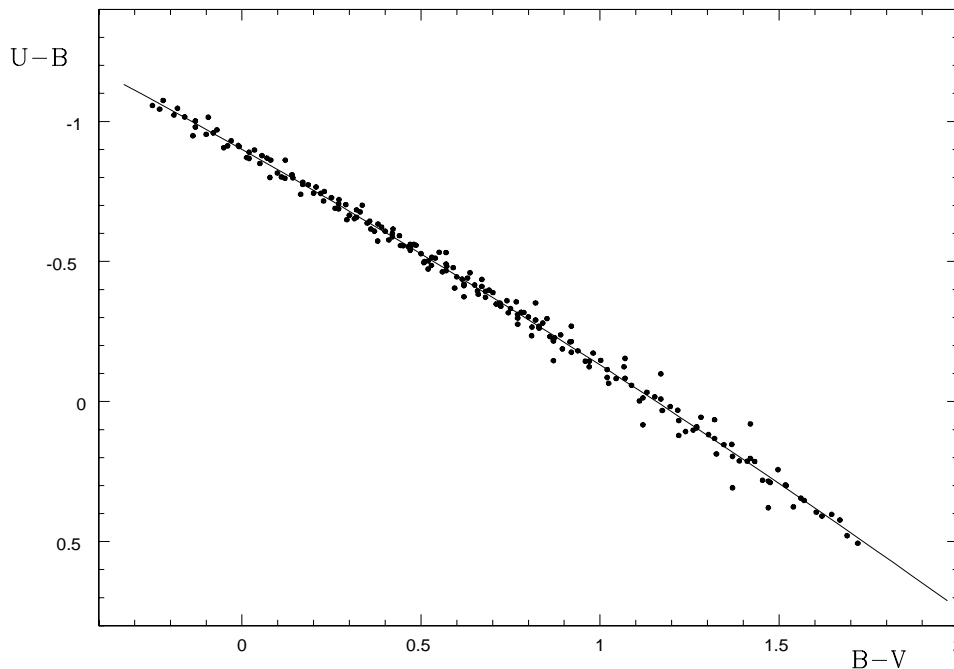
Jak należało oczekiwać, gwiazdy o różnym poczerwienieniu układają się w przybliżeniu wzdłuż linii prostej, zwanej *linią poczerwienienia międzygwiazdowego*. Dla obiektów o bardzo dużym poczerwienieniu linia ta ulega niewielkiemu zakrzywieniu. Uwzględniając ten efekt linię poczerwienienia można opisać analitycznie

$$\frac{E(U - B)}{E(B - V)} = 0,72 + 0,05E(B - V). \quad (4.23)$$

Odstępstwo od liniowości dla dużych nadwyżek barwy jest spowodowane zmianą efektywnej długości fali pasm w miarę jak rosnąca ekstynkcja międzygwiazdowa odkształca coraz bardziej przebieg widma ciągłego. Zależność efektywnej długości pasm od rozkładu widmowego sprawia również, że stosunek $E(U - B)/E(B - V)$ jest funkcją typu widmowego gwiazd, które zostały użyte do jego wyznaczenia. Uwzględnienie również tego efektu prowadzi do przybliżonych zależności

$$\frac{E(U - B)}{E(B - V)} = 0,65 - 0,05(U - B)_0 + 0,05E(B - V) \quad \text{dla } (U - B)_0 < 0 \quad (4.24)$$

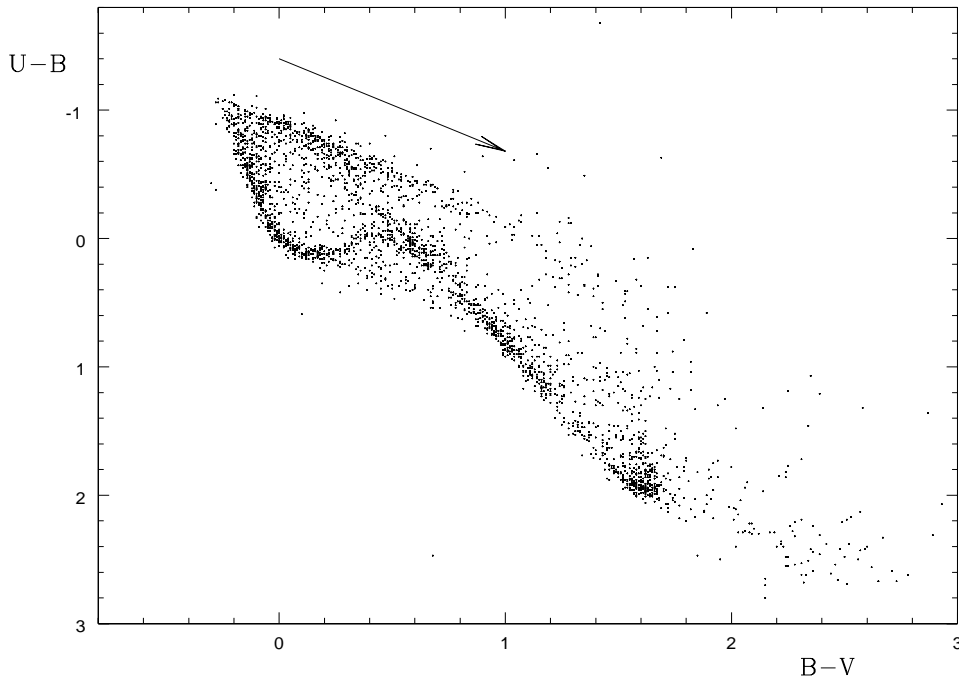
$$\frac{E(U - B)}{E(B - V)} = 0,64 + 0,26(B - V)_0 + 0,05E(B - V) \quad \text{dla } (B - V)_0 > 0 \quad (4.25)$$



Rys. 4.5 Linia poczerwienia międzygwiazdowego na diagramie dwuwskaznikowym dla gwiazd typu widmowego O.

Ponieważ jednak poczerwienie wyznaczamy zazwyczaj na podstawie obserwacji gwiazd gorących, wyrażenie (4.23) można uważać w praktyce za wystarczająco uniwersalne.

Znajomość kierunku linii poczerwienia na diagramie dwuwskaznikowym pozwala na obserwacyjne wyznaczenie wskaźników barwy wolnych od poczerwienia międzygwiazdowego. Diagram taki, sporządzony dla wielu gwiazd o różnym typie widmowym i różnym stopniu poczerwienia jest przedstawiony na Rys. 4.6. Podobnie jak na Rys. 4.5 punkty o coraz to większym poczerwieniu leżą na liniach poczerwienia (ich kierunek wskazuje strzałka) coraz bardziej na prawo i w dół. Lewa obwiednia chmury punktów obserwacyjnych powinna odpowiadać położeniu gwiazd niepoczerwionych. W celu wyznaczania swoistych wskaźników barwy na podstawie obserwacji trójbarwnych należy więc odłożyć na diagramie dwuwskaznikowym punkt odpowiadający zmierzonym wskaźnikom barwy a następnie – jeżeli to konieczne – przesunąć go wzdłuż linii poczerwienia w lewo w górę aż do linii wyznaczającej położenie gwiazd niepoczerwionych. Wielkość tego przesunięcia w obu współrzędnych jest równa odpowiednim nadwyżkom barwy. Przybliżona informacja o typie widmowym jest konieczna ze względu na widoczną na Rys. 4.6 niejednoznaczność zależności między $(U - B)_0$ i $(B - V)_0$ w przedziale wskaźnika $(B - V)$ od ok. 0,0 do ok. 0,6. Jest ona spowodowa-

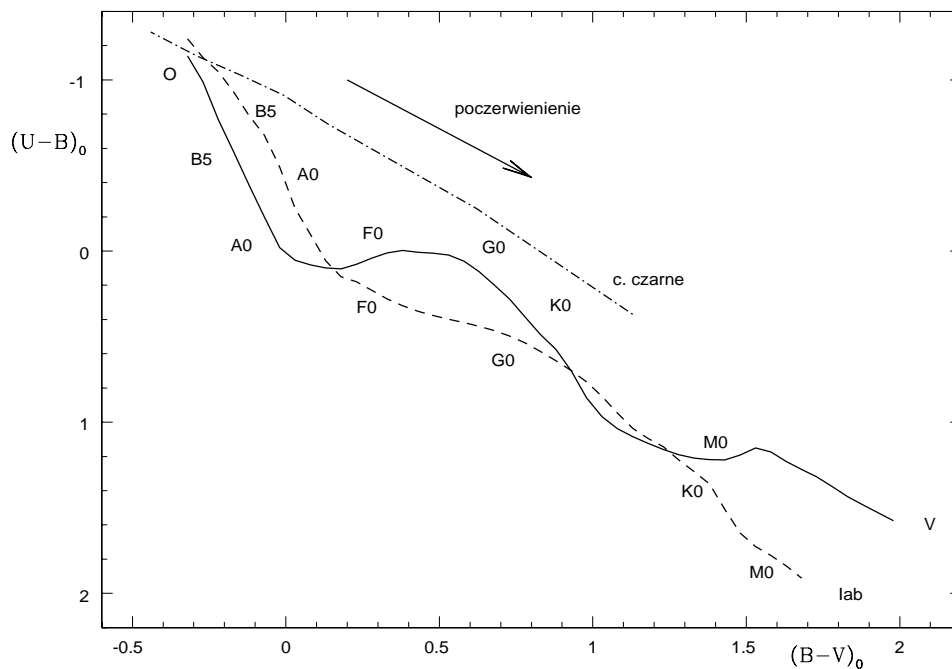


Rys. 4.6 Diagram dwuwskaznikowy dla gwiazd z otoczenia Słońca. Zagęszczenie punktów po lewej stronie wyznacza przebieg zależności dla niepoczerwienionych gwiazd ciągu głównego. Ekstynkcja międzygwiazdowa przesuwająca punkty wzdłuż linii poczerwienienia przedstawionej w postaci strzałki.

wana obecnością w widmie silnych linii absorpcyjnych wodoru, których natężenie osiąga maksimum w przedziale typów widmowych między A0 i G0.

W praktyce wyznaczanie niepoczerwienionych wskaźników barwy jest zadaniem nieco bardziej skomplikowanym ze względu na zależność swoistych wskaźników barwy nie tylko od temperatury (typu widmowego), ale również od przyspieszenia grawitacyjnego na powierzchni gwiazdy (klasy jasności). Jednak postępując tak jak poprzednio dla różnych klas jasności można było uzyskać dla każdej z nich dobrze określone zależności barwa – typ widmowy. Są one zawarte w Tabelach 4.3 i 4.4 i przedstawione na Rys. 4.7.

Na rysunku tym naniesiony jest również dla porównania teoretyczny diagram dwuwskaznikowy dla ciał promieniujących jak ciała doskonale czarne o różnych temperaturach. Różnice między obydwoma zależnościami są spowodowane przede wszystkim obecnością linii absorpcyjnych w widmach gwiazd. Silne linie absorpcyjne wodoru oraz nieciągłość Balmera są odpowiedzialne za istnienie lokalnego minimum dla gwiazd A – F. Minimum to jest zaznaczone o wiele wyraźniej dla gwiazd ciągu głównego (klasy jasności V) niż dla olbrzymów (Iab), co wynika stąd, że linie wodorowe w widmach karłów są silniejsze niż w widmach



Rys. 4.7 Średni przebieg diagramu dwuwskaźnikowego dla niepoczerwienionych gwiazd ciągu głównego klasy jasności V (ciągła linia) i dla nadolbrzymów Iab (linia przerywana). Linia przerywaną z kropkami zaznaczona jest zależność między wskaźnikami barwy dla ciała doskonale czarnego. Strzałka wskazuje kierunek linii poczerwienienia.

olbrzymów.

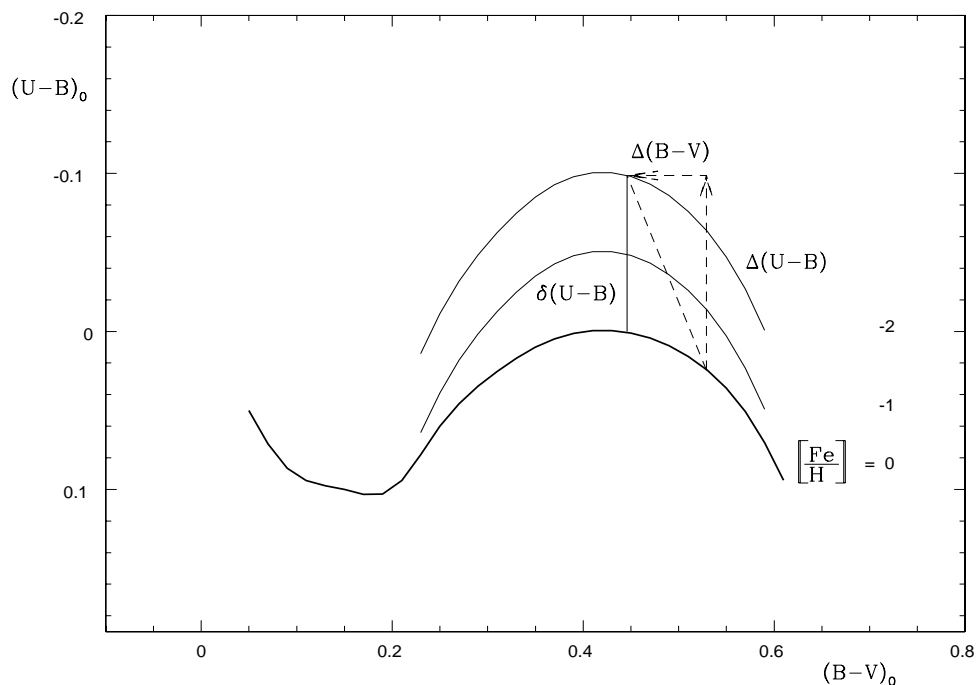
Bardzo ważną rolę w badaniach ekstynkcji międzygwiazdowej odgrywają gromady gwiazd; zawierają one w sobie obiekty poczerwienione mniej więcej w taki sam sposób i należące do różnych klas jasności. Gwiazdy klasy jasności V w gromadach możemy bez trudu wyróżnić na podstawie tylko obserwacji fotometrycznych, ponieważ na wykresie barwa – jasność układają się one wzdłuż wyraźnie zaznaczonego ciągu głównego. Diagram dwuwskaźnikowy dla tych gwiazd, porównany z niepoczerwienionym diagramem dla gwiazd klasy jasności V daje wiarygodną informację o nadwyżce barwy gromady. Należy sobie jednak dobrze zdawać sprawę z tego, że wszystkie przytoczone wyżej relacje dotyczące poczerwienienia międzygwiazdowego mają wyłącznie sens statystyczny; zastosowane do pojedynczego obiektu nie mogą dać wyniku dokładniejszego niż statystyczna dyspersja swoistych cech fotometrycznych gwiazd, jednak w większości zastosowań jest to dokładność zupełnie wystarczająca.

Naturalną konsekwencją poprzednich rozważań jest ustalenie jednoznacznego związku między typem widmowym i klasą jasności z jednej strony a wskaźnikami

barwy, czy też wskaźnikiem Q – z drugiej. Inaczej mówiąc, opisane wyżej postępowanie pozwala wykalibrować typy widmowe w funkcji wskaźników barwy, które tym samym stają się niezależnymi od wyglądu widma liniowego kryteriami klasyfikacji widmowej. W odróżnieniu od klasyfikacji widmowej klasyfikacja fotometryczna posługuje się kryteriami ilościowymi i jest klasyfikacją ciągłą. Oba sposoby klasyfikacji są ze sobą ściśle związane i wzajemnie się uzupełniają. Jednym z ważniejszych zadań astrofizyki obserwacyjnej jest wykalibrowanie obu systemów klasyfikacyjnych w funkcji parametrów fizycznych gwiazd, takich jak temperatura efektywna czy przyspieszenie grawitacyjne na powierzchni.

Nadwyżka ultrafioletowa. Położenie na diagramie dwuwskaźnikowym zawiera również informację o składzie chemicznym gwiazdy, ponieważ o przebiegu zależności między swoistymi wskaźnikami barwy decyduje również obecność absorpcyjnych linii w widmach gwiazd. Absorpcja w liniach powoduje, że w obrębie każdego pasma przepuszczalności zostaje usunięta z widma pewna część energii, co zmniejsza oczywiście jasność gwiazdy w danym pasmie. Energia pochłonięta w liniach nie ginie, ale jest wykorzystywana do podgrzania atmosfery. Wzrost temperatury atmosfery powoduje z kolei odpowiednio wzmożoną emisję w widmie ciągłym. Efekt ten, zwany *efektem szklarniowym* (lub z angielska – *blanketingiem*), sprawia, że atmosfera, w której znajduje się więcej pierwiastków ciężkich (dających więcej linii absorpcyjnych, powodujących wyraźniejszy efekt szklarniowy) wysyła nieco inne widmo liniowe i ciągłe niż atmosfera takiej samej gwiazdy o mniejszej zawartości pierwiastków ciężkich. W przypadku gwiazd o umiarkowanych temperaturach, mniej więcej rzędu temperatury Słońca, linie pierwiastków ciężkich występują przede wszystkim w nadfiolecie, co znaczy, że najwięcej energii jest usuwane z pasma U. Z drugiej strony, niewielki wzrost temperatury w wyniku efektu szklarniowego zwiększa nieco emisję w całym zakresie widma ciągłego, w tym również w pasmie V. Obecność atomów absorbujących spowoduje zatem przeniesienie części energii z fioletowego zakresu widma do obszaru wizualnego: gwiazda z silnymi liniami absorpcyjnymi w widmie jest więc nieco bardziej czerwona, niż gwiazda o takiej samej temperaturze, ale o słabszych liniach widmowych. Wszystkie gwiazdy – z wyjątkiem najgorętszych – mają w widmach linie absorpcyjne, co wyjaśnia, dlaczego na Rys. 4.7 diagram dwuwskaźnikowy dla gwiazd przebiega poniżej diagramu dla ciał doskonale czarnych, które wysyłają wyłącznie widmo ciągłe. Wielkość tego obniżenia zależy od zawartości pierwiastków ciężkich.

Omawiany efekt jest schematycznie zilustrowany na Rys. 4.8. Grubsza linia ciągła przedstawia średni diagram dwuwskaźnikowy dla gwiazd ciągu głównego o takiej samej zawartości pierwiastków ciężkich jak Słońce. Cieńsze linie ciągłe przedstawiają diagramy teoretyczne obliczone dla obiektów o odpowiednio coraz to mniejszej zawartości pierwiastków ciężkich, których reprezentantem jest



Rys. 4.8 Powstawanie nadwyżki ultrafioletowej $\delta(U-B)$ dla gwiazd o różnej zawartości pierwiastków ciężkich. $\left[\frac{\text{Fe}}{\text{H}}\right] = 0$ odpowiada składowi chemicznemu Słońca.

zazwyczaj żelazo Fe. Zgodnie z powszechnie przyjętą symboliką astrofizyczną wielkością charakteryzującą zawartość pierwiastków ciężkich jest

$$\left[\frac{\text{Fe}}{\text{H}}\right] = \log \left(\frac{\text{Fe}}{\text{H}}\right)_* - \log \left(\frac{\text{Fe}}{\text{H}}\right)_\odot$$

czyli różnica logarytmów względnej obfitości żelaza w gwieździe i w Słońcu. Wielkością, którą możemy odczytać bezpośrednio z obserwowanego diagramu dwuoskładnikowego jest $\delta(U-B)$, zwana *nadwyżką ultrafioletową*. Składa się na nią przesunięcie $\Delta(U-B)$ wynikające ze zmniejszenia absorpcji metali w nadfioletecie oraz przesunięcie $\Delta(B-V)$, wynikające z osłabienia efektu szklarniowego. Obie te przyczyny powodują, że zgodnie z tym co zostało powiedziane wyżej, gwiazdy o małej zawartości metali są bardziej niebieskie, niż gwiazdy o tej samej temperaturze ale bogate w metale, co oznacza, że większe są ich nadwyżki ultrafioletowe.

Na Rys. 4.8 uwzględniona jest tylko część diagramu dwuoskładnikowego obejmująca zakres typów widmowych między A i G. W tym przedziale efekty blanketingu są największe; gwiazdy gorące mają w widmach mało linii absorpcyjnych metali, niezależnie od tego jaki jest ich skład chemiczny, natomiast w gwiazdach chłodniejszych widmo jest zdominowane przez pasma cząsteczkowe i absorpcję

Tabela 4.3
Wskaźnik barwy $(B - V)_0$ w funkcji typu widmowego i klasy jasności

Sp	V	III	II	Iab	VII	Sp	V	III	II	Iab	VII
O5	-0,33	-0,32	-0,32	-0,31		F0	0,30	0,30	0,25	0,17	0,29
6	-0,33	-0,32	-0,32	-0,31		2	0,35	0,35	0,30	0,23	0,35
7	-0,32	-0,32	-0,31	-0,31		5	0,44	0,43	0,38	0,32	0,42
8	-0,32	-0,31	-0,31	-0,29		8	0,52	0,54	0,58	0,56	0,50
9	-0,31	-0,31	-0,31	-0,27		G0	0,58	0,65	0,71	0,76	0,56
B0	-0,30	-0,29	-0,29	-0,23	-0,28	2	0,63	0,77	0,81	0,87	0,60
1	-0,26	-0,26	-0,26	-0,19		5	0,68	0,86	0,89	1,02	0,68
2	-0,24	-0,24	-0,23	-0,17		8	0,74	0,94	0,99	1,14	0,73
3	-0,20	-0,20	-0,20	-0,13	-0,22	K0	0,81	1,00	1,08	1,25	0,81
5	-0,17	-0,17	-0,16	-0,10		1	0,86	1,07	1,14	1,32	0,85
6	-0,15	-0,15	-0,14	-0,08		2	0,91	1,16	1,29	1,36	0,89
7	-0,13	-0,13	-0,12	-0,05		3	0,96	1,27	1,40	1,46	0,96
8	-0,11	-0,11	-0,10	-0,03	-0,15	5	1,15	1,50	1,49	1,60	
9	-0,07	-0,07	-0,07	-0,02	-0,06	7	1,33	1,53	1,57	1,63	
A0	-0,02	-0,03	-0,03	-0,01	0,00	M0	1,40	1,56	1,58	1,67	
1	-0,01	0,01	0,01	0,02	0,03	1	1,46	1,58	1,59	1,69	
2	0,05	0,05	0,03	0,03	0,07	2	1,49	1,60	1,60	1,69	
3	0,08	0,08	0,07	0,06	0,10	3	1,51	1,61	1,60	1,69	
5	0,15	0,15	0,11	0,09	0,16	4	1,54	1,62		1,76	
7	0,20	0,22	0,16	0,12	0,22	5	1,64	1,63		1,80	
8	0,25	0,25	0,18	0,14		6	1,73	1,52			
						7	1,80	1,50			
						8	1,93	1,50			

ciągłą ujemnego jonu wodorowego, a więc przez czynniki słabiej zależne od składu chemicznego.

W systemie wielobarwnym wykonano dotychczas ogromną liczbę obserwacji bardzo różnych obiektów astronomicznych. Odgrywa też on ciągle ważną rolę w fotometrii, mimo że obok zalet posiada również poważne wady. Zaletą systemu jest duża łatwość odtwarzania pasm przepuszczalności zdefiniowanych przez łatwo dostępne filtry szklane, a także stosunkowo duża szerokość pasm pozwalająca na sięganie do bardzo słabych obiektów. Z drugiej jednak strony, duża szerokość pasm jest wadą systemu, ponieważ nie pozwala na wyodrębnienie wielu subtelniejszych cech widmowych wynikających z różnic fizycznych parametrów gwiazd. Ponieważ nie jest możliwe stworzenie systemu, który posiadałby same zalety, dzisiejsze systemy są tworzone przede wszystkim z myślą o rozwiązaniu konkretnych problemów: są mniej uniwersalne, ale dają dokładniejsze odpowiedzi.

Tabela 4.4

Wskaźnik barwy $(U - B)_0$ w funkcji typu widmowego i klasy jasności

Sp	V	III	II	Iab	VII	Sp	V	III	II	Iab	VII
O 5	-1,19	-1,18	-1,17	-1,17		F 0	0,03	0,08	0,12	0,15	-0,56
6	-1,17	-1,17	-1,16	-1,16		2	0,00	0,08	0,14	0,18	-0,48
7	-1,15	-1,14	-1,14	-1,14		5	0,02	0,09	0,16	0,27	
8	-1,14	-1,13	-1,13	-1,13		8	0,02	0,10	0,24	0,41	-0,30
9	-1,12	-1,12	-1,12	-1,13		G 0	0,06	0,21	0,32	0,52	-0,20
B 0	-1,08	-1,08	-1,08	-1,06		2	0,12	0,39	0,42	0,63	-0,12
1	-0,95	-0,97	-1,00	-1,00		5	0,20	0,56	0,60	0,83	
2	-0,84	-0,91	-0,92	-0,93		8	0,30	0,70	0,78	1,05	
3	-0,71	-0,74	-0,82	-0,83		K 0	0,45	0,84	0,95	1,17	
5	-0,58	-0,58	-0,69	-0,72		1	0,54	1,01	1,07	1,28	
6	-0,50	-0,51	-0,62	-0,69		2	0,64	1,16	1,33	1,32	
7	-0,43	-0,44	-0,54	-0,63		3	0,80	1,39	1,58	1,60	
8	-0,34	-0,37	-0,44	-0,55	-1,02	5	0,98	1,81	1,74	1,80	
9	-0,20	-0,20	-0,32	-0,49	-0,90	7	1,21	1,83	1,79	1,84	
A 0	-0,02	-0,07	-0,20	-0,38	-0,79	M 0	1,22	1,87	1,91	1,90	
1	0,02	-0,07	-0,12	-0,29	-0,70	1	1,21	1,88	1,93	1,90	
2	0,05	0,06	-0,05	-0,25	-0,63	2	1,18	1,89	1,94	1,95	
3	0,08	0,10	0,02	-0,14	-0,60	3	1,16	1,88	1,77	1,95	
5	0,10	0,11	0,08	-0,08	-0,58	4	1,15	1,73		2,00	
7	0,10	0,11	0,10	0,00	-0,58	5	1,24	1,58		1,60	
8	0,09	0,10	0,11	0,11		6	1,32	1,16			
						7	1,40				
						8	1,53				

Czterobarwny system uvby Strömghrena. Średnie długości fal oraz szerokości pasm tego systemu są podane w Tab. 4.1. Do wydzielenia pasma u stosuje się kombinację filtrów szklanych Schott 11 (8mm) + WG 3 (1mm); pozostałe pasma są na tyle wąskie, że do ich wydzielenia konieczne jest zastosowanie filtrów interferencyjnych. System ten jest często uzupełniany wskaźnikiem β Crawforda, będącym miarą szerokości równoważnej linii wodoru H β :

$$\beta = m(30) - m(150)$$

gdzie $m(30)$ jest jasnością zmierzoną przez filtr interferencyjny o maksimum przepuszczalności przypadającym w długości fali 486,1 nm i szerokości połówkowej 30 Å, zaś $m(150)$ jest jasnością zmierzoną przez filtr interferencyjny o praktycznie takiej samej długości fali w maksimum przepuszczalności, ale o szerokości połówkowej równej 150 Å.

Wskaźnik β , wynikający z pomiarów jasności w tej samej długości fali, jest praktycznie wolny od wpływu ekstynkcji międzygwiazdowej (i praktycznie – od wpływu ekstynkcji atmosferycznej). Dla gwiazd typu B i wczesnych typów A wielkość β jest czułym wskaźnikiem klasy jasności; dla późnych typów A i dla gwiazd typu F, β przestaje zależeć od jasności absolutnej i staje się miarą temperatury efektywnej.

W oryginalnym systemie *uvby* ustala się tylko skale wskaźników barwy; punkty zerowe jasności w poszczególnych barwach pozostają nieokreślone. Ponieważ jednak pasmo *y* ma średnią długość fali niemal taką samą jak pasmo *V* w systemie *UBV*, jasność *y* można stosunkowo prosto przetransformować do systemu *UBV*, definiując tym samym skalę jasności w filtrze *y*, a poprzez wskaźniki barwy – również w pozostałych filtrach. Absolutna kalibracja tak uzyskanej skali jasności *uvby*, przytoczona w Tabeli 4.1, pozwala w razie potrzeby na uzyskanie informacji o rozkładzie natężenia w widmie ciągłym obiektu na podstawie obserwacji w omawianym systemie.

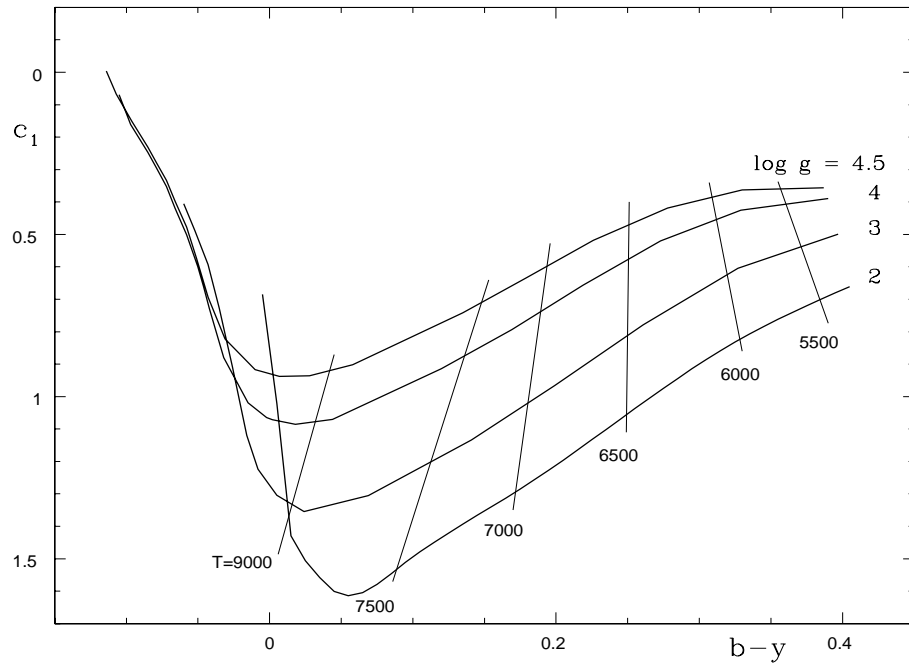
Rozkład pasm w długościach fal oraz ich szerokości zostały dobrane w taki sposób, by mierzona energia odpowiadała tym obszarom widma, w których najsilniej przejawiają się fizyczne cechy gwiazd. Pasma *u* leży całkowicie po krótkofalowej stronie nieciągłości Balmera. Fioletowe pasmo *v* zawiera wodorową linię $H\delta$ (410,1 nm), jest jednak wolne od wpływu innych linii wodorowych. Niebieskie pasmo *b* leży pomiędzy liniami $H\beta$ i $H\gamma$ (434,0 nm), czyli w obszarze występowania wielu linii pierwiastków ciężkich. Żółte pasmo *y* mierzy energię w kontinuum balmerowskim.

Zdefiniowane są następujące wskaźniki barwy i ich różnice:

$$\begin{aligned} b - y, \\ c_1 = (u - v) - (v - b), \\ m_1 = (v - b) - (b - y). \end{aligned} \tag{4.26}$$

Na ich wartość ma oczywiście wpływ ekstynkcja międzygwiazdowa. Z obserwacji poczerwienienia międzygwiazdowego gwiazd typu O uzyskano następujące średnie związki między nadwyżkami barwy:

$$\begin{aligned} E(c_1) &= 0,20E(b - y), \\ E(m_1) &= -0,32E(b - y), \\ E(b - y) &= 0,74E(B - V). \end{aligned} \tag{4.27}$$



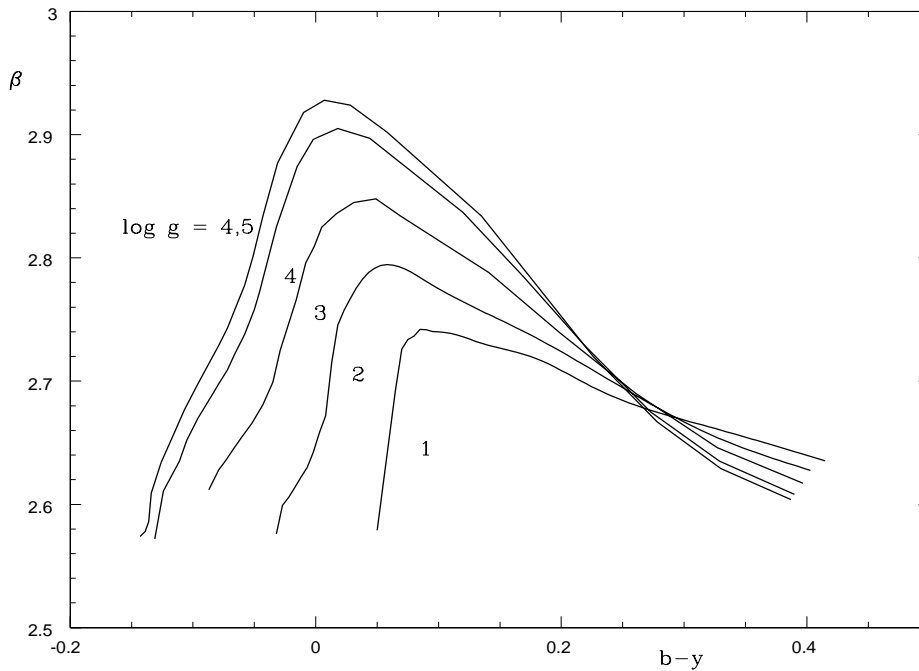
Rys. 4.9 Teoretyczna kalibracja diagramu dwuwskaznikowego $c_1 - (b - y)$ w systemie czterobarwnym w funkcji temperatury efektywnej i przyspieszenia grawitacyjnego na powierzchni. Diagram ten pozwala na stosunkowo dokładne wyznaczenie T_{ef} i $\log g$ tylko na podstawie obserwacji fotoelektrycznych w przedziale typów widmowych A – G.

W systemie $uvby$ nie wyznacza się nadwyżek barwy w sposób niezależny; nie-poczerwienione wskaźniki barwy znajduje się z równań (4.27) po odwołaniu się do obserwacji w systemie UBV i znalezieniu nadwyżki barwy $E(B - V)$. Swoiste wskaźniki barwy uwolnione w taki właśnie sposób od wpływu poczerwienienia międzygwiazdowego oznaczają się niekiedy symbolami z , m_0 , c_0 i $(b - y)_0$. Jeżeli sama wartość nadwyżki barwy jest nieznana lub nieinteresująca, wówczas można posługiwać się niezależnymi od poczerwienienia międzygwiazdowego różnicami barw

$$[c_1] = c_1 - \frac{E(c - 1)}{E(b - y)}(b - y) = c_1 - 0,20(b - y), \quad (4.28)$$

$$[m_1] = m_1 - \frac{E(m_1)}{E(b - y)}(b - y) = m_1 + 0,32(b - y). \quad (4.29)$$

Wskaźniki $[c_1]$ i $[m_1]$, będące odpowiednikami różnicy barwy Q z systemu UBV , są niezależne od ekstynkcji międzygwiazdowej tylko w takim stopniu, w jakim uniwersalne jest prawo poczerwienienia (4.27). Zostało ono określone metodami statystycznymi na podstawie obserwacji gwiazd wczesnych typów widmowych. Po-



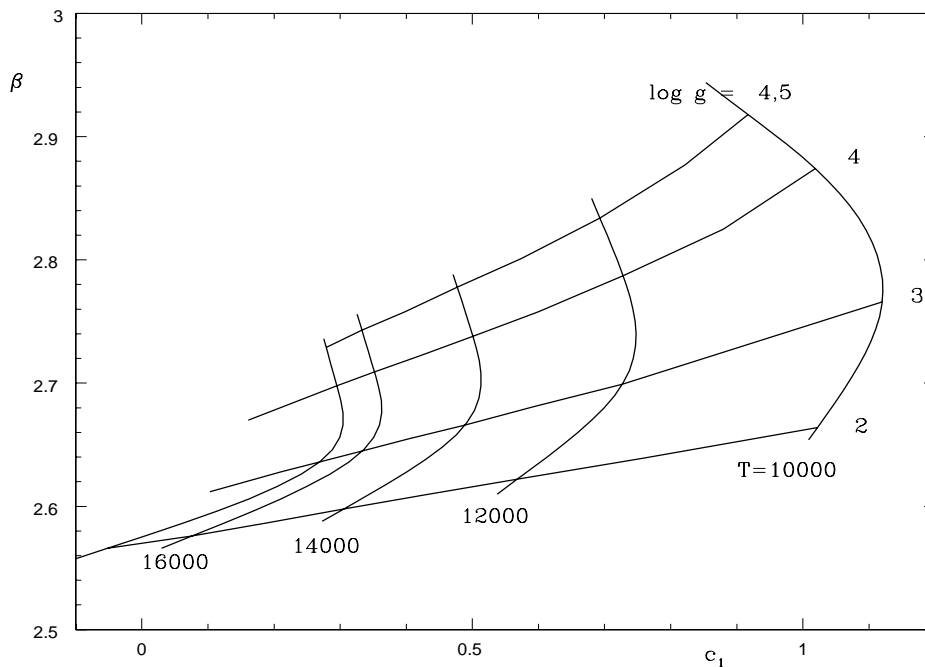
Rys. 4.10 Zależność między wskaźnikami β i $(b - y)$ dla gwiazd gorących o różnych wartościach przyspieszenia grawitacyjnego na powierzchni.

nieważ jednak pasma w systemie $uvby$ są wąskie, zależność ich efektywnych długości fal od typu widmowego jest słaba i zależności (4.27) można stosować praktycznie dla wszystkich gwiazd bez obawy popełnienia nadmiernie dużego błędu.

Pasma w systemie $uvby$ zostały dobrane w taki sposób, by wolne od poczerwienia międzygwiazdowego wskaźniki (4.26), lub (4.28) i (4.29), dostarczały informacji o globalnych parametrach gwiazd – takich jak temperatura efektywna, przyspieszenie grawitacyjne na powierzchni, jasność absolutna, skład chemiczny itp.

Wskaźnik $(b - y)$ jest miarą nachylenia kontinuum balmerowskiego, wskaźnik c_1 mierzy wysokość nieciągłości Balmera, a β – szerokość równoważną linii wodoru $H\beta$. Wymienione cechy widma zależą przede wszystkim od temperatury efektywnej i przyspieszenia grawitacyjnego na powierzchni gwiazdy, choć zależność ta występuje z różną mocą w różnych zakresach temperatury efektywnej. Diagram dwuwskaźnikowy $c_1 - (b - y)$, wynikający z teoretycznych modeli atmosfer gwiazdowych jest przedstawiony na Rys. 4.9. W podobny sposób uzyskana zależność $\beta - (b - y)$ jest przedstawiona na Rys. 4.10.

Z obu rysunków łatwo jest wysnuć następujące wnioski: Wskaźnik $b - y$ jest czułą miarą temperatury efektywnej dla gwiazd chłodniejszych od ok. 9000 K; dla gwiazd gorętszych lepszą miarą temperatury jest wskaźnik c_1 .

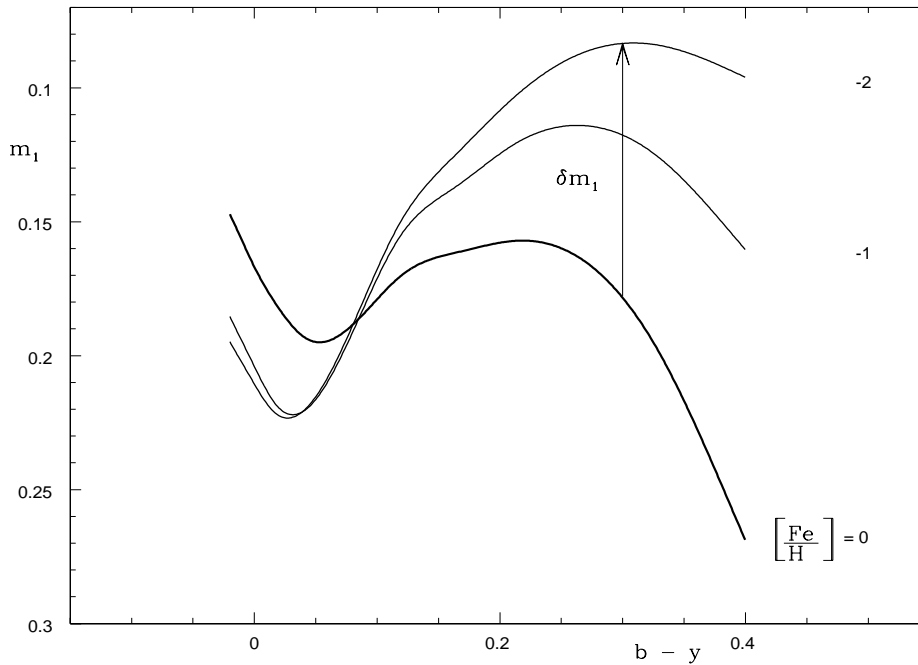


Rys. 4.11 Kalibracja diagramu dwuwskaznikowego $\beta - c_1$ w funkcji temperatury efektywnej i przyspieszenia grawitacyjnego na powierzchni.

Różnica barwy c_1 silnie zależy od przyspieszenia grawitacyjnego na powierzchni gwiazd chłodnych, natomiast czułą miarą przyspieszenia na powierzchni gwiazd gorętszych jest wskaźnik β .

A zatem wielkości β , c_1 i $(b - y)$ pozwalają jednoznacznie określić temperaturę efektywną gwiazdy i przyspieszenie grawitacyjne na jej powierzchni. Wniosek ten wynika również z diagramu dwuwskaznikowego $\beta - c_1$, przedstawionego na Rys. 4.11.

Różnica barwy m_1 , mierząca przede wszystkim absorpcję w liniach pierwiastków ciężkich, jest związana ze składem chemicznym atmosfery. Rys. 4.12 przedstawia teoretyczny diagram dwuwskaznikowy $m_1 - (b - y)$ dla różnych wartości $[\text{Fe}/\text{H}]$. Grubszą linią zaznaczona jest zależność dla gwiazd o składzie chemicznym charakterystycznym dla Słońca i gwiazd Populacji I. Gwiazdy o szczególnie dużej zawartości pierwiastków ciężkich, np. gwiazdy metaliczne Am, leżą poniżej tej linii, natomiast gwiazdy wykazujące deficyt pierwiastków ciężkich (podkarły, gwiazdy Populacji II) – powyżej. Odległość δm_1 od linii zerowej (analogiczna do nadwyżki ultrafioletowej w systemie UBV) jest związana następującą zależnością statystyczną ze stosunkiem względnej obfitości żelaza:



Rys. 4.12 Kalibracja zależności $m_1 - (b - y)$ w funkcji zawartości pierwiastków ciężkich. $[\frac{Fe}{H}] = 0$ odpowiada składowi chemicznemu Słońca.

$$\left[\frac{Fe}{H} \right] = 0,3 - 0,12 \delta m_1.$$

δm_1 jest wyrażone w wielkościach gwiazdowych i jest dodatnie powyżej linii zerowej oraz ujemne – poniżej. Zależność ta jest określona tylko w przedziale typów widmowych od A do G. Dla gwiazd wcześniejszych, w których widmach występuje niewiele linii pierwiastków ciężkich, wskaźnik m_1 nie zależy od składu chemicznego, natomiast dla gwiazd późniejszych od K0, obfitość linii w widmie skutecznie maskuje wszystkie przytoczone wyżej zależności i system uvby traci swą użyteczność.

System SDSS – Sloan Digital Sky Survey. Rozpoczęty w 2000 r. projekt o tej nazwie ma za zadanie dostarczenie fotometrycznych danych dla kilkuset milionów obiektów nieba północnego. Pięć filtrów, opisanych w Tabeli 4.1, pokrywa w miarę równomiernie zakres widmowy od fioletu (ograniczonego od strony fal krótkich absorpcją atmosferyczną) do bliskiej podczerwieni. Stosunkowo duża szerokość filtrów pozwala na pomiar jasności z dokładnością 2% dla obiektów z przedziału jasności 14 – 23 mag w filtrze g' i 12 – 18 mag w filtrze z' .

Fotometryczne systemy satelitarne w nadfiolecie. Fotometryczne obserwacje w nadfiolecie były podejmowane podczas lotów wielu satelitów i raket. Po-

szczególne fotometry były przystosowane do obserwacji w różnych długościach fal i jak dotychczas nie istnieje jeszcze system ultrafioletowy, który można by nazwać systemem standardowym w podobnym sensie jak systemy UBV czy uvby. Najwięcej obserwacji fotometrycznych zebrały satelity TD-1, OAO-2 i ANS. Obserwacje odnosiły się przede wszystkim do gwiazd gorących, a pierwsze wyniki dotyczyły rozkładu energii w nadfioletowych widmach gwiazd oraz kształtu krzywej poczerwienia międzygwiazdowego.

5. Klasyfikacja widmowa

Jednym z pierwszych wyników astrofizyki obserwacyjnej było stwierdzenie, że widma gwiazd różnią się znacznie swym wyglądem i że różnice te można zauważyć nawet przy bardzo małej dyspersji rzędu kilkuset angstromów na milimetr, jaką dają np. pryzmaty obiektywowe. Z tego co wiemy o sposobach formowania się linii widmowych w atmosferach gwiazd wynika, że występowanie takich a nie innych linii oraz stosunki ich natężeń są odbiciem warunków fizycznych w jakich znajdują się absorbujące atomy.

Najogólniej mówiąc, natężenie linii absorpcyjnej, lub ściślej – jej szerokość równoważna W , zależy od liczby atomów (za jednostką powierzchni), N_d , które mogą tę linię absorbować i od całkowitej liczby atomów danego pierwiastka, czyli od składu chemicznego atmosfery, A . Możemy zatem napisać

$$W = f(A, N_d). \quad (5.1)$$

N_d zależy od stanu jonizacji i wzbudzenia atomów danego pierwiastka, a więc zgodnie z formułami Sahy i Boltzmanna, jest funkcją temperatury jonizacji i ciśnienia elektronowego. Oba te parametry mają charakter lokalny i odnoszą się do tej warstwy gwiazdy, w której formowane jest obserwowane widmo liniowe. Z teorii budowy atmosfer wynika, że przebieg temperatury i ciśnienia gazu w zewnętrznych obszarach gwiazdy jest określony całkowicie przez parametry globalne, takie jak temperatura efektywna T_{ef} , przyspieszenie grawitacyjne na powierzchni g , oraz skład chemiczny A . Biorąc ponadto pod uwagę, że ciśnienie elektronowe jest w ustalonej temperaturze jednoznacznie funkcją ciśnienia całkowitego, możemy równanie (5.1) przepisać w postaci

$$W = f(A, T, p_e) = f(A, T, p) = f(A, T_{ef}, g). \quad (5.2)$$

Przyspieszenie grawitacyjne na powierzchni gwiazdy o masie \mathcal{M} i promieniu R jest równe

$$g = \frac{G\mathcal{M}}{R^2}, \quad (5.3)$$

gdzie G jest stałą grawitacji. Z drugiej strony, całkowita moc promieniowana przez gwiazdę L , jest równa

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{ef}^4. \quad (5.4)$$

Wielkość L , zwana też *energetyczną jasnością absolutną* (po angielsku - *luminosity*) jest bezpośrednio związana z bolometryczną jasnością absolutną

$$M_{bol} = -2,5 \log L + \text{const}. \quad (5.5)$$

Eliminując z równań (5.3) i (5.4) zależność od promienia R dochodzimy do wniosku, że przyspieszenie grawitacyjne jest funkcją masy, mocy promieniowanej przez gwiazdę i temperatury efektywnej:

$$g = g(\mathcal{M}, L, T_{ef}). \quad (5.6)$$

Masa i jasność absolutna nie są jednak całkowicie niezależne; grupy gwiazd o podobnych cechach budowy wewnętrznej i zbliżonym składzie chemicznym spełniają zależność masa – jasność (patrz dalej). Pozwala to wyeliminować zależność od masy w związku (5.6)

$$g = g(L, T_{ef})$$

i po wstawieniu do (5.2), otrzymać

$$W = f(L, T_{ef}, A) \quad (5.7)$$

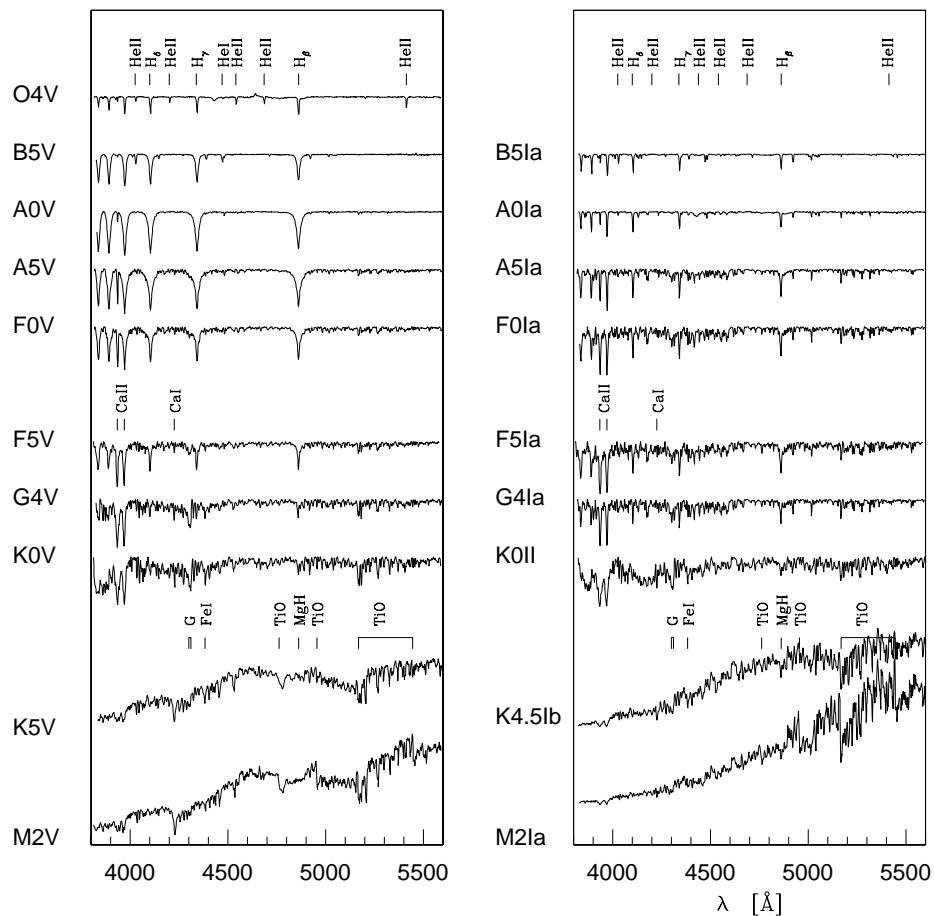
lub dla gwiazd o zbliżonym składzie chemicznym

$$W = f(L, T_{ef}). \quad (5.8)$$

Z powyższych rozważań wynika następujący wniosek: wygląd widma liniowego gwiazdy jest określony przede wszystkim przez jej temperaturę efektywną i jasność absolutną. Możliwe jest zatem stworzenie dwuparametrowego systemu klasyfikacji widmowej, odzwierciedlającego zarówno różnice temperatur jak i jasności absolutnych (przyspieszeń grawitacyjnych na powierzchni). Z góry można też przewidzieć kryteria tej klasyfikacji: dobrą miarą temperatury powinny być linie atomów neutralnych i zjonizowanych pochodzące np. ze stanów wzbudzonych, których obsadzenie jest czułą funkcją temperatury wzbudzenia, zaś kryteriami jasności absolutnej – stosunki natężeń linii tego samego pierwiastka w dwóch kolejnych stopniach jonizacji.

Różnice składu chemicznego mogą zakłócać powyższą prostą zasadę klasyfikacji, powodując pojawienie się osobliwości widmowych. Zazwyczaj osobliwości te są na tyle małe, że pomimo ich występowania widma mogą być klasyfikowane na podstawie zwykłych kryteriów. Niekiedy jednak stają się tak wyraźne, że uniemożliwiają dokonywanie zwykłej klasyfikacji. Na przykład, rozrzut składu chemicznego wśród gwiazd węglowych całkowicie maskuje efekty związane z różnicami jasności absolutnych.

System klasyfikacji widmowej MK. Powszechnie dzisiaj używany system dwuwymiarowej klasyfikacji widm gwiazdowych nosi nazwę systemu MK (od nazwisk jego twórców W. W. Morgana i P. C. Keenana). W systemie tym każdej gwiazdzie przypisuje się *typ widmowy* i *klasę jasności*.



Rys. 5.1 Przykłady widm standardowych klasyfikacji MK. Widma ciągłe są unormowane do jedynki z wyjątkiem dwóch ostatnich typów, dla których przebieg widma ciągłego staje się trudny do określenia.

Na Rys. 5.1 przedstawione są przykłady widm standardowych będących wzorcami klasyfikacji MK. W swej klasycznej odmianie system MK wykorzystuje jako kryteria klasyfikacyjne linie i pasma występujące w niebieskim (fotograficznym) zakresie widma. Podstawowe kryteria klasyfikacji są zebrane w Tabeli 5.1.

Dla nowo dodanych typów widmowych L i T, które większą część energii promieniują w długofalowym zakresie widma, powyższe kryteria klasyfikacji są mało użyteczne. Znacznie wygodniejsze jest odwołanie się do widm w bliskiej lub nawet dalszej podczerwieni. Przykłady standardowych widm L i T są pokazane na Rys. 5.2.

Tabela 5.1
Podstawowe kryteria klasyfikacji widmowej

Typ widmowy	Standard	Kryteria klasyfikacji
P	NGC 7027	mgławice planetarne, liczne linie emisyjne o wysokim potencjale wzbudzenia; linie wzbronione
W	γ^2 Vel (WC7+O7)	gwiazdy Wolfa-Rayeta; silne i szerokie linie emisyjne H, HeI, HeII
WN5 - 8	HD 191163 (WN6)	sekwencja natężeń linii emisyjnych NIII, IV, V
WC5 - 8	HD 191103 (WC7)	sekwencja natężeń linii emisyjnych CII - IV, OIII - VI
O		Widmo ciągle z absorpcyjnymi liniami HeII, CII, NIII, SiIV.
O3	HDE 303308	HeI 4471/HeII 4541=0,1
O4	HD 190429 A	=0,2
O5	HD 15558	=0,3
O6	λ^1 Cep	=0,6
O7	HD 190864	=0,9
O8	λ Ori	=1,3
O9	ι Ori	=1,8
B0	τ Sco	HeI>HeII; maksimum stosunku CIII 4650 i SiIV 4089 do SiIV 4116; $H_{\delta} \approx 1,5HeI 4026$
B3	π^4 Ori	maksimum natężenia linii HeI; linie OII i SiIV bardzo słabe
B5	ϕ Vel	SiII 4128 i 4131 > HeI 4121
B8	β Per	HeI 4471 \approx MgII 4481; $H_{\delta} \approx 15HeI 4026$; słabe linie metali
A0	α CMA	dominują linie serii Balmera wodoru; wyraźna linia MgII 4481; CaII K 3934 $\approx 0,1H_{\delta}$; największa nieciągłość Balmera
A5	β Tri, α Pic	CaII K $\approx 0,9(CaII H + H_{\epsilon}) > H_{\delta}$
F0	δ Gem, α Car	silne linie FeI 4299, 4303 i TiII 4303
F5	α CMi, ρ Pup	linie wodoru $\approx 0,5[A0]$; CaII K = CaII H + $H_{\epsilon} \approx 3H_{\delta}$;
G0	α Aur, β Hyi	liczne linie metali; pojawia się pasmo G 4307 (Fe, Ti, Ca)
K0	α Boo, α Phe	linie wodoru $\approx 2[\odot]$; CaI 4227 $\approx 0,5H_{\gamma}$; pasmo G $\approx 0,6H_{\gamma}$
K5	α Tau	widmo typu słonecznego (Sp \odot : G2); silne linie metali; CaI 4227 $\approx H_{\delta}$; pasmo G $\approx 2H_{\gamma} \approx 3FeI 4325$
M0 - M2	β And (M0) α Ori (M2)	linie metali coraz silniejsze; linie wodoru coraz słabsze; CaI 4227 $\approx 2FeII 4172 \approx 3FeI 4383$; FeI 4325 $\approx 2H_{\gamma}$;
M3 - M5	π Aur (M3)	CaII H i K osiągają maksimum
M6 - M10	ρ Per (M6)	liczne linie metali; dominują linie CaI i CaII; pasmo G niknie; pojawiają się zielone pasma TiO
S	π^1 Gru	dominują pasma TiO 4762 - 4956, 5168 - 5445;
R	HD 52432 (R0)	najsilniejsza jest linia CaI 4227
N	19 Psc (N0)	kryterium klasyfikacji jest wzrastające natężenie pasm TiO 6651, 7054, 7589
		natężenia pasm ZrO, YO, LaO i TiO oraz linii CaII K i H, CaI 4227
		natężenia pasm CN i CO
		natężenia pasm C ₂ , linii NaI D, CaI 4227

Drugorzędne, szczególne cechy widm oznacza się dodatkowo małą literą na końcu symbolu: e – linie emisyjne wodoru (np. B2IVe); f – linie emisyjne helu i neonu; p – widmo osobliwe (pekularne); n – szerokie linie absorpcyjne; s lub c – bardzo wąskie linie absorpcyjne; k – obecne linie międzygwiazdowe; wk – linie widmowe osłabione; m – wzmocnione linie metali; d – karzeł; g – olbrzym; sd – podkarzeł; wd – biały karzeł; v – widmo zmienne.

Dla opisu wyglądu widm białych karłów stosuje się również oddzielny system klasyfikacji. Używane są następujące symbole:

DA – dominują linie wodoru,
 DB – dominują linie HeI,
 DO – dominują linie HeII, mogą występować linie H i HeI,
 DZ – dominują linie metali, zwłaszcza CaII,
 DC (lub DQ) – linie i/lub pasma węgla,
 DX – niezidentyfikowane linie widmowe.

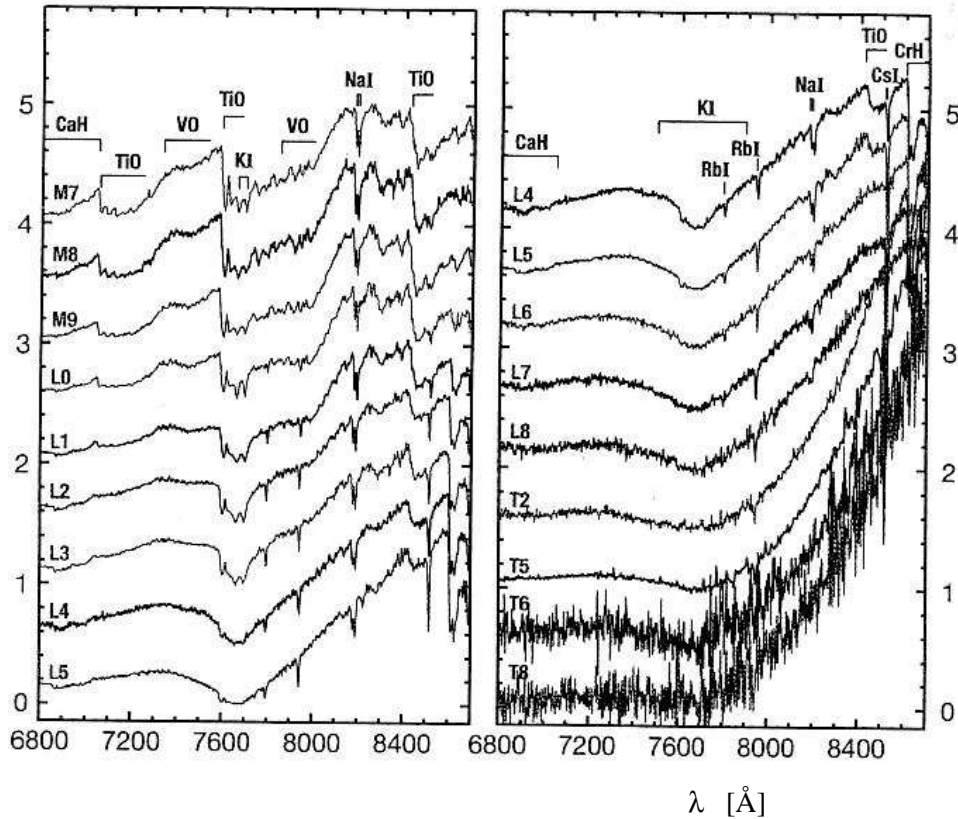
Inne informacje zaznacza się dodatkowymi symbolami: P – światło spolaryzowane; H – rozszczepienie Zeemanowskie wskazuje na obecność pola magnetycznego przy braku polaryzacji; V – zmiany jasności; PEC – osobliwości w widmie; C – widmo ciągłe bez linii widmowych; F – dodatkowa obecność linii CaII; cyfry z przedziału 1 – 9 odpowiadają temperaturom białych karłów od ok. 100000 K do ok. 5500 K.

Klasa jasności, charakteryzująca jasność absolutną, jest oznaczana jedną z cyfr rzymskich od I do VII, przy czym I oznacza jasność największą, a VII – najmniejszą. Dla gwiazd o szczególnie dużej jasności absolutnej wprowadza się jeszcze klasę jasności 0. Tradycyjnie poszczególnym klasom jasności nadaje się ponadto nazwy słowne, których pochodzenie będzie wyjaśnione w rozdziale 6:

Hiperolbrzymy	0 - Ia0	Podolbrzymy	IV
Nadolbrzymy	I	Karły (gwiazdy ciągu głównego)	V
Jasne olbrzymy	II	Podkarły	VI
Olbrzymy	III	Białe karły	VII

W miarę potrzeby wprowadza się również podział klas jasności na trzy podgrupy: a, ab i b, gdzie a oznacza największą, b zaś – najmniejszą jasność absolutną w danej klasie. Pełny symbol typu widmowego, oznaczany skrótem MKSp, może więc być np. O9fV, B2eIIIa, A5IIa, M2Ia itp.

Typ widmowy MKSp jest najbardziej zwięzłą charakterystyką najważniejszych parametrów fizycznych gwiazdy, oczywiście pod warunkiem, że uprzednio dokonamy kalibracji typów widmowych w funkcji parametrów globalnych, takich jak masa, jasność absolutna, temperatura efektywna, promień itp. Kalibracja taka powinna być dokonana na drodze czysto obserwacyjnej, poprzez pomiar odpowiednich wielkości dla grup obiektów o różnych typach widmowych.



Rys. 5.2 Przykłady widm standardowych gwiazd typów L i T. Dla porównania przytoczone są również widma późnych typów M.

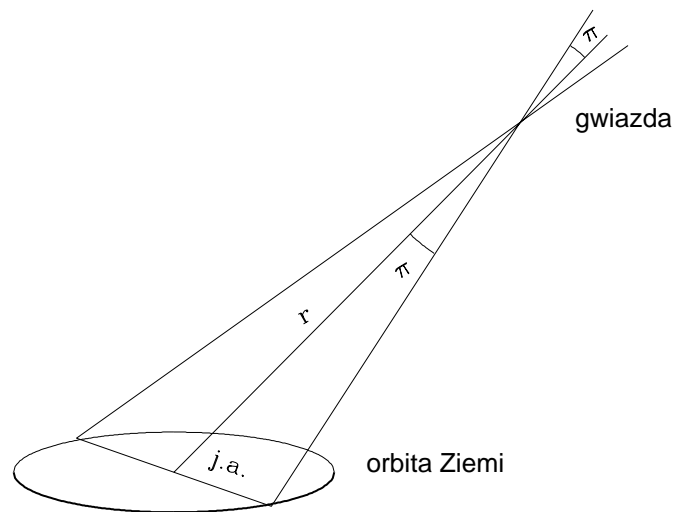
Jasności absolutne (odległości). Jak wynika z równania (4.5) jasność absolutną gwiazdy znajdziemy bez trudu jeżeli znamy jej odległość od Słońca oraz wielkość ewentualnej ekstynkcji międzygwiazdowej. Jedyne bezpośredni pomiar odległości do gwiazdy sprowadza się do pomiaru jej *paralaksy rocznej*, czyli widomej zmiany położenia na sferze niebieskiej w wyniku rocznego ruchu Ziemi wokół Słońca, jak to przedstawia Rys. 5.3. Zaznaczony na tym rysunku kąt π (czyli pół wielka elipsy paralaktycznej) jest kątem pod jakim z odległości gwiazdy widać jednostkę astronomiczną

$$\pi \text{ [rad]} = \frac{1 \text{ j.a.}}{r}. \quad (5.10)$$

Wyrażając kąty w sekundach łuku (1 radian = 206264,8'') dostajemy

$$\pi'' = \frac{206264,8 \text{ j.a.}}{r}$$

Widać, że wygodną jednostką odległości jest 206264,8 j.a. Jednostkę tę nazywamy *parsekiem*, w skrócie pc. Odległości jednego parseka odpowiada paralaksa roczna



Rys. 5.3 Paralaksa roczna.

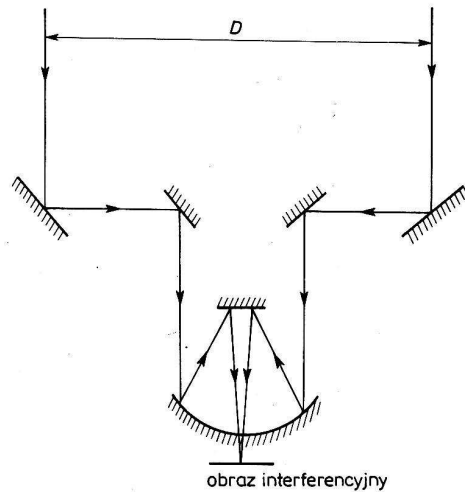
równa 1 sekundzie łuku. Z równania (5.10) dostajemy proste wyrażenie na odległość wyrażoną w parsekach

$$r \text{ [pc]} = \frac{1}{\pi''}. \quad (5.11)$$

Obecnie głównym źródłem danych dotyczących paralaks trygonometrycznych jest katalog zawierający pomiary tej wielkości dla 118218 gwiazd wykonane przez satelitę Hipparcos podczas misji trwającej od listopada 1989 do marca 1993. średnia dokładność pomiaru paralaks jest równa $0,00097''$, co oznacza, że wiarygodnie zmierzone są odległości nieco większe od tysiąca parseków. Katalog jest kompletny dla ok. 60 000 gwiazd jaśniejszych od 7 - 9 mag, zależnie od rodzaju gwiazd i ich położenia na niebie. Graniczną jasnością katalogu jest $V \approx 12$ mag.

Choć pomiary paralaks trygonometrycznych należą formalnie do zadań astrometrii, to mają one fundamentalne znaczenie dla naszej wiedzy o parametrach fizycznych gwiazd. Właśnie z przyczyn astrofizycznych planowana jest na połowę drugiego dziesięciolecia obecnego wieku misja SIM Lite Astrometric Observatory polegająca na umieszczeniu na orbicie okołozemskiej 6-cio metrowego interferometru Michelsona, pozwalającego na pomiar paralaks z dokładnością $4 \cdot 10^{-6}$ sekundy łuku na całym niebie, a wybranych obiektów – z dokładnością nawet $1 \cdot 10^{-6}$ sekundy łuku.

Rozmiary kątowe gwiazd. W przypadku obiektów pozaziemskich bezpośrednio może być mierzony tylko ich rozmiar kątowy. Wyznaczenie na jego podstawie rozmiarów liniowych wymaga niezależnych informacji o odległości lub odwołania się do innych wiadomości o mierzonym obiekcie.



Rys. 5.4 Interferometr Michelsona do pomiaru kątowych średnic gwiazd.

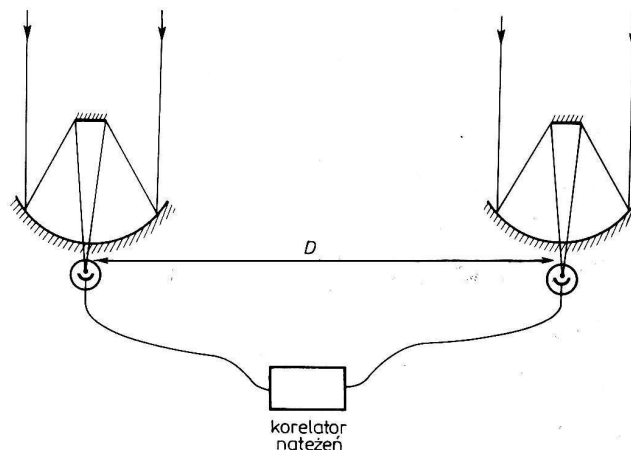
Teoretyczna kątowa zdolność rozdzielcza teleskopu optycznego o średnicy obiektywu D wyrażonej w metrach jest określona przez zjawisko ugięcia (dyfrakcji) światła na obiektywie i jest równa w sekundach łuku

$$\Theta'' = 0,13'' \frac{(\lambda/500)}{D}, \quad (5.15)$$

gdzie λ jest wyrażoną w nm długością fali, w której prowadzone są obserwacje. Na przykład, teoretyczna zdolność rozdzielcza 5-cio metrowego teleskopu na Mount Palomar jest dla obserwacji w świetle widzialnym (500 nm) nieco mniejsza od $0,03''$. Podczas obserwacji z powierzchni Ziemi o praktycznej zdolności rozdzielczej teleskopów decyduje turbulencja atmosferyczna (tzw. *seeing*), która zależnie od warunków atmosferycznych rozmywa obrazy gwiazd do $0,5'' - 3''$. Nie ma na tyle bliskich gwiazd, które obserwowane z Ziemi miałyby tak duże średnice kątowe. Bezpośrednie obserwacje teleskopowe ukazują nam gwiazdy zawsze w postaci rozmytych plamek o takich średnicach kątowych jaka jest w danym momencie wielkość *seeing*.

Istnieją jednak metody pośrednie, dzięki którym możliwe jest uniezależnienie się od zakłóceń atmosferycznych i zbliżenie się do teoretycznej zdolności rozdzielczej. Metody te obejmujemy wspólnym mianem metod interferometrycznych, choć nie zawsze odwołują się one do zjawiska interferencji w dosłownym tego słowa znaczeniu.

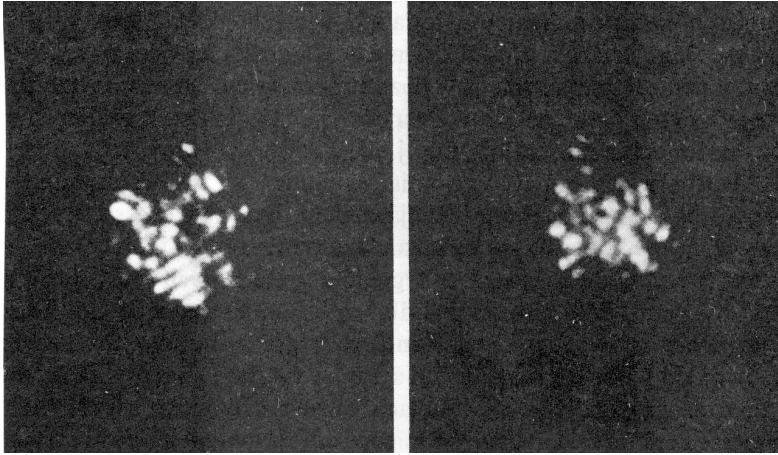
Historycznie najstarsza jest klasyczna metoda pomiaru średnic kątowych za pomocą interferometru gwiazdowego Michelsona, użyta na początku lat 1920 przez A.A. Michelsona i F.G. Pease'a w Obserwatorium Mt. Wilson do pomiaru



Rys. 5.5 Interferometr natężeń.

średnic kątowych kilkunastu czerwonych olbrzymów. W klasycznej metodzie *interferencji fazowej* istotą pomiaru jest obserwacja prążków interferencyjnych powstających w wyniku nałożenia na siebie dwóch wiązek światła pochodzących od tej samej gwiazdy, ale zebranych z dwóch miejsc w przestrzeni znajdujących się w odległości D od siebie (Rys. 5.4). W miarę powiększania odległości D między "szczelinami" obraz interferencyjny staje się coraz mniej wyraźny, aż wreszcie znika całkowicie. Graniczna odległość D , w której światło przestaje być spójne i znikają prążki interferencyjne, zależy od kątowej średnicy źródła Θ i jest z nią związana identycznym wzorem jak (5.15). Praktyczną granicą pomiaru średnic tą metodą z powierzchni Ziemi jest ok. $0,01''$. Uzasadnione nadzieje na zwiększenie dokładności tej metody wiąże się z wyniesieniem interferometrów poza atmosferę (co usunie niekorzystny wpływ efektów turbulencji atmosferycznej) oraz z budową interferometrów złożonych z dwóch lub więcej teleskopów optycznych.

Od połowy lat 1950 do pomiaru średnic gwiazd wykorzystuje się *interferencję natężeń*, zwaną też zjawiskiem Browna–Twissa. R. Hanbury Brown i R. Q. Twiss wykazali doświadczalnie i teoretycznie, że kwantowe fluktuacje natężeń sygnałów odbieranych od tej samej gwiazdy przez dwa niezależne odbiorniki umieszczone w odległości D od siebie są ze sobą skorelowane i że współczynnik korelacji zależy zarówno od tej odległości jak i od średnicy kątowej gwiazdy. Ponieważ w metodzie tej znajduje się korelację między całkowicie niezależnymi pomiarami natężenia, odległości między odbiornikami mogą być znaczne – w praktyce od 10 do 200 m – a same teleskopy mogą mieć duże średnice i niewielką precyzję wykonania powierzchni. Jedyne jak dotychczas interferometry tego typu działające przez kilkanaście lat w Narrabri w Australii, złożony z dwóch kolektorów światła



Rys. 5.6 Interferometria plamkowa. Wiele kolejnych zdjęć gwiazdy w ognisku teleskopu uzyskanych z czasem naświetlania 0.002 s. Podczas długiej ekspozycji poszczególne małe plamki nakładają się na siebie tworząc dużą rozmytą plamę, której rozmiar kątowy charakteryzuje turbulencję atmosferyczną (czyli *seeing*).

o średnicy 6,5 m (Rys. 5.5), pozwolił na zmierzenie średnic kątowych około 30 gwiazd z dokładnością $5 \cdot 10^{-4}$ sekundy łuku. Ponieważ zasięg tego interferometru ogranicza się tylko do gwiazd wczesnych typów widmowych jaśniejszych od $V \approx 2,5$ mag, owe trzydzieści gwiazd wyczerpało już jego możliwości obserwacyjne – przynajmniej w oryginalnej realizacji technicznej.

Trzecia metoda tego rodzaju nosi nazwę *interferometrii plamkowej* i została opracowana w latach 70. XIX w. przez A. Labeyrie. Jej istotą jest stwierdzenie, że obraz gwiazdy, którego rozmiary kątowe są określone wielkością *seeing*, składa się z chaotycznie rozłożonych plamek o średnicach kątowych zbliżonych do teoretycznej zdolności rozdzielczej teleskopu, danej wzorem (5.15). Plamki te możemy zobaczyć i zmierzyć na zdjęciach o bardzo krótkim czasie naświetlania, porównywalnym z czasem charakterystycznym drgań obrazu wywołanych turbulencją atmosferyczną (Rys. 5.6).

Znacznie rzadziej wykorzystywane jest zjawisko ugięcia światła w metodzie zakryć gwiazd przez Księżyc. Ostry brzeg Księżyca podczas jego ruchu miesięcznego po niebie przesłania niekiedy jasne gwiazdy, gasząc ich blask w ciągu kilku tysięcznych sekundy. Blask gwiazdy nie znika przy tym natychmiast, lecz wykazuje charakterystyczne zmiany, związane z fresnelowskim obrazem dyfrakcyjnym. Wahania jasności, które można zarejestrować za pomocą szybkiego fotometru, zależą w znany sposób od kątowych rozmiarów zakrywającego źródła, a zatem mogą stać się podstawą do ich wyznaczenia. Metoda ta jest z oczywistych względów ograniczona tylko jasnych gwiazd leżących w pobliżu ekliptyki, a interpretację wyników utrudnia niedokładna znajomość ukształtowania

brzegu Księżyca. W najkorzystniejszych przypadkach możliwe jest wyznaczenie tą metodą średnic gwiazd (lub separacji składników gwiazd podwójnych) rzędu $0,002''$.

Masy gwiazd. Masa jest najważniejszym astrofizycznym parametrem gwiazdy, decydującym o jej budowie wewnętrznej oraz o jej ewolucji. Jedynej możliwości obserwacyjnego wyznaczenia mas gwiazd dostarcza trzecie prawo Keplera, opisujące ruch dwóch ciał obiegających się po orbitach zamkniętych. Zgodnie z tym prawem, zachodzi następujący związek między masami obu ciał \mathcal{M}_1 i \mathcal{M}_2 , okresem obiegu P i półosią wielką orbity względnej a :

$$G(\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2) P^2 = 4\pi^2 a^3. \quad (5.16)$$

Zanim zastosujemy ten związek do gwiazd podwójnych, przypomnijmy krótko sposób wyznaczania masy Ziemi i masy Słońca. Pierwszym krokiem umożliwiającym w ogóle pomiary mas Ziemi i innych ciał niebieskich było wyznaczenie stałej grawitacji G na podstawie bezpośredniego pomiaru siły przyciągania między dwoma ciałami o znanych masach. Znając stałą grawitacji, wartość przyspieszenia grawitacyjnego na powierzchni Ziemi g_Z oraz promień R_Z , można było wyznaczyć masę Ziemi \mathcal{M}_Z ze związku

$$g_Z = \frac{G \mathcal{M}_Z}{R_Z^2}.$$

Podstawiając dane liczbowe $g_Z = 9,8066 \text{ m s}^{-2}$ i $R_Z = 6,960 \cdot 10^6 \text{ m}$, dostajemy $\mathcal{M}_Z = 5,973 \cdot 10^{24} \text{ kg}$.

Z kolei masę Słońca można było wyznaczyć stosując związek (5.16) do układu Ziemia – Słońce. Okres obiegu tego układu jest równy jeden rok gwiazdowy ($365,25636$ dni średnich słonecznych czyli $3,155815 \cdot 10^7 \text{ s}$), a półoś wielka orbity a_Z jest równa jednostce astronomicznej ($1,496 \cdot 10^{11} \text{ m}$). Z (5.16) otrzymuje się masę Słońca $\mathcal{M}_\odot = 1,989 \cdot 10^{30} \text{ kg}$. Ponieważ masa Słońca jest dokładnie 332945 razy większa od masy Ziemi, równanie (5.16) dla układu Ziemia – Słońce można napisać (pomijając masę Ziemi) w postaci

$$G\mathcal{M}_\odot P_Z^2 = 4\pi^2 a_Z^3. \quad (5.17)$$

Dzieląc stronami równania (5.16) przez równanie (5.17), dostajemy

$$\frac{(\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2)P^2}{\mathcal{M}_\odot P_Z^2} = \frac{a^3}{a_Z^3}.$$

Wyrażając masy gwiazd w masach Słońca, okres obiegu w latach gwiazdowych i półoś wielką w jednostkach astronomicznych, możemy temu równaniu nadać prostą postać

$$(\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2)P^2 = a^3. \quad (5.18)$$

Zauważmy ponadto, że pólś wielka wyrażona w jednostkach astronomicznych a jest równa pólśi wielkiej wyrażonej w sekundach łuku α podzielonej przez paralaksę π , wyrażaną również w sekundach łuku:

$$a \text{ [j.a.]} = \alpha \cdot r \text{ [rad][j.a.]} = \alpha \cdot r \text{ [206265'']} \left[\frac{1}{206265} \text{ pc} \right] = \frac{\alpha''}{\pi''}.$$

Jedynymi układami, dla których możemy wyznaczyć obserwacyjnie wszystkie niezbędne wielkości i określić masy składników bez odwoływania się do dodatkowych założeń, są gwiazdy podwójne wizualne, czyli takie, w których oba składniki widoczne są z Ziemi jako oddzielne gwiazdy. Mierząc za pomocą mikrometru bezpośrednio na niebie lub na zdjęciach nieba względne położenia obu gwiazd w ciągu odpowiednio długiego czasu, można na podstawie prostych, choć dość żmudnych rachunków wyznaczyć wszystkie elementy względne orbity, w tym również pólś wielką w sekundach łuku i okres obiegu w latach gwiazdowych. Jeżeli znamy ponadto paralaksę układu, z równania (5.18) otrzymujemy sumę mas $\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2$.

Wyznaczenie mas poszczególnych składników wymaga odwołania się do dodatkowych informacji o układzie. Można np. wykorzystać oczywisty związek między stosunkiem mas składników i stosunkiem ich orbit bezwzględnych (odniesionych do środka masy układu):

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{\mathcal{M}_2}{\mathcal{M}_1}. \quad (5.19)$$

W praktyce wystarcza znajomość tylko jednej orbity bezwzględnej (wyznaczonej np. na podstawie przesunięć jednego ze składników względem gwiazd tła). Mamy bowiem

$$a = a_1 + a_2 = a_1 + a_1 \frac{\mathcal{M}_1}{\mathcal{M}_2} = a_1 \left(1 + \frac{\mathcal{M}_1}{\mathcal{M}_2} \right) = a_1 \frac{\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2}{\mathcal{M}_2},$$

czyli

$$\mathcal{M}_2 = \frac{a_1}{a} (\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2). \quad (5.20)$$

Niezależnej informacji o stosunku mas mogą dostarczyć obserwacje zmian prędkości radialnych związanych z ruchem orbitalnym obu składników. Amplitudy zmian prędkości obu składników, K_1 i K_2 , są bowiem odwrotnie proporcjonalne do ich mas,

$$\frac{K_1}{K_2} = \frac{\mathcal{M}_2}{\mathcal{M}_1}.$$

W praktyce pomiar prędkości radialnych gwiazd w układach podwójnych wizualnych rzadko kiedy jest możliwy. Dzieje się tak dlatego, że obiektami obserwacji

astrometrycznych, gwarantującymi wystarczająco dużą dokładność wyznaczenia orbit, są przede wszystkim układy o dużej kątowej separacji składników. Duże rozmiary kątowe oznaczają zazwyczaj, zwłaszcza w przypadku obiektów odległych, duże rozmiary liniowe orbit, a tym samym również – bardzo małe prędkości orbitalne i bardzo długie okresy obiegu. Chociaż dzisiejsza dokładność pomiarów prędkości radialnych pozwala na wykrywanie prędkości rzędu kilkudziesięciu m/s, to jednak wyznaczenie amplitud wymaga obserwacji w ciągu bardzo długiego czasu. Przykładami bardzo nielicznej grupy obiektów, dla których są znane zarówno orbity astrometryczne, jak i amplitudy prędkości radialnych, są α Aurigae i α Centauri.

Obecnie, masy obu składników są znane z wystarczającą dokładnością dla ok. 40 układów podwójnych wizualnych. Definiują one fundamentalną skalę mas gwiazdowych. W niedalekiej przyszłości liczba układów o znanych masach będzie stale wzrastać. Po pierwsze, stale uzupełniane są obserwacje układów o długich okresach obiegu, a po drugie, rozpoczęcie systematycznych pomiarów astrometrycznych spoza atmosfery pozwoli na podjęcie obserwacji układów o małej separacji składników i krótkich okresach.

Informacje o masach układów podwójnych można uzyskać również w przypadku, gdy składniki nie są rozdzielone wizualnie, ale spełnione są pewne szczególne warunki i znane są krzywe zmian prędkości radialnych obu gwiazd. Będzie o tym mowa w rozdziale 10.

Temperatury efektywne i poprawki bolometryczne. Temperaturę efektywną zdefiniowaliśmy poprzednio za pomocą równania (2.30) jako temperaturę ciała doskonale czarnego promieniującego z jednostki powierzchni tyle samo energii co rozważane przez nas ciało (choć jego promieniowanie może nie mieć cech promieniowania ciała doskonale czarnego)

$$\sigma T_{ef}^4 = F = \int F_\lambda d\lambda.$$

Temperaturę efektywną gwiazdy znajdziemy więc bez trudu, jeżeli tylko potrafimy wyznaczyć opuszczający ją integralny strumień promieniowania. Na mocy (1.14) między strumieniem przy powierzchni gwiazdy F i strumieniem obserwowanym f (poprawionym na ewentualny wpływ ekstynkcji międzygwiazdowej) zachodzi zależność

$$f = \frac{1}{4} \Theta^2 F, \quad (5.21)$$

gdzie Θ jest kątową średnicą gwiazdy wyrażoną w radianach. (Stąd właśnie wynika duże astrofizyczne znaczenie pomiarów kątowych średnic gwiazd.) Związek ten jest spełniony zarówno dla strumieni monochromatycznych jak i dla strumieni

integralnych. Obserwowany strumień f musi być oczywiście wyrażony w absolutnych jednostkach energii. Metoda wyznaczania temperatur efektywnych sprowadza się więc do pomiaru strumieni energii dobiegających do nas od gwiazd, dla których znamy odległość i promień lub tylko średnicę kątową. W zasadzie interesuje nas strumień integralny, jednak jego bezpośredni pomiar nie zawsze jest możliwy. Idealny odbiornik światła, reagujący jednakowo we wszystkich dziedzinach widma, nazywamy *bolometrem*. Rzeczywiste bolometry są czułe tylko w szerokim zakresie podczerwieni i dlatego bezpośrednie pomiary bolometryczne są możliwe tylko dla gwiazd bardzo chłodnych. Pomiary takie zapoczątkowano już w latach 20-tych. Obecnie do wyznaczania strumieni bolometrycznych wykorzystuje się obserwacje fotometryczne lub spektrofotometryczne gwiazd prowadzone w szerokim zakresie długości fal, od dalekiego nadfioletu do dalekiej podczerwieni; ich wyniki, wyrażone w skali energii, po scałkowaniu po całym obserwowanym zakresie widma dają strumień bolometryczny, konieczny do wyznaczenia temperatury efektywnej.

Znajomość widmowego rozkładu promieniowania pozwala również uzyskać informacje o całkowitej mocy promieniowanej przez gwiazdy. Stwierdzenie to jest trywialne, jeżeli znamy obserwowany strumień integralny i odległość gwiazdy. Problem polega jednak na tym, że liczba gwiazd o znanym rozkładzie widmowym strumienia wyrażonego w jednostkach energetycznych jest wciąż niewielka, ponieważ niezbędne obserwacje wymagają użycia rakiet lub satelitów i tym samym są niezwykle kosztowne. Dlatego też w codziennej praktyce astrofizycznej staramy się wykorzystać w miarę wszechstronnie te obserwacje, jakich dostarczają proste i tanie obserwacje w jednym z powszechnie stosowanych systemów fotometrycznych.

Najczęściej stosowaną miarą strumienia dobiegającego do nas od gwiazd jest ich jasność V w systemie wielobarwnym, który, jak pamiętamy, jest wykalibrowany w jednostkach energetycznych. Żeby określić całkowitą ilość promieniowanej energii posługujemy się pojęciem *poprawki bolometrycznej* BC , czyli różnicą między jasnością bolometryczną, zmierzoną za pomocą bolometru, i jasnością w pasmie V :

$$BC = m_{\text{bol}} - V = M_{\text{bol}} - M_V = -2,5 \log \frac{\int_0^{\infty} F_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} F_{\lambda} f_V(\lambda) d\lambda} + \text{const.} \quad (5.22)$$

Oczywiście nie jesteśmy w stanie zmierzyć jasności bolometrycznych dla każdego obiektu, ale możemy starać się znaleźć statystyczną zależność między poprawką bolometryczną i którąś z łatwiej dających się wyznaczyć cech fizycznych gwiazdy, jak np. temperatura efektywna, typ widmowy lub wskaźnik barwy.

Tabela 5.2
Temperatury efektywne T_{ef} , poprawki bolometryczne BC i jasności absolutne L w funkcji
typu widmowego dla gwiazd klasy jasności V

Sp	T_{ef}	M_V	BC	M_{bol}	L/L_{\odot}	Sp	T_{ef}	M_V	BC	M_{bol}	L/L_{\odot}
O3	52500	-6,0	-4,75	-10,7	$1,4 \cdot 10^6$	F0	7200	2,7	-0,09	2,6	$6,5 \cdot 10^1$
4	48000	-5,9	-4,45	-10,3	$9,9 \cdot 10^5$	2	6900	3,6	-0,11	3,5	$3,2 \cdot 10^1$
5	44500	-5,7	-4,40	-10,1	$7,9 \cdot 10^5$	5	6450	3,8	-0,14	3,6	$2,9 \cdot 10^0$
6	41000	-5,5	-3,93	-9,4	$4,2 \cdot 10^5$	8	6200	4,0	-0,16	3,8	$2,1 \cdot 10^0$
7	38000	-5,2	-3,68	-8,9	$2,6 \cdot 10^5$	G0	6050	4,4	-0,18	4,2	$1,5 \cdot 10^0$
8	35800	-4,9	-3,54	-8,4	$1,7 \cdot 10^5$	2	5850	4,7	-0,20	4,5	$1,1 \cdot 10^0$
9	33000	-4,5	-3,33	-7,8	$9,7 \cdot 10^4$	5	5750	5,1	-0,21	4,9	$7,9 \cdot 10^{-1}$
B0	30000	-4,0	-3,16	-7,1	$5,2 \cdot 10^4$	8	5600	5,5	-0,40	5,1	$6,6 \cdot 10^{-1}$
1	25400	-3,2	-2,70	-5,9	$1,6 \cdot 10^4$	K0	5250	5,9	-0,31	5,6	$4,2 \cdot 10^{-1}$
2	22000	-2,4	-2,35	-4,7	$5,7 \cdot 10^3$	1	5100	6,1	-0,37	5,7	$3,7 \cdot 10^{-1}$
3	18700	-1,6	-1,94	-3,5	$1,9 \cdot 10^3$	2	4900	6,4	-0,42	6,0	$2,9 \cdot 10^{-1}$
5	15400	-1,2	-1,46	-2,7	$8,3 \cdot 10^2$	3	4750	6,6	-0,50	6,1	$2,6 \cdot 10^{-1}$
6	14000	-0,9	-1,21	-2,1	$5,0 \cdot 10^2$	4	4600	7,0	-0,55	6,4	$1,9 \cdot 10^{-1}$
7	13000	-0,6	-1,02	-1,6	$3,2 \cdot 10^2$	5	4350	7,4	-0,72	6,7	$1,5 \cdot 10^{-1}$
8	11900	-0,2	-0,80	-1,0	$1,8 \cdot 10^2$	7	4050	8,1	-1,01	7,1	$1,0 \cdot 10^{-1}$
9	10500	0,2	-0,51	-0,3	$9,5 \cdot 10^1$	M0	3850	8,8	-1,38	7,4	$7,7 \cdot 10^{-2}$
A0	9500	0,6	-0,30	0,3	$5,4 \cdot 10^1$	1	3700	9,3	-1,62	7,7	$6,1 \cdot 10^{-2}$
1	9250	1,0	-0,23	0,8	$3,5 \cdot 10^1$	2	3600	9,9	-1,89	8,0	$4,5 \cdot 10^{-2}$
2	8950	1,3	-0,20	1,1	$2,6 \cdot 10^1$	3	3450	10,4	-2,15	8,2	$3,6 \cdot 10^{-2}$
3	8700	1,5	-0,17	1,3	$2,1 \cdot 10^1$	4	3350	11,3	-2,38	8,9	$1,9 \cdot 10^{-2}$
5	8200	1,9	-0,15	1,7	$1,4 \cdot 10^1$	5	3250	12,3	-2,73	9,6	$1,1 \cdot 10^{-2}$
7	7850	2,2	-0,12	2,1	$1,0 \cdot 10^1$	6	3050	13,5	-3,21	10,3	$5,3 \cdot 10^{-3}$
8	7600	2,4	-0,10	2,3	$8,6 \cdot 10^0$	7	2950	14,3	-3,46	10,8	$3,4 \cdot 10^{-3}$
						8	2640	16,0	-4,1	11,9	$1,2 \cdot 10^{-3}$

Jak zawsze gdy posługujemy się skalą wielkości gwiazdowych istnieje swoboda w wyborze jej punktu zerowego. Obecnie powszechnie używana jest skala, w której poprawka bolometryczna Słońca jest równa

$$BC_{\odot} = -0,08 \text{ mag.}$$

Słońce jest jak dotychczas jedynym ciałem niebieskim dla którego z dużą dokładnością znamy zarówno bezwzględny strumień energii w pasmie V, odpowiadający

Tabela 5.3

Temperatury efektywne T_{ef} , poprawki bolometryczne BC i jasności absolutne L w funkcji typu widmowego dla gwiazd klasy jasności III

Sp	T_{ef}	M_V	BC	L/L_{\odot}	Sp	T_{ef}	M_V	BC	L/L_{\odot}
O3	50000	-6,6	-4,58	$2,1 \cdot 10^6$	F0	7150	1,5	-0,11	20
4	45500	-6,5	-4,28	$1,5 \cdot 10^6$	2	6850	1,7	-0,11	17
5	42500	-6,3	-4,05	$9,9 \cdot 10^5$	5	6450	1,6	-0,14	17
6	39500	-6,1	-3,80	$6,5 \cdot 10^5$	8	6150	1,3	-0,16	17
7	37000	-5,9	-3,58	$4,4 \cdot 10^5$	G0	5850	1,0	-0,20	34
8	34700	-5,8	-3,39	$3,4 \cdot 10^5$	2	5450	0,9	-0,27	40
9	32000	-5,6	-3,13	$2,2 \cdot 10^5$	5	5150	0,9	-0,34	43
B0	29000	-5,1	-2,88	$1,1 \cdot 10^5$	8	4930	0,8	-0,42	51
1	24000	-4,4	-2,43	$3,9 \cdot 10^4$	K0	4790	0,7	-0,50	60
2	20300	-3,9	-2,02	$1,7 \cdot 10^4$	1	4610	0,6	-0,55	69
3	17100	-3,0	-1,60	$5,0 \cdot 10^3$	2	4450	0,5	-0,61	79
5	15000	-2,2	-1,30	$1,8 \cdot 10^3$	3	4270	0,3	-0,76	$1,0 \cdot 10^2$
6	14100	-1,8	-1,13	$1,1 \cdot 10^3$	4	4095	0,0	-0,94	$1,7 \cdot 10^2$
7	13200	-1,5	-0,97	$7,0 \cdot 10^2$	5	3980	-0,2	-1,02	$2,2 \cdot 10^2$
8	12400	-1,2	-0,82	$4,6 \cdot 10^2$	7	3930	-0,3	-1,17	$2,8 \cdot 10^2$
9	11000	-0,6	-0,71	$2,4 \cdot 10^2$	M0	3895	-0,4	-1,25	$3,3 \cdot 10^2$
A0	10100	0,0	-0,42	$1,1 \cdot 10^2$	1	3810	-0,5	-1,44	$4,3 \cdot 10^2$
1	9480	0,2	-0,29	78	2	3730	-0,6	-1,62	$5,5 \cdot 10^2$
2	9000	0,3	-0,20	65	3	3640	-0,6	-1,87	$7,0 \cdot 10^2$
3	8600	0,5	-0,17	53	4	3560	-0,5	-2,22	$8,8 \cdot 10^2$
5	8100	0,7	-0,14	43	5	3420	-0,3	-2,48	$9,3 \cdot 10^2$
7	7650	1,1	-0,10	29	6	3250	-0,2	-2,73	$1,1 \cdot 10^3$
8	7450	1,2	-0,10	26					

jasności $V = -26,75$, jak i całkowity strumień integralny, czyli tzw. *stałą słoneczną* $S = (1365 - 1369) \text{ W m}^{-2}$. Strumienie integralne dobiegające od innych obiektów potrafimy jak na razie mierzyć znacznie mniej dokładnie, przy czym szczególnie duży błąd popełniamy dla obiektów bardzo chłodnych i bardzo gorących, których maksima rozkładów widmowych promieniowania wypadają daleko od pasma V . Ocenia się, że dokładność obecnie wyznaczanych skal poprawek bolometrycznych jest rzędu 0,1 mag dla gwiazd o temperaturach zbliżonych do

Tabela 5.4

Temperatury efektywne T_{ef} , poprawki bolometryczne BC i jasności absolutne L w funkcji typu widmowego dla gwiazd klasy jasności I

Sp	T_{ef}	M_V	BC	L/L_{\odot}	Sp	T_{ef}	M_V	BC	L/L_{\odot}
O3	47300	-6,8	-4,41	$2,2 \cdot 10^6$	F0	7700	-6,6	-0,01	$3,2 \cdot 10^4$
4	44100	-6,7	-4,17	$1,6 \cdot 10^6$	2	7350	-6,6	0,00	$3,1 \cdot 10^4$
5	40300	-6,6	-3,87	$1,1 \cdot 10^6$	5	6900	-6,6	-0,03	$3,2 \cdot 10^4$
6	39000	-6,5	-3,74	$9,0 \cdot 10^5$	8	6100	-6,5	-0,09	$3,1 \cdot 10^4$
7	35700	-6,5	-3,48	$7,1 \cdot 10^5$	G0	5550	-6,4	-0,15	$3,0 \cdot 10^4$
8	34200	-6,5	-3,35	$6,2 \cdot 10^5$	2	5200	-6,3	-0,21	$2,9 \cdot 10^4$
9	32600	-6,5	-3,18	$5,3 \cdot 10^5$	5	4850	-6,2	-0,33	$2,9 \cdot 10^4$
B0	26000	-6,4	-2,94	$2,6 \cdot 10^5$	8	4600	-6,1	-0,42	$2,9 \cdot 10^4$
1	20800	-6,4	-1,87	$1,5 \cdot 10^5$	K0	4400	-6,0	-0,50	$2,9 \cdot 10^4$
2	18500	-6,4	-1,58	$1,1 \cdot 10^5$	1	4350	-6,0	-0,56	$3,0 \cdot 10^4$
3	16200	-6,3	-1,26	$7,6 \cdot 10^4$	2	4250	-5,9	-0,61	$2,9 \cdot 10^4$
5	13600	-6,2	-0,95	$5,2 \cdot 10^4$	3	4100	-5,9	-0,75	$3,3 \cdot 10^4$
6	13000	-6,2	-0,88	$4,9 \cdot 10^4$	4	3950	-5,8	-0,90	$3,4 \cdot 10^4$
7	12200	-6,2	-0,78	$4,4 \cdot 10^4$	5	3850	-5,8	-1,01	$3,8 \cdot 10^4$
8	11200	-6,2	-0,66	$4,0 \cdot 10^4$	7	3700	-5,7	-1,20	$4,1 \cdot 10^4$
9	10300	-6,2	-0,52	$3,5 \cdot 10^4$	M0	3650	-5,6	-1,29	$4,1 \cdot 10^4$
A0	9750	-6,3	-0,41	$3,5 \cdot 10^4$	1	3550	-5,6	-1,38	$4,4 \cdot 10^4$
1	9250	-6,4	-0,32	$3,5 \cdot 10^4$	2	3450	-5,6	-1,62	$5,5 \cdot 10^4$
2	9100	-6,5	-0,28	$3,6 \cdot 10^4$	3	3200	-5,6	-2,13	$5,6 \cdot 10^4$
3	8750	-6,5	-0,21	$3,5 \cdot 10^4$	4	3000	-5,6	-2,75	$1,6 \cdot 10^5$
5	8500	-6,6	-0,13	$3,5 \cdot 10^4$	5	2800	-5,6	-3,47	$3,0 \cdot 10^5$
7	8150	-6,6	-0,06	$3,3 \cdot 10^4$	6	2600	-5,6	-3,90	$4,5 \cdot 10^5$
8	7950	-6,6	-0,03	$3,2 \cdot 10^4$					

temperatury Słońca i ok. 0,5 - 1,0 mag dla gwiazd o temperaturach krańcowo wysokich i krańcowo niskich.

Ponieważ widmowy rozkład promieniowania gwiazd jest określony przez temperaturę efektywną i przyspieszenie grawitacyjne na powierzchni, od tych samych parametrów musi również zależeć poprawka bolometryczna. Wynikiem obserwacji powinno być zatem znalezienie poprawek bolometrycznych w funkcji typu widmowego i klasy jasności. Stworzenie skali fundamentalnej, tzn. opartej

wyłącznie na obserwacjach wymagałoby zebrania odpowiedniego materiału obserwacyjnego dla gwiazd reprezentujących wszystkie typy widmowe i wszystkie klasy jasności. Brak takich danych zmusza nas do odwoływania się do wyników teorii atmosfer, co sprawia, że skala poprawek bolometrycznych, choć wewnętrznie spójna i stosunkowo dokładna nie ma jeszcze charakteru fundamentalnego. Średnie wartości liczbowe poprawek bolometrycznych w funkcji typu widmowego, będące kompilacją wyników różnych wyznaczeń, są podane w Tabelach 5.2 – 5.4.

W przypadku chłodnych brązowych karłów wygodne jest odwołanie się do obserwacji fotometrycznych i spektroskopowych w podczerwonych pasmach J,H,K, gdzie przypada maksimum promieniowania tych obiektów. Pociąga to za sobą również konieczność odpowiedniej zmiany definicji poprawki bolometrycznej, którą wygodnie jest związać z podczerwoną jasnością K :

$$BC_K = m_{bol} - K = M_{bol} - M_K. \quad (5.23)$$

Kalibracja skali temperatur efektywnych i poprawek bolometrycznych BC_K uzyskana na podstawie 42 brązowych karłów, dla których istnieją niezbędne dane fotometryczne i spektroskopowe, a także zmierzone są paralaksy trygonometryczne, jest przedstawiona w Tabeli 5.5.

Oczywiście skala BC jest różna od skali BC_K , natomiast skale jasności bolometrycznych w obu przypadkach powinny być ze sobą spójne, tzn. że skala dla brązowych karłów powinna być gładkim przedłużeniem skali dla zwykłych karłów. Porównanie odpowiednich danych z Tabeli 5.2 i Tabeli 5.5 wskazuje, że jest tak z dokładnością do wspomnianych wyżej błędów systematycznych oczekiwanych dla obu skal.

Ustalenie punktu zerowego poprawek bolometrycznych definiuje jednocześnie punkt zerowy skali absolutnych jasności bolometrycznych. Bolometryczna jasność absolutna Słońca,

$$M_{bol,\odot} = M_{V,\odot} + BC_{\odot} = 4,82 - 0,08 = 4,74.$$

Zgodnie z równaniem (5.5)

$$M_{bol,\odot} = -2,5 \log L_{\odot} + \text{const} = 4,74.$$

Wyznaczając stąd wartość stałej, mamy dla dowolnej gwiazdy

$$M_{bol} = -2,5 \log L + \text{const} = -2,5 \log \frac{L}{L_{\odot}} + 4,74. \quad (5.24)$$

Biorąc ponadto pod uwagę, że

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{ef}^4,$$

Tabela 5.5

Temperatury efektywne, T_{ef} , jasności absolutne w filtrze K, M_K , poprawki bolometryczne, BC_K , bolometryczne jasności absolutne, M_{bol} , oraz energetyczne jasności absolutne w jednostkach słonecznych, L/L_\odot w funkcji typu widmowego dla brązowych karłów

Sp	T_{ef}	M_K	BC_K	M_{bol}	L/L_\odot
M9	2450	16.60	-3.13	13.47	$3.2 \cdot 10^{-4}$
L0	2300	16.83	-3.19	13.64	$2.8 \cdot 10^{-4}$
L1	2180	17.07	-3.25	13.82	$2.3 \cdot 10^{-4}$
L2	2080	17.44	-3.30	14.14	$1.7 \cdot 10^{-4}$
L3	1900	17.76	-3.32	14.44	$1.3 \cdot 10^{-4}$
L4	1800	18.03	-3.34	14.69	$1.0 \cdot 10^{-4}$
L5	1700	18.62	-3.36	15.26	$6.2 \cdot 10^{-5}$
L6	1600	19.40	-3.31	16.09	$2.9 \cdot 10^{-5}$
L7	1530	19.41	-3.27	16.14	$2.8 \cdot 10^{-5}$
L8	1500	19.36	-3.20	16.17	$2.7 \cdot 10^{-5}$
L9	1480	19.29	-3.10	16.19	$2.6 \cdot 10^{-5}$
T0	1480	19.29	-3.00	16.29	$2.4 \cdot 10^{-5}$
T1	1470	19.34	-2.90	16.44	$2.1 \cdot 10^{-5}$
T2	1450	19.21	-2.72	16.49	$2.0 \cdot 10^{-5}$
T3	1430	19.09	-2.60	16.49	$2.0 \cdot 10^{-5}$
T4	1370	19.07	-2.45	16.61	$1.8 \cdot 10^{-5}$
T5	1200	19.24	-2.38	16.86	$1.4 \cdot 10^{-5}$
T6	950	19.68	-2.24	17.44	$8.3 \cdot 10^{-6}$
T7	800	19.91	-2.17	17.74	$6.3 \cdot 10^{-6}$
T8	750	20.26	-2.02	18.24	$4.0 \cdot 10^{-6}$
T9	700	21.06	-2.00	19.06	$1.9 \cdot 10^{-6}$

równanie (5.24) możemy napisać w postaci

$$\begin{aligned}
 M_{bol} &= -2,5 \log \frac{R^2}{R_\odot^2} - 2,5 \log \frac{T^4}{T_\odot^4} + 4,74 = \\
 &= -5 \log \frac{R}{R_\odot} - 10 \log T_{ef} + 10 \log T_{ef\odot} + 4,74.
 \end{aligned}$$

Podstawiając znaną poprzednio wartość temperatury efektywnej Słońca $T_{ef\odot} = 5777$ K, mamy ostatecznie związek między bolometryczną jasnością absolutną, promieniem (wyrażonym w promieniach Słońca) i temperaturą efektywną (wyrażoną w kelwinach)

$$M_{bol} = 42,35 - 5 \log \frac{R}{R_{\odot}} - 10 \log T_{ef}. \quad (5.25)$$

Zależnie od tego, jakie informacje posiadamy o danej gwiazdzie, związek ten może służyć albo do wyznaczania wielkości promienia, albo temperatury efektywnej.

Powyższe proste zależności wskazują na znaczenie, jakie dla określania globalnych parametrów gwiazd posiada dokładna znajomość ich jasności bolometrycznych, lub – co na jedno wychodzi – odpowiadających im poprawek bolometrycznych.

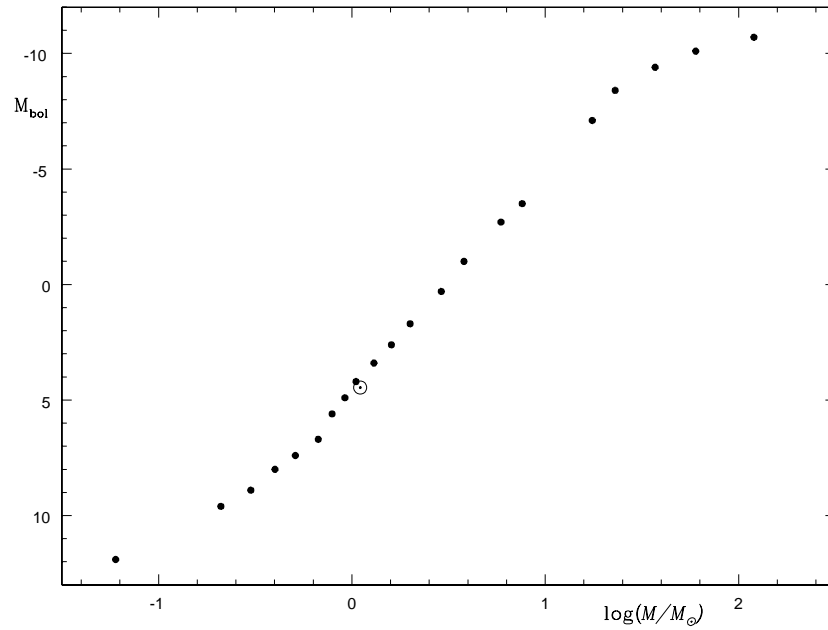
Obserwacyjna zależność masa–jasność. Istnienie zależności między masą gwiazdy i całkowitą mocą promieniowanej przez nią energii zostało po raz pierwszy wykazane teoretycznie w latach 20-tych przez A.S. Eddingtona. Nie wchodząc tu w szczegóły tego wywodu (patrz też rozdział 9), zauważmy tylko, że za istnieniem takiego związku przemawia następujące proste rozumowanie jakościowe: weźmy pod uwagę grupę gwiazd znajdujących się w takim samym stadium ewolucyjnym, np. gwiazdy, których promieniowanie jest wynikiem procesów jądrowej przemiany wodoru w hel. Źródła ich energii (ilości ”paliwa jądrowego”) będą najprawdopodobniej bezpośrednio związane z masami. Możemy też się spodziewać, że masy będą najważniejszym parametrem, od którego będą zależały szczegóły budowy wewnętrznej. Inaczej mówiąc, masa będzie miała największy wpływ na ilość promieniowanej energii L .

Korzystając z dotychczas wyznaczonych mas i bolometrycznych jasności absolutnych, dostajemy dla gwiazd klasy jasności V zależność masa–jasność taką jak umieszczona w Tabeli 5.6 i przedstawiona schematycznie na Rys. 5.7. Zależności tej nie spełniają ani czerwone olbrzymy, ani białe karły, co dowodzi, że są to obiekty wyraźnie odmienne pod względem cech budowy od gwiazd ciągu głównego.

Jak widać z Rys. 5.7, empiryczna zależność masa–jasność dla gwiazd ciągu głównego jest w przybliżeniu prostoliniowa, choć jej nachylenie jest różne w różnych zakresach mas. W obszarze mas większych od ok. $0,2 M_{\odot}$, w którym obserwacje są wystarczająco kompletne, z dużą dokładnością

$$\log \frac{L}{L_{\odot}} = 3,8 \log \frac{M}{M_{\odot}} \pm 0,08. \quad (5.26)$$

Dla mas mniejszych od ok. $0,2 M_{\odot}$ nachylenie jest mniejsze, bliskie ok. 2,5.



Rys. 5.7 średnia zależność masa – jasność dla gwiazd ciągu głównego.

Tabela 5.6

Masy M/M_{\odot} , absolutne jasności bolometryczne M_{bol} oraz promienie R/R_{\odot} gwiazd ciągu głównego

Sp	M/M_{\odot}	M_{bol}	R/R_{\odot}	Sp	M/M_{\odot}	M_{bol}	R/R_{\odot}
O3	120	-10,7	15	F0	1,6	2,6	1,5
O5	60	-10,1	12	F5	1,3	3,4	1,3
O8	23	-8,4	8,5	G0	1,05	4,2	1,1
O9	19	-7,7	7,8	G5	0,90	4,9	0,92
B0	17	-7,1	7,4	K0	0,80	5,6	0,85
B1	13	-5,9	6,4	K5	0,67	6,7	0,72
B2	9,8	-4,7	5,6	M0	0,51	7,4	0,60
B3	7,6	-3,5	4,8	M2	0,40	8,0	0,50
B5	5,9	-2,7	3,9	M3	0,30	8,9	0,45
B8	3,8	-1,0	3,0	M5	0,21	9,6	0,27
A0	2,9	0,3	2,4	M7	0,10	10,3	0,18
A5	2,0	1,7	1,7	M8	0,06	11,9	0,10

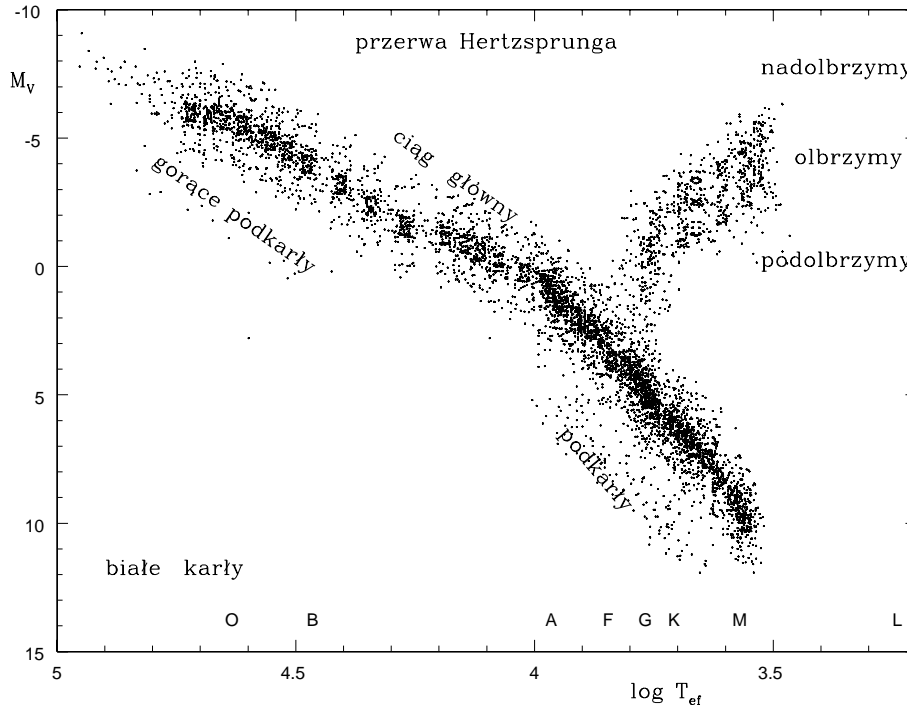
6. Diagram Hertzsprunga–Russella

Jednym z ważniejszych odkryć dotyczących fizycznych cech gwiazd było stwierdzenie w 1911 r. przez duńskiego astronoma E. Hertzsprunga i niezależnie w 1913 r. przez amerykańskiego astronoma H.N. Russella, że dwie najważniejsze charakterystyki globalne gwiazd, jasności absolutne i typy widmowe, są ze sobą wyraźnie skorelowane. Graficznym obrazem tej korelacji jest tzw. diagram Hertzsprunga–Russella, zwany w skrócie diagramem lub wykresem HR, przedstawiony schematycznie w swej pierwotnej postaci na Rys. 6.1. Każdy punkt na tym diagramie przedstawia gwiazdę o znanym typie widmowym i znanej wizualnej jasności absolutnej.

Uderzającą cechą obserwacyjnego diagramu HR jest to, że gwiazdy nie zajmują na nim dowolnego położenia, ale grupują się w wyraźnie zdefiniowanych obszarach. Większość gwiazd układa się w tzw. *ciąg główny* obejmujący zarówno jasne i gorące gwiazdy O jak i chłodne, słabe gwiazdy typu M. W zakresie typów widmowych F – M, powyżej ciągu głównego wyraźnie zaznacza się wznoszący ciąg jasnych gwiazd zwany *ciągami* lub *gałęzią olbrzymów*, natomiast 2 – 3 mag poniżej ciągu głównego wyróżnia się mniej liczny, równoległy do niego, *ciąg podkarłów*. Nad olbrzymami, w obszarze największych jasności absolutnych, występują stosunkowo nieliczne *nadolbrzymy*. Znacznie poniżej ciągu głównego, w przedziale typów widmowych A – F, nieregularny obszar zajmują bardzo słabe (ok. 10 wielkości gwiazdowych słabsze od odpowiednich gwiazd ciągu głównego) gwiazdy zwane *białymi kartami*. Chłodne *brązowe karty* leżą poza Rys. 6.1, poniżej jego dolnego prawego rogu.

Wprawdzie typ widmowy jest bardzo użyteczną charakterystyką obserwacyjną gwiazd, to jednak użycie go jako zmiennej niezależnej na diagramie HR ma tę zasadniczą wadę, że dzieli gwiazdy na ostro oddzielone grupy odpowiadające poszczególnym typom widmowym i wydatnie zmniejsza zasięg wykresu, ograniczając go tylko do obiektów, dla których możliwe jest uzyskanie widma o dyspersji wystarczającej do dokonania klasyfikacji. Znacznie lepszą bo ciągłą miarą typu widmowego (a więc i temperatury) jest wskaźnik barwy. Diagram HR przedstawiający zależność między jasnością absolutną i wskaźnikiem barwy nazywamy *diagramem barwa – jasność*. Najczęściej wykorzystywanym wskaźnikiem jest wolny od poczerwienia międzygwiazdowego wskaźnik $(B - V)_0$, a jasnością absolutną jest M_V w systemie UBV.

M_V i $(B - V)_0$ są użytecznymi charakterystykami promieniowania odbieranego od gwiazd mają jednak tę wadę, że odnoszą się tylko do stosunkowo wąskich przedziałów widmowych tego promieniowania. Znacznie bardziej uniwersalne są temperatura efektywna T_{ef} , będąca miarą całkowitego strumienia energii opuszczającego jednostkę powierzchni gwiazdy, oraz całkowita moc promieniowania L .



Rys. 6.1 Wykres Hertzsprunga–Russella w swej pierwotnej postaci jako zależność między typem widmowym i wizualną jasnością absolutną.

Zachodzi między nimi kilkakrotnie już przywoływany związek

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{ef}^4,$$

który po podzieleniu przez odpowiedni związek dla Słońca i po zlogarytmowaniu przybiera postać

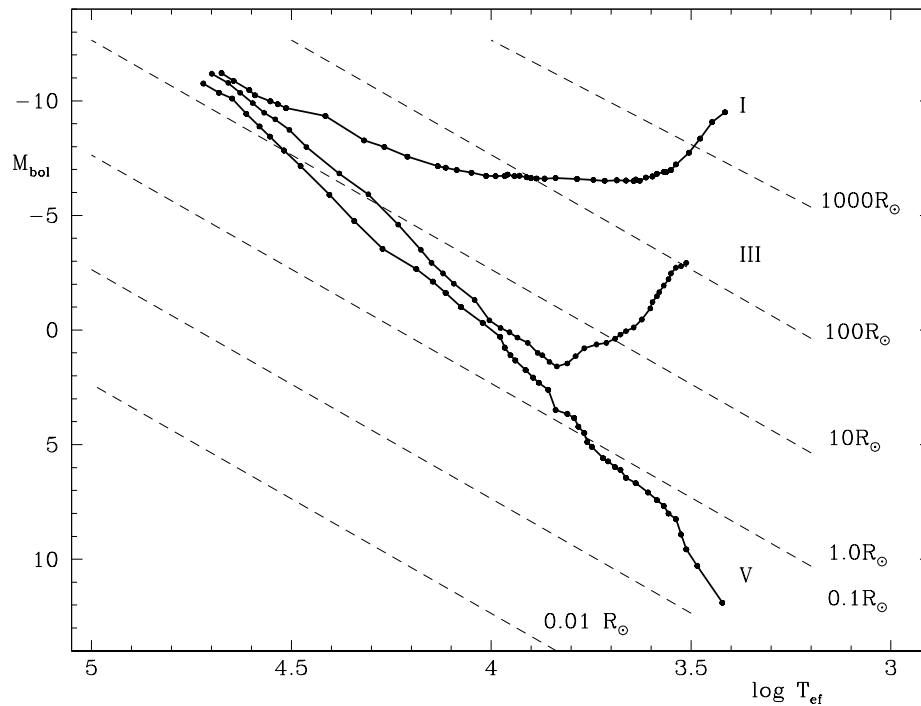
$$\log \frac{L}{L_{\odot}} = 2 \log \frac{R}{R_{\odot}} + 4 \log T_{ef} - 15,047 \quad (6.1)$$

Jeżeli L wyrazimy w skali wielkości gwiazdowych, to ponownie dostaniemy

$$M_{bol} = 42,36 - 5 \log \frac{R}{R_{\odot}} - 10 \log T_{ef}. \quad (6.2)$$

Równania (6.1) lub (6.2) definiują płaszczyznę teoretycznego diagramu HR, którego zmienną niezależną jest $\log T_{ef}$ zaś promień R jest parametrem.

Porównanie diagramu obserwowanego z diagramem teoretycznym może być dokonane tylko z taką dokładnością z jaką znany jest związek między typem widmowym i wskaźnikiem barwy z jednej strony, a temperaturą efektywną i poprawką

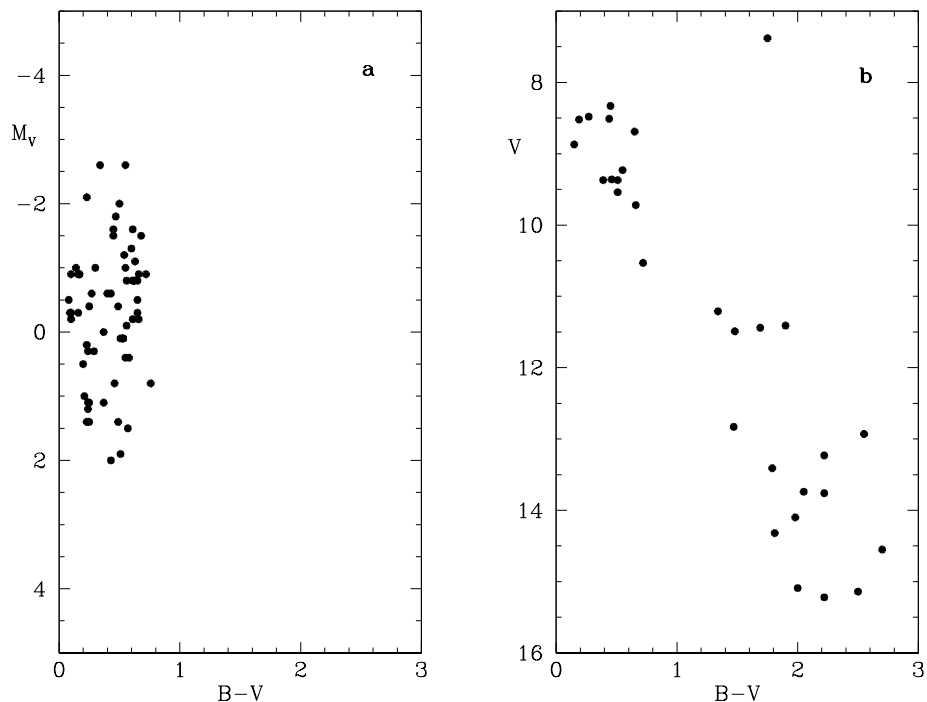


Rys. 6.2 Teoretyczna płaszczyzna diagramu H-R, czyli zależność między temperatura efektywną i bolometryczną jasnością absolutną. Zgodnie z tradycją, temperatura wzrasta z prawa na lewo. Linie przerywane są liniami stałego promienia. Punkty połączone liniami ciągłymi odpowiadają kalibracjom z Tabel 5.2 – 5.4.

bolometryczną – z drugiej. Opisane w rozdziałach 4 i 5 dążenie do wykalibrowania systemów fotometrycznych i typów widmowych w funkcji globalnych parametrów fizycznych gwiazd miało na celu między innymi dokładne poznanie tego związku.

Rysunek 6.2 przedstawia odwzorowanie zasadniczych cech obserwowanego diagramu HR na płaszczyźnie diagramu teoretycznego. Liniami ciągłymi zaznaczony jest wynik temperaturowej i jasnościowej kalibracji trzech klas jasności: nadolbrzymów (I), olbrzymów (III) i karłów (V), zgodnie z wynikami zawartymi w Tabelach 5.2 – 5.4. Kreskami przerywanymi zaznaczony jest przebieg linii stałego promienia; zgodnie z równaniem (6.2) są to proste o nachyleniu -10 . Umieszczone przy nich wartości promieni uzasadniają słuszność nazw nadawanych poszczególnym klasom jasności: np. promienie olbrzymów są – zależnie od typu widmowego – od kilkudziesięciu do kilkuset razy większe od promienia Słońca, dla nadolbrzymów czynnik ten jest jeszcze większy – rzędu wielu tysięcy.

Diagramy barwa–jasność dla gromad. Zasadniczą rolę w zrozumieniu, przynajmniej jakościowym, informacji dotyczących ewolucji gwiazd, tkwiących w rozkładzie gwiazd na diagramach HR, odegrały diagramy uzyskiwane dla aso-



Rys. 6.3 Przykładowe diagramy barwa-jasność dla asocjacji OB (a) i asocjacji T (b).

cjacji i gromad gwiazdowych.

Asocjacje gwiazd są to bardzo luźne, nieregularne pod względem kształtu, grupy gwiazd, których gęstość przestrzenna jest porównywalna z gęstością gwiazd w polu (która w sąsiedztwie Słońca jest rzędu 0,1 gwiazdy w pc^3). Asocjacje wyróżniają się więc nie jako zagęszczenia gwiazd, ale jako obszary zwiększonej koncentracji gwiazd o szczególnych cechach fizycznych. I tak asocjacje O są grupami gwiazd, wśród których szczególnie licznie występują gwiazdy typu widmowego O, skądinąd rzadko spotykane wśród gwiazd pola. W asocjacjach OB obok gwiazd typu O występują licznie gwiazdy B. Asocjacje T, oprócz gwiazd z szerokiego zakresu typów widmowych zawierają szczególnie liczną reprezentację chłodnych gwiazd zmiennych typu T Tauri. Obecnie potrafimy wyróżnić około 100 asocjacji wymienionych wyżej rodzajów. Mała gęstość przestrzenna gwiazd w asocjacjach wyklucza możliwość, by były to układy związane grawitacyjnie; przeciwnie – w wielu przypadkach prędkości poszczególnych gwiazd wydają się wskazywać na ich szybkie rozbieganie się. Dynamiczne oceny prowadzą do wniosku, że oddziaływania przyływowe z gwiazdami pola oraz rotacja różniczkowa Galaktyki powodują rozpraszanie się asocjacji w czasie nie dłuższym od kilku milionów lat.



Rys. 6.4. Bardzo młoda gromada otwarta z widocznymi pozostałościami pierwotnego obłoku materii rozproszonej.

Oznacza to, że obserwowane obecnie asocjacje nie mogły powstać wcześniej niż właśnie przed kilkoma milionami lat – są to więc obiekty bardzo młode. Co więcej, bliskie sąsiedztwo gwiazd asocjacji w przestrzeni sugeruje, że mają one wspólne pochodzenie, czyli są obiektami o jednakowym wieku. Taką interpretację asocjacji gwiazdowych silnie potwierdza fakt, że zazwyczaj są one jednoznacznie powiązane z rozległymi obłokami molekularnymi materii międzygwiazdowej, będących siedliskiem procesów gwiazdotwórczych.

Obserwowane diagramy barwa–jasność dla typowej asocjacji OB (Bochum 7) i T (Chamaeleon T) są przedstawione na Rys. 6.3. Jak przekonamy się niżej, diagramy te mają wygląd podobny jak dla młodych gromad otwartych.

Gromady otwarte wyróżniają się spośród gwiazd tła znacznie wyraźniej niż asocjacje. Typowa gromada otwarta jest nieregularnym skupiskiem od stu do tysiąca gwiazd, zajmującym obszar przestrzeni o promieniu rzędu 10 pc.

Gęstości przestrzenne gwiazd w gromadach otwartych zawierają się w dość szerokich granicach od ok. 0,25 gwiazdy na pc^3 dla luźnych gromad, takich jak np. Hijady, do ok. tysiąca gwiazd w pc^3 , dla gromad bardzo zwartych. Obecnie znamy ok. 1000 gromad otwartych o bardzo różnych cechach morfologicznych. Wszystkie one leżą w pobliżu płaszczyzny Galaktyki i dlatego nazywa się je niekiedy *gromadami galaktycznymi*.

Na Rys. 6.4 i 6.5 zamieszczone są zdjęcia typowych gromad otwartych o różnych stopniach zwartości. Są to z pewnością obiekty znacznie silniej niż asocjacje powiązane siłami grawitacji, jednak również one są podatne na niszczące działanie

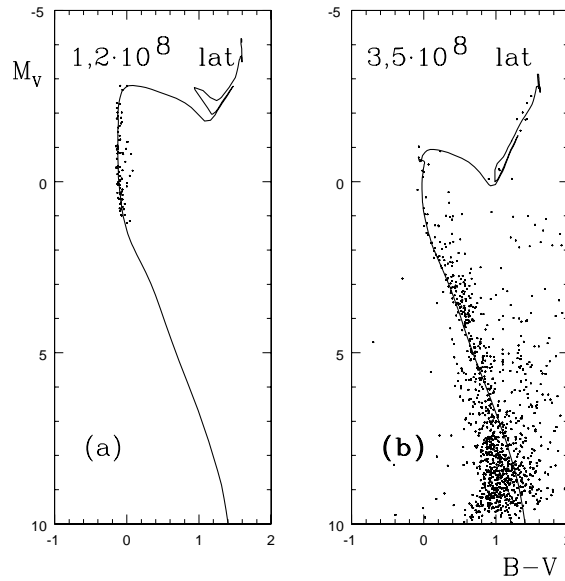


Rys. 6.5. Zwarta, stara gromada otwarta w prawym dolnym rogu zdjęcia oraz młodsza gromada o luźniejszej budowie w środku pola widzenia.

sił przyptywowych i rotacji różniczkowej Galaktyki. Ich czas życia oceniony na podstawie prędkości rozbiegania się gwiazd mieści się w granicach od 10^8 do 10^9 lat, a w skrajnych przypadkach sięga nawet 10^{10} lat.

Diagramy barwa – jasność dla gromad otwartych mogą różnić się między sobą w istotny sposób. Na Rys. 6.6 przedstawione są diagramy dla dwu gromad: (a) dla gromady o bardzo luźnej budowie, zawierającej duże ilości świecącej materii rozproszonej oraz (b) – dla gromady o bardziej zwartej budowie. Różnice wyglądu obu diagramów znajdują proste wyjaśnienie w ramach dzisiejszej teorii ewolucji gwiazd (patrz rozdział 9), choć historycznie rzecz biorąc właśnie istnienie tych różnic stało się punktem wyjścia dla teorii ewolucyjnych. Obecnie wiemy, że gwiazdy powstają na ciągu głównym, a następnie zwiększają swoje rozmiary i jasność przesuując się na diagramie HR w kierunku olbrzymów. Tempo ewolucji jest tym większe im większa jest masa gwiazdy: najszybciej ewoluują masywne gwiazdy gorące, a najwolniej – czerwone karły o małych masach.

Gromada, której diagram HR jest przedstawiony na Rys. 6.6(a) nie może być stara, ponieważ nawet gwiazdy gorące nie zdążyły jeszcze opuścić ciągu głównego. Diagram z Rys. 6.6(b) odpowiada gromadzie bardziej zaawansowanej pod względem ewolucyjnym: górna część ciągu głównego zamieniła się już w dobrze

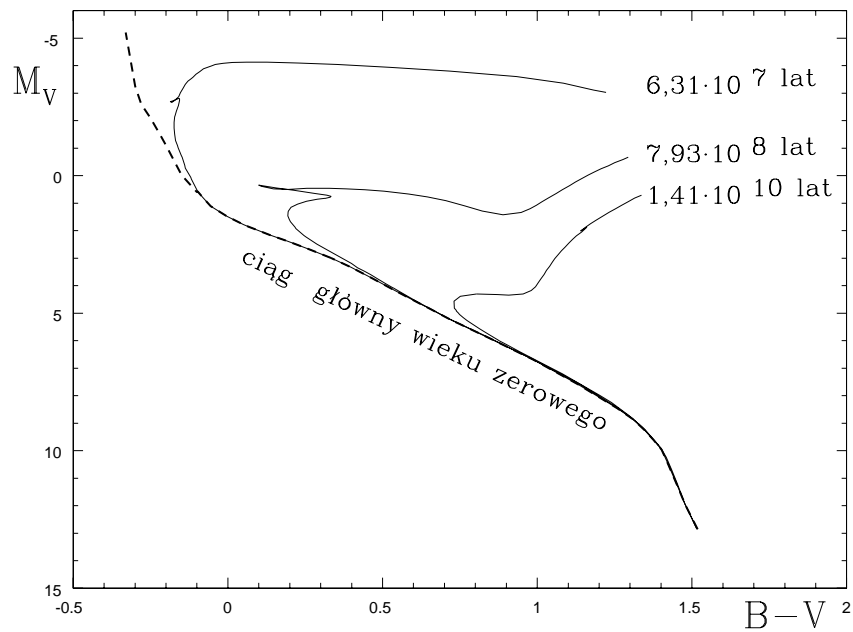


Rys. 6.6 Diagramy barwa – jasność dla dwu gromad otwartych: (a) – młodej gromady o luźnej budowie, zawierającej dużo gorących gwiazd wczesnych typów widmowych (gwiazdy słabsze nie zostały pokazane) i (b) – gromady starszej, posiadającej wyraźnie zaznaczoną gałąź olbrzymów.

obsadzoną gwiazdami gałąź olbrzymów. Charakterystyczną cechą tego diagramu jest istnienie tzw. *punktu odgięcia*, w którym ciąg główny dość ostro zagina się w ciąg olbrzymów. Jeżeli naszkicowany wyżej obraz ewolucji gwiazd jest poprawny, to położenie punktu odgięcia jest miarą wieku gromady: im niżej na ciągu głównym znajduje się punkt odgięcia tym starsza jest gromada.

Na Rys. 6.7 przedstawiony jest schematycznie przebieg diagramów barwa – jasność dla kilku gromad otwartych o różnym wieku (i podobnym składzie chemicznym). Dla uproszczenia zamiast rzeczywistych punktów obserwacyjnych naniesione są diagramy teoretyczne, będące dobrym przybliżeniem obserwacji.

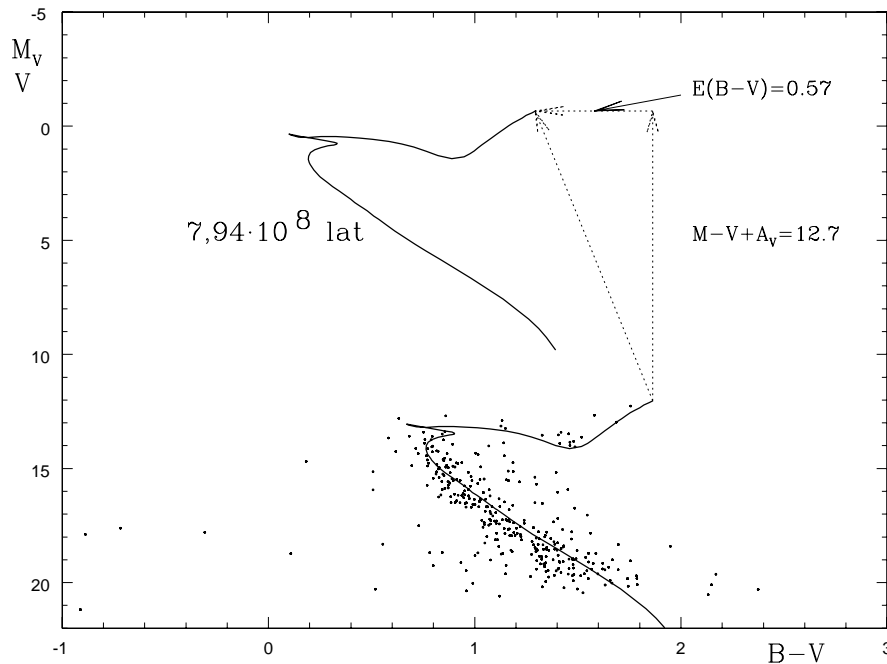
Dla każdej z gromad punkt odgięcia wypada w innym miejscu ciągu głównego i nieco inny jest przebieg gałęzi olbrzymów; natomiast jednakowy jest przebieg wszystkich ciągów głównych poniżej punktów odgięcia. Nakładające się na siebie ciągi główne wszystkich gromad definiują ciąg zwany *ciągami głównymi wieku zerowego* (w skrócie ZAMS od angielskiej nazwy *Zero Age Main Sequence*): zgodnie z naszkicowanym wyżej obrazem ewolucji, wzdłuż tego właśnie ciągu układają się gwiazdy bardzo młode, które nie doznały jeszcze dających się zauważyć zmian ewolucyjnych. Przebieg ciągu głównego wieku zerowego na diagramie dwuwskaznikowym i na diagramie HR jest podany w Tabeli 6.1.



Rys. 6.7 Diagramy barwa-jasność dla gromad o różnym wieku. Ewolucja zmienia położenia gwiazd powyżej punktu odgięcia pozostawiając ciąg gwiazd słabszych bez zmian.

Tabela 6.1
Ciąg główny wieku zerowego

$(B-V)_0$	$(U-B)_0$	M_V	Sp	$(B-V)_0$	$(U-B)_0$	M_V	Sp
-0,33	-1,20	-5,2	O4	0,80	0,42	5,8	K0
-0,30	-1,08	-3,2	B0	0,90	0,63	6,3	K2
-0,25	-0,90	-2,1	B1,5	1,00	0,86	6,7	K3,5
-0,20	-0,69	-1,1	B3	1,10	1,03	7,1	K4,5
-0,10	-0,30	0,6	B8	1,20	1,13	7,5	K5,5
0,00	0,01	1,5	A0	1,30	1,20	8,0	K6,5
0,10	0,08	1,9	A4	1,40	1,22	8,8	M0
0,20	0,10	2,4	A7	1,50	1,17	10,3	M2
0,30	0,03	2,8	F0	1,60	1,20	12,0	M4,5
0,40	-0,01	3,4	F4	1,70	1,32	13,2	M5,5
0,50	0,00	4,1	F8	1,80	1,43	14,2	M7
0,60	0,08	4,7	G0	1,90	1,53	15,5	M8
0,70	0,23	5,2	G6	2,00	1,64	16,7	M9



Rys. 6.8 Wyznaczanie wieku, modułu odległości i ekstynkcji międzygwiazdowej gromady przez porównanie obserwowanego diagramu barwa – jasność z diagramem teoretycznym lub z diagramem gromady o znanej odległości i ekstynkcji.

Powyższe rozumowanie zawiera w sobie wyraźną sugestię odnośnie informacji, które jesteśmy w stanie uzyskać na podstawie obserwacji diagramu HR dla gromad gwiazdowych. Wyobraźmy sobie, że sporządziliśmy taki diagram w postaci punktów $(B - V, V)$ jak na Rys. 6.8. Do punktów tych udało się dopasować teoretyczny diagram obliczony dla konkretnej wartości wieku gromady przy założonym, lub znanym z obserwacji, średnim składzie chemicznym materii tworzącej gwiazdy gromady. Dopasowanie wymagało przesunięcia jednego z diagramów w obu osiach współrzędnych o wielkości zaznaczone na Rys. 6.8. A zatem tak prosta czynność daje nam natychmiast informacje zarówno o cechach fizycznych gromady, takich jak wiek i ewentualnie skład chemiczny, jak i o jej cechach przypadkowych takich jak odległość i poczerwienienie międzygwiazdowe.

Gromady kuliste. Gromady kuliste są obiektami o wyraźnie sferycznej symetrii (stąd nazwa), zawierającymi typowo setki tysięcy gwiazd w objętości o promieniu 20 – 50 pc (Rys. 6.9). Ich duża gęstość przestrzenna – od 10^2 do 10^4 gwiazd na pc^3 w obszarach centralnych – sprawia, że są one układami bardzo trwałymi: ich średni czas życia, oceniany na podstawie rozważań dynamicznych, jest dłuższy od wieku Galaktyki, czyli ok. 10^{10} lat. Są to z pewnością jedne z najstarszych

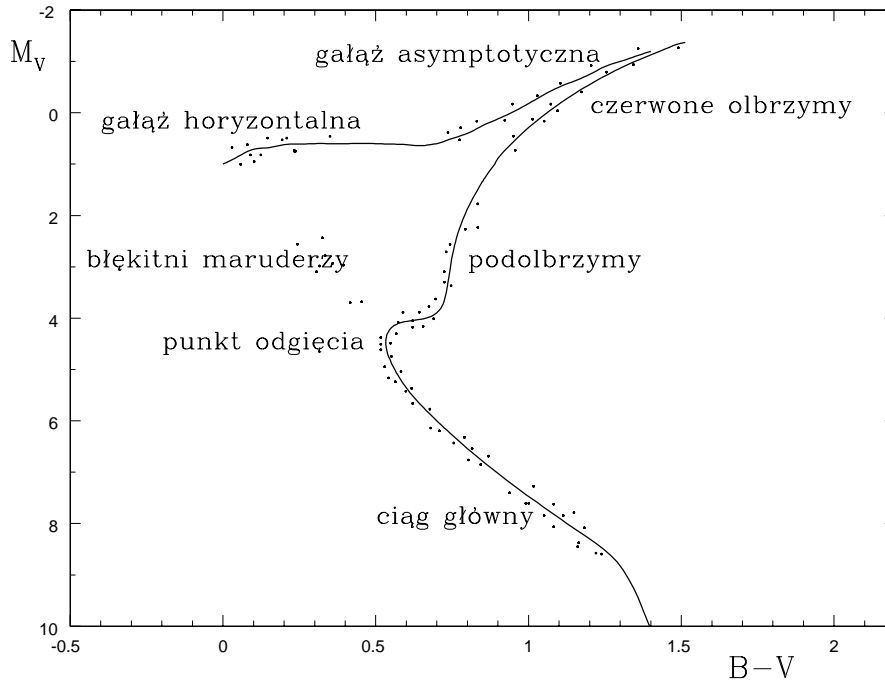


Rys. 6.9. Gromada kulista.

obiektów gwiazdowych w Galaktyce.

Gromady kuliste są obiektami o dużej jasności absolutnej. Typowa integralna jasność absolutna M_V zawiera się w granicach od ok. -5 do ok. -10 mag. Całkowite masy gromad kulistych, oceniane na podstawie obserwowanej dyspersji prędkości poszczególnych gwiazd, są przeciętnie rzędu $2 \cdot 10^5 M_{\odot}$. Stosunek jasności do masy jest więc dla gromad kulistych tego samego rzędu co dla Słońca; oznacza to, że typowymi gwiazdami gromad kulistych są chłodne gwiazdy o masach rzędu jednej masy Słońca. Podobny wniosek wynika z pomiarów integralnych barw gromad kulistych: poprawiony na ekstynkcję międzygwiazdową wskaźnik barwy $(B - V)_0$ zawiera się w granicach $0,4 - 0,8$, z wyraźnym maksimum przy $(B - V)_0 \approx 0,6$. W gromadach kulistych nie ma jasných i gorących gwiazd.

Powyższe wnioski znajdują również potwierdzenie w wyglądzie typowego diagramu HR dla gromad kulistych (Rys. 6.10). Wykresy barwa – jasność dla gromad kulistych są znacznie bardziej „rozbudowane” niż w przypadku gromad otwartych i wszystkie wykazują następujące cechy charakterystyczne: (1) Ciąg główny zagina się w obszarze gwiazd późnych typów i nie sięga ku gwiazdom gorącym. (2) Gałąź podkarłów łączy w sposób ciągły punkt odgięcia z gałęzią olbrzymów, na której leżą najjaśniejsze gwiazdy gromady. (3) Nieco powyżej gałęzi olbrzymów przebiega gałąź asymptotyczna, kończąca się w obszarze wcześniejszych typów



Rys. 6.10. Typowy wykres barwa–jasność dla gromady kulistej.

widmowych gałęzią horyzontalną.

Przebiegi gałęzi olbrzymów na diagramach HR dla gromad kulistych i dla niektórych (najstarszych) gromad otwartych wykazują dość duże podobieństwo, co uważa się za wskazówkę, że ogólny schemat ewolucyjny w obiektach obu rodzajów jest w istocie taki sam. Charakterystyczną różnicą między diagramami gromad kulistych i otwartych jest położenie ciągów głównych: ciągi główne gromad kulistych leżą zawsze poniżej ciągów głównych gromad otwartych. Różnice te są spowodowane różnicami składu chemicznego – gwiazdy gromad kulistych wykazują wyraźny deficyt pierwiastków ciężkich w stosunku do gwiazd typu Słońca. Podobny skład chemiczny mają również podkarły.

Osobliwą grupę na diagramach gromad kulistych i starych gromad otwartych stanowią *błękitni maruderzy* (ang. *blue stragglers*), czyli gwiazdy położone na "pustej" części ciągu głównego, pomiędzy punktem odgięcia i gałęzią horyzontalną. Zgodnie z przewidywaniami obecnej teorii ewolucji gwiazd obiekty z tego obszaru powinny dawno temu zamienić w hel cały wodór w jądrze i opuścić ciąg główny przechodząc do gałęzi olbrzymów. Najbardziej prawdopodobnym procesem prowadzącym do ponownego zwiększenia zawartości wodoru w jądrze, a tym samym do przywrócenia tam reakcji palenia wodoru i osadzenia gwiazdy ponownie na ciągu głównym, wydaje się całkowite wymieszanie materii w wyniku

”koalescencji” dwóch gwiazd w jedną gwiazdę o większej masie. Zjawisko takie jest bardzo prawdopodobne w gęstych obszarach centralnych gromad kulistych i starych gromad otwartych.

Błękitni maruderzy, wykryci pierwotnie w starych gromadach, występują również wśród wielu innych obiektów, takich jak asocjacje, młode gromady otwarte, galaktyki karłowate, a nawet gwiazdy pola populacji II, jako obiekty wyraźnie młodsze od swego gwiazdowego otoczenia. Nasuwa to przypuszczenie, że do ich ”odmłodzenia” w wyniku wymieszania wnętrza mogą przyczyniać się również inne procesy, takie jak np. szybka rotacja, przebudowa wnętrza w następstwie transferu materii w układzie podwójnym, niestabilność pulsacyjna itp.

Podkarły. Niewielki procent gwiazd z otoczenia Słońca, dla których znane są paralaksy trygonometryczne, leży na diagramie HR ok. 1 mag poniżej standardowego (tzn. utworzonego przez gwiazdy o zawartości metali takiej jak dla Słońca) ciągu głównego, tworząc ciąg podkarłów. Dzieli się on dość wyraźnie na dwie grupy: podkarły chłodne, o typach widmowych w przybliżeniu między F i K, i podkarły gorące, o typach widmowych O i B, oznaczanych zazwyczaj symbolami sdO lub sdB.

Wszystkie chłodne podkarły wykazują znaczną nadwyżkę nadfioletową, świadczącą o obniżonej zawartości pierwiastków ciężkich. Potwierdzeniem tego wniosku jest osłabienie linii absorpcyjnych metali stwierdzone w widmach tych gwiazd. Ich położenie na diagramie barwa – jasność poniżej ciągu głównego może oznaczać, że albo obiekty te mają rzeczywiście mniejszą jasność absolutną niż gwiazdy standardowego ciągu głównego o tym samym wskaźniku barwy, albo ich jasność absolutna jest normalna, a tylko znaczna nadwyżka nadfioletowa we wskaźniku ($B - V$) przesuwają je w kierunku obiektów bardziej niebieskich. Pomiar wpływu linii absorpcyjnych na wskaźniki barwy wykazały, że prawdziwa jest pierwsza możliwość: podkarły są rzeczywiście mniej jasne od typowych gwiazd ciągu głównego, a teoria budowy wewnętrznej gwiazd potwierdziła, że mniejsza jasność absolutna jest następstwem mniejszej zawartości pierwiastków ciężkich. Inaczej mówiąc, chłodne podkarły są gwiazdami ciągu głównego gwiazd o małej zawartości pierwiastków ciężkich. Taką interpretację potwierdza fakt, że ciąg chłodnych podkarłów pokrywa się z ciągiem głównym gromad kulistych. Wykrycie tych podkarłów i poznanie ich cech fizycznych i kinematycznych było jednym z powodów podziału gwiazd na populacje.

Grupa gorących podkarłów jest znacznie bardziej zróżnicowana. Ogólnie mówiąc reprezentują one różne, ale zawsze bardzo późne stadia ewolucji gwiazd małowasywnych. Gwiazdy sdB stanowią grupę stosunkowo jednorodną i przez porównanie z teoretycznymi drogami ewolucyjnymi są identyfikowane z gwiazdami palącymi hel na niebieskim krańcu gałęzi horyzontalnej. Istotny wpływ na ich ewolucję może mieć fakt, że około 2/3 spośród nich wchodzi w skład układów

podwójnych o okresach krótszych od ok. 30 dni. Wtórnymi składnikami układów są z reguły białe karły lub karły typu widmowego M; w nielicznych przypadkach mogą to być gwiazdy neutronowe lub czarne dziury.

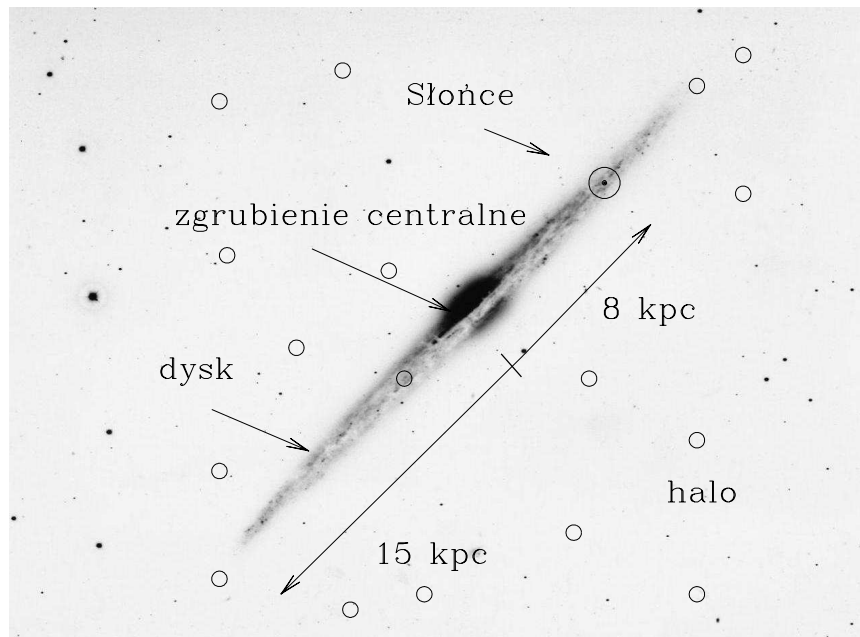
Gwiazdy sdO są najprawdopodobniej mieszaniną gwiazd znajdujących się w fazach po ewolucji na gałęziach: horyzontalnej, asymptotycznej lub czerwonych olbrzymów. Niekiedy do klasy gorących podkarłów zalicza się również jądra mgławic planetarnych. Do problemu pochodzenie gorących podkarłów oraz ich możliwych związków z białymi karłami, czy supernowymi typu Ia powrócimy w paragrafie 9.

Podsystemy i populacje gwiazd. Przedstawione wyżej różnice w wyglądzie diagramów barwa – jasność dla gromad otwartych i typowych gwiazd z otoczenia Słońca z jednej strony i dla gromad kulistych oraz podkarłów – z drugiej, nasunęły przypuszczenie, że między tymi obydwoma grupami gwiazd istnieją zasadnicze różnice podstawowych cech fizycznych. Przypuszczenie to znajdowało silne poparcie w wynikach badań przestrzennego rozkładu różnych obiektów w Galaktyce, które doprowadziły do wyróżnienia w niej dwóch zasadniczych podsystemów: sferycznego i płaskiego.

Na *podsystem sferyczny* składają się wszystkie te obiekty, których rozkład w przestrzeni jest sferycznie symetryczny i których prędkości mają rozkład w przybliżeniu izotropowy. Typowymi przedstawicielami tego podsystemu są gromady kuliste i podkarły. Gromady kuliste, jako obiekty o dużej jasności absolutnej, widoczne nawet z największych odległości, są szczególnie użyteczne w badaniach wielkoskalowej struktury Galaktyki; znacznie słabsze podkarły są widoczne tylko w bliskim sąsiedztwie Słońca.

Odległości do gromad kulistych wyznacza się przede wszystkim metodą dopasowania obserwowanych i teoretycznych diagramów barwa – jasność, co jednocześnie pozwala na wyznaczenie poczerwienienia międzygwiazdowego, składu chemicznego oraz wieku gromady. Niezależnego potwierdzenia wyznaczonej w ten sposób odległości mogą dostarczyć pomiary jasności gwiazd zmiennych RR Lyrae obserwowanych w gromadzie lub porównanie jasności gwiazd ciągu głównego gromady z jasnościami absolutnymi podkarłów o znanych paralaksach trygonometrycznych. Należy tu podkreślić, że problem czysto obserwacyjnego, niezależnego od stanu teorii, wyznaczania odległości gromad kulistych nie został jeszcze zadowalająco rozwiązany. Duże nadzieje na najbliższą przyszłość wiąże się z badaniami rozdzielonych układów podwójnych. Niemniej jednak, to co wiadomo obecnie o odległościach gromad kulistych w zupełności wystarcza do poznania zasadniczych cech ich rozkładu w przestrzeni.

Bardzo użyteczne w badaniach wielkoskalowej struktury systemu sferycznego są gwiazdy pulsujące typu RR Lyrae. Stosunkowo duża średnia jasność absolutna – $\langle M_V \rangle \approx +0,6$ mag – oraz duże amplitudy zmian jasności (rzędu 0,5 mag lub



Rys. 6.11 Schemat budowy Galaktyki. Otwarte kółka i kropki przedstawiają obiekty podsystemu sferycznego.

większe) pozwalają na ich identyfikację w praktycznie całej Galaktyce. Obserwowane jasności gwiazd RR Lyrae są dobrą miarą odległości, ponieważ z wielu niezależnych wyznaczeń wiadomo, że ich jasności absolutne zawierają się w stosunkowo wąskim przedziale wokół podanej wyżej wartości średniej.

Analiza rozkładu gromad kulistych i gwiazd RR Lyrae doprowadziła do następujących wniosków: w Galaktyce istnieją obiekty rozłożone w przestrzeni symetrycznie wokół środka Galaktyki. Ich gęstość przestrzenna maleje z odległością od środka Galaktyki R w przybliżeniu jak $R^{-3,5}$ w przedziale odległości $3 < R < 10$ kpc i nieco szybciej – w przybliżeniu jak R^{-4} – w większych odległościach. Ta odleglejsza składowa podsystemu sferycznego nosi nazwę *halo*.

W bezpośrednim otoczeniu środka Galaktyki (a także w wielu innych galaktykach spiralnych, np. w Wielkiej Mgławicy Andromedy M31) wyraźnie widoczne jest *zgrubienie centralne* o promieniu nie większym od ok. 2 kpc, zbudowane przede wszystkim z gwiazd – głównie olbrzymów i karłów typu K lub późniejszych – a także typowych obiektów halo, tj. gromad kulistych i gwiazd RR Lyrae. Zgrubienie centralne wykazuje również symetrię sferyczną.

Za najważniejsze cechy morfologiczne podsystemu sferycznego uważamy po pierwsze, niemal doskonałą symetrię sferyczną rozkładu gęstości i po drugie,

wyraźną koncentrację gęstości ku środkowi. Podsystem sferyczny jako całość nie wykazuje żadnych efektów rotacji: prędkości przestrzenne poszczególnych obiektów są rozłożone izotropowo i charakteryzują się dużą wartością dyspersji w kierunku promienia. Oznacza to, że obiekty te obiegają wokół środka masy Galaktyki po bardzo wydłużonych i chaotycznie rozłożonych w przestrzeni orbitach eliptycznych.

Samo *centrum Galaktyki*, przesłonięte dla światła widzialnego grubą warstwą gazu i pyłu, jest obecnie intensywnie badane obserwacyjnie w dziedzinie radiowej, podczerwonej, rentgenowskiej i gamma. Z obserwacji tych wiadomo już, że w samym środku Galaktyki tkwi (a ściślej mówiąc - ten środek wyznacza) supermasywna czarna dziura o masie ok. $4 \cdot 10^6 \mathcal{M}_{\odot}$, identyfikowana z niemal punktowym radioźródłem znanym jako Sagittarius A*. W obszarze kilku parseków wokół środka znajduje się gęste skupisko zarówno młodych gwiazd O i B jak i ewolucyjnie zaawansowanych olbrzymów późnych typów widmowych. O ile obecność młodych gwiazd wymaga wyjaśnienia, to obecności gwiazd chłodnych należało oczekiwać na podstawie dynamicznych modeli Galaktyki oraz ekstrapolacji danych dotyczących koncentracji obiektów podsystemu sferycznego ku środkowi. W środku Galaktyki, oprócz składowej gwiazdowej występuje też bogata składowa gazowa, w postaci molekularnego pierścienia pyłowo-gazowego, rozrzedzonego gazu zjonizowanego oraz pozostałości po wybuchu supernowej. Pozostałe obiekty Galaktyki tworzą podsystem o całkowicie odmiennych właściwościach geometrycznych i kinematycznych, który nazywamy *podsystemem płaskim*. Rzut oka na Drogę Mleczną przekonuje nas natychmiast, że większość gwiazd naszej Galaktyce jest zawarta w cienkim dysku (który oglądany "z boku" daje wrażenie silnej koncentracji gwiazd wzdłuż pasa Drogi Mlecznej). Schematyczny obraz obu podsystemów jest przedstawiony na Rys. 6.11.

Przestrzenny rozkład obiektów w dysku nie jest równomierny: na ogólnym tle gwiazd zwiększoną gęstością wyróżniają się *ramiona spiralne*. Obiekty dysku galaktycznego obiegają wokół środka Galaktyki po orbitach niemal kołowych i z bardzo małą dyspersją prędkości w kierunku prostopadłym do płaszczyzny dysku, zwanej też *płaszczyzną Galaktyki*. Zmiany gęstości przestrzennej w kierunku prostopadłym do płaszczyzny Galaktyki można opisać w przybliżeniu za pomocą równania barometrycznego

$$D_S(z) = D_S(0) \exp\left(-\frac{z}{\beta_S}\right) \quad (6.3)$$

D_S oznacza tu gęstość obiektów typu S w funkcji odległości od płaszczyzny Galaktyki z , a β_S jest skalą odległości, czyli średnią odległością obiektów typu S od płaszczyzny dysku.

Obiekty o największej koncentracji ku płaszczyźnie Galaktyki (o najmniejszej wartości β), takie jak gwiazdy typu O, asocjacje typu O, cefeidy klasyczne, niektóre młode gromady otwarte, materia międzygwiazdowa, występują przede wszystkim w ramionach spiralnych. Obiekty o większej wartości β są rozmieszczone mniej lub bardziej równomiernie w całym obszarze dysku. Słońce jest gwiazdą dysku, położoną na peryferiach ramienia spiralnego (zwanego ramieniem Oriona – łabędzia).

Istotnym uzupełnieniem powyższego prostego podziału obiektów na dwa podsystemy przyniosły badania ich składu chemicznego. Już pierwsze obserwacje wskazywały wyraźnie, że ogólnie rzecz biorąc obiekty podsystemu płaskiego zawierają więcej pierwiastków ciężkich niż obiekty podsystemu sferycznego. Ponieważ jedynym znanym miejscem powstawania pierwiastków ciężkich są wnętrza gwiazd, więc różnice składu chemicznego interpretowano jako różnice wieku: obiekty podsystemu sferycznego są stare, ich obecny skład chemiczny jest taki sam jak materii pierwotnej, z której powstała Galaktyka. Obiekty podsystemu płaskiego są znacznie młodsze i zbudowane z materii, która została przetworzona we wnętrzach gwiazd. Rozumowanie to stało się podstawą podziału obiektów Galaktyki na dwie zasadnicze grupy: *Populację II* – złożoną ze starych gwiazd podsystemu sferycznego i *Populację I* – obejmująca znacznie młodsze obiekty podsystemu płaskiego.

Współczesne rozróżnienie populacji jest nieco bardziej subtelne i opiera się nie tylko na wynikach obserwacji składu chemicznego i rozkładu przestrzennego, ale bierze pod uwagę również gradienty obfitości pierwiastków ciężkich obserwowane wśród obiektów należących do obu podsystemów.

W dysku galaktycznym gradienty składu chemicznego obserwuje się zarówno z odległością (w płaszczyźnie dysku) od środka Galaktyki R jak i z odległością od płaszczyzny dysku z . Typowymi wartościami dla gwiazd są

$$\frac{d[\text{Fe}/\text{H}]}{dR} = -0,05 \quad [\text{kpc}^{-1}]; \quad \frac{d[\text{Fe}/\text{H}]}{dz} = -0,5 \quad [\text{kpc}^{-1}]$$

Znaczący to, że zawartość pierwiastków ciężkich w dysku wzrasta zarówno ku płaszczyźnie Galaktyki, jak i ku jej centrum.

Rozkład obfitości pierwiastków ciężkich w typowych obiektach podsystemu sferycznego – gromadach kulistych, jest mniej jednoznaczny. W centrum Galaktyki oraz w zgrubieniu centralnym zawartość pierwiastków ciężkich średnio maleje ze wzrostem odległości od środka, z tym jednak, że obok siebie występują zarówno gromady o małej zawartości metali jak i gromady o składzie chemicznym podobnym do składu chemicznego Słońca. Gromady o dużej zawartości pierwiastków ciężkich nie występują jednak w odległościach większych niż ok. 7 kpc od środka Galaktyki. Gromady o pośredniej zawartości pierwiastków ciężkich obserwuje się

do odległości ok. 20 kpc. W zewnętrznych obszarach halo, w odległościach ponad 30 kpc, zawartość pierwiastków ciężkich nie wykazuje systematycznych zmian z odległością i zawiera się w granicach $-2,5 < [\text{Fe}/\text{H}] < 1,5$. Na uwagę zasługuje stwierdzenie, że stosunek $[\text{Fe}/\text{H}]$ gromad kulistych nie jest nigdy mniejszy od ok. -2,5. Nie jest jeszcze zupełnie jasne, czy ograniczenie to jest realne, czy tylko wynika z niedokładności metod pomiarowych, które dla odległych gromad opierają się głównie na pomiarach fotoelektrycznych i wyznaczonych na ich podstawie nadwyżek nadfioletowych. Jeżeli jednak ograniczenie takie istnieje, to oznaczałoby to, że nawet najstarsze obiekty Galaktyki powstały z materii wzbogaconej uprzednio w pierwiastki ciężkie w wyniku procesów nukleosyntezy we wnętrzach gwiazd.

Należy zatem dopuścić możliwość istnienia jeszcze starszej populacji III odpowiedzialnej za pierwszą zmianę składu chemicznego materii Wszechświata. Najprawdopodobniej jej pozostałościami są *gwiazdy ubogie w metale*. Obecnie znamy kilka tysięcy gwiazd późnych typów widmowych, o temperaturach z zakresu 4500 – 6500 K i dużych prędkościach w stosunku do Słońca, świadczących o przynależności do krańcowego systemu kulistego, których widma wskazują na silny deficyt metali, wyrażający się niespotykaną wśród normalnych gwiazd wartością stosunku $[\text{Fe}/\text{H}]$ z przedziału od -2,5 do -5,4. Zaskakującą właściwością tej grupy gwiazd jest duży procent obiektów o wyraźnie podwyższonej zawartości takich pierwiastków jak Ba, C, N, O, Mg, Si i Eu. Osobliwość ta nie znalazła jeszcze zadowalającego wyjaśnienia, choć najprawdopodobniej należy ją wiązać z "zanieczyszczeniem" pierwotnej materii przez wybuchy najstarszych supernowych.

Niezależnie od tego która z hipotez jest słuszna, wydaje się obecnie, że historię Galaktyki należy zacząć od populacji III, a opisane poprzednio cechy rozkładu przestrzennego, rozkładu prędkości i rozkładu obfitości pierwiastków ciężkich należy uważać za wynik następujących procesów:

Składowa sferyczna Galaktyki powstała w wyniku sferycznie symetrycznego kurczenia się obłoku protogalaktycznego i jego rozpadu na poszczególne gwiazdy i gromady gwiazdowe. Ponieważ czas kurczenia się obłoku był znacznie dłuższy od charakterystycznego czasu ewolucji najmasywniejszych gwiazd, materia w czasie kurczenia się Galaktyki ulegała stopniowemu wzbogacaniu w pierwiastki ciężkie. Procesy gwiazdotwórcze zachodziły najszybciej w najgęstszych obszarach centralnych, co wyjaśnia dlaczego metaliczność gwiazd jest tam średnio największa.

Nieco odmiennie przedstawia się sytuacja w dysku galaktycznym. Dzisiejsze oceny wieku gromad sugerują, że dysk powstał dopiero po zakończeniu procesu kurczenia się podsystemu sferycznego do jego obecnej postaci, gdy materia była już znacznie wzbogacona w pierwiastki ciężkie. Procesy ewolucji gwiazd w dysku prowadziły do ciągłego wzrostu zawartości pierwiastków ciężkich – w przybliżeniu o czynnik od 3 do 5 w ciągu 10^{10} lat. Chociaż dysk galaktyczny jest strukturą trwałą dynamicznie, to jednak w miarę upływu czasu dyspersja prędkości gwiazd

dysku wzrasta (np. wskutek oddziaływań z obłokami materii międzygwiazdowej). Wzrost dyspersji prędkości w kierunku prostopadłym do płaszczyzny Galaktyki powoduje, że coraz więcej gwiazd z dysku może oddalać się na stosunkowo duże odległości od płaszczyzny Galaktyki. A zatem należy oczekiwać, że stare gwiazdy dysku będą miały znacznie "grubszy" rozkład przestrzenny i znacznie większą średnią składową prędkości w kierunku z . Charakterystyki kinematyczne powinny być skorelowane z wiekiem i składem chemicznym.

Konsekwencją przyjęcia powyższego scenariusza formowania się Galaktyki jest dzisiejszy podział obiektów galaktycznych na populacje, czyli grupy o zbliżonych cechach kinematycznych, o podobnym wieku i składzie chemicznym. Ponieważ opisywane procesy przebiegały w sposób ciągły, liczba możliwych do wyróżnienia populacji jest oczywiście większa niż tylko populacje skrajne.

Najstarsze obiekty Galaktyki tworzą *populację halo* (zwaną też *krańcową populacją II*). Ich rozkład przestrzenny jest sferycznie symetryczny, z wyraźną koncentracją ku środkowi. Ku środkowi Galaktyki wzrasta również względna zawartość pierwiastków ciężkich czyli parametr $[Fe/H]$: w dużych odległościach od środka, $R > 30$ kpc, zmienia się on nieregularnie od obiektu do obiektu między wartością minimalną ok. $-2,5$ do ok. $-1,5$; w odległościach mniejszych, $R < 10$ kpc, wartość tego parametru wzrasta od ok. $-1,5$ do ok. $0,0$ w centrum. Wszystkie obiekty populacji halo są stare, ich wiek jest rzędu $1 - 1,5 \cdot 10^{10}$ lat. Masy gwiazd obserwowanych w halo są mniejsze od ok. $0,8 M_{\odot}$; gwiazdy o większych masach zdążyły już przeewoluować do fazy białego karła i ze względu na małą jasność absolutną przestały być widoczne.

Wśród obiektów podsystemu sferycznego wyróżnia się ponadto dość nieprecyzyjnie zdefiniowaną *pośrednią populację II*: zalicza się do niej znacznie bogatsze w pierwiastki ciężkie gwiazdy zgrubienia galaktycznego oraz tzw. gwiazdy szybkie, których prędkości średnie względem Słońca są rzędu 100 km/s (czyli są mniejsze od średniej prędkości gromad kulistych i krańcowych podkarłów, równej ok. 200 km/s). Cechą charakterystyczną podsystemu sferycznego jest brak w nim większych ilości materii rozproszonej.

Znacznie młodsze są obiekty tworzące populację dysku. Wyróżniamy w niej trzy podgrupy. *Stara populacja dysku* jest utworzona przez karły typów K i M, podolbrzymy i czerwone olbrzymy o umiarkowanym deficycie pierwiastków ciężkich (gwiazdy o osłabionych liniach metali w widmach) a także zmienne długookresowe i niektóre gwiazdy RR Lyrae o podwyższonej zawartości pierwiastków ciężkich. Obiekty te są rozłożone mniej więcej równomiernie w płaszczyźnie dysku galaktycznego, a ich średnia odległość od płaszczyzny Galaktyki jest równa ok. 700 pc.

Pośrednią populację dysku tworzą karły późnych typów widmowych (G do M, w tym również Słońce), część podolbrzymów i czerwonych olbrzymów a także

białe karły i mgławice planetarne. Ich rozkład przestrzenny jest silniej spłaszczony niż dla populacji starego dysku – średnia odległość od płaszczyzny Galaktyki jest równa ok. 400 pc.

Jeszcze większe spłaszczenie – średnia odległość od płaszczyzny Galaktyki ok. 200 pc – charakteryzuje rozkład przestrzenny *młodej populacji dysku*, w skład której wchodzi karły i olbrzymy typów widmowych późniejszych od A oraz niektóre białe karły.

Wszystkie wymienione wyżej populacje mają mniej więcej równomierny rozkład w płaszczyźnie dysku. Natomiast wyraźnie nierównomiernie są w niej rozłożone obiekty *populacji ramion spiralnych*. W jej skład wchodzi najmłodsze gromady otwarte i asocjacje, gwiazdy typów widmowych O – B, cefeidy klasyczne i gwiazdy zmienne typu T Tauri, a także gaz i pył międzygwiazdowy. Obiekty te występują niemal wyłącznie w ramionach spiralnych Galaktyki.

Oprócz powyższego podziału stosuje się również podział na krańcową populację II, pośrednią populację II, starą populację I, pośrednią populację I i młodą populację I. Oba sposoby podziału są w zasadzie równoważne, choć ich granice nie są ostro zaznaczone. Podsumowanie fizycznych i kinematycznych cech wszystkich grup populacyjnych jest zawarte w Tabeli 6.2.

Stosowany jest ponadto jeszcze jeden podział na grupy o następujących używanych zamiennie nazwach: krańcowa populacja II (halo), pośrednia populacja II (gruby dysk), zgrubienie centralne, pośrednia populacja I (stary dysk) oraz krańcowa populacja I (młody dysk). Łatwo można się zorientować, że różnice między poszczególnymi systemami odnoszą się w większym stopniu do nazewnictwa niż do istoty podziału, którego kryteriami są zawsze rozkład przestrzenny, cechy kinematyczne oraz cechy fizyczne, a w tym przede wszystkim skład chemiczny.

Tabela 6.2

Populacje w Galaktyce. S_{\odot} jest średnią prędkością Słońca względem danej grupy obiektów, $\langle \sigma^2 \rangle^{1/2}$ charakteryzuje średnią wartość dyspersji prędkości w danej grupie, β_S jest średnią skalą odległości od płaszczyzny Galaktyki, Z jest średnią masową obfitością pierwiastków ciężkich wyrażoną w jednostkach słonecznych.

parametr	populacja I				populacja II + III (?)	
	młoda		pośrednia	stara	pośrednia	krańcowa
	ramiona spiralne	populacja dysk			populacja halo	
		młoda	pośrednia	stara	pośrednia	stara
wiek [10^9 lat]	0,1	1	5	10	10-15	15
S_{\odot} [km/s]	20	30	30	50	100-150	250-300
$\langle \sigma^2 \rangle^{1/2}$ [km/s]	15	25	50	80	100	120
$ z $ [pc]	50-120	120-200	200-400	400-700	700-2000	3000
Z/Z_{\odot}	1-2	1-2	0,5-1	0,2-0,5	0,1-0,2	0,001-0,1
diagram HR	h i χ Per	Hijady	M 67	NGC 188	gromady kuliste	
obiekty	gaz i pył międzygwiazdowy, gromady otwarte, asocjacje OB, cefeidy klasyczne, T Tauri	gwiazdy A-M, czerwone olbrzymy, karły Me, białe karły mgławice planetarne	Słońce, karły typu G-M, białe karły, czerwone olbrzymy, zgrubienie centralne	karły K-M, olbrzymy, podkarły, zmienne długookresowe	gwiazdy szybkie, chłodne podkarły, RR Lyrae, zmienne długookresowe	jasne czerwone olbrzymy, gwiazdy ubogie w metale RR Lyrae, gromady kuliste

7. Własności gwiazd różnych typów widmowych

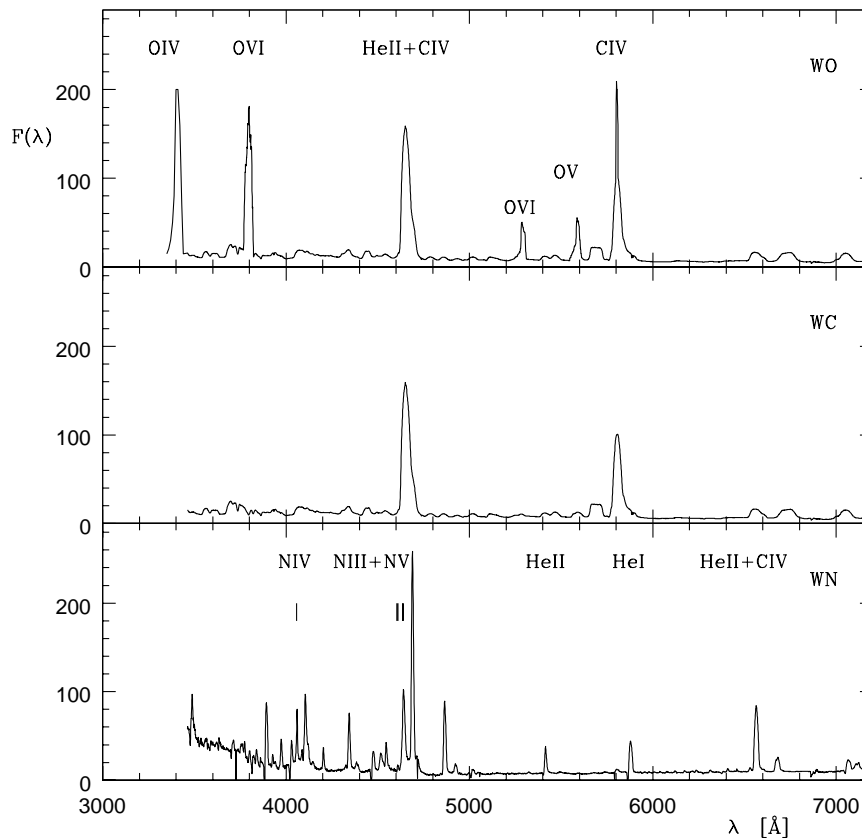
W rozdziale 5 przedstawione zostały obserwacyjne kryteria widmowe pozwalające na przypisanie każdej gwiazdzie typu widmowego i klasy jasności, informujących w sposób przybliżony o jej najważniejszych parametrach fizycznych – temperaturze i promieniu. Różnice temperatur powierzchniowych i przyspieszeń grawitacyjnych decydują nie tylko o różnicach w wyglądzie widma liniowego, ale również o różnicach procesów fizycznych przebiegających w zewnętrznych warstwach gwiazd, w których formowane jest widmo. Można zatem oczekiwać, że gwiazdy z różnych przedziałów temperatury będą wykazywać rozmaite, sobie tylko właściwe cechy i zjawiska. Ponieważ w praktyce astrofizycznej najwięźlejszą charakterystyką gwiazdy jest jej typ widmowy, poniższy krótki opis gwiazd spotykanych w Galaktyce odpowiada schematowi klasyfikacyjnemu. Oczywiście jest to tylko wygodne uproszczenie, gdyż w rzeczywistości temperatury gwiazd zmieniają się w sposób ciągły i skokowe przejście od jednego do drugiego typu widmowego nie oznacza skokowej zmiany własności fizycznych.

Gwiazdy Wolfa-Rayeta (WR). Wysokotemperaturowy kraniec ciągu typów widmowych zajmują gwiazdy zwane od nazwisk ich odkrywców gwiazdami Wolfa-Rayeta. Ich widma nie mieszczą się w ogólnym schemacie klasyfikacji widmowej i stworzony dla nich oddzielny typ widmowy ma z systemem MK związek tylko formalny.

Optyczne i nadfioletowe widma gwiazd WR są zdominowane przez silne i szerokie linie emisyjne helu, azotu, węgla i tlenu. Zależnie od tego, które z tych linii są szczególnie wzmocnione, gwiazdy WR dzielą się na następujące podgrupy: WN – o wzmocnionych liniach helu i azotu, WC – w których szczególnie silne są linie węgla i nieliczne gwiazdy WO, w których wzmocnione są linie tlenu. Linie wodoru są na ogół w widmach gwiazd WR bardzo słabe lub w ogóle niewidoczne. Ich występowanie w emisji zaznacza się dodaniem symbolu h, a w absorpcji – symbolu a. Symbol ha wskazuje na istnienie zarówno emisyjnych jak i absorpcyjnych linii H. Typowe widma gwiazd WR są przedstawione na Rys. 7.1.

Klasyfikacja gwiazd WR jest jednowymiarowa. Podobnie jak w klasyfikacji MK poszczególne typy są podzielone na podtypy. Gwiazdy WN są uszeregowane w ciąg WN2, ..., WN9 zależnie od względnych natężeń linii kolejnych jonów azotu: NIII 463,4, 464,0; NIV 405,7; NV 460,3, 461,0 nm. Podobnie, ciąg WC4, ..., WC9 odpowiada zmianom natężeń linii jonów węgla CIII 569,6; CIV 580,1, 581,2 nm, a także linii tlenu OIII 559,2 nm. Kryterium odróżniającym podtypy WO1, ..., WO4 są stosunki natężeń linii tlenu OIV 340,0 i OVI 381,1, 383,4 nm. Mniejsze numery podtypów odpowiadają wyższym temperaturom jonizacji i wzbudzenia.

Podział gwiazd WR na podtypy WN, WC i WO jest odbiciem rzeczywistych różnic składu chemicznego świecącej materii. Gwiazdy WN, w porównaniu z ma-



Rys. 7.1 Typowe widma gwiazd Wolfa-Rayeta. Widma WO i WC są unormowane do widma ciągłego. Widmo WN jest widmem obserwowanym, wyrażonym w jednostkach energetycznych; wzrost poziomu widma ciągłego ku fioletowi jest oznaką wysokiej temperatury na powierzchni.

terią powstałą w wyniku równowagowego cyklu CNO (patrz rozdział 8) przemiany wodoru w hel, wykazują zwiększoną zawartość helu i azotu i obniżoną zawartość wodoru, węgla i tlenu. Skład chemiczny gwiazd WC jest taki, jak dla materii powstałej w wyniku przemiany helu w węgiel i tlen. Gwiazdy WO, przeciwnie niż gwiazdy WN, wykazują nadmiar tlenu kosztem helu i węgla. Osobliwości składu chemicznego gwiazd WR pozwalają przypuszczać, że są to obiekty w zaawansowanych stadiach ewolucyjnych, w których produkty reakcji jądrowych przebiegających w głębokich wnętrzach stają się widoczne na powierzchni, np. w wyniku utraty lub odrzucenia zewnętrznej otoczki zbudowanej z wodoru. Wniosek ten wydają się potwierdzać dwa fakty obserwacyjne.

Po pierwsze, w kilku przypadkach gwiazdy WR są otoczone pierścieniami

rozrzedzonej materii (ang. *ring nebulae*). Najbardziej znanym przykładem jest gwiazda HD 192163 (WN6) związana z mgławicą NGC 6888. Masę tej mgławicy ocenia się na podstawie emisji radiowej na ok. $5 M_{\odot}$; charakterystyczną cechą jej składu chemicznego, ocenionego na podstawie natężeń linii emisyjnych w dziedzinie optycznej, jest duża zawartość azotu i helu.

Po drugie, wszystkie gwiazdy WR są źródłami intensywnych wiatrów gwiazdowych, o czym świadczy kształt typu P Cygni linii rezonansowych w nadfiolecie. Położenie krótkofalowego krańca profilu absorpcyjnych odpowiada prędkościom wypływu 1000 – 4500 km/s, zależnie od potencjału jonizacji jonu produkującego linię. Duża prędkość wypływu połączona ze stosunkowo dużą gęstością, ocenianą na podstawie obserwacji radiowych i podczerwonych, prowadzi do znacznego tempa utraty masy, rzędu $10^{-5} - 10^{-4} M_{\odot}/rok$. Jest to największe tempo ciągłej utraty masy obserwowane w świecie gwiazd.

U wielu gwiazd WC późnych podtypów obserwuje się silną nadwyżkę promieniowania podczerwonego, której rozkład widmowy wyraźnie wskazuje, że jej źródłem jest termiczne promieniowanie pyłu o temperaturze rzędu 1000 K. Dla jednego obiektu (o nazwie MR 80 i typie widmowym WC9), metodą interferencji plamkowej określono rozmiary otoczki pyłowej na ok. 100 j.a.

Gwiazdy WR są z reguły silnymi źródłami promieniowania rentgenowskiego. Rozkład widmowy tego promieniowania świadczy o tym, że jest ono wysyłane przez rozrzedzony gaz o temperaturze kilku milionów stopni – najprawdopodobniej z cienkiego, zewnętrznego obszaru wiatru, w którym absorpcja miękkiego promieniowania rentgenowskiego jest już niewielka. Gorący obszar w zewnętrznych częściach wiatru może być wynikiem oddziaływania rozprędzonych cząstek wiatru z rozrzedzonym ośrodkiem międzygwiazdowym lub z wiatrem innej gwiazdy. Stosunek jasności rentgenowskiej do jasności bolometrycznej, L_X/L_{bol} , jest dla gwiazd WR znany bardzo niedokładnie (ze względu na trudność wyznaczenia L_{bol} dla tych gorących obiektów), jednak wszystko wskazuje na to, że jest on tego samego rzędu co dla gwiazd typu O – ok. 10^{-7} – co może sugerować, iż w obu przypadkach mechanizm emisji rentgenowskiej jest podobny.

Osobliwe widmo, złożone z silnych linii emisyjnych oraz intensywna utrata materii w postaci wiatru gwiazdowego sprawiają, że wyznaczenie podstawowych parametrów fizycznych gwiazd WR jest stosunkowo trudne, ponieważ nie stosują się do nich wyniki kalibracji omawianych w paragrafie 5. Jedyne informacje dotyczące gwiazd WR zawdzięczamy przede wszystkim tym obiektom, które są członkami asocjacji lub układów podwójnych. Dla tych pierwszych można bez trudu wyznaczyć jasności absolutne, zaś dla drugich – ocenić masy, promienie i temperatury efektywne. Typowe wartości temperatur efektywnych i jasności absolutnych są przytoczone w Tabeli 7.1.

Warto jednak zwrócić uwagę, że temperatury efektywne otrzymywane w po-

szczególnych przypadkach różnią się znacznie i mogą zawierać się w przedziale $(3 - 9) \cdot 10^4$ K. Nie jest jeszcze całkowicie jasne, w jakiej mierze rozrzut ten jest zjawiskiem rzeczywistym, a w jakiej – odbiciem naszej nieznajomości modeli atmosfer tak nietypowych obiektów jak gwiazdy WR.

Tabela 7.1
Temperatury i jasności gwiazd Wolfa-Rayeta

Sp	T_{ef}	M_V	L/L_\odot	Sp	T_{ef}	M_V	L/L_\odot
WN3	85000	-3,1	$2,2 \cdot 10^5$	WC4	90000	-4,5	$3,5 \cdot 10^5$
4	85000	-4,0	$2,0 \cdot 10^5$	5	85000	-3,6	$1,3 \cdot 10^5$
5	60000	-4,0	$1,6 \cdot 10^5$	6	80000	-3,6	$1,2 \cdot 10^5$
6	60000	-4,1	$1,6 \cdot 10^5$	7	75000	-4,5	$2,2 \cdot 10^5$
7	50000	-5,4	$3,5 \cdot 10^5$	8	65000	-4,0	$1,4 \cdot 10^5$
8	45000	-5,5	$2,4 \cdot 10^5$	9	50000	-4,6	$8,7 \cdot 10^4$
9	30000	-6,7	$5,0 \cdot 10^5$				
6ha	45000	-6,8	$1,5 \cdot 10^6$	WO1	~ 150000	-1,8	
9ha	35000	-7,1	$7,2 \cdot 10^5$	5		-5,0	

Znacznie mniejszy rozrzut wykazują natomiast wartości promieni gwiazd WR ocenione na podstawie analizy układów zaćmieniowych: zawierają się one w granicach 3 – 11 promieni Słońca i przedział ten zależy w bardzo małym stopniu od użytych modeli atmosfer obu składników. Dlatego też uważa się za fakt dobrze potwierdzony obserwacyjnie, że gwiazdy WR są obiektami o stosunkowo małych promieniach i wysokich temperaturach efektywnych.

Oceny mas są również wynikiem analizy podwójnych układów spektroskopowych. Niezbędne dane istnieją dla ok. dwudziestu układów, w których składnikiem głównym jest z reguły gorąca gwiazda typu O. Zakładając, że masy gwiazd O w układach są takie same jak dla normalnych gwiazd tego typu, ze stosunku amplitud prędkości radialnych można ocenić masy składników WR. Zawierają się one w szerokim przedziale 6 – 50 M_\odot i nie wykazują żadnej zależności od podtypu.

Gwiazdy WR należą do podsystemu płaskiego ($\langle |z| \rangle \approx 100$ pc) i występują przede wszystkim w sąsiedztwie obszarów Galaktyki o dużej aktywności gwiazdotwórczej, takich jak okolice centrum Galaktyki, ramiona spiralne, rozległe obłoki materii międzygwiazdowej czy asocjacje lub młode gromady gwiazdowe. Są to zatem obiekty młode, choć – ze względu na dużą masę i związane z tym duże

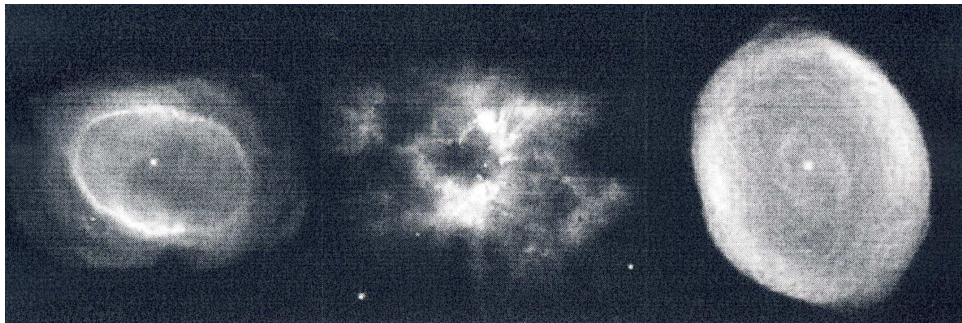
tempo ewolucji – zapewne w zaawansowanych stadiach ewolucyjnych. Najprawdopodobniej ich poprzednikami są masywne gwiazdy typu widmowego O, które utraciły otoczki wodorowe podczas palenia wodoru w jądrze, a procesy mieszania i silny wiatr doprowadziły do obnażenia ich gorących warstw wewnętrznych. Szczegóły ewolucji gwiazd Wolfa–Rayeta nie zostały jeszcze zadowalająco wyjaśnione; jako hipotezę roboczą przyjmuje się, że stanowią one fazę poprzedzającą wybuchy supernowych typu Ia i Ib. Przemawia za tym fakt, że gwiazdą WR była poprzedniczka supernowej w Wielkim Obłoku Magellana z 1987 roku.

Gwiazdy WR występują stosunkowo rzadko: znamy ich około 300. Do odległości 3 kpc od Słońca znajduje się ich tylko 63, czyli jest ich czterokrotnie mniej niż np. gwiazd typu O i B o masach ponad $40 M_{\odot}$ (245 obiektów). Mimo to mogą one mieć znaczny wpływ na ogólny stan materii w Galaktyce: ich wiatry napędzane silnym polem promieniowania wnoszą do materii międzygwiazdowej energię kinetyczną w tempie ok. $10^{31} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-3}$ oraz masę w tempie ok. $5 \cdot 10^5 M_{\odot} \text{ rok}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-3}$. Materia opuszczająca gwiazdy WR jest w wyniku przemian jądrowych wzbogacona w hel, węgiel, tlen, azot i magnez. Jest ona również obfitym źródłem grafitowego pyłu międzygwiazdowego.

Około 10% gwiazd kwalifikowanych jako WR znajduje się w centrach mgławic planetarnych. Pomimo zewnętrznego podobieństwa widma oraz położenia na diagramie HR są to jednak obiekty o całkowicie odmiennej naturze.

Jądra mgławic planetarnych. Drugą nietypową grupę obiektów z wysokotemperaturowego krańca diagramu Hertzsprunga–Russella tworzą gwiazdy centralne (jądra) mgławic planetarnych. Mgławice planetarne (widoczne przez małe teleskopy w postaci jasnych plamek przypominających planety – stąd nazwa) w rzeczywistości odznaczają się dużą różnorodnością kształtów: od kolistych do osiowoosymetrycznych, jak to pokazują przykłady przytoczone na Rys. 7.2. Jednak centralne położenie jądra względem mgławicy nie pozostawia na ogół wątpliwości co do fizycznego związku między nimi. Widmo mgławicy zawiera wzbudzone i dozwolone linie emisyjne oraz stosunkowo silne kontinuum Lymana. Większość linii dozwolonych pochodzi z rekombinacji zjonizowanych atomów wodoru, helu, węgla, azotu i tlenu. W szczególności *dekrement balmerowski*, czyli stosunki natężeń kolejnych emisyjnych linii serii Balmera, jest taki, jakiego należałoby oczekiwać w przypadku fotorekombinacji jako głównego mechanizmu świecenia. Czynnikiem jonizującym mgławicę jest bez wątpienia promieniowanie nadfioletowe gwiazdy centralnej.

Materia mgławic planetarnych znajduje się w stosunkowo wysokim stanie jonizacji, który zresztą zmienia się znacznie wzdłuż promienia: jest najwyższy w pobliżu gwiazdy centralnej i najniższy na obrzeżach. W widmie jednej mgławicy mogą jednocześnie występować zarówno linie zjonizowanego helu, linie sześciokrotnie zjonizowanego żelaza, jak i radiowe linie cząsteczek CO i OH.



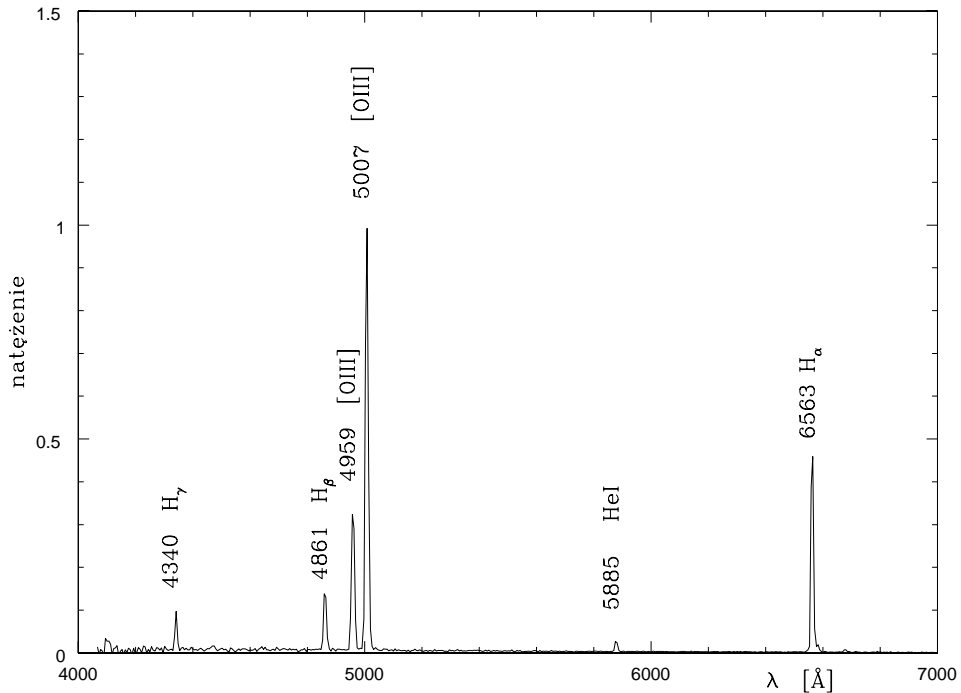
Rys. 7.2 Różne kształty mgławic planetarnych. (Zdjęcia z *Hubble Space Telescope*)

Wzbudzenia zderzeniowe nie mają większego znaczenia przy formowaniu się wodorowych linii emisyjnych mgławic planetarnych. Zderzenia odgrywają natomiast ważną rolę w mechanizmie wzbudzania atomów i jonów pierwiastków cięższych do poziomów metatrwałych położonych kilka elektronowoltów nad poziomem podstawowym, z których następnie zachodzą przejścia wzbronione do stanu podstawowego. W gęstościach elektronowych charakterystycznych dla mgławic planetarnych ($N_e \approx 10^9 \text{ m}^{-3}$), charakterystyczny czas upływający między zderzeniami jest rzędu 10^6 s , średni czas życia atomów na poziomach metatrwałych zawiera się w granicach $10^{-2} - 10^4 \text{ s}$, a zatem, wzbudzony zderzeniowo atom ma znikomą szansę, by doczekać następnego zderzenia – być może powodującego zderzeniową deekscytację – przed zajściem spontanicznego przejścia promienistego związanego z emisją linii wzbronionej. Większość linii wzbronionych należy do tlenu i neonu. Przykład widma mgławicy planetarnej jest pokazany na Rys. 7.3.

Jak można sądzić na podstawie kształtu i przesunięć linii, mgławice planetarne ekspandują jako całość z prędkościami od kilku do nawet tysiąca km/s.

Powyższe cechy mgławic planetarnych nie pozostawiają wątpliwości, że ich jądra są na ogół gwiazdami gorącymi. Rzeczywiście, ich widma mogą wykazywać cechy widmowe gwiazd typu widmowego O, Of, w pewnych przypadkach – gwiazd Wolfa–Rayeta, a niekiedy składać się wyłącznie z widma ciągłego bez linii absorpcyjnych czy emisyjnych. Temperatury gwiazd centralnych wyznaczone metodami pośrednimi na podstawie stosunków natężeń linii zarówno samych gwiazd jak i otaczających je mgławic są zawsze bardzo wysokie i zawierają się w przedziale $3 \cdot 10^4 - 10^5 \text{ K}$.

Dla kilkunastu mgławic planetarnych o znanych odległościach możliwe było wyznaczenie jasności absolutnych gwiazd centralnych; okazało się, że ich moce promieniowania zawarte są w przedziale od 0,1 do ok. 100 w jednostkach słonecznych. Przy jednoczesnej przybliżonej znajomości temperatur efektywnych



Rys. 7.3 Przykład widma mgławicy planetarnej.

wynikają stąd promienie od kilku dziesiątych do około dwóch promieni Słońca.

Masy gwiazd centralnych są znane tylko w przybliżeniu. W kilku przypadkach jądra mgławic planetarnych są składnikami układów zaćmieniowych, co pozwala ocenić ich masy na ok. $0,5 - 1,2 M_{\odot}$.

Przestrzenny rozkład mgławic planetarnych w Galaktyce świadczy o ich przynależności do starej populacji dysk, a ich położenie na diagramie HR odpowiada raczej obiektom II populacji. Można na tej podstawie wnioskować, że są to obiekty stare i zaawansowane ewolucyjnie.

Dotychczas zidentyfikowano ponad 1500 mgławic planetarnych, co nie zawsze jest sprawą prostą, ponieważ bardzo odległe, albo bardzo zwarte mgławice wyglądają na zdjęciach nieba tak samo jak gwiazdy i o obecności mgławicy świadczą tylko charakterystyczne linie widmowe. Ocenia się, że w Galaktyce znajduje się ok. $4 \cdot 10^4$ obiektów tego typu. Biorąc pod uwagę średni czas istnienia mgławicy ($2 \cdot 10^4$ lat) i to, że Galaktyka istnieje już ok. 10^{10} lat, łatwo możemy ocenić całkowitą liczbę obiektów, które przeszły przez fazę mgławicy planetarnej: $10^{10} / (2 \cdot 10^4) \cdot (4 \cdot 10^4) = 2 \cdot 10^{10}$. Ponieważ całkowitą liczbę białych karłów w Galaktyce ocenia się na ok. $1,5 \cdot 10^{10}$, to prawdopodobna wydaje się powszechnie dziś przyjmowana hipoteza, że jądra mgławic planetarnych są poprzednikami białych karłów, stanowiąc fazę przejściową między czerwonymi olbrzymami i bia-

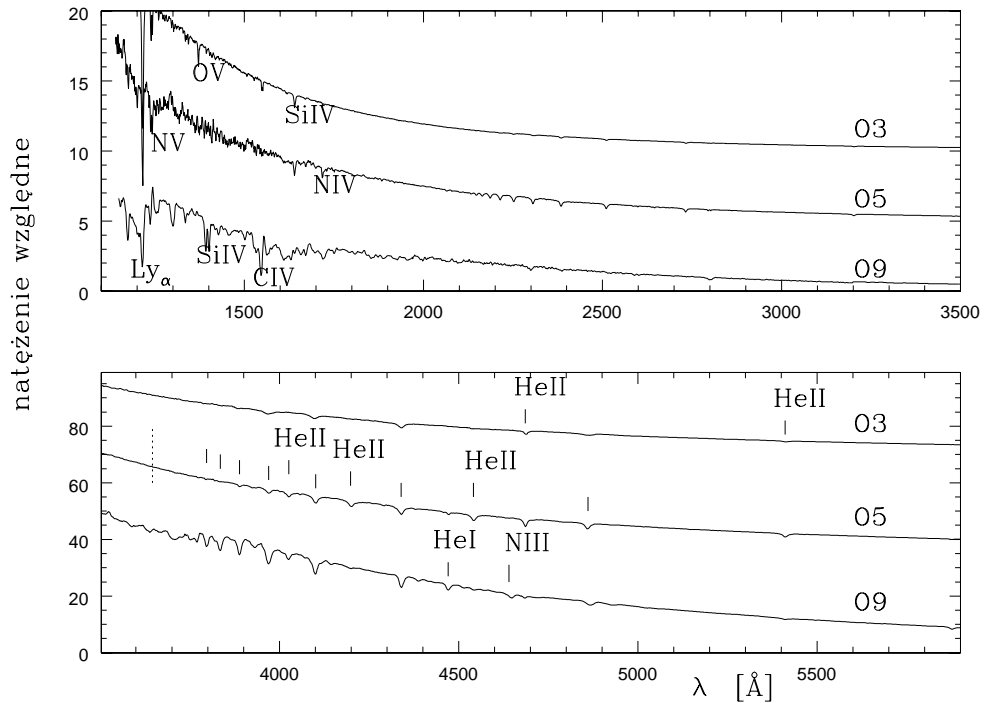
łymi karłami. A zatem ich obecny stan odpowiadałby fazie ewolucyjnej gwiazd II populacji o masach rzędu $0,5 - 1,5 M_{\odot}$ po zakończeniu fazy gałęzi asymptotycznej (post-AGB, ang. *post Asymptotic Giant Branch*). W fazie tej, zewnętrzne warstwy gwiazd są słabo związane grawitacyjnie z warstwami głębszymi, co sprzyja ich utracie w postaci rozszerzającej się, sferycznie symetrycznej mgławicy. Zgodnie z tym obrazem mgławice są z pewnością tworami młodymi: odrzucona materia mgławicy rozszerzająca się pod wpływem promieniowania gorącej pozostałości w centrum z typową prędkością 25 km/s osiąga rozmiary rzędu parseka i ulega rozproszeniu w ciągu ok. $20\,000$ lat. Obecność mgławicy jest więc tylko krótkim epizodem w ewolucji gwiazdy będącej jądrem mgławicy planetarnej.

Wyjaśnienia wymaga natomiast istnienie mgławic wykazujących wyraźnie wyróżnione kierunki wyptywu. Możliwą przyczyną takiej asymetrii może być podwójność gwiazdy centralnej lub stosunkowo silne biegunowe pole magnetyczne. Rzeczywiście, pewien niewielki procent jąder mgławic planetarnych to stwierdzone gwiazdy podwójne, a około jednej czwartej spośród wszystkich wykazuje mniej lub bardziej regularne zmiany jasności (co może sugerować istnienie przepływów materii między składnikami). Natomiast niczego nie wiadomo na temat pola magnetycznego, ponieważ znaczne poszerzenie cieplne linii widmowych uniemożliwia obserwacje rozszczepienia zeemanowskiego linii, a silne świecenie tła mgławicy maskuje ewentualną obecność polaryzacji.

Wśród mgławic klasyfikowanych jako planetarne istnieje kilka obiektów posiadających jasne i chłodne gwiazdy centralne, wykazujące cechy widmowe gwiazd symbiotycznych lub zmiennych typu Mira. Najprawdopodobniej są to obiekty, które tylko wyglądem przypominają mgławice planetarne a ich historia jest całkowicie odmienna niż w przypadku przeciętnych mgławic planetarnych.

Gwiazdy typu O. Charakterystyczną cechą widm gwiazd tego typu jest istnienie wyraźnego kontinuum, na którego tle występują nieliczne i słabe linie neutralnego helu i wodoru oraz linie jonów takich jak HeII, SiIV, OV, CIII, CIV i NIV. Podstawowym kryterium klasyfikacyjnym w optycznej dziedzinie widma jest stosunek natężeń linii HeI $447,1$ do HeII $454,1 \text{ nm}$. Ciąg podtypów, od O3 do O9,5, jest ciągiem malejących temperatur jonizacyjnych. Najwyższą temperaturę mają gwiazdy podtypu O3: linia helu neutralnego HeI $447,1 \text{ nm}$ jest w ich widmach praktycznie niewidoczna. Użyteczne kryteria klasyfikacyjne istnieją również w nadfiolecie, w którym skoncentrowana jest większość promieniowanej energii. Są nimi przede wszystkim natężenia linii SiIV $139,4$, $140,3$ i CIV $154,8$, $155,1 \text{ nm}$.

Wyraźnie wydzieloną podgrupą gwiazd typu O są gwiazdy z liniami (często bardzo silnymi) emisyjnymi. Ich obecność w widmie zaznaczamy dodatkowym symbolem informującym przede wszystkim o występowaniu względnie o braku linii HeII $468,6$ i NIII $463,4$, $464,0$ i $464,1 \text{ nm}$: Of – HeII i NIII w emisji; O(f) – HeII nie występuje, NIII w emisji; O((f)) – HeII w absorpcji, NIII w emisji; Of* –



Rys. 7.4 Widma gwiazd typu widmowego O w szerokim zakresie długości fali. Na górnym rysunku seria linii absorpcyjnych w przedziale od ok. 2100 do 3000 Å należy do zjonizowanego helu (odpowiednik serii Paschena wodoru). Na dolnym rysunku pionowymi kreskami bez opisu są zaznaczone linie wodoru serii Balmera. Linia przerywana wskazuje położenie granicy serii.

NIV 405,7 nm w emisji silniejsza niż NIII; Of^+ – SiIV 408,9 i 411,6 nm w emisji, HeII i NIII w emisji.

Inną podgrupą gwiazd O są gwiazdy z liniami emisyjnymi wodoru ale bez wymienionych wyżej linii HeII i NIII. Oznacza się je symbolem Oe. U niektórych spośród nich emisja występuje tylko w linii $H\alpha$; takie widma oznacza się symbolem O(e).

Oddzielny symbol stosuje się dla scharakteryzowania szerokości linii emisyjnych: n oznacza linie silnie rozmyte, natomiast (n) – linie o umiarkowanej szerokości.

Profile linii emisyjnych w gwiazdach Oe mają taki sam charakter jak w gwiazdach Be (patrz niżej). Nieliczne gwiazdy, w których profile emisyjne linii HeII 468,6 mają taki sam kształt jak emisyjne linie wodoru w gwiazdach Oe, ale które nie wykazują emisji wodorowej, oznaczamy symbolem Oef.

U części gwiazd typu O natężenie linii azotu lub węgla może być anomalne w stosunku do podtypu określonego na podstawie linii helu. Symbolem ON oznacza się gwiazdy o wzmocnionych liniach azotu i osłabionych liniach węgla, natomiast symbolem OC – gwiazdy o odwrotnych stosunkach natężeń, tzn. o silnych liniach węgla i osłabionych liniach azotu. Anomalie te występują przede wszystkim wśród gwiazd późnych podtypów O, przy czym gwiazdy ON występują we wszystkich klasach jasności, od V do I, podczas gdy gwiazdy OC spotyka się tylko wśród gwiazd o dużej jasności absolutnej. Nie zostało jeszcze wyjaśnione, czy różnice te odzwierciedlają rzeczywiste różnice składu chemicznego, czy też są wynikiem różnego stopnia wymieszania materii tych gwiazd w czasie ich ewolucji na ciągu głównym.

Z analizy profili linii absorpcyjnych w widmach o dużej dyspersji wynika, że gwiazdy typu O mają na ogół duże prędkości rotacji – średnie prędkości obrotu na równiku są rzędu 100 km/s. Szczególnie duże prędkości mają gwiazdy Oe – ponad 300 km/s na równiku.

W naszej Galaktyce, podobnie jak w innych galaktykach, gwiazdy typu O występują głównie w ramionach spiralnych i są obiektami populacji I. Są one stosunkowo nieliczne, choć ze względu na dużą jasność można je obserwować z bardzo dużych odległości. Nie ma ich w najbliższym otoczeniu Słońca, tzn. w zasięgu pomiaru paralaks trygonometrycznych. Kalibracja typów widmowych O w funkcji jasności absolutnych może więc być dokonana tylko w sposób pośredni, za pomocą obiektów wchodzących w skład asocjacji i gromad otwartych, o odległościach wyznaczonych na podstawie jasności chłodniejszych gwiazd ciągu głównego.

Podobne trudności napotykają próby stworzenia fundamentalnej skali temperatur efektywnych i poprawek bolometrycznych. Bezpośredni pomiar średnicy kątowej okazał się dotychczas możliwy tylko dla jednego obiektu – ζ Pupis, O4ef I. W pozostałych przypadkach musimy odwoływać do teoretycznych modeli atmosfer, wybierając te spośród nich, które najlepiej odtwarzają obserwowane widmo ciągłe i liniowe. Oczywiście tak uzyskane wartości temperatur i poprawek bolometrycznych zależą zarówno od poprawności modeli jak i od znajomości poczerwienienia międzygwiazdowego. Nawiasem mówiąc, gwiazdy O, występujące tylko w płaszczyźnie Galaktyki i w dużych odległościach od Słońca, są zazwyczaj silnie poczerwienione, co wprawdzie utrudnia wyznaczenie ich parametrów fizycznych w indywidualnych przypadkach, ale równocześnie sprawia, że gwiazdy te są nieocenioną pomocą w badaniach ekstynkcji międzygwiazdowej.

Masy i promienie gwiazd O są wyznaczone metodami pośrednimi na podstawie analizy układów podwójnych spektroskopowych i zaćmieniowych, nie ma bowiem podwójnych wizualnych o znanych paralaksach trygonometrycznych, w których skład wchodziłyby gwiazdy O. Uzyskane wyniki, chociaż obarczone niepewnością właściwą dla metod pośrednich, są na ogół zgodne z teoretycznymi modelami

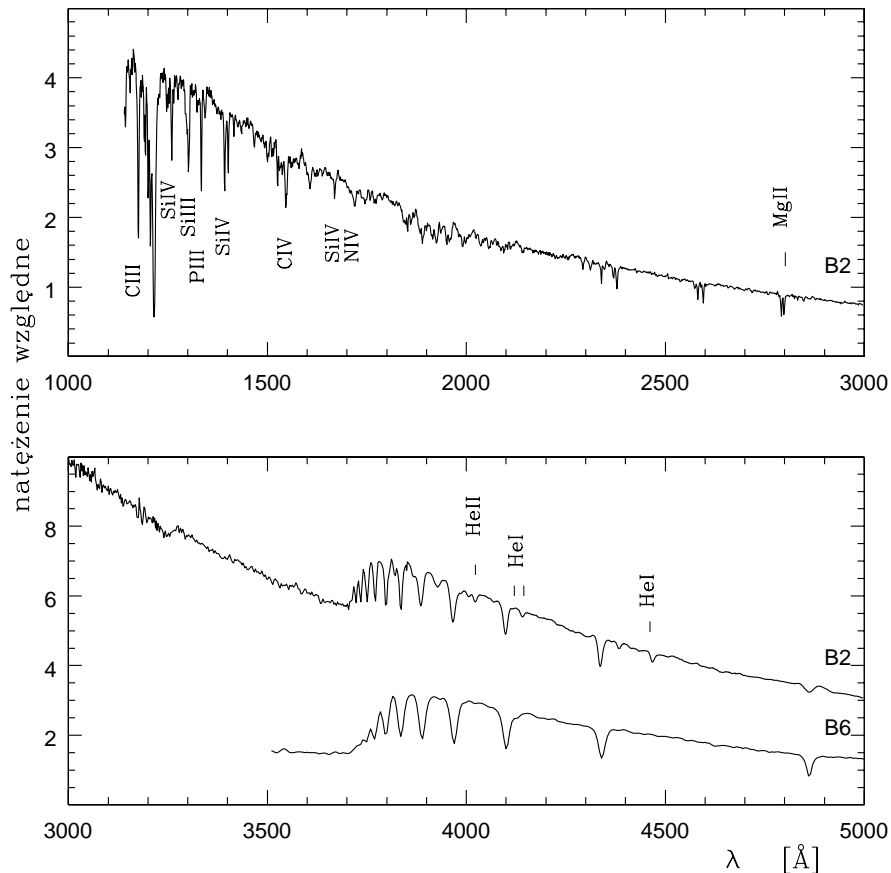
gwiazd gorących.

Gwiazdy O, jako obiekty młode, których wiek zawiera się w bardzo wąskich granicach, są grupą jednorodną pod względem składu chemicznego: zawartość pierwiastków ciężkich jest taka jak dla gwiazd populacji I. Wyjątek mogą stanowić tylko wspomniane wyżej gwiazdy ON i OC.

Widmowe obserwacje w nadfiolecie ujawniły, że praktycznie wszystkie linie rezonansowe w gwiazdach O mają profile typu P Cygni, co dowodzi, że gwiazdy te są źródłami silnych wiatrów. Przyjmując prawdopodobny model zjawiska wypływu, można ocenić, że z wiatrami wiejącymi z gwiazd O związana jest utrata masy w tempie $10^{-5} - 10^{-6} M_{\odot} \text{ rok}^{-1}$. Tempo utraty masy jest funkcją jasności absolutnej: jest największe dla nadolbrzymów i najmniejsze dla karłów ciągu głównego. Gwiazdy typu Of tracą średnio o rząd wielkości więcej materii niż zwykłe gwiazdy O.

Istnienie silnych wiatrów jest najprawdopodobniej również przyczyną, dla której gwiazdy O są stosunkowo silnymi źródłami promieniowania rentgenowskiego: z dużą dokładnością zachodzi dla nich $L_X/L_{\text{bol}} \approx 10^{-7}$. Charakterystyczną cechą promieniowania jest duże natężenie w zakresie niskoenergetycznym. Brak absorpcyjnego obciążenia widma po stronie niskoenergetycznej (przynajmniej ponad to, czego możemy oczekiwać w wyniku absorpcji międzygwiazdowej) oznacza, że źródłem promieniowania rentgenowskiego są obszary na tyle odległe od gwiazdy, że promieniowanie to nie przechodzi przez wiatr, w którym musiałaby zachodzić jego znaczna absorpcja. Naturalnym miejscem powstawania emisji rentgenowskiej wydaje się zewnętrzny brzeg wiatru gwiazdowego, gdzie zderza się on z rozrzedzoną materią międzygwiazdową lub okółogwiazdową. Nie przeczy tej możliwości fakt, że ok. 30% gwiazd typu O jest zmiennych rentgenowsko. Oddziaływanie wiatru z materią rozproszoną prowadzi bowiem do powstania na granicy dzielącej oba ośrodki fali uderzeniowej, w której cienka optycznie i podgrzana do milionów stopni materia wysyła promieniowanie rentgenowskie w wyniku przejść swobodno–swobodnych. Niejednorodności w fali uderzeniowej, a także przypadkowe zmiany prędkości wiatru, mogą być odpowiedzialne za nieregularne wahania emitowanego strumienia. Interesujący, choć jeszcze ostatecznie nie rozstrzygnięty jest problem zmienności gwiazd O. Istniejące obserwacje fotometryczne wydają się wskazywać, że wśród nadolbrzymów powszechne są quasi-okresowe zmiany jasności o niewielkiej amplitudzie, w skali czasowej rzędu dni. Wyraźne są również zmiany kształtu profili linii absorpcyjnych obserwowane u niektórych olbrzymów i gwiazd ciągu głównego typu O. Nie udało się jeszcze wykryć dokładnej okresowości tych zmian, lecz tylko określono ich skale czasowe – od kilku godzin do kilku dni. Zmiany profili interpretuje się niekiedy jako wynik pulsacji nieradialnych.

Gwiazdy typu B. Cechą charakterystyczną optycznych widm gwiazd typu B



Rys7.5 Typowe widmo gwiazdy B2V w szerokim zakresie widma. Na górnym rysunku zaznaczone są niektóre linie pierwiastków zjonizowanych. Na rysunku dolnym dla porównania przedstawiony jest również fragment widzialnego widma gwiazdy B6V. W dziedzinie widzialnej występuje praktycznie tylko seria Balmera wodoru i słabe line helu

jest obecność silnych linii absorpcyjnych serii Balmera wodoru oraz niektórych linii neutralnego helu. Linie wodoru stają się coraz to silniejsze w miarę wzrostu numeru podtypu; linie helu osiągają maksymalne natężenie w pobliżu podtypu B3. Kryterium klasyfikacyjnym w przedziale podtypów B2 – B8 są dodatkowo natężenia linii HeI 412,1, 414,4 i SiII 412,8, 413,1 nm. Dobrym kryterium jasności absolutnej (klasy jasności) jest dla podtypów B0 – B3 stosunek natężeń linii NII 399,5 i HeII 400,9 nm. Dla późniejszych typów dobrym kryterium jasności jest szerokość i natężenie linii balmerowskich wodoru: są one szerokie i silne w widmach karłów, a słabe i wąskie w widmach olbrzymów. Duża czułość kryteriów klasyfikacyjnych pozwala na stosunkowo łatwe i jednoznaczne wydzielenie podtypów B0, B0,2, B0,5, B0,7, B1 – B9 i B9,5 oraz klas jasności od I do V.

Typ widmowy bywa niekiedy uzupełniany dodatkowym symbolem n lub nn dla podkreślenia, że linie absorpcyjne są rozmyte lub silnie rozmyte. Ponadto, jeżeli stosunki natężeń niektórych linii wydają się anomalne w stosunku do typu widmowego określonego na podstawie zasadniczych kryteriów klasyfikacyjnych, wówczas istnienie tej osobliwości podkreśla się przez dodanie do symbolu typu widmowego litery p.

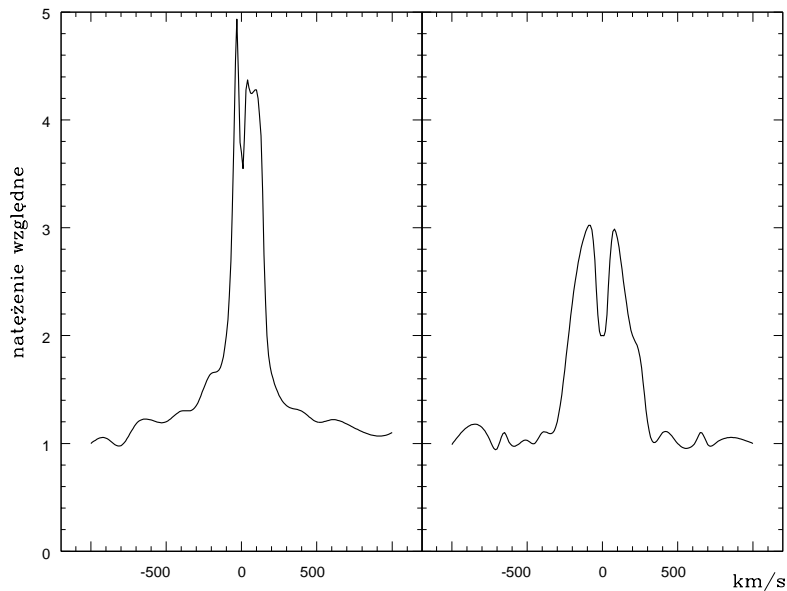
Podobnie jak w przypadku gwiazd O, gwiazdy o wzmocnionych liniach azotu (NII 566,7 nm) oznaczamy symbolem BN, a symbolem BC – gwiazdy o wzmocnionych liniach węgla (CII 657,8 nm). Stąd też bierze się używany niekiedy ogólny termin gwiazdy OBN i OBC.

Gwiazdy B występują przede wszystkim w ramionach spiralnych, w asocjacjach i w młodych gromadach otwartych. Ich skład chemiczny jest zbliżony do składu chemicznego Słońca, są to obiekty młode należące do populacji I.

Obserwowane widma ciągłe i liniowe gwiazd B klasy jasności V pozostają w bardzo dobrej zgodności z wynikami teorii atmosfer. Możemy zatem przypuszczać, że atmosfery tych gwiazd spełniają w dużym przybliżeniu założenia przyjmowane przy konstruowaniu modeli, tzn. pozostają w równowadze hydrostatycznej i promienistej oraz można je uważać za płaskorównoległe. Nowsze obserwacje w nadfiolecie i w dziedzinie rentgenowskiej ujawniły, że równowaga nie jest jednak doskonała: niewielkie asymetrie lub przesunięcia ku fioletowi linii rezonansowych świadczą o istnieniu wiatrów gwiazdowych (bardzo słabych dla gwiazd B ciągu głównego i silniejszych dla olbrzymów i nadolbrzymów), natomiast fakt, że praktycznie wszystkie gwiazdy B są źródłami promieniowania rentgenowskiego, sugeruje istnienie w ich atmosferach gorących warstw – koron – o temperaturze wielu milionów stopni. O obecności gorącego gazu świadczy również *superjonizacja*, czyli stan jonizacji niektórych pierwiastków wyższy niż by to wynikało z wartości temperatury efektywnej. Mechanizm grzania koron gwiazd B nie został jeszcze zadowalająco wyjaśniony.

Obok normalnych, w sensie obserwowanych cech widmowych, gwiazd B istnieją w tym samym zakresie temperatur efektywnych liczne obiekty o bardzo wyraźnych osobliwościach widmowych. Można je podzielić na kilka grup o odmiennych cechach obserwacyjnych.

Gwiazdy Be. Charakterystyczną cechą tych gwiazd jest stała lub tylko przejściowa obecność w widmie widzialnym linii emisyjnych serii Balmera wodoru, nakładających się na widmo absorpcyjne odpowiadające typowi widmowemu B. Emisja może występować we wszystkich liniach, albo tylko w linii H α . Znacznie rzadziej obok linii emisyjnych wodoru obserwuje się również emisyjne linie jednokrotnie zjonizowanych metali, zwłaszcza linie FeII. U części gwiazd Be występują również w widmie wzbronione linie emisyjne takich jonów jak OI, FeII, NII, SII i FeIII; ich obecność zaznaczamy symbolem Bep lub B[e].



Rys. 7.6 Typowe kształty emisyjnej linii $H\alpha$ w gwiazdach Be

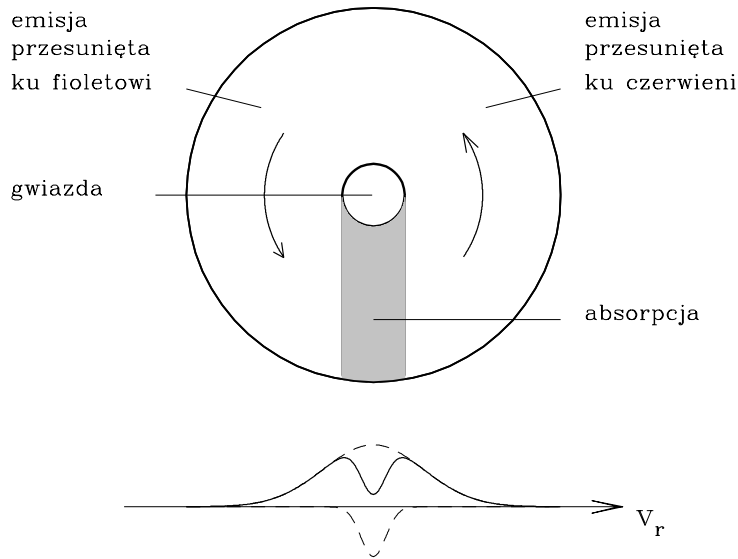
Emisję w liniach obserwuje się również w bliskiej podczerwieni i w nadfiolecie. W podczerwieni są to zazwyczaj linie serii Paschena wodoru oraz linie OI, CaII (tryplet 849,8, 854,2 i 866,2 nm) i FeII. W nadfiolecie, emisja występuje w postaci składnika emisyjnego profilu P Cygni.

Optyczne i podczerwone widma gwiazd Be odznaczają się bardzo dużą różnorodnością i zarazem zmiennością. Typowe profile emisyjne linii $H\alpha$ są przedstawione na Rys. 7.6.

Widma, których linie emisyjne wykazują wyraźną wąską składową absorpcyjną noszą nazwę *widm otoczkowych* (ang. *shell spectra*). W dawniejszej literaturze gwiazdy o takich profilach nazywano *gwiazdami "shellowymi"*. Obecnie grupy tej już się nie wydziela. Okazało się bowiem, że w większości gwiazd Be profile ulegają bardzo dużym zmianom w czasie, w których wyniku widma typu otoczkowego tracą całkowicie składową absorpcyjną. Zdarza się też, że również emisja zanika całkowicie i gwiazda o typie Be staje się zwykłą gwiazdą B.

Powszechnie uważa się, że źródłem składowej emisyjnej jest rozległa otoczka wokół gwiazdy, rotująca ze stosunkowo dużą prędkością liniową. Sposób powstawania rozdwojonej linii emisyjnej w takiej otoczce jest przedstawiony na Rys. 7.7.

Emisja pochodzi z rozrzedzonej materii w obszarze otaczającym gwiazdę. Jego jedna połowa zbliża się do obserwatora i wysyłana przezeń linia jest wskutek efektu Dopplera przesunięta w kierunku fal krótkich. Druga połowa, która oddala się od obserwatora, wysyła linię przesuniętą ku czerwieni. Całkowita szerokość linii jest określona przez prędkość rotacji otoczki. Otoczkowa składowa absorpcyjna



Rys. 7.7 Powstawanie profilu emisyjnej linii gwizdy Be: otoczka wokół gwiazdy jest źródłem poszerzonej dopplerowsko linii emisyjnej, cieńsza linia absorpcyjna powstaje w obszarze zacienionym między gwiazdą a obserwatorem.

powstaje w materii znajdującej się między obserwatorem i fotosferą gwiazdy, jeżeli temperatura tej materii jest niższa od temperatury fotosfery.

Taki sposób formowania się linii emisyjnych sugeruje jednocześnie model gwiazd Be: są to zwykle gwiazdy typu B, wokół których znajduje się rozległa otoczka o promieniu kilkudziesięciu promieni gwiazdy zbudowana ze stosunkowo chłodnej (10 000 K) i rozrzedzonej ($10^{10} - 10^{13}$ elektronów w cm^3) materii. Jak można wnioskować na podstawie szerokości linii, gwiazdy Be rotują bardzo szybko, średnio szybciej niż zwykłe gwiazdy B, można zatem oczekiwać, że otoczka będzie wyraźnie spłaszczona, przybierając kształt dysku lub pierścienia wokół gwiazdy. Modele tego rodzaju, z odpowiednimi modyfikacjami dotyczącymi kształtu otoczki i jej rotacji wokół gwiazdy macierzystej, pozwalają – przynajmniej jakościowo – wyjaśnić dużą różnorodność profili, których przykłady zostały przedstawione na Rys. 7.6. Nie wyjaśniają jednak wszystkich osobliwości i zmian obserwowanych u gwiazd Be, ani też pochodzenia materii około-gwiazdowej. Zazwyczaj zakłada się, że materia ta pochodzi z gwiazdy i opuściła ją pod wpływem takich czynników, jak np. ciśnienie promieniowania, aktywność powierzchniowa, oddziaływania grawitacyjne w układach podwójnych itp. Okolicznością sprzyjającą utracie materii z powierzchni jest szybka rotacja zmniejszająca siłę grawitacji na równiku gwiazdy. Zmienność gwiazd Be, zarówno

jeśli chodzi o zmiany jasności, profili linii i ich szerokości równoważnych, uważa się za wynik zmian zachodzących w samej otoczce jak i w sposobach jej formowania.

Wśród gwiazd Be wyróżnia się też tzw. *krańcowe (ekstremalne) gwiazdy B* oznaczane symbolem Bex; mają one szczególnie silne linie emisyjne i wyraźnie osłabione linie absorpcyjne.

Wiatry wiejące z gwiazd Be, o których istnieniu świadczą profile typu P Cygni linii rezonansowych w nadfiolecie, są stosunkowo słabe, typowo 10^{-11} – $10^{-9} \mathcal{M}_{\odot}/\text{rok}$ i tylko wyjątkowo $10^{-7} \mathcal{M}_{\odot}/\text{rok}$. Nie są więc w stanie wyjaśnić powstania stosunkowo gęstych otoczek okołogwiazdowych, które pojawiają się raczej w wyniku procesów wzmożonej aktywności w skali czasowej dni lub nawet lat. Jest też mało prawdopodobne, by były one źródłem obserwowanego niekiedy promieniowania rentgenowskiego. Jest bardziej prawdopodobne, że emisja rentgenowska jest raczej następstwem podwójności tych gwiazd.

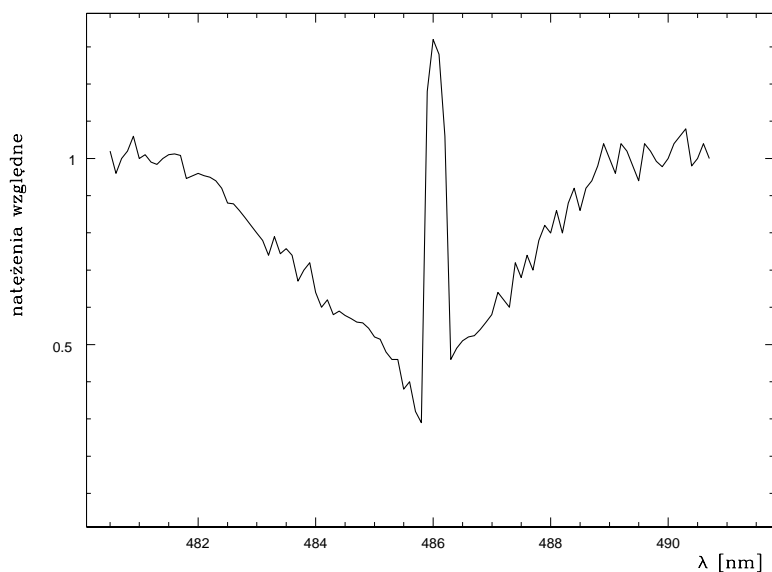
Większość gwiazd Be wykazuje znaczne nadwyżki promieniowania podczerwonego; są one szczególnie duże dla gwiazd Bex. Nie udało się jeszcze wyjaśnić pochodzenia tego promieniowania. Jako możliwe źródła rozważa się swobodno–związaną emisję jonu H^{-} , emisję swobodno–swobodną cienkiego optycznie gazu o temperaturze rzędu 10^4 K lub promieniowanie termiczne pyłu o temperaturze rzędu 10^3 K.

Opisane tu cechy gwiazd Be spotyka się również u niektórych gwiazd typów widmowych O i A. Oznaczamy je odpowiednio Oe i Ae i uważamy za przedłużenie ciągu gwiazd Be ku wyższym i niższym temperaturom. Ocenia się, że 10 – 20% gwiazd B wykazuje charakterystyki Be. Gwiazdy z emisją mają taki sam rozkład w Galaktyce i taką samą przynależność populacyjną jak zwykłe gwiazdy B. Gwiazdy Be wyróżniają się jednak swoim położeniem na diagramie HR, gdzie zajmują obszar ok. 1 mag powyżej ciągu głównego zwykłych gwiazd B. Inaczej mówiąc, gwiazdy z emisją są o ok. 1 mag jaśniejsze od gwiazd B takiego samego podtypu. Różnica ta może być wynikiem zarówno większego zaawansowania ewolucyjnego gwiazd Be, jak i wynikiem zmian globalnych parametrów ich atmosfer i wewnątrz wskutek szybkiej rotacji.

Jedną z najwcześniej poznanych gwiazd Be była γ Cassiopeiae i dlatego niekiedy gwiazdy o podobnych właściwościach nazywane są gwiazdami *typu γ Cas*.

Gwiazdy Ae/Be Herbiga. Obiekty te występują stosunkowo nielicznie i wyróżniają się następującymi cechami: posiadają linie emisyjne w widmach, są zazwyczaj związane z ciemnymi mgławicami, bywają wśród nich gwiazdy oświetlające pobliskie mgławice. Typowy profil emisyjny takiego obiektu jest przedstawiony na Rys. 7.8.

Wszystkie gwiazdy Ae/Be są silnymi źródłami promieniowania podczerwonego, w którym obok widma ciągłego można zauważyć również wyraźne (choć



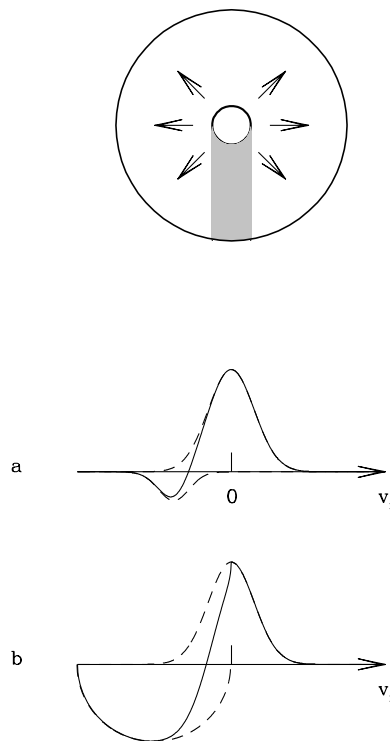
Rys. 7.8 Typowy emisyjny profil linii H β w widmie gwiazdy Ae/Be

do dziś niezidentyfikowane) pasma molekularne. W wielu przypadkach promieniowanie podczerwone ma charakter termiczny i może być uważane za promieniowanie pochodzące od rozległej (o rozmiarach rzędu 10^{12} m, czyli 10 j.a.) otoczki pyłowej o temperaturze między 500 i 1000 K. Ponieważ czas życia cząstek pyłu międzygwiazdowego w pobliżu gorącej gwiazdy nie jest prawdopodobnie dłuższy od $10^4 - 10^5$ lat, obecność pyłu, o ile nie jest on w jakiś sposób dostarczany z zewnątrz, wydaje się świadczyć o tym, że gwiazdy Ae/Be są obiektami przedgwiazdowymi, dochodzącymi właśnie do ciągu głównego. Można je uważać za wysokotemperaturowe odpowiedniki gwiazd T Tauri, o których będzie mowa niżej.

Gwiazdy P Cygni. Do grupy tej zaliczamy wszystkie gwiazdy o charakterystycznych profilach linii widmowych, składających się z nie przesuniętej składowej emisyjnej i wyraźnie przesuniętej ku fioletowi składowej absorpcyjnej. Sposób powstawania takiego profilu jest wyjaśniony na Rys. 7.9.

Pierwszą gwiazdą, u której stwierdzono profil o takim kształcie była znana od XVII wieku gwiazda zmienna, której nadano później katalogowy symbol P Cygni. Profil P Cygni jest oznaką istnienia wokół gwiazdy jednej lub kilku ekspandujących otoczek gazowych. Gwiazdy z profilami P Cygni nie stanowią jednorodnej grupy obiektów o wspólnych cechach fizycznych. Termin P Cygni oznacza obecnie tylko zjawisko lub mówiąc inaczej, jedną specyficzną cechę widma gwiazdowego.

Szczególnie wyraźne charakterystyki P Cygni wykazują nadolbrzymy wczesnych typów widmowych oraz większość gwiazd, w tym również gwiazd ciągu



Rys. 7.9 Powstawanie profilu typu P Cygni: a) linia tworzona w otoczce gazowej rozszerzającej się bez gradientu prędkości: składnik absorpcyjny, powstający w grubym optycznie obszarze zacięniowanym, jest przesunięty ku fioletowi o stałą wielkość odpowiadającą prędkości ekspansji, składnik emisyjny powstaje w cienkich optycznie obszarach symetrycznej otoczki; b) istnienie gradientu prędkości powoduje znaczne rozciągnięcie składowej absorpcyjnej ku fioletowi.

głównego, z wysokotemperaturowego obszaru diagramu HR. Sama gwiazda P Cygni ma typ widmowy B1 Ia i profile typu P Cygni w dziedzinie optycznej. Znacznie częściej kształt P Cygni występuje tylko (lub szczególnie silnie) dla linii rezonansowych, położonych na ogół w nadfioletowej części widma.

Osobliwe gwiazdy typu B. Nawet na podstawie widm o małej dyspersji można stwierdzić, że wiele gwiazd typu B wykazuje anomalne natężenia niektórych linii absorpcyjnych. Anomalie te są najłatwiejsze do zauważenia w przypadku helu, którego linie w normalnych gwiazdach B osiągają maksimum natężenia w pobliżu typu widmowego B2. Linie mogą być zarówno anomalnie słabe, jak i anomalnie silne. Gwiazdy B wykazujące osobliwości widmowe oznaczamy ogólnym symbolem Bp, albo włączamy do ogólniejszej grupy (do której wchodzi również osobliwe gwiazdy typu A) *gwiazd chemicznie osobliwych*, w skrócie CP (z ang. *che-*

mically peculiar). Dalszy podział tych obiektów zależy od rodzaju obserwowanych osobliwości. I tak gwiazdy B o wzmocnionych liniach helu nazywamy gwiazdami *bogatymi w hel*, natomiast gwiazdy o osłabionych liniach helu – gwiazdami *ubogimi w hel*.

Wśród gwiazd bogatych w hel wyróżniamy dwie grupy: pierwszą tworzą *gwiazdy helowe*, których wnętrza są zbudowane z materii zawierającej więcej helu niż wodoru. Ich masy są mniejsze od $1 M_{\odot}$. Przypuszcza się, że skład chemiczny gwiazd helowych jest wynikiem ich poprzedniej ewolucji: gwiazdy te przeszły niedawno przez stadium czerwonego olbrzyma i obecnie ewoluują szybko przez obszar temperatur efektywnych odpowiadający gwiazdom typu B. Drugą grupę tworzą gwiazdy o podwyższonej zawartości helu w atmosferach ($N_{\text{He}} \approx N_{\text{H}}$) i normalnej jego obfitości we wnętrzach. Gwiazdy tej grupy spotyka się zarówno w asocjacjach jak i w młodych gromadach otwartych, co pozwala ocenić ich jasności absolutne i rozmiary, z których wynika, że są to gwiazdy ciągu głównego o masach ok. $10 M_{\odot}$, czyli normalnych dla gwiazd wczesnych podtypów B. Gwiazdy te skupiają się wokół płaszczyzny Galaktyki, podobnie jak inne młode obiekty należące do populacji I.

Drugim rodzajem gwiazd o anomalnym wyglądzie linii helu są gwiazdy ubogie w hel. Ich jednoznaczna klasyfikacja jest nieco trudniejsza: osłabienie linii helowych w widmie nie zawsze jest widoczne na pierwszy rzut oka i o ich osobliwości wnioskujemy najczęściej na podstawie rozbieżności między barwą, wynikającą z pomiarów fotometrycznych i typem widmowym określonym na podstawie obserwacji spektroskopowych. Kryterium klasyfikacji widmowej jest natężenie linii helu natomiast barwa zależy od rozkładu widma ciągłego, słabo zależnego od obfitości helu. Gwiazdy ubogie w hel znaleziono w wielu asocjacjach, co dowodzi, że są to obiekty młode, o wieku nie przekraczającym 10^7 lat.

Dokładniejsze obserwacje widmowe gwiazd ubogich w hel pozwoliły na wykrycie wyraźnych anomalii również w zawartościach pierwiastków ciężkich. Wśród gwiazd tej grupy można wydzielić co najmniej trzy podgrupy o nienormalnie silnych liniach absorpcyjnych następujących pierwiastków: (1) gwiazdy krzemowe o szczególnie silnych liniach Si, (2) gwiazdy o wzmocnionych liniach fosforu P i galu Ga, (3) gwiazdy o silnych liniach tytanu Ti i strontu Sr. Jednocześnie stwierdzono, że obfitość helu jest w tych gwiazdach 2–15 razy mniejsza niż w zwykłych gwiazdach B.

Pomimo tak, wydawałoby się, istotnych różnic między gwiazdami bogatymi i ubogimi w hel, wydaje się bardzo prawdopodobne, że o obserwowanych anomaliach składu chemicznego decyduje taki sam mechanizm. Gwiazdy te mają także wiele cech wspólnych. Jak wspomniano, jedno i drugie wchodzi w skład młodych asocjacji o normalnym składzie chemicznym, co wydaje się wykluczać możliwość, że obserwowane anomalie są wynikiem procesów ewolucyjnych i obejmują całą

gwiazdę, a nie tylko jej warstwy powierzchniowe. Większość gwiazd w obu grupach posiada mierzalne pole magnetyczne, niekiedy bardzo silne – rzędu kilku tesli (kilkudziesięciu tysięcy gaussów). U wielu z nich kształt P Cygni w nadfiolecie świadczy o stosunkowo silnym wietrze gwiazdowym. Gwiazdy bogate w hel mają duże prędkości rotacji, większe od 150 km/s, podczas gdy gwiazdy ubogie w hel są powolnymi rotatorami. Wszystkie gwiazdy o silnych liniach helu mieszczą się w wąskim przedziale typów widmowych B0 – B3, natomiast wszystkie gwiazdy o obniżonej absorpcji helowej leżą w przedziale B3 – B9.

Wiele spośród gwiazd obu grup wykazuje wyraźną zmienność jasności, prędkości radialnych, natężenia pola magnetycznego i szerokości równoważnych niektórych linii widmowych. Zmienność ta jest ściśle okresowa i daje się wyjaśnić jako następstwo obrotu gwiazdy.

Po niskotemperaturowej stronie obszaru diagramu HR zajętego przez gwiazdy o słabych liniach helu, tzn. w przedziale temperatur 16 000 – 11 000 K, co odpowiada przedziałowi typów widmowych B6 – B9, grupuje się trzeci rodzaj gwiazd Bp, *gwiazdy manganowe*, zwane też gwiazdami HgMn. Zgodnie z nazwą, mają one szczególnie silne linie absorpcyjne rtęci HgII 398,4 i manganu MnII 347,4 nm. Zwiększone natężenie linii jest wynikiem od stu do tysiąckrotnie większej obfitości obu tych pierwiastków. Gwiazdy te rotują powoli, z prędkościami rzędu 30 km/s i tylko w wyjątkowych przypadkach sięgającymi ok. 100 km/s. Nie mają one mierzalnego pola magnetycznego, ani też nie wykazują żadnych przejawów zmienności.

Omówione tu grupy gwiazd Bp są wysokotemperaturowym przedłużeniem gwiazd osobliwych typu A, o których będzie mowa niżej. Osobliwości ich składu chemicznego przypisujemy efektom separacji pierwiastków w atmosferach gwiazd gorących pod wpływem ciśnienia promieniowania, tym samym, do których odwołujemy się przy wyjaśnianiu anomalii składu chemicznego gwiazd A.

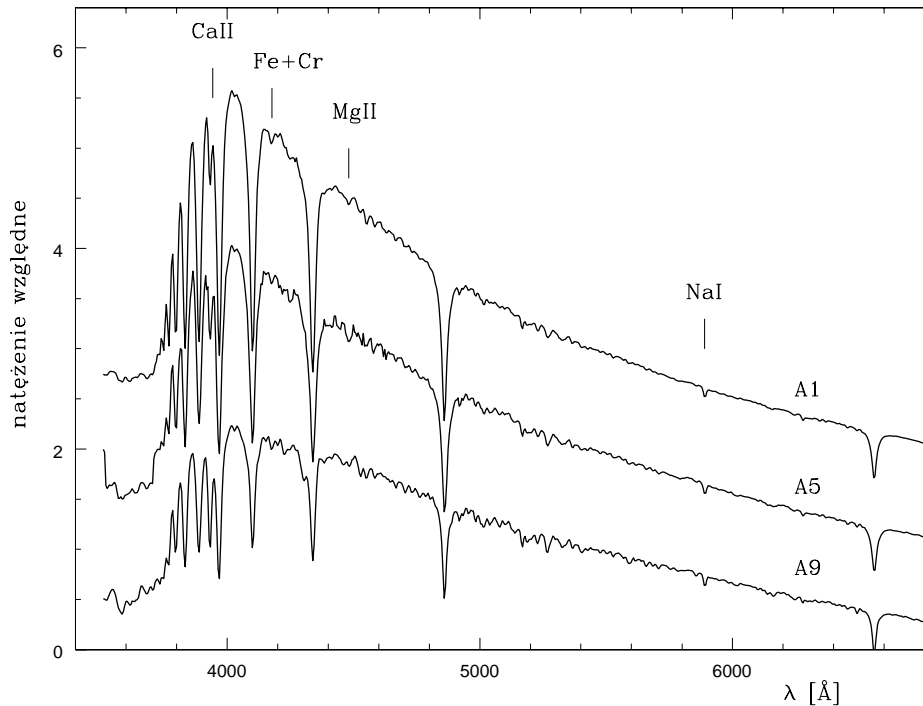
Większość omawianych dotychczas gwiazd wczesnych typów widmowych B wykazuje w mniejszym lub większym stopniu zmienność obserwowanych parametrów fizycznych. Jest ona wynikiem albo obrotu, jak w przypadku gwiazd osobliwych chemicznie, albo niestabilności warstw zewnętrznych, jak w przypadku gwiazd Be. Zmienność będącą następstwem pulsacji wykazują w tym zakresie temperatur gwiazdy typu β Cephei (zwane też gwiazdami β Canis Majoris). Jest to stosunkowo nieliczna grupa gwiazd z wąskiego zakresu typów widmowych od B0,5 do B2 klas jasności od IV do II, wykazujących regularne zmiany jasności i prędkości radialnych. Amplitudy tych zmian są niewielkie – zmiany jasności z reguły nie przekraczają 0,1 mag, a zmiany prędkości radialnych są co najwyżej rzędu kilkudziesięciu km/s. Widma tych gwiazd są najzupełniej normalne, podobnie jak i skład chemiczny, który nie różni się od składu chemicznego niezmiennych gwiazd typu B. Krótkie okresy (rzędu kilku godzin), częste występowanie kilku bliskich

sobie okresów oraz wyraźne zmiany profili linii wskazują, że przynajmniej część spośród tych gwiazd wykonuje oscylacje nieradialne.

Zastosowanie nowoczesnych, precyzyjnych technik pomiaru jasności i rozkładu natężenia w widmach gwiazd, w tym również gwiazd gorących, zmieniło w znacznym stopniu nasze dotychczasowe pojęcie o ich niezmienności. Okazało się bowiem, że wiele gwiazd uważanych za stałe, z których wiele służyło nawet jako standardy jasności lub typów widmowych, wykazuje w rzeczywistości niewielkie – rzędu tysięcznych części wielkości gwiazdowej – wahania jasności, a także, niekiedy dość wyraźne zmiany profili linii widmowych. W zmianach tych nie udaje się na ogół wyróżnić trwałej okresowości, a tylko skale czasowe zmienności, które zawierają się w przedziale od kilku godzin do kilkudziesięciu dni. Obiekty tego rodzaju tworzą niezbyt ściśle zdefiniowaną grupę, którą nazywamy gwiazdami *typu 53 Persei*, albo gwiazdami o zmiennych profilach linii. Przyczynę zmienności upatruje się zazwyczaj w oscylacjach nieradialnych o niewielkiej amplitudzie, które mogą jednak prowadzić do wyraźnych zmian kształtu profili, jak o tym będzie mowa w rozdziale 11.

Gwiazdy typu A. W zakresie temperatur i jasności absolutnych na diagramie HR, właściwym dla gwiazd typu A, zwłaszcza na ciągu głównym, możemy oczekiwać największej zgodności rzeczywistych parametrów gwiazd z teoretycznymi modelami opartymi na klasycznych założeniach równowagi hydrostatycznej i promienistej. Konwekcja w warstwach zewnętrznych tych gwiazd odgrywa znikomą rolę w transporcie energii, głównym źródłem nieprzezroczystości jest wódór. Mimo to w żadnym innym typie widmowym nie ma tylu gwiazd, które w jakimś sensie możemy uważać za osobliwe, co w typie A. Związane są z tym również pewne trudności w dokładnym klasyfikowaniu gwiazd, które chcielibyśmy lub możemy uważać za normalne.

Charakterystyczną cechą widm gwiazd typu A jest występowanie silnych linii zjonizowanego wapnia (dublet CaII 393,3 i 396,9 nm) i wodoru. Linie wodorowe mają największe natężenie w typie A0 i stają się coraz słabsze w miarę wzrostu numeru podtypu. Podobnie zachowuje się linia zjonizowanego magnezu MgII 448,1 nm. Natężenie linii wapnia wzrasta dla późniejszych podtypów. Linie te są przede wszystkim wskaźnikiem temperatury, natomiast kryterium jasności absolutnej są stosunki natężeń linii 417,8/417,2 i 441,7/448,1. Linie 417,8 i 417,2 nm są blendami linii FeI, FeII i CrII, linia 441,7 nm jest blendą TiII i FeII. Ponieważ wygląd widma gwiazd typu A, a zwłaszcza natężenie linii metali, może być w istotny sposób zmieniony przez osobliwości składu chemicznego atmosfery, dużą pomocą w ustalaniu skali temperatur efektywnych i jasności absolutnych oraz przy wyznaczaniu tych wielkości dla poszczególnych gwiazd typu A jest odwołanie się do pomiarów fotometrycznych np. w systemie uvby Strømgrena. Wskaźniki barwy, charakteryzujące przebieg widma ciągłego, są lepszą miarą typu widmowego niż



Rys. 7.10 Przykładowe widma gwiazd typu A w dziedzinie widzialnej. Dominują linie serii Balmera wodoru; zaznaczone są linie pierwiastków cięższych przydatne w klasyfikacji widmowej.

wygląd widma liniowego.

Ponieważ w otoczeniu Słońca znajduje się kilka gwiazd A o znanych odległościach, a wiele normalnych gwiazd A wchodzi w skład dobrze poznanych układów podwójnych, masy, promienie i temperatury efektywne są dla nich wyznaczone stosunkowo dokładnie i niezależnie od modeli teoretycznych.

Normalne gwiazdy A, mimo iż rotują wolniej od gwiazd B, są jeszcze umiarkowanie szybkimi rotatorami: typowa prędkość obrotu na równiku jest ok. 150 km/s, choć zdarzają się również prędkości bliskie 300 km/s. Uderzającą cechą rozkładu prędkości rotacji normalnych gwiazd A jest brak obiektów o prędkościach mniejszych od ok. 40 km/s. Bardzo małe prędkości rotacji mają niektóre gwiazdy A wchodzące w skład układów podwójnych; jednak w tych przypadkach powolny obrót można uważać za wynik synchronizacji obrotu i obiegu wskutek oddziaływań przyływowowych (takich samych, które doprowadziły do zrównania okresu obrotu Księżyca wokół osi z okresem jego obiegu wokół Ziemi).

Istotną właściwością normalnych gwiazd A, odróżniającą je od gwiazd osobliwych tego samego typu widmowego, jest brak mierzalnego pola magnetycznego. Dzisiejsze pomiary nakładają górne ograniczenie na możliwe natężenie pola ma-

gnetycznego równe ok. 0,015 T.

Nie wyjaśnionym dotychczas problemem są przyczyny, dla których gwiazdy A, zarówno normalne, jak i osobliwe, są lub nie są źródłami promieniowania rentgenowskiego. Obserwacje w tej dziedzinie widmowej pokazały, że gwiazdy A mogą mieć jasność rentgenowską zawartą w szerokim przedziale od 10^{20} J/s dla takich gwiazd jak Syriusz lub Wega, do $5 \cdot 10^{23}$ J/s dla Algola. Duża jasność rentgenowska układów podwójnych znajduje oczywiste wyjaśnienie w procesach oddziaływania obu składników z materią rozproszoną w układzie. Zagadkowa jest natomiast emisja rentgenowska gwiazd pojedynczych. Niezależnie do wspomnianych wyżej różnic strumienia rentgenowskiego, gwiazdy A, średnio biorąc, spełniają taką samą zależność między jasnością rentgenowską L_X i bolometryczną L_{bol} jak gwiazdy typów widmowych O i B, tzn. również w ich przypadku $L_X/L_{bol} \approx 10^{-7}$. Mogłoby to nasuwać przypuszczenie, że mechanizm świecenia rentgenowskiego jest we wszystkich przypadkach taki sam, trudno jednak spodziewać się, by gwiazdy o jasnościach absolutnych takich jak te mają gwiazdy AV mogły być źródłami równie silnych wiatrów gwiazdowych napędzanych przez promieniowanie, jak gwiazdy O lub B. Brak zaś dobrze rozwiniętej podpowierzchniowej warstwy konwektywnej nie pozwala spodziewać się wokół gwiazd A wystarczająco rozległych i gorących koron, które mogłyby być źródłem obserwowanego promieniowania rentgenowskiego. Zresztą obserwacje w nadfiolecie i w dziedzinie optycznej jak dotychczas nie wykryły oznak ani silnych wiatrów, ani zauważalnej aktywności chromosferycznej.

Gwiazdy magnetyczne Ap. Spektroskopową cechą wyróżniającą gwiazdy Ap (zwane też gwiazdami osobliwymi typu A) wśród innych gwiazd A jest obecność w ich widmach wzmocnionych linii absorpcyjnych krzemu, chromu, strontu i europu. Niekiedy wzmocnione są również linie innych pierwiastków, przede wszystkim z grupy ziem rzadkich. Wszystkie gwiazdy Ap, dla których prowadzone są obserwacje rozszczepienia zeemanowskiego linii, wykazują obecność pola magnetycznego. Obecnie uważamy raczej, że właśnie pole magnetyczne, a nie samo wzmocnienie niektórych linii absorpcyjnych jest istotnym wyróżnikiem gwiazd Ap. Trudno jest bowiem wskazać na jakieś wyraźniejsze prawidłowości występowania wzmocnionych linii takich a nie innych pierwiastków i z takim a nie innym natężeniem. Pierwotnie, biorąc pod uwagę najsilniejsze linie w widmie, wyróżniano następujące grupy gwiazd Ap: gwiazdy Mn, Si, Si-Cr-Eu, Eu-Cr-Sr i Sr. Później jednak okazało się, że gwiazdy manganowe, Mn, są pozbawione pola magnetycznego i stanowią oddzielną grupę gwiazd osobliwych HgMn, a jednocześnie widma uzyskiwane z coraz większą dyspersją ujawniały coraz większe różnice nawet w obrębie tej samej grupy, co ostatecznie uczyniło wszelki podział na grupy czynnością pozbawioną rozsądnych podstaw obserwacyjnych. Obecnie jesteśmy raczej skłonni uważać, że widmo każdej gwiazdy Ap jest właściwie nie-

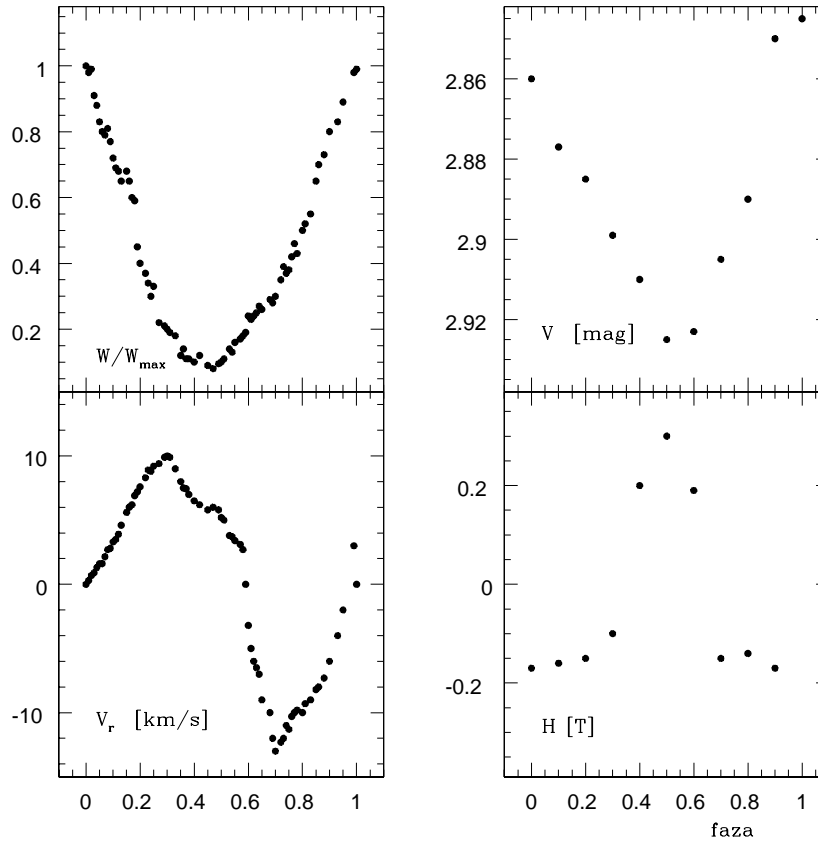
powtarzalne, a podobieństwa istniejące między różnymi widmami mają charakter tylko statystyczny. Obecnie uważa się, że gwiazdy Ap i wspomniane poprzednio gwiazdy Bp, oraz podobne gwiazdy wczesnych typów F, są obiektami tego samego rodzaju, tzn. osobliwości ich widma mają taki sam charakter i takie same przyczyny. Wszystkie rozważania na temat gwiazd Ap dotyczą również gwiazd Bp i Fp.

Położenie gwiazd Ap na diagramie dwuwskaznikowym $(U - B) - (B - V)$ jest takie samo jak normalnych gwiazd A, co pozwala uznać, że dobrą miarą temperatury efektywnej jest ich barwa, mimo że na jej wartość musi wpływać obecność silnych linii absorpcyjnych w widmie. Promienie gwiazd Ap można stosunkowo łatwo ocenić zakładając, że ich zmienność jest wynikiem obrotu wokół osi, oraz znając z obserwacji okres i prędkość obrotu. Masy są znane tylko dla nielicznych obiektów wchodzących w skład układów podwójnych. Wszystkie istniejące informacje zdają się wskazywać, że gwiazdy Ap są gwiazdami ciągu głównego. O ich niezbyt zaawansowanym wieku świadczy również fakt, że spotyka się je w asocjacjach.

Drugą, obok osobliwości widma, cechą charakterystyczną gwiazd Ap jest ich szczególny rodzaj zmienności: z takim samym okresem ulegają zmianie jasność, prędkości radialne, szerokości równoważne "osobliwych" linii absorpcyjnych oraz natężenie pola magnetycznego. Okresy zmienności zawierają się w przedziale od kilku do kilkudziesięciu dni. Wprawdzie około połowa wszystkich zmiennych gwiazd Ap ma okresy krótsze od ok. 3 dni, to jednak znane są również przypadki zmienności z okresem kilkudziesięciu lat (najdłuższe okresy: 22 i 72 lata).

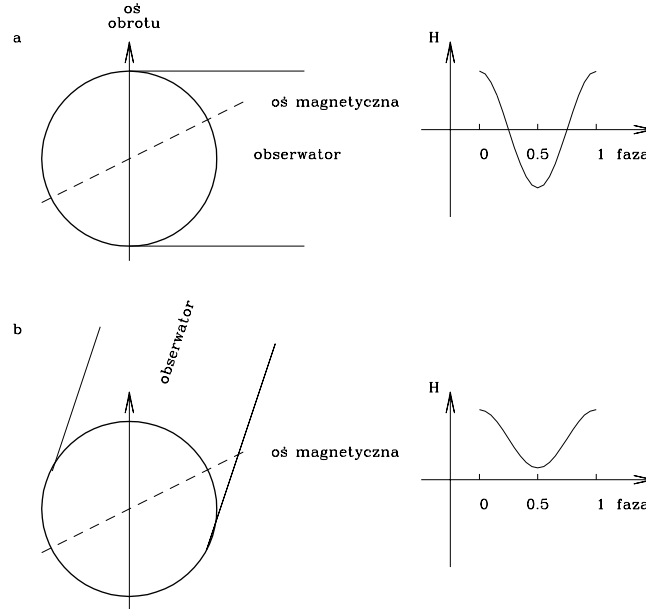
Najjaśniejszą i najlepiej poznaną gwiazdą magnetyczną jest α^2 Canum Venaticorum. Od niej gwiazdy magnetyczne nazywa się też gwiazdami *typu* $\alpha^2 CVn$. Jej okres zmienności jest równy 5,469 dnia. Na Rys. 7.11 przedstawione są średnie zależności fazowe między zmianami podłużnej składowej pola magnetycznego, jasności V oraz szerokości równoważnych i prędkości radialnych wyznaczonych dla linii pierwiastków z grupy ziem rzadkich: europu (EuII), gadolinu (GdII) i dysprozu (DyII).

Obserwowane zmiany najlepiej tłumaczy *model skośnego rotatora*. Opiera się on na analogii do ziemskiego i słonecznego pola magnetycznego, które mają charakter dipolowy i których osie są nachylone względem osi obrotu. Zakłada się ponadto, że pole jest związane w sposób trwały z materią na powierzchni, tak iż obrót pola i gwiazdy jest obrotem sztywnym. Daleki obserwator, w którego polu widzenia znajduje się raz jeden raz drugi biegun magnetyczny, obserwuje zmiany składowej podłużnej pola oraz zmiany polaryzacji. Jeżeli jednak wzajemne kierunki osi obrotu, osi magnetycznej i obserwatora są takie, że stale widzi on tylko jeden z biegunów, to oczywiście nie obserwuje on zmiany kierunku pola (Rys. 7.12).



Rys. 7.11 Zmiany szerokości równoważnych (W/W_{\max}) linii widmowych, prędkości radialnych (V_r), jasności i podłużnej składowej pola magnetycznego (H) w gwiazdzie magnetycznej α^2 *Canum Venaticorum*.

Ten bardzo prosty model geometryczny potrafi wyjaśnić wszystkie rodzaje obserwowanych zmian pola magnetycznego. Zmiany w widmie można na gruncie tego modelu wyjaśnić po przyjęciu założenia, że te pierwiastki, których linie wykazują zmiany, nie są rozłożone na powierzchni gwiazdy w sposób równomierny, lecz tworzą wyraźne koncentracje – plamy. Na przykład zmiany przedstawione na Rys. 7.11 możemy interpretować następująco. W fazie 0,0, w której jasność V oraz szerokości równoważne linii osiągają maksimum, a prędkość radialna linii przechodzi przez zero, jasna plama pierwiastków ziem rzadkich przechodzi przez południk obserwatora. Obrót gwiazdy przesuwa następnie plamę ku brzegowi gwiazdy, jej wkład w świecenie tarczy zmniejsza się, maleje jasność V i maleją szerokości równoważne linii. Dodatkowo wartości prędkości radialnej oznaczają, że plama rzeczywiście oddala się od obserwatora. W fazie 0,5, gdy plama znajduje się dokładnie



Rys. 7.12 Wyjaśnienie obserwowanych zmian podłużnej składowej pola magnetycznego na gruncie modelu skośnego rotatora. W przypadku (a) obserwator w ciągu jednego cyklu widzi oba bieguny o przeciwnej polaryzacji. W przypadku (b) widoczny jest tylko jeden biegun.

po przeciwnej stronie gwiazdy niż w fazie 0 (choć niekoniecznie musi znikać całkowicie z pola widzenia), jasność maleje do minimum, a linie są ledwie widoczne. W tym samym czasie natężenie składowej podłużnej pola magnetycznego osiąga maksimum. Oznacza to, że plama jest usytuowana dokładnie po przeciwnej stronie gwiazdy niż biegun magnetyczny. Inne przesunięcia fazowe między maksimami szerokości równoważnej i natężenia pola magnetycznego, obserwowane w innych gwiazdach oznaczają po prostu inne wzajemne usytuowanie plam i biegunów. Model skośnego rotatora jest w stanie wyjaśnić wszystkie rodzaje zmienności obserwowane dotychczas u gwiazd Ap.

Dość nieoczekiwanym potwierdzeniem słuszności modelu skośnego rotatora okazał się charakter pulsacji zaobserwowanych w końcu lat 70-tych u niektórych gwiazd magnetycznych (*gwiazdy roAp*). Jasności tych gwiazd wykazują periodyczne zmiany o bardzo małej amplitudzie, rzędu jednej setnej lub nawet kilku tysięcznych wielkości gwiazdowej, z okresami rzędu kilku lub kilkunastu minut. W wielu przypadkach oscylacje są wielookresowe, a analiza fourierowska częstości drgań prowadzi do wniosku, że wzbudzone są trzy częstości różniące się

od siebie o stałą wartość. Zgodnie z dzisiejszą teorią pulsacji gwiazd tego rodzaju tryplety interpretujemy jako oscylację nieradialną rozszczepioną na trzy składowe w wyniku rotacji. Wielkość rozszczepienia jest znaną funkcją prędkości rotacji i można na jego podstawie wyznaczyć okres obrotu gwiazdy. We wszystkich przypadkach jest on taki sam jak okres obrotu wyznaczony np. ze zmian pola magnetycznego czy zmian obserwowanych w widmie. Amplituda oscylacji nieradialnych wykazuje niekiedy również modulację z okresem równym okresowi obrotu.

Gwiazdy λ Bootis. Kryteria przynależności do tej grupy gwiazd osobliwych są następujące: wczesny typ A wyznaczony na podstawie linii wodoru; wyraźnie słabsze linie metali w porównaniu z gwiazdami o takim samym typie widmowym, barwie lub jasności absolutnej (np. wyznaczonej z paralaksy trygonometrycznej); położenie na diagramie HR poniżej ciągu głównego; małe prędkości radialne, charakterystyczne dla obiektów populacji I.

Zasadniczymi cechami odróżniającymi gwiazdy λ Bootis od innych gwiazd osobliwych są: osłabienie, a nie wzmocnienie, linii metali oraz stosunkowo duże prędkości rotacji, zawarte w przedziale 70 – 200 km/s. Gwiazd tego typu znamy stosunkowo niewiele. Ocenia się, że stanowią one łącznie nie więcej niż 1% wszystkich gwiazd A. Chociaż wyraźny deficyt metali mógłby wskazywać na ich przynależność do starszej populacji II, to jednak małe prędkości względem Słońca, szybka rotacja, a także częste występowanie w układach podwójnych, których drugim składnikiem jest gwiazda ciągu głównego o normalnym składzie chemicznym, świadczą o tym, że są to obiekty populacji I o anomalnie małej zawartości metali. Wspomniany fakt, że gwiazdy λ Bootis występują w układach podwójnych razem z gwiazdami o normalnym składzie chemicznym oznacza, że deficyt metali niekoniecznie odzwierciedla skład chemiczny materii, z której powstał ten układ i komplikuje tym samym wyjaśnienie obserwowanej anomalii składu chemicznego.

Gwiazdy manganowe typu A (HgMn) są niskotemperaturowym przedłużeniem gwiazd manganowych Bp, o których była mowa wyżej. Ich cechą charakterystyczną jest wzmocnienie linii absorpcyjnych tylko dwóch pierwiastków, rtęci i manganu, stosunkowo powolna rotacja, oraz brak mierzalnego pola magnetycznego. Gwiazdy te nie wykazują również żadnej dającej się zauważyć zmienności widmowej.

Gwiazdy metaliczne Am. Obserwacyjnym kryterium metaliczności (czyli podstawą do zaliczenia gwiazdy do grupy gwiazd Am) jest osłabienie w widmie linii wapnia, magnezu i skandu przy jednoczesnym wzmocnieniu linii pierwiastków grupy żelaza (Fe, Ti, V, Cr, Mn) i pierwiastków cięższych od żelaza takich jak np. Co, Ni, Cu, Zn, Sr itd. Gwiazdy Am występują dość licznie zarówno wśród gwiazd pola, jak i w gromadach otwartych. Są obiektami ciągu głównego o temperaturach z zakresu od ok. 7000 do 9000 K. Nie jest przy tym jasne, czy niemal całkowity brak gwiazd metalicznych poza tym przedziałem temperatur jest

efektem rzeczywistym, czy też wynika z trudności oceny obfitości metali w atmosferach o temperaturach odpowiednio wyższych lub niższych.

Istnieją jeszcze dwie wyraźne cechy odróżniające gwiazdy Am od innych gwiazd A. Wszystkie gwiazdy metaliczne rotują bardzo wolno: większość z nich ma prędkości rotacji mniejsze od 40 km/s, a największą znaną prędkością rotacji jest ok. 100 km/s. Wśród zwykłych gwiazd A praktycznie nie ma obiektów o tak powolnym obrocie. Dość prawdopodobne jest zatem przypuszczenie, że wszystkie gwiazdy o prędkości rotacji mniejszej od 40 km/s są gwiazdami metalicznymi. Drugą cechą gwiazd metalicznych jest ich podwójność: ogromna ich większość, być może nawet wszystkie, wchodzi w skład układów podwójnych. Ponad dwie trzecie tych układów ma okresy obiegu krótsze od ok. 100 dni, podczas gdy znacznie mniej liczne układy podwójne zawierające normalne gwiazdy A mają z reguły okresy dłuższe. Tak wyraźne określenie obserwowanych cech gwiazd metalicznych nasuwa pytanie, która z nich jest powiązana przyczynowo z metalicznością: czy jest nią powolny obrót czy podwójność. Istnieje również możliwość, że obie te cechy są ze sobą związane: jeżeli wszystkie gwiazdy Am są członkami układów podwójnych, to ich powolna rotacja może być wynikiem synchronizacji obrotu z obiegiem orbitalnym.

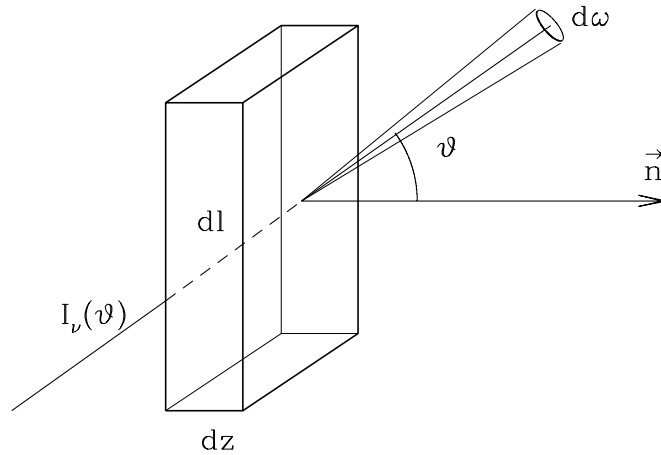
Uderzającą własnością gwiazd metalicznych jest brak pola magnetycznego, choć wobec niewielkiego poszerzenia rotacyjnego linii wykrycie tego pola powinno być łatwe.

Modele atmosfer dla gwiazd metalicznych sugerują, że anomalne natężenia linii w ich widmach odzwierciedlają rzeczywiste anomalie składu chemicznego w atmosferach.

Gwiazdy δ Delphini. Jest to nieliczna grupa olbrzymów i podolbrzymów późnych typów A i wczesnych typów F, wykazujących wyraźne osłabienie linii K (393,3 nm) wapnia zjonizowanego i jednoczesne wzmocnienie linii metali. Ponieważ anomalie widmowe są podobne jak w przypadku gwiazd Am, gwiazdy δ Delphini uważa się za gwiazdy Am w późniejszych stadiach ewolucji. Liczne spośród gwiazd tej grupy wykazują zmienność typu δ Scuti.

Atmosfery gwiazd osobliwych. Przyczyny osobliwości składu chemicznego atmosfer gwiazd B, A i F, o których była mowa wyżej, nie zostały jeszcze w sposób zadowalający wyjaśnione. Jednak najbardziej prawdopodobne wydaje się przypuszczenie, że są one wynikiem stratyfikacji pierwiastków w atmosferach tych gwiazd i że stratyfikacja ta jest następstwem ustalenia się równowagi między siłami grawitacji i siłami, których źródłem jest promieniowanie pochłanianie przez materię.

Wielkość siły działającej na pochłaniającą materię znajdziemy bez trudu na podstawie następującego rozumowania (Rys. 7.13). Zgodnie z definicjami wprowadzonymi w rozdziale 1 pole promieniowania o natężeniu $I_\nu(\vartheta)$ przenosi przez



Rys. 7.13 Siła wynikająca z pochłaniania promieniowania biegnącego w kierunku ϑ przez warstwę materii o grubości dz .

jednostkę powierzchni w ciągu jednostki czasu energię równą $I_v(\vartheta)dv\cos\vartheta d\omega$. Przedstawiona na Rys. 7.13 warstwa o grubości dz absorbuje energię

$$k_v I_v dv \cos \vartheta d\omega dz = k_v I_v dv d\omega dz.$$

Każdy kwant o energii $h\nu$ niesie w kierunku swego ruchu pęd $h\nu/c$, czyli w kierunku z niesie pęd $(h\nu/c) \cos \vartheta$. Zatem wszystkie kwanty poruszające się we wszystkich możliwych kierunkach ϑ , zaabsorbowane przez warstwę dz udzielają jej pędu w kierunku z , czyli wywierają ciśnienie w tym kierunku równe

$$dP_r = \frac{1}{c} \int_0^\infty \int_{4\pi} k_v I_v(\vartheta) \cos \vartheta dv d\omega dz = \frac{1}{c} \int_0^\infty k_v F_v dv dz.$$

Wynika stąd, że siła promienista, równa gradientowi ciśnienia promieniowania, jest dana wyrażeniem

$$f_r = \frac{dP_r}{dz} = \frac{1}{c} \int_0^\infty k_v F_v dv. \quad (7.1)$$

Z analizy wymiarowej wynika, że gradient ciśnienia jest równy sile działającej na jednostkę objętości. Oznaczając przez g_r przyspieszenie wynikające z działania siły promienistej, możemy napisać

$$\frac{dP_r}{dz} = \rho g_r,$$

gdzie ρ jest gęstością, a przyspieszenie promieniste

$$g_r = \frac{1}{\rho c} \int_0^\infty k_\nu F_\nu d\nu. \quad (7.2)$$

Fakt, że oddziaływanie materii z promieniowaniem jest źródłem siły, ma oczywiście wpływ na warunki równowagi w atmosferach gwiazd. Weźmy pod uwagę atmosferę płaskorównoległą znajdującą się w stanie równowagi hydrostatycznej. Uwzględnienie siły promienistej jest równoznaczne ze zmniejszeniem przyspieszenia grawitacyjnego o wielkość przyspieszenia promienistego. To ostatnie jest oczywiście różne dla różnych pierwiastków. Dla każdego pierwiastka i o masie atomowej A_i możemy napisać

$$\frac{dP_i}{dz} = -\rho g + \rho g_{r,i} \quad (7.3)$$

lub dzieląc obie strony przez $P_i = N_i kT$

$$\frac{d \ln P_i}{dz} = -\frac{A_i m_H}{kT} (g - g_{r,i}). \quad (7.4)$$

Przyjmując, że na dowolnie wybranym poziomie $z = 0$ ciśnienie parcjalne pierwiastka i jest równe $P_{i,0}$, możemy rozwiązanie tego równania zapisać w postaci

$$P_i = P_{i,0} \exp \left[-\frac{A_i m_H}{kT} (g - g_{r,i}) z \right]. \quad (7.5)$$

Z równania tego płyną proste, ale ważne wnioski. Po pierwsze, jeżeli nie ma sił promienistych, wówczas pierwiastki o różnych masach atomowych A_i rozkładają się w taki sposób, że ciśnienie parcjalne pierwiastków cięższych maleje z wysokością znacznie szybciej niż pierwiastków lżejszych (wykładnik w równaniu (7.5) jest wprost proporcjonalny do A_i). Inaczej mówiąc, w zrównoważonej atmosferze pierwiastki lekkie występują na znacznie większych wysokościach niż pierwiastki ciężkie, które mają tendencję do osadzania się przy podstawie atmosfery. Po drugie, występowanie siły promienistej, działającej w sposób selektywny, może ten prosty obraz całkowicie zmienić: te pierwiastki, dla których siła promienista jest szczególnie duża, mogą występować na znacznie większych wysokościach w atmosferze, niezależnie od tego jak duża jest ich masa atomowa. Co więcej, jeżeli siła ciśnienia promieniowania przekroczy siłę przyciągania grawitacyjnego, pierwiastek taki może być wypychany ku górnym warstwom atmosfery.

Źródłem siły promienistej są albo przejścia związane–związane (absorpcja w liniach), albo przejścia związane–swobodne prowadzące do jonizacji atomów. Ponieważ liczba kwantów płynących z wnętrza gwiazdy, które mogą ulegać absorpcji

w istotnych z naszego punktu widzenia przejściach atomowych, jest skończona, zjawisko może ulegać wysyceniu, np. wysyceniu ulega linia absorpcyjna, za której pomocą następuje przenoszenie pędu od promieniowania do materii. Wynika stąd natychmiast, że omawiany mechanizm dyfuzji nie będzie działał skutecznie w przypadku pierwiastków o dużej obfitości, ponieważ stosunkowo mała liczba absorbowanych kwantów nie będzie w stanie podtrzymać w wyższych warstwach atmosfery wystarczająco dużej liczby atomów, by zaważyło to w dający się zauważyć sposób na ich obfitości. Inaczej jest w przypadku atomów występujących w małych ilościach: jeżeli absorbowana przez nie linia nie jest wysyciona, to pęd promieniowania przenoszony do atomów może okazać się wystarczający do wypchnięcia ich wszystkich do górnych warstw atmosfery, gdzie anomalia obfitości zaznaczy się w sposób bardzo wyraźny. Dokładniejsze oceny prowadzą do wniosku, że pojedyncza linia absorpcyjna może podtrzymać $10^{-7} - 10^{-6}$ część masy atmosfery. Wynika stąd, że pierwiastki ziem rzadkich, występujące w obfitościach masowych ok. $10^{-8} - 10^{-9}$, mogą być bez trudu wynoszone ku górze.

Jeżeli, tak jak w gwiazdach gorących, strumień fotonów jest duży, efekty stratyfikacji mogą wystąpić nawet w przypadku pierwiastka o stosunkowo dużej obfitości, jakim jest np. hel. W taki przynajmniej sposób staramy się wytłumaczyć istnienie gwiazd B o silnych i słabych liniach helu. Wszystkie gwiazdy o wzmocnionych liniach helowych mają wczesne typy widmowe, B1–B3. W fotosferach tych gwiazd strumień jonizujący atomy i jony helu jest zapewne wystarczający, by oddziaływania związane–swobodne spowodowały wypchnięcie dodatkowych ilości helu do wyższych warstw atmosfery. Gwiazdy o słabych liniach helu są wszystkie typów widmowych późniejszych od B3. Prawdopodobnie w pobliżu tego typu widmowego strumień jonizujący staje się na tyle słaby, że podtrzymywanie większej liczby atomów helu w wysokich warstwach atmosferycznych jest niemożliwe i atomy tego pierwiastka, jako cięższe od wodoru, opadają na dno atmosfery, stając się niedostępne dla bezpośrednich obserwacji.

W gwiazdach typu A strumień w kontinuum Lymana jest już bardzo słaby i pierwiastki, których potencjały jonizacyjne znacznie przekraczają 13,6 eV i które normalnie występują stosunkowo obficie, powinny wykazywać zredukowaną obfitość. Zmniejszoną obfitość wykazywałyby zapewne hel i wapń, gdyby w ogóle można je było obserwować w widmach gwiazd A. Z kolei, pierwiastki takie jak Sc, Sr, Y, Zr i pierwiastki ziem rzadkich mają liczne linie absorpcyjne oraz potencjały jonizacyjne w przedziale 10,5 – 13,6 eV, dzięki czemu mogą być skutecznie wypychane ku górze.

Występowanie gwiazd Ap w młodych asocjacjach dowodzi, że czas rozwoju osobliwości składu chemicznego musi być nie dłuższy niż ok. 10^7 lat. Z drugiej strony, ilościowe oceny szybkości dyfuzji pierwiastków w atmosferze (przy założeniu, że jest ona proporcjonalna do różnicy między rzeczywistym gradientem

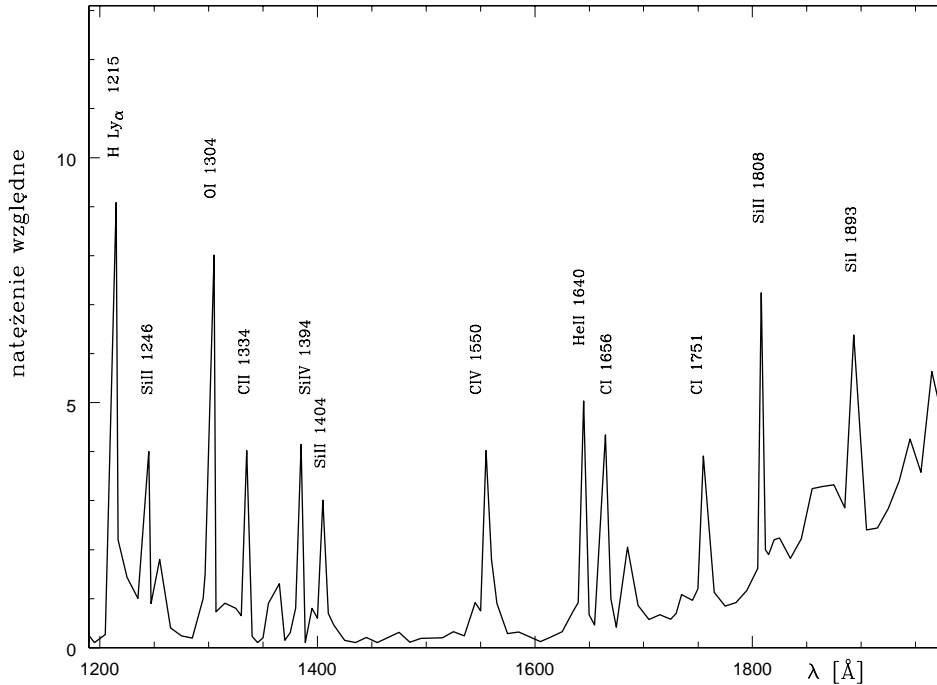
ciśnienia parcjalnego i gradientem w stanie równowagi, danym np. równaniem (7.4), prowadzą do wniosku, że w typowych warunkach panujących w atmosferze gwiazdy A charakterystyczny czas rozbudowania się gradientu składu chemicznego (czy to wskutek osiadania pierwiastków ciężkich, czy też ich wynoszenia w górne warstwy atmosfery) jest rzędu 10^4 lat, a szybkość dyfuzji jest rzędu 1 cm/s. Jest to wprawdzie tempo wystarczające, by wyjaśnić istnienie licznych anomalii w widmach gwiazd osobliwych, jednak mała wartość prędkości dyfuzji oznacza, że może ona zachodzić wydajnie tylko w dość szczególnych warunkach niemal idealnego spokoju w atmosferze. Zjawiska takie jak konwekcja, wiatr gwiazdowy czy też towarzyszące szybkiej rotacji prądy południkowe natychmiast niweczą wszelkie efekty dyfuzyjne.

Przedstawiony tu w szkicowej formie model dyfuzji pierwiastków pod wpływem pola grawitacyjnego i promieniowania wydaje się pozostawać w bardzo dobrej zgodzie z obserwacjami. W obszarach podpowierzchniowych gwiazd A istnieje wystarczająco rozległa strefa stabilna konwektywnie, by mogły w niej przebiegać wyraźne procesy stratyfikacji pierwiastków. Gwiazdy osobliwe i metaliczne są powolnymi rotatorami (gwiazdy magnetyczne rotują średnio nieco szybciej, ale w ich przypadku dodatkowe działanie stabilizujące wywiera z pewnością pole magnetyczne). Wśród gwiazd A nie obserwuje się wiatrów gwiazdowych, z wyjątkiem nadolbrzymów, które nigdy nie wykazują anomalii składu chemicznego. Dyfuzja helu w kierunku wnętrza redukuje w znacznym stopniu warstwę drugiej jonizacji helu i działa stabilizująco na pulsacje. Gwiazdy osobliwe chemicznie, w odróżnieniu od gwiazd δ Scuti, są więc albo stałe, albo ich pulsacje są wysycane już przy bardzo małych amplitudach.

Gwiazdy późnych typów widmowych F, G i K. Zakres temperatur efektywnych, w których mieszczą się typy widmowe od F do K jest stosunkowo wąski – od ok. 7000 do ok. 4000 K. Charakterystyczne cechy widmowe tych gwiazd są w zasadzie podobne i tylko ogromne bogactwo linii występujących w tych temperaturach w dziedzinie optycznej pozwala na znalezienie kryteriów umożliwiających dokonanie podziału tak wąskiego zakresu temperatur na tak wiele typów i podtypów widmowych.

W optycznych widmach gwiazd F0 pojawia się pasmo G pochodzące od molekuly CH i rozciągające się od 430 do 431 nm. Jego wygląd jest użytecznym kryterium typu widmowego i klasy jasności aż to późnych typów K. Inne kryteria są związane z coraz to słabszymi liniami wodoru, z linią neutralnego wapnia, CaI 422,6 nm oraz kilkoma liniami żelaza. Czułym kryterium jasności absolutnej są linie zjonizowanego strontu, SrII 407,7 i 421,5 nm.

W przedziale typów widmowych G5–K3 czułym kryterium jasności absolutnej są natężenia pasm CN położonych przy 421,6 i 388,3 nm; są one bardzo słabe w widmach karłów i bardzo silne w widmach nadolbrzymów. Natężenie pasm CN

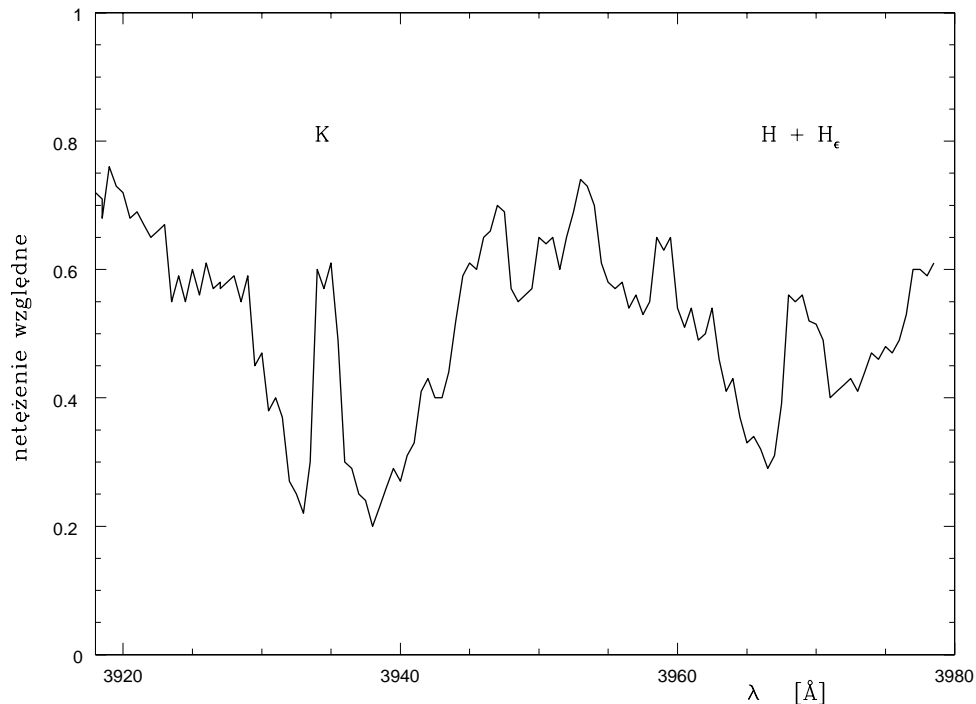


Rys. 7.14 Linie chromosferyczne w nadfioletowej dziedzinie widma Słońca, występujące również, choć z różnymi natężeniami, w widmach innych gwiazd późnych typów.

jest znacznie mniejsze w widmach gwiazd populacji II i jest tym samym dobrą miarą metaliczności. Z tego względu, przy określaniu klas jasności, obok natężeń pasm CN wykorzystuje się również niezależne kryteria dodatkowe, takie jak stosunki natężeń linii SrII i FeI, np. 407,7/406,3 i 407,7/407,1.

Jak wynika z obliczeń modelowych, począwszy od typów widmowych około F0 pod powierzchnią gwiazdy zaczyna rozbudowywać się rozległa strefa konwektywna, która nie istnieje lub jest bardzo cienka w gwiazdach A i gorętszych. Istnienie tej strefy ma daleko idące konsekwencje dla stanu fizycznego zewnętrznych warstw atmosfery i w istotny sposób różni gwiazdy gorętsze od gwiazd chłodniejszych. Dlatego też typ F0 uważa się za granicę między wczesnymi (O–A) i późnymi (F–M) typami widmowymi.

W omawianym przedziale typów widmowych znajduje się również Słońce – G2V. Różnorodne przejawy jego aktywności, takie jak grzanie chromosfery i korony za pośrednictwem fal akustycznych i magneto hydrodynamicznych oraz samo istnienie pola magnetycznego Słońca wiążemy właśnie z istnieniem warstwy konwektywnej. Ponieważ Słońce jest bardzo przeciętną gwiazdą, należy oczekiwać, że podobne formy aktywności są właściwe również innym gwiazdom późnych typów widmowych. Najłatwiejsza do wykrycia na drodze obserwacyjnej jest aktywność



Rys. 7.15 Składowe absorpcyjne i emisyjne linii H i K wapnia zjonizowanego w widmie gwiazdy typu G8 przejawiającej aktywność chromosferyczną.

chromosferyczna i w niektórych przypadkach aktywność plamotwórcza.

Przejawem istnienia chromosfery jest obecność emisji w niektórych liniach rezonansowych pierwiastków neutralnych lub jonów w niskim stopniu jonizacji. U wielu gwiazd późnych typów widmowych obserwuje się, podobnie jak na Słońcu, położone w nadfiolecie linie emisyjne Ly_α 121,5, OI 130,4, CI 155,7, 156,1, SiII 180,8, 181,7 oraz dublet h i k MgII 279,6, 280,3 nm (Rys. 7.14).

W dziedzinie optycznej najwyraźniejszym wskaźnikiem aktywności chromosferycznej jest emisja w liniach CaII H (396,8) i K (393,4). Typowy wygląd linii H i K ze składową emisyjną jest przedstawiony na Rys. 7.15. Poszczególne składowe linii H są mniej wyraźne, ponieważ linia ta nakłada się na linię wodoru $\text{H}\epsilon$ z serii Balmera.

Emisyjne linie chromosferyczne obserwuje się począwszy od typu widmowego F0 aż do późnych typów M. W przypadku linii H i K, w całym tym zakresie obserwuje się zaskakujący i nie do końca jeszcze wyjaśniony związek między szerokością składnika emisyjnego i jasnością absolutną, czyli tzw. *efekt Wilsona–Bappu*. Jeżeli szerokość składnika emisyjnego wyrażoną w km/s oznaczymy przez

W_0 , to z bardzo dobrym przybliżeniem spełniona jest empiryczna zależność

$$M_V = 27,59 - 14,94 \log W_0(K), \quad (7.6)$$

gdzie M_V jest wizualną jasnością absolutną. Bardzo podobna zależność zachodzi dla szerokości linii k zjonizowanego magnezu. Na podstawie ok. 50 widm gwiazd późnych typów otrzymano

$$M_V = 34,93 - 15,15 \log W_0(k). \quad (7.7)$$

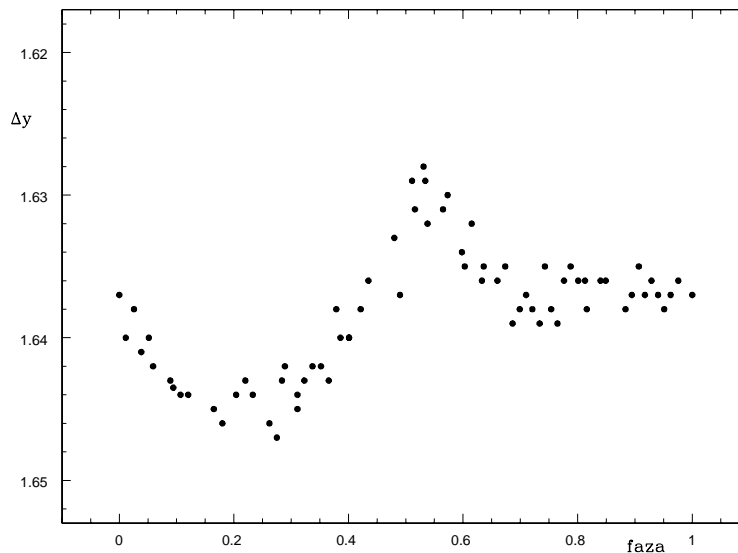
Podobna relacja dla linii $Ly\alpha$, otrzymana na podstawie niewielkiej liczby gwiazd, dla których istnieją odpowiednie dane obserwacyjne, ma postać

$$M_V = (40,0 \pm 4,5) - (14,7 \pm 1,6) \log W_0(Ly\alpha). \quad (7.8)$$

Jest przy tym godne uwagi, że współczynnik stojący przy logarytmie jest we wszystkich przypadkach praktycznie taki sam, co silnie sugeruje, że mechanizmy emisji są również podobne. Efekt Wilsona–Bappu jest bardzo użytecznym w praktyce wskaźnikiem jasności absolutnych gwiazd późnych typów.

Całkowity strumień związany ze składową emisyjną linii chromosferycznych jest w wielu przypadkach wyraźnie zmienny i to na ogół w dwu skalach czasowych: od kilkunastu do kilkudziesięciu dni i od kilku do kilkunastu lat. Szybsze z tych zmian, które są dość dokładnie periodyczne, uważamy za wynik obrotu gwiazd. Zakładając, że podobnie jak na Słońcu, źródłem emisji chromosferycznej są ograniczone obszary na powierzchni gwiazdy, powinniśmy oczywiście oczekiwać, że emitowany strumień będzie modulowany przez obrót. Pozostając przy analogii ze Słońcem, możemy zmienność długokresową uważać za przejaw cyklicznych zmian aktywności chromosferycznej.

O istnieniu rozległych plam na powierzchni gwiazd wnioskujemy przede wszystkim na podstawie obserwacji zmian jasności i barwy, których nie można wyjaśnić w tradycyjny sposób jako wyniku pulsacji lub zaćmień. Plamy obserwuje się zarówno u gwiazd pojedynczych, jak i na składnikach układów podwójnych. Typowa krzywa blasku wynikająca z zaplamienia powierzchni gwiazdy jest pokazana na Rys. 7.16. Takiego typu dość nieregularnych zmian jasności można oczekiwać w przypadku, gdy plama jest jedna i duża, względnie plam jest więcej, lecz ich rozkład na powierzchni jest wyraźnie asymetryczny. Modulacja jasności następuje oczywiście w wyniku rotacji. Gwiazdy pokryte tak jak Słońce małymi plamami rozłożonymi mniej więcej równomiernie wzdłuż równika na całym obwodzie, wykazywałyby co najwyżej niewielkie i trudne do wykrycia fluktuacje jasności. Dłuższe ciągi obserwacyjne pozwalają niekiedy na wykrycie długookresowych zmian stopnia zaplamienia, przypominających 11-letni cykl aktywności

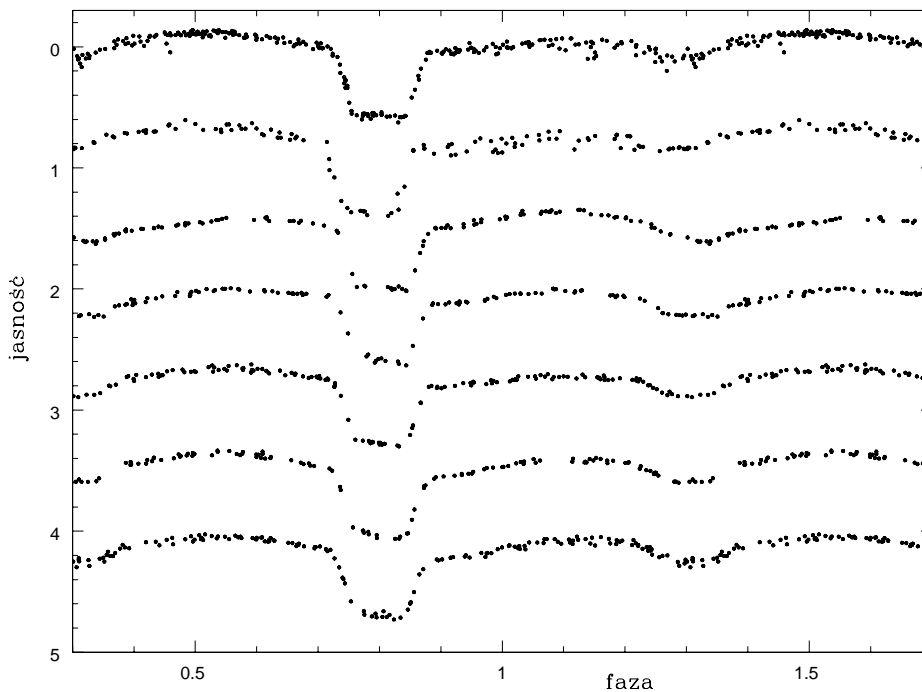


Rys. 7.16 Typowe zmiany jasności interpretowane jako wynik obrotu gwiazdy o zaplamionej powierzchni.

słonecznej. Przejawy aktywności chromosferycznej i plamotwórczej są wydatnie wzmocnione w układach podwójnych. Szczególnie wyraźnie są one widoczne w układach typu RS Canum Venaticorum.

Gwiazdy RS Canum Venaticorum (RS CVn). Grupę tę tworzą gwiazdy podwójne, których składnikami są olbrzymy, podolbrzymy i karły typów widmowych od F do K. Okresy obiegu zawierają się w przedziale od ok. 1 dnia do ok. 20 dni, co oznacza, że układy te są rozdzielone. Obecność olbrzymów i podolbrzymów sugeruje, że układy te są stosunkowo zaawansowane ewolucyjnie, a w każdym razie są wystarczająco stare, by siły przyływowe zdążyły doprowadzić do synchronizacji obrotu składników z ich obiegiem orbitalnym. Składniki gwiazd RS CVn są zatem szybkimi rotatorami w porównaniu z gwiazdami pojedynczymi takiego samego typu widmowego. Nieliczne układy RS CVn o okresach dłuższych od 20 dni rotują w sposób niesynchroniczny. Najlepiej znanym przykładem jest λ Andromedae, której okres orbitalny wynosi 20,5 dnia, a okres obrotu ok. 54 dni. W układzie tym widoczny jest tylko jeden składnik typu widmowego G8 III-IV, który wykazuje zmiany jasności charakterystyczne dla gwiazd zaplamionych właśnie z okresem 54 dni.

Wszystkie gwiazdy RS CVn wykazują silną emisję w liniach CaII H i K. Ta ich właściwość była i częściowo jest wciąż jeszcze jedną z cech ułatwiających wykrywanie gwiazd tego typu. Wszystkie mają wzmocnione emisyjne linie chromosferyczne w nadfiolecie oraz dużą jasność rentgenowską, znacznie większą od jasności rentgenowskiej pojedynczych gwiazd tych samych typów widmowych.

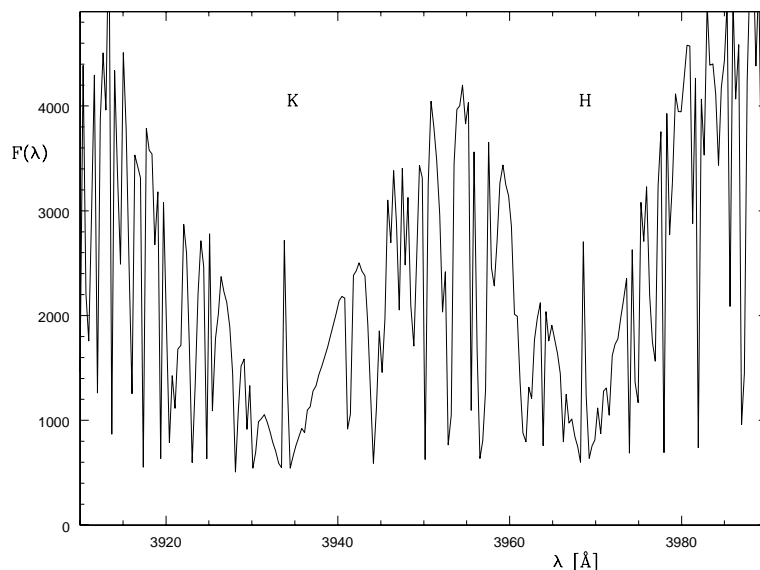


Rys. 7.17 Zmiany jasności gwiazdy RS CVn obserwowane w różnych epokach. Fala S przejawia się w postaci niewielkich zmian poziomu jasności między zaćmieniami i niewielkimi zniekształceniami przebiegu zaćmień.

Charakterystyczną cechą niemal wszystkich układów tego rodzaju jest zniekształcenie krzywej blasku w fazach poza zaćmieniami w postaci tzw. *fali S* (Rys. 7.17). Zniekształcenie to przesuwają się systematycznie po krzywej blasku i znajduje naturalne wyjaśnienie jako wynik istnienia plamy na jednym ze składników.

Wzmoczona aktywność gwiazd RS CVn jest najprawdopodobniej związana z ich stanem ewolucyjnym. Zwykły układ rozdzielony o stosunku mas składników bliskim jednościami nabiera cech RS CVn gdy jedna lub obie gwiazdy wytworzą we wnętrzach otoczki konwektywne. Pojedyncze gwiazdy późnych typów wchodzące w to stadium ewolucyjne wyhamowują swą prędkość obrotu do zaledwie kilku km/s. Gwiazdy w układach podwójnych, w których nastąpiła synchronizacja obiegu i obrotu, mają prędkości obrotu znacznie większe – od 40 do 60 km/s na równiku. Rozległa strefa konwektywna i szybki obrót wzmacniają procesy generacji pól magnetycznych, których obecność jest warunkiem koniecznym wystąpienia aktywności chromosferycznej. Niestety, stosunkowo szybka rotacja, powodująca znaczne poszerzenie linii widmowych, utrudnia w znacznym stopniu pomiar pól magnetycznych u tych gwiazd.

Innym, dość powszechnym objawem aktywności gwiazd RS CVn są rozbły-

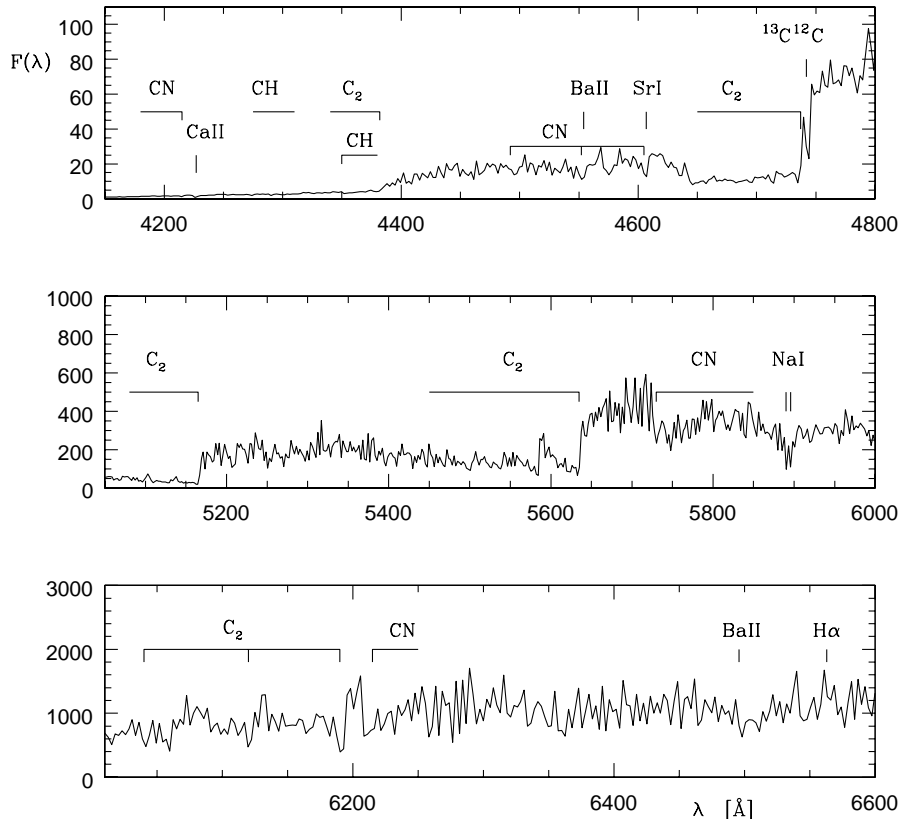


Rys. 7.18 Emisyjne linie CaII H i K w widmie gwiazdy typu BY Dra świadczące o plamotwórczej aktywności.

ski, które podobnie jak na Słońcu, ale w znacznie większej skali, obserwuje się w postaci wzmocnienia linii chromosferycznych w nadfiolecie, a także wzmożonej emisji radiowej i rentgenowskiej.

Gwiazdy FK Comae Berenices. Inny rodzaj aktywności jest właściwy dość osobliwej gwiazdzie FK Com. Wprawdzie mechanizm jej aktywności nie został jeszcze zadowalająco wyjaśniony, ale uważa się ją niekiedy za przedstawicielkę oddzielnego typu gwiazd aktywnych chromosferycznie, do którego w sposób mniej lub bardziej uzasadniony zalicza się również inne obiekty o zbliżonych własnościach. Jak dotychczas najwięcej obserwacji istnieje dla FK Com i tylko dla niej zostały zaproponowane konkretne modele zmienności.

FK Com jest gwiazdą typu widmowego G2III zmieniającą swą jasność z okresem 2,4 dnia. Z dokładnością do 5 km/s nie stwierdza się zmian prędkości radialnej, skąd można wnioskować, że albo jest to gwiazda pojedyncza albo obecny składnik wtórny ma bardzo małą masę. W widmie gwiazdy obserwuje się silną linię emisyjną $H\alpha$ i wiele silnych linii emisyjnych w nadfiolecie. Linie te są bardzo szerokie, ok. 500 km/s w skali prędkości. Szerokość fotosferycznych linii absorpcyjnych odpowiada prędkości obrotu $v \sin i \approx 200$ km/s. Różnicę tę wyjaśnia się niesynchronizacją obrotu fotosfery i chromosfery, albo przyjmując, że linie emisyjne są tworzone poza składnikiem głównym, np. w strudze materii przepływającej od niewidocznego składnika wtórnego do składnika pierwotnego. W tym drugim przypadku FK Com mogłaby być uważana za krótkotrwałe, końcowe stadium ewolucji typu Algola, podczas którego gwiazda początkowo tracąca

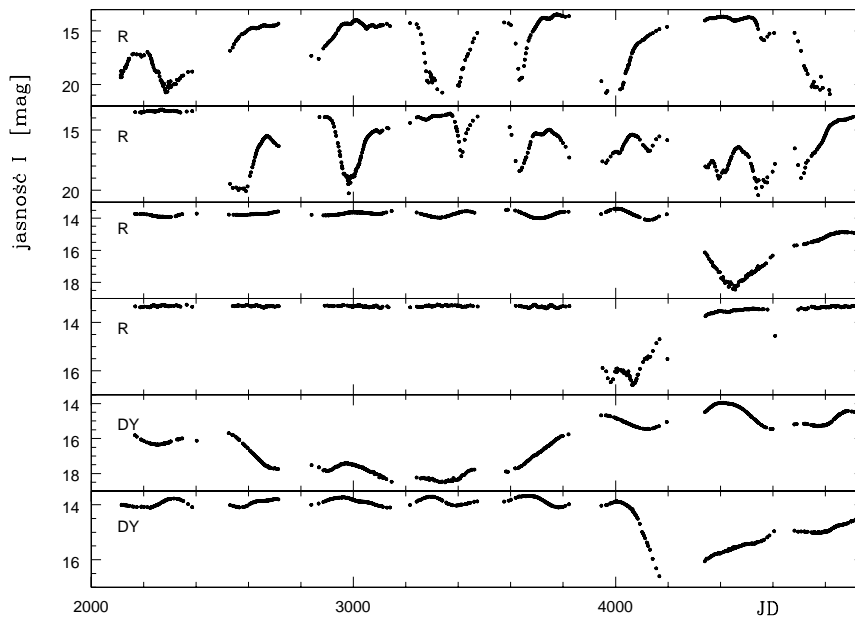


Rys. 7.20 Widmo gwiazdy węglowej. Zaznaczone są elementy widma w dziedzinie optycznej wykorzystywane przy klasyfikacji gwiazd węglowych.

zują jednocześnie znaczne różnice obfitości w gwiazdach M i S.

Gwiazdy węglowe. Innym rodzajem czerwonych olbrzymów, których widma różnią się w uderzający sposób od widm gwiazd M, są gwiazdy węglowe, posiadające w widmach przede wszystkim silne pasma absorpcyjne związków węgla (Rys. 7.20). Podobnie jak w przypadku gwiazd cyrkonowych, o natężeniu pasm decydują zarówno temperatura jak i obfitości poszczególnych pierwiastków. Klasyfikację gwiazd węglowych komplikuje silna absorpcja molekularna, która nie tylko usuwa niemal całe promieniowanie fioletowe, ale w istotny sposób zakłóca również obserwowane natężenia linii widmowych w innych zakresach widma. Nic więc dziwnego, że system klasyfikacji widmowej gwiazd węglowych ulegał kilkakrotnie zmianom i ulepszeniom, czego ślady wciąż pozostają w stosowanej symbolice.

W najstarszym systemie gwiazdy węglowe dzieli się na dwie zasadnicze grupy,

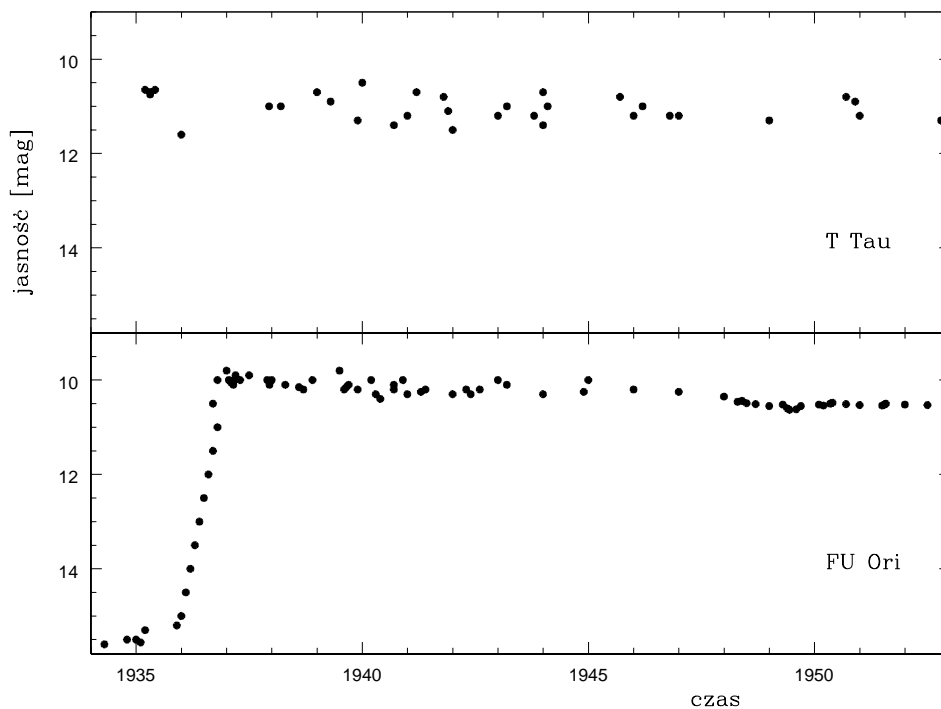


Rys. 7.21 Przykładowe krzywe zmian blasku gwiazd węglowych: R – gwiazdy typu R CrB, DY – gwiazdy typu DY Per.

giego składnika, będącego obecnie białym karłem. W przypadku pozostałych grup gwiazd węglowych obecność węgla w atmosferze wiążemy z procesem mieszania materii wytworzonej we wnętrzach w wyniku procesów syntezy termojądrowej w fazach czerwonych olbrzymów (C-R i C-J) lub na gałęzi asymptotycznej (C-N).

Cechą charakterystyczną gwiazd węglowych są zmiany jasności. Zdecydowana ich większość należy do klasy zmiennych półregularnych wszelkich typów, ale znajduje się je również, choć w mniejszym procencie, wśród mirmir, gwiazd symbiotycznych i Cefeid. Natomiast wyłącznie gwiazdami węglowymi są zmienne typu R Coronae Borealis i DY Persei.

Gwiazdy typu R Coronae Borealis. Gwiazdy tej stosunkowo nielicznej grupy (w Galaktyce znanych jest niewiele ponad 50 obiektów) przez większą część czasu wykazują wszystkie charakterystyki widmowe olbrzymów lub nadolbrzymów o typach późniejszych od F5 i jasnościach absolutnych M_V z przedziału -2.6 do -5.2 mag. Ich jasność może ulegać niewielkim i nieregularnym wahaniom rzędu dziesiątych części wielkości gwiazdowej. W sposób zupełnie nieregularny gwiazdy te co pewien czas rzędu kilku lat, ale również znacznie częściej, nagle zmniejszają swą jasność o 5 do 9 mag. Spadek jasności następuje w skali miesiąca, natomiast powrót do poprzedniej jasności trwa zwykle znacznie dłużej (Rys. 7.21). Początkowo spadek jasności nie wywołuje żadnych wyraźnych zmian w widmie i dopiero gdy jasność zmniejszy się o ok. 4 mag, pojawiają się w nim najpierw emisyjne linie CaII H i K, a następnie również emisyjne linie neutralnych

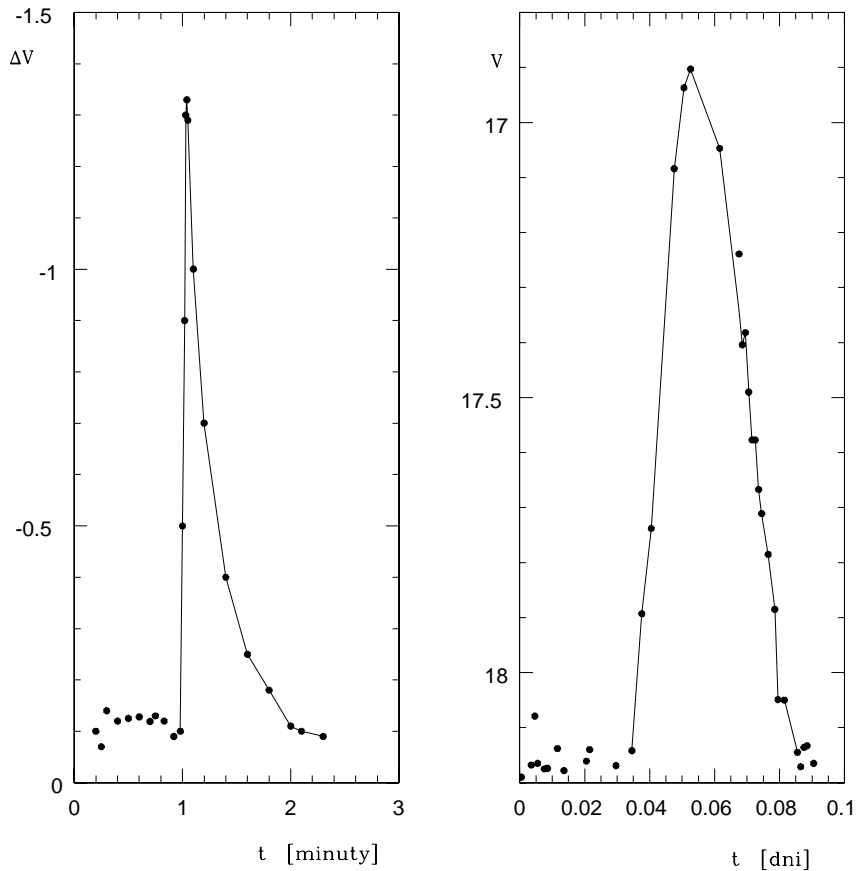


Rys. 7.22 Krzywe zmian blasku gwiazd T Tauri i FU Orionis w długim okresie obserwacji.

masy jest rzędu $10^{-8} - 10^{-9} \mathcal{M}_{\odot}$ /rok. W widmach kilku gwiazd T Tau zaobserwowano rzadki skądinąd przypadek odwróconych profili P Cygni, tzn. takich, w których składnik absorpcyjny jest przesunięty nie ku falom krótszym, ale ku falom dłuższym. Taki kształt profilu oznacza, że obserwujemy materię opadającą na powierzchnię gwiazdy.

Widmo ciągłe gwiazd T Tau charakteryzuje się znaczną nadwyżką promieniowania fioletowego, niebieskiego i podczerwonego. Większość z nich jest również źródłem miękkiego promieniowania rentgenowskiego, a także promieniowania radiowego. Nadwyżkę promieniowania podczerwonego tłumaczmy najczęściej jako emisję stosunkowo chłodnego pyłu otaczającego gwiazdy i podgrzewanego do temperatury rzędu 1000 K przez ich promieniowanie. Promieniowanie nadfioletowe i rentgenowskie jest oznaką obecności gorącej chromosfery i korony o temperaturze rzędu 10^5 K. Stosunkowo silne wiatry wypływające z gwiazd T Tauri powodują bardzo wydajne chłodzenie ich górnych warstw i zapobiegają wytworzeniu się koron o wyższych temperaturach.

Według obecnych poglądów na ewolucję gwiazd, zmienne typu T Tau są obiektami przedgwiazdowymi, które nie osiągnęły jeszcze ciągu głównego i przechodzą przez fazę tworzenia stabilnej konfiguracji gwiazdowej. Jednym z przejawów braku trwałej równowagi termicznej i dynamicznej są świecące strugi materii wy-

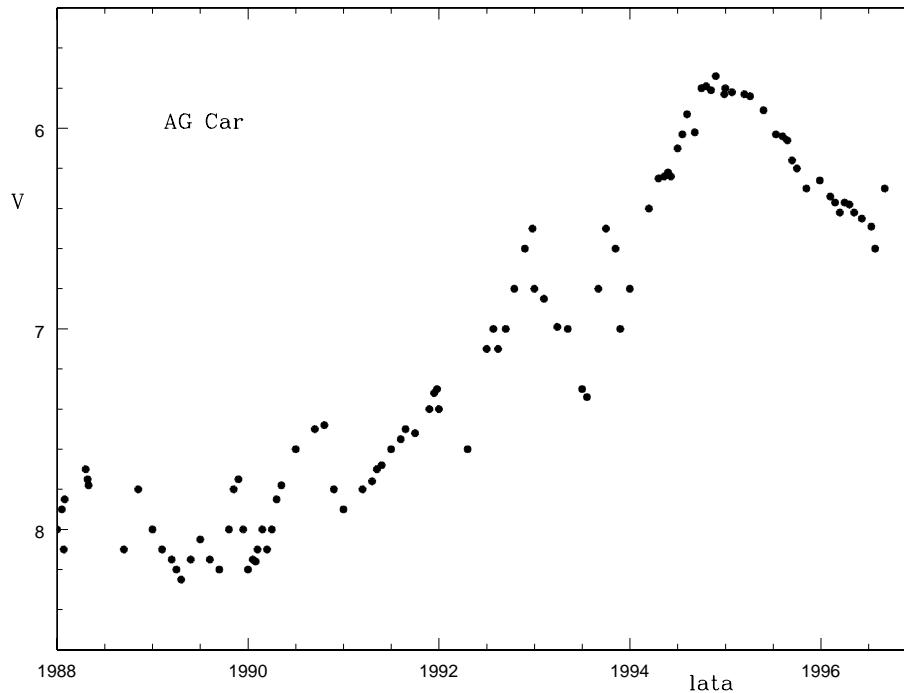


Rys. 7.23 Krańcowe przykłady skal czasowych rozbłysków gwiazd UV Ceti.

następują rozbłyski, zależy od ich amplitudy, można jednak przyjąć, że przeciętnie jeden rozbłysk o amplitudzie większej od ok. 0,1 mag. następuje co godzinę.

Jasności absolutne gwiazd rozblyskowych z otoczenia Słońca odpowiadają dość dobrze ich typom widmowym, przy założeniu, że są to obiekty ciągu głównego lub podolbrzmy klasy jasności IV. Występują one zarówno w dysku galaktycznym, jak i w gromadach otwartych i asocjacjiach T. Na tej podstawie wnioskujemy, że do grupy gwiazd rozblyskowych należą obiekty dość znacznie różniące się wiekiem, od najmłodszych gwiazd w asocjacjiach ($10^5 - 10^6$ lat) do najstarszych gwiazd pola (ok. 10^9 lat).

Przypuszcza się, że gwiazdy rozblyskowe, niezależnie od wieku, wciąż jeszcze znajdują się w fazie grawitacyjnego kurczenia się i ewolucji do ciągu głównego. Obiekty o tak małych masach, jakie są najprawdopodobniej właściwe gwiazdom UV Cet, tzn. mniejszych od ok. $0,1 M_{\odot}$, ewoluują bardzo powoli i przez cały okres wędrówki na diagramie HR w kierunku ciągu głównego pozostają całkowicie konwektywne. Konwekcja obejmująca całą gwiazdę może być źródłem silnej aktyw-

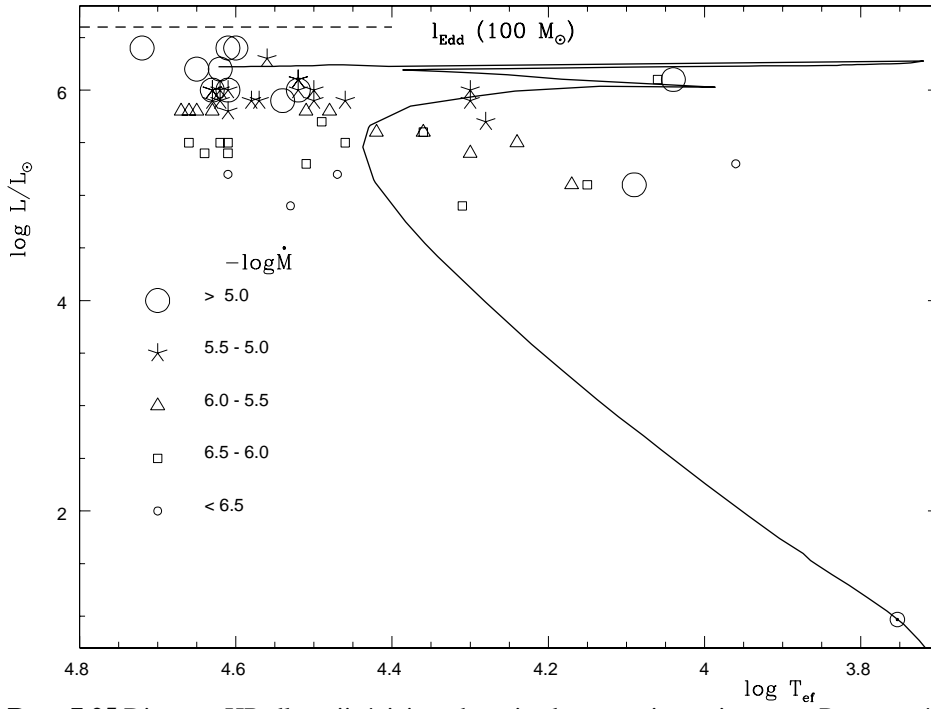


Rys. 7.24 Krzywa blasku typowej jasnej niebieskiej zmiennej.

ności chromosferycznej, której przejawem (podobnie jak na Słońcu) są również rozbłyski. Jak dotychczas nie udało się jeszcze stworzyć zadowalającego modelu tych rozbłysków.

Jasne niebieskie zmienne (ang. *Luminous Blue Variables, LBV*). Nazwę tę zaproponowano niedawno dla oznaczenia kilku grup gwiazd zmiennych, znanych poprzednio pod różnymi nazwami, ale zbliżonych pod względem jasności absolutnych, typów widmowych i charakteru zmienności. Grupę tę wyróżniają następujące cechy obserwacyjne: absolutna jasność wizualna $M_V \leq -7$, typ widmowy (może być zmienny) O, B, A, zmiany blasku nieregularne o amplitudzie większej od 0,2 mag. Mieszczą się w niej *zmienne Hubble’a – Sandage’a* odkryte przez nich w galaktykach M31 i M33, *zmienne typu S Doradus* obserwowane w Wielkim Obłoku Magellana oraz *zmienne P Cygni* z naszej Galaktyki. Typowa krzywa zmian blasku jest przedstawiona na rys 7.24. Do grupy jasnych niebieskich zmiennych należą również dwa obiekty, η Carinae i P Cygni, znane z tego, że w czasach historycznych (w 1600 i 1837 r.) przeszły przez fazę gwałtownego wybuchu.

Fotometrycznej zmienności tych gwiazd towarzyszy często również zmienność widmowa: typ widmowy może zmieniać się od O do F i na odwrót, tak że sam typ widmowy jest bardzo słabym kryterium przynależności gwiazd do omawianej



Rys. 7.25 Diagram HR dla najjaśniejszych gwiazd o znanej utracie masy. Poszczególne symbole odpowiadają różnym tempom utraci masy w wyniku wiatrów gwiazdowych, wyrażonym w jednostkach M_{\odot}/rok . Linia ciągła przedstawia diagram teoretyczny dla gwiazd o masach z przedziału $1 - 60 M_{\odot}$ i wieku ok. $4 \cdot 10^6$ lat. Linia przerywana zaznaczona jest jasność Eddingtona dla $100 M_{\odot}$.

dostajemy wyrażenie na stosunek obu przyspieszeń

$$\Gamma = -\frac{g_r}{g_g} = \frac{k_F L}{4\pi r c G M}. \quad (7.11)$$

Gdy stosunek ten będzie większy od jedności, wówczas gwiazda nie będzie mogła istnieć jako trwała konfiguracja, ponieważ wypadkowe przyspieszenie na jej powierzchni będzie ujemne. Jasność krytyczną, przy której $\Gamma = 1$, nazywamy *jasnością Eddingtona*. Wyznaczamy ją z równania

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi G M c}{(k_F/\rho)}. \quad (7.12)$$

Wyrażając L i M w jednostkach słonecznych otrzymujemy

$$\frac{L_{\text{Edd}}}{L_{\odot}} = 1,3 \cdot 10^4 \frac{M}{M_{\odot}} \frac{1}{(k_F/\rho)}. \quad (7.13)$$

W atmosferach gwiazd gorących zasadniczym źródłem nieprzezroczystości jest rozpraszanie na swobodnych elektronach; współczynnik ekstynkcji jest wówczas równy $k_F = N_e \sigma_T$, gdzie N_e jest liczbą elektronów w jednostce objętości, a σ_T jest przekrojem czynnym na rozpraszanie. Biorąc pod uwagę, że w warunkach całkowitej jonizacji gęstość elektronów jest dana równaniem (2.47) mamy

$$\frac{k_F}{\rho} = \frac{1}{2} \frac{\sigma_T}{m_H} [1 + X] = \frac{6,65 \cdot 10^{-25}}{2 \cdot 1,67 \cdot 10^{-24}} [1 + X] = 0,20 [1 + X].$$

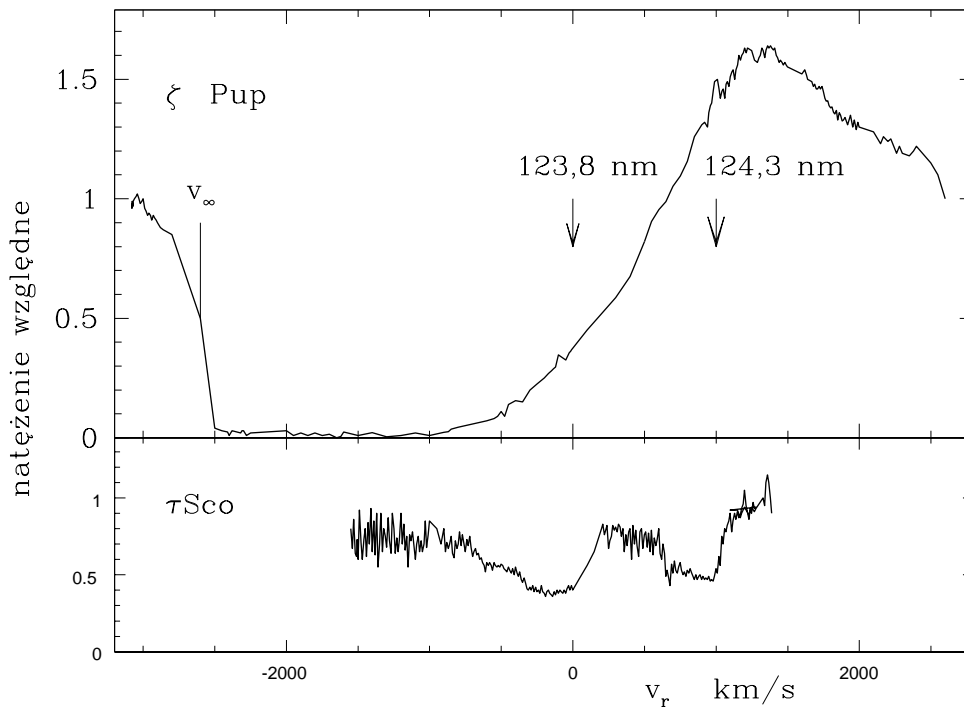
Dla składu chemicznego Słońca, tzn. $X \approx 0,7$, z równania (7.13) wynika

$$\frac{L_{\text{Edd}}}{L_{\odot}} = 3,8 \cdot 10^4 \frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_{\odot}}. \quad (7.14)$$

Zależność ta pozwala zrozumieć nieco lepiej diagram przedstawiony na Rys. 7.25. Podstawiając w równaniu (7.14) $\mathcal{M} = 100 \mathcal{M}_{\odot}$ dostajemy $L_{\text{Edd}} \approx 4 \cdot 10^6 L_{\odot}$. Jasności Eddingtona dla gwiazd o mniejszych masach są odpowiednio mniejsze. Brak gwiazd o jasnościach większych od ok. $4 \cdot 10^6 L_{\odot}$ może, ale nie musi, oznaczać, że nie istnieją gwiazdy o masach dużo większych od ok. $100 \mathcal{M}_{\odot}$.

Odpowiedź na pytanie, czy najjaśniejsze gwiazdy świecą poniżej czy powyżej granicy Eddingtona, wymaga przede wszystkim określenia ich masy. W przypadku gwiazd ciągu głównego oraz grup gwiazd o znanych masach łatwo można stwierdzić, że wszystkie one świecą znacznie poniżej tej granicy, co jest zgodne z oczywistym faktem obserwacyjnym, że zdecydowana większość gwiazd to obiekty o zasadniczo stabilnych atmosferach. Jest to wniosek o tyle nietrywialny, że wiele jasnych gwiazd wykazuje zarówno zmiany jasności jak i oznaki intensywnych wiatrów gwiazdowych.

Wiatry promieniste. Oznaką istnienia wokół gwiazdy ekspandującej otoczki gazowej – inaczej mówiąc wiatru gwiazdowego – jest kształt P Cygni profili linii widmowych, zwłaszcza linii rezonansowych. Powstawanie profilu P Cygni zostało wyjaśnione na Rys. 7.9. Obserwowany profil P Cygni dubletu NV 123,88 i 124,28 nm w widmie nadfioletowym gwiazdy ζ Pupis jest przedstawiony na Rys. 7.26. Dla porównania pokazany jest również ten sam odcinek widma gwiazdy τ Scorpii (typ widmowy B0 V), która nie wykazuje żadnych oznak utraty materii. Widać wyraźnie, że kształt obu linii w widmie ζ Pup jest określony całkowicie przez efekty ekspansji: linie są bardzo szerokie i wysyczone, tak iż nawet całkowicie zamaskowana została ich podwójna struktura. Duża szerokość linii świadczy o istnieniu dużego gradientu prędkości w otoczce: linię absorbuje zarówno materia mająca względem środka ciężkości gwiazdy prędkość zerową jak i materia poruszająca się względem niego na zewnątrz z prędkością 2600 km/s. Ostre ograniczenie profilu



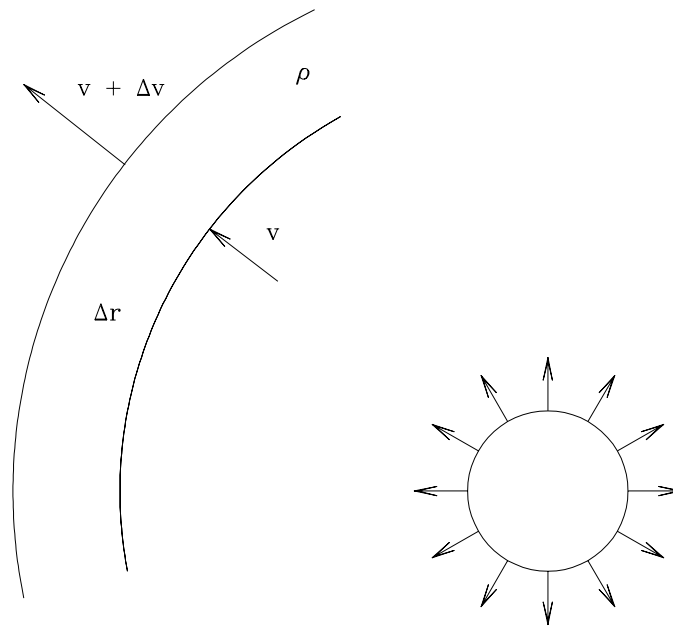
Rys. 7.26 Profil typu P Cygni nadfioletowego dubletu NV 123,8 i 124,3 nm w widmie gwiazdy ζ Pupis. Skala długości fali jest podana w prędkościach radialnych względem gwiazdy. Dla porównania przedstawiony jest ten sam obszar w widmie gwiazdy τ Scorpii, nie wykazującej oznak wypływu materii.

od strony fal krótkich ułatwia wyznaczenie maksymalnej prędkości materii, którą oznaczyliśmy na rysunku symbolem v_∞ .

Zgodnie z tym co mówiliśmy poprzednio o sile pojawiającej się w wyniku oddziaływania promieniowania z materią, istnienie tak silnej linii absorpcyjnej musi oznaczać przekazywanie absorbującym atomom znacznych ilości pędu skierowanego od gwiazdy.

W celu uzyskania ilościowych ocen efektów związanych z siłą promieniowania, przyjmijmy następujący uproszczony model zjawiska: (1) absorpcji ulegają tylko fotony poruszające się radialnie w kierunku od gwiazdy; (2) uwzględniamy tylko linie bardzo silne, takie które pochłaniają całą energię promieniowaną (w obrębie linii) przez fotosferę; (3) gradient prędkości w ekspandującej materii jest na tyle duży, że szerokości linii absorpcyjnych określone przez przesunięcie dopplerowskie związane z ruchem systematycznym,

$$\Delta v_i = \frac{\Delta v}{c} v_i \quad (7.15)$$



Rys. 7.27 Wiatr gwiazdowy napędzany ciśnieniem promieniowania.

są znacznie większe od szerokości wynikających z ruchów termicznych. W przypadku linii takich jak linia przedstawiona na Rys. 7.26 założenia takie wydają się w pełni uzasadnione.

Rozpatrzmy zatem przy tych założeniach ruch warstwy sferycznej, takiej jak przedstawiona na Rys. 7.27. Przyspieszenie, jakiego doznaje ta warstwa pod wpływem absorbowanego promieniowania, jest równe

$$g_r = \frac{\text{pęd zaabsorbowany}}{\Delta t \Delta m}, \quad (7.16)$$

gdzie Δm jest masą powłoki

$$\Delta m = 4\pi r^2 \rho \Delta r.$$

Oznaczając przez L_ν widmowy rozkład mocy promieniowanej przez gwiazdę, możemy znaleźć pęd absorbowany w jednostce czasu w obrębie linii o częstotliwości ν_i

$$\frac{\text{pęd zaabsorbowany}}{\Delta t} = \frac{L_\nu}{c} \Delta \nu_i = \frac{L}{c} \cdot \frac{L_\nu \Delta \nu_i}{L}. \quad (7.17)$$

Skorzystaliliśmy przy tym z założenia, że linia jest wysycona, tzn. zaabsorbowane są wszystkie kwanty w przedziale $\Delta \nu_i$. Sumując przyczynki pochodzące od wszystkich linii absorpcyjnych i korzystając z równania (7.15), można równanie

(7.16) przedstawić w postaci

$$\begin{aligned} g_r &= \frac{L}{c} \sum_i \frac{L_v \Delta v_i}{L} \cdot \frac{1}{4\pi r^2 \rho \Delta r} = \\ &= \frac{L}{c^2} \sum_i \frac{L_v v_i \Delta v}{L} \cdot \frac{1}{4\pi r^2 \rho \Delta r} = \\ &= \frac{L}{c^2} \sum_i \frac{L_v v_i}{L} \cdot \frac{1}{4\pi r^2 \rho} \frac{dv}{dr}. \end{aligned} \quad (7.18)$$

W ramach naszego uproszczonego modelu przyspieszenie pochodzące od siły promieniowania jest wprost proporcjonalne do jasności energetycznej L , do gradientu prędkości dv/dr oraz do wielkości

$$N_{ef} = \sum_i \frac{L_v v_i}{L}, \quad (7.19)$$

którą możemy interpretować jako efektywną liczbę silnych linii absorpcyjnych napędzających wiatr gwiazdowy.

Dla uproszczenia ograniczymy nasze rozważania do tej części wiatru, w której siły pochodzące od gradientu ciśnienia termodynamicznego są do zanedbania. W praktyce oznacza to, że interesuje nas tylko wiatr w dużych odległościach od gwiazdy, poruszający się z prędkościami naddźwiękowymi, gdy można go traktować jako strumień nieoddziałujących ze sobą cząstek. W takim przybliżeniu równanie ruchu przybiera prostą postać

$$v \frac{dv}{dr} = g_r - g_g = \frac{L}{c^2} \cdot N_{ef} \cdot \frac{1}{4\pi r^2 \rho} \cdot \frac{dv}{dr} - \frac{GM(1-\Gamma)}{r^2}. \quad (7.20)$$

Pierwszy wyraz po prawej stronie tego równania opisuje siłę napędzającą wiatr, wynikającą z absorpcji promieniowania w liniach, natomiast drugi – hamującą siłę grawitacji, poprawioną zgodnie z równaniem (7.11) na efekt rozpraszania promieniowania ciągłego na swobodnych elektronach.

Wstawiając (7.20) do równania ciągłości

$$\frac{d\dot{M}}{dr} \equiv \dot{M} = 4\pi r^2 \rho v = \text{const}, \quad (7.21)$$

po prostych przekształceniach dostajemy

$$\dot{M} = \frac{L}{c^2} N_{ef} (1 - \varepsilon), \quad (7.22)$$

gdzie wprowadziliśmy oznaczenie

$$\varepsilon = \frac{GM(1-\Gamma)}{dv/dr} \cdot \frac{4\pi\rho}{LN_{ef}}. \quad (7.23)$$

Ponieważ w równaniu (7.22) \mathcal{M} , L i N_{ef} są wielkościami stałymi dla danej gwiazdy, więc wielkością stałą powinno być również ϵ , chociaż zgodnie z równaniem (7.23) jest ono formalnie funkcją odległości r (funkcjami r są gęstość i gradient prędkości). Nasz uproszczony model przewiduje zatem, że tempo utraty masy w postaci wiatru napędzanego przez promieniowanie jest wprost proporcjonalne do mocy promieniowanej przez gwiazdę, L .

Jeżeli ϵ jest wielkością stałą, to z równań (7.20), (7.21) i (7.18) można po prostych przekształceniach otrzymać związek

$$g_r = \frac{1}{1-\epsilon} v \frac{dv}{dr}, \quad (7.24)$$

który wstawiony do równania (7.20) pozwala uzyskać równanie ruchu

$$\frac{\epsilon}{1-\epsilon} v \frac{dv}{dr} = \frac{G\mathcal{M}(1-\Gamma)}{r^2}.$$

Dla warunku brzegowego $v(R) = 0$ (tzn. prędkość wiatru na powierzchni gwiazdy jest równa zero) ma ono proste rozwiązanie

$$\begin{aligned} v^2(r) &= \frac{1-\epsilon}{\epsilon} \frac{2G\mathcal{M}(1-\Gamma)}{R} \left(1 - \frac{R}{r}\right) = \\ &= \frac{1-\epsilon}{\epsilon} v_e^2 \left(1 - \frac{R}{r}\right), \end{aligned} \quad (7.25)$$

gdzie v_e jest prędkością ucieczki z powierzchni gwiazdy. Wynika stąd, że prędkość wiatru w nieskończoności

$$v_\infty = \left(\frac{1-\epsilon}{\epsilon}\right)^{1/2} v_e. \quad (7.26)$$

Prędkość w nieskończoności, v_∞ , można prosto wyznaczyć z położenia krótkofalowej granicy składnika absorpcyjnego profilu P Cygni (Rys. 7.26). W przypadku obiektów, dla których możliwa jest ocena prędkości ucieczki z powierzchni, obserwacje sugerują dość uniwersalny związek $v_\infty \approx 3 v_e$, z którego na podstawie równania (7.26) wynika $\epsilon \approx 0,1$, czyli w przybliżeniu wartość stała, niezależna od globalnych parametrów gwiazd.

Równanie (7.25) opisuje również konkretny model przepływu materii w wietrze. Istniejące obecnie modele są znacznie mniej prymitywne; uwzględniają w pełni efekty transferu promieniowania w liniach i pozwalają na znacznie dokładniejsze odtworzenie wyników obserwacji (przede wszystkim – dokładnego kształtu

profilu P Cygni) w szerokim zakresie temperatur efektywnych i jasności absolutnych. Dopasowanie profilu teoretycznego, wynikającego z modelu wiatru, do profilu obserwowanego jest najczęściej stosowaną obecnie metodą wyznaczania fizycznych parametrów wiatru, a tym samym również strumienia wypływającej materii $\dot{\mathcal{M}}$. W taki właśnie sposób uzyskano dane, które zostały wykorzystane do sporządzenia Rys. 7.25 i których przykłady są zamieszczone w Tabeli 7.3.

Tabela 7.3
Przykładowe wartości utraty masy w wiatrach promienistych

Gwiazda	MKSp	$\log \dot{\mathcal{M}}$	Gwiazda	MKSp	$\log \dot{\mathcal{M}}$
CygOB2#7	O3If	-4.9	HD50896	WN5	-4.1
HD190429A	O4If+	-4.7	HD151932	WN7	-4.3
HD152408	O8Iafpe	-4.7	HD165763	WC5	-4.5
HD36486	O9.5II	-6.0	HD156385	WC7	-4.5
P Cyg	B1Ib	-4.8	HD192103	WC8	-4.4
55 Cyg	B3Ia	-6.5	RY Dra	C4,4	-5.3
CygOB2#12	B8Ia+	-6.2	R Scl	C6	-5.4
HR8752	G0Ia	-5.0	TW Hor	C7,2	-7.1
α Ori	M2Iab	-5.4	IRC+20370	C7,3e	-5,0

Zauważmy, że powinna istnieć górna granica strumienia masy $\dot{\mathcal{M}}$ wypływającego z gwiazdy w postaci opisanego wyżej wiatru napędzanego przez siły promieniowania. Stacjonarna gwiazda świecąca z mocą L wysyła na wszystkie strony fotony, które łącznie unoszą w jednostce czasu pęd L/c . Gdyby cały ten pęd był przekazywany w procesach absorpcji cząstkom materii, to i tak mogłoby go wypłynąć co najwyżej tyle samo, czyli

$$\dot{\mathcal{M}} v = L/c.$$

Wyrażając $\dot{\mathcal{M}}$ w masach Słońca na rok, prędkość v w km/s i L w jednostkach słonecznych, mamy

$$\dot{\mathcal{M}} v = 2 \cdot 10^{-8} \frac{L}{L_{\odot}} [\mathcal{M}_{\odot}/\text{rok}]. \quad (7.27)$$

Przyjmując dla uproszczenia, że materia wiatru opuszcza ostatecznie gwiazdę z prędkością tego samego rzędu co prędkość ucieczki z powierzchni, tzn. 100 – 1000 km/s, z równania (7.27) dostajemy górne ograniczenie na strumień masy – rzędu $10^{-4} - 10^{-5} \mathcal{M}_{\odot}/\text{rok}$. Jest zgodne z intuicją przypuszczenie, że utrata masy

wskutek opisywanych wiatrów jest lub może być tym większa, im większa jest jasność absolutna gwiazdy i im mniejsze jest przyspieszenie grawitacyjne na jej powierzchni.

Sądząc na podstawie danych zawartych w Tabeli 7.3 niektóre najjaśniejsze gorące i chłodne nadolbrzymy oraz gwiazdy Wolfa–Rayeta tracą masę w tempie bliskim granicznemu. Tak duża utrata masy może nie być bez znaczenia dla ewolucji gwiazdy. Przeciętna gwiazda typu O o masie ok. $60 \mathcal{M}_\odot$ tracąca rocznie ok. $10^{-5} \mathcal{M}_\odot$, w ciągu fazy Of, trwającej 10^6 lat, może zmniejszyć swą masę o ponad 20%.

Wiatry hydrodynamiczne. Każda atmosfera gwiazdowa powinna bezustannie tracić pewną część materii z tego powodu, że wśród cząstek jej atmosfery znajdują się również takie, które zgodnie z rozkładem Maxwella mają skierowane na zewnątrz prędkości przekraczające prędkość ucieczki. Cząstki takie, startując z poziomu atmosfery, na którym droga swobodna jest większa jest od rozmiarów pozostałej części atmosfery, mogą nie doznać już zderzeń z innymi cząstkami i opuścić gwiazdę na zawsze. W rzeczywistych warunkach atmosfer gwiazdowych proces taki, przypominający parowanie, można całkowicie zaniedbać, nawet jeżeli warstwy zewnętrzne mają temperatury rzędu milionów stopni.

Wysoka temperatura atmosfery (a dokładniej mówiąc, tej jej części, którą nazywamy koroną) może jednak być przyczyną pojawienia się hydrodynamicznego wypływu materii z powierzchni gwiazdy, nawet w warunkach dużej siły grawitacji. Przekonują nas o tym następujące rozważania.

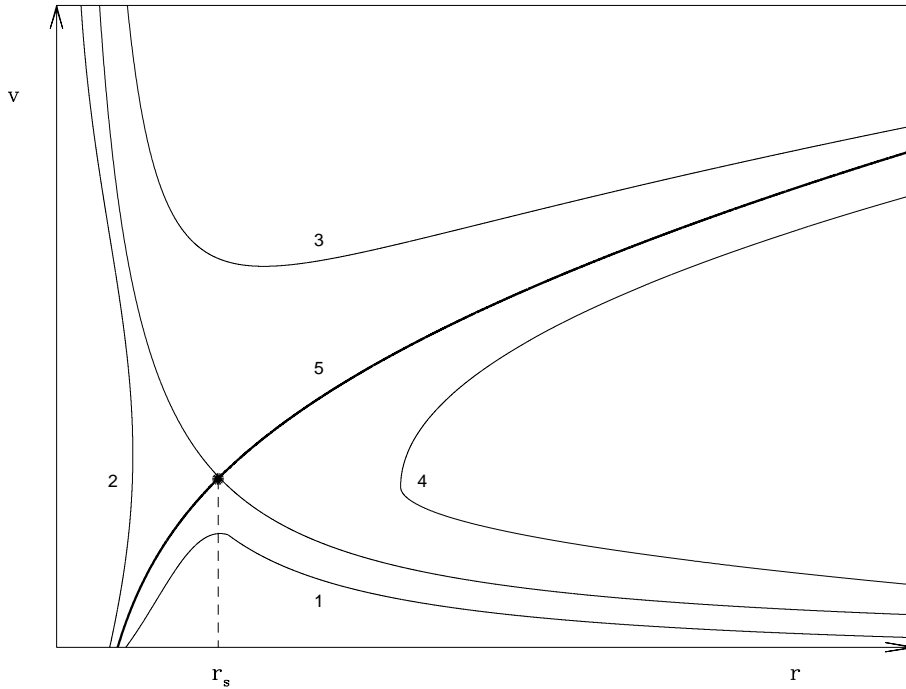
Hydrodynamiczny przepływ materii jest opisywany równaniem ruchu, wyrażającym zasadę zachowania pędu wzdłuż drogi, po której porusza się materia

$$v \frac{dv}{dl} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dl} + \frac{d\Phi}{dl} = 0. \quad (7.28)$$

Równanie to stwierdza, że źródłem prędkości jest gradient ciśnienia wzdłuż linii ruchu dP/dl oraz siła grawitacji $-d\Phi/dl$. Prędkość przyrasta w kierunku malejącego ciśnienia i rosnącej siły grawitacji. W naszym przypadku ciśnienie maleje zawsze w kierunku od gwiazdy, natomiast siła grawitacji jest skierowana przeciwnie, zatem istnienie gradientu ciśnienia sprzyja wypływowi materii z gwiazdy, podczas gdy siła grawitacji działa na ten ruch hamująco.

W przypadku gwiazd problem można w pierwszym przybliżeniu traktować sferycznie symetrycznie, tzn. różniczkowanie po linii prądu l zamienić na różniczkowanie po promieniu r . Zakładając ponadto, że termodynamiczne własności materii można opisać za pomocą politropy

$$P \rho^{-\gamma} = P_0 \rho_0^{-\gamma}, \quad (7.29)$$



Rys. 7.28 Możliwe rozwiązania równania Bernouillego dla wiatru hydrodynamicznego. Rzeczywisty wiatr odpowiada linii przechodzącej przez punkt krytyczny położony w odległości r_s od powierzchni gwiazdy.

gdzie wskaźnik zero odnosi się do dowolnie wybranego miejsca w wietrze. Korzystając ponadto z równania ciągłości w postaci

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v = 4\pi r_0^2 \rho_0 v_0,$$

równanie (7.28) możemy scałkować, otrzymując znane z dynamiki ośrodków ciągłych równanie Bernouillego

$$\frac{1}{2} v^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P_0}{\rho_0} \left(\frac{v_0^2 r_0^2}{v r^2} \right)^{\gamma-1} - \frac{GM}{r} = \frac{1}{2} v_0^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P_0}{\rho_0} + \Phi_0 = \text{const.} \quad (7.30)$$

Rozwiązania dopuszczane przez równanie Bernouillego (zależnie od wartości stałej występującej po prawej stronie) są schematycznie przedstawione na Rys. 7.26 za pomocą krzywych 1–4. Krzywe 2 i 4 możemy z góry odrzucić jako rozwiązania niejednoznaczne, a tym samym – niefizyczne. Wiatrem gwiazdowym będzie dla nas tylko taki przepływ, który w pobliżu gwiazdy zachodzi z małymi prędkościami, natomiast w dużych odległościach jest na tyle szybki, by materia

mogła opuścić na zawsze otoczenie gwiazdy. Innymi słowy, w małych odległościach przepływ powinien następować wzdłuż krzywej typu 1, a w dużych odległościach – wzdłuż krzywej typu 3. Warunki te spełnia tylko krytyczna krzywa 5.

Ruch przewidywany przez krzywą 5 może zachodzić tylko wówczas, jeżeli spełnione są dwa warunki. Po pierwsze, rozwiązanie (7.30) jest określone w nieskończoności, a wynikająca z niego prędkość jest większa od zera. Jest to równoważne żądaniu, by prawa strona równania (7.30) była większa od zera

$$\frac{1}{2} v_0^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P_0}{\rho_0} - \frac{GM}{r_0} > 0.$$

Ponieważ z założenia początkowa prędkość wiatru v_0 jest mała, to możemy ją w tej nierówności pominąć, otrzymując

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} > \frac{GM}{r_0} \frac{\rho_0}{P_0}. \quad (7.31)$$

Po drugie, pochodna prędkości u podstawy wiatru jest dodatnia i prędkość wiatru wzrasta z odległością. Różniczkując równanie (7.30), dostajemy

$$\frac{dv}{dr} \left[v - \gamma \frac{P_0}{\rho_0} \left(\frac{v_0 r_0^2}{r^2} \right)^{\gamma-1} \frac{1}{v^\gamma} \right] = 2\gamma \frac{P_0}{\rho_0} \left(\frac{v_0 r_0^2}{v} \right)^{\gamma-1} \frac{1}{r^{2(\gamma-1)+1}} - \frac{GM}{r^2}.$$

Dla małych wartości $v \approx v_0$, współczynnik w nawiasach kwadratowych jest ujemny, a zatem aby pochodna prędkości była dodatnia, lewa strona tej równości musi być ujemna. Przy $r \approx r_0$ wynika stąd warunek

$$\frac{GM}{r_0} \frac{\rho_0}{P_0} > 2. \quad (7.32)$$

Zakładając, że materia w wietrze jest całkowicie zjonizowana, tzn. spełnione jest równanie stanu

$$\frac{P_0}{\rho_0} = \frac{2kT_0}{m_H},$$

ze związków (7.31) i (7.32) dostajemy

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} > \left(\frac{GM}{r_0} \right) / \left(\frac{2kT_0}{m_H} \right) > 2\gamma. \quad (7.33)$$

Wyrażenia w nawiasach przedstawiają odpowiednio energię potencjalną i energię termiczną (z dokładnością do czynnika 4/3) jednostkowej masy wiatru u jego podstawy, tzn. w pobliżu powierzchni gwiazdy. Jeżeli potencjał grawitacyjny jest

duży, wówczas nie jest spełniona lewa nierówność i zgodnie z (7.31) równanie ruchu jest nieokreślone w nieskończoności; oznacza to, że wiatr nie jest w stanie oderwać się od powierzchni gwiazdy.

Wysoka temperatura sprzyja pojawieniu się wiatru, jednak prawa nierówność w (7.33) wyznacza górną granicę temperatury, przy której możliwy jest stacjonarny przepływ wiatru. Zbyt gorąca materia straciłaby jako całość grawitacyjny związek z gwiazdą i wyekspandowałaby gwałtownie w otaczającą przestrzeń, podobnie jak ekspanduje w próżnię gaz z otwartego nagle naczynia.

Wiatr hydrodynamiczny możemy obserwować w sposób bezpośredni tylko w przypadku Słońca. Jego źródłem jest gorąca korona słoneczna. Z obserwacji korony wynika, że w pierwszym przybliżeniu jest ona niemal izotermiczna, tzn. zachodzące w niej procesy termodynamiczne można opisać za pomocą politropy o wykładniku $\gamma \approx 1,1$. Przy tej wartości γ z (7.33) otrzymujemy dla Słońca

$$0,7 \cdot 10^6 < T_0 < 3,46 \cdot 10^6 \text{ K.}$$

Skądinąd wiadomo, że temperatura korony słonecznej jest równa $(1 - 2) \cdot 10^6$ K, a więc zawiera się w przedziale, w którym możliwe są stacjonarne wiatry hydrodynamiczne. Przebieg gęstości i prędkości materii w wietrze słonecznym w funkcji odległości jest przedstawiony w Tabeli 7.4.

O istnieniu gorących koron wokół innych chłodnych gwiazd ciągu głównego wnioskujemy na podstawie obserwacji ich promieniowania rentgenowskiego. Korona słoneczna promieniuje w zakresie rentgenowskim (0,2–3 keV) od ok. $5 \cdot 10^{19}$ W (spokojne Słońce) do ok. $2 \cdot 10^{22}$ W (obszary wzmożonej aktywności). Gwiazdy ciągu głównego typów widmowych G – M, leżące w odległości do 100 pc od Słońca, mają w tym samym zakresie widmowym rentgenowskie jasności absolutne między 10^{19} i 10^{21} W. Gorące korony wokół tych gwiazd są zapewne źródłem podobnych wiatrów jak wiatr słoneczny, jednak ich wykrycie jest znacznie poniżej dzisiejszych możliwości obserwacyjnych. Obecnie dolną granicą możliwego do zaobserwowania, np. na drodze spektroskopowej lub radiowej, ubytku masy jest ok. $10^{-11} M_{\odot}/\text{rok}$, podczas gdy z wiatrem słonecznym związana jest utrata masy rzędu $10^{-14} M_{\odot}/\text{rok}$. Wiatry wiejące z chłodnych gwiazd ciągu głównego nie mają więc większego znaczenia dla ich ewolucji. W pewnych warunkach, w obecności odpowiednio silnego pola magnetycznego, mogą mieć jednak wpływ na bilans całkowitego momentu pędu gwiazdy związanego z jej obrotem wokół osi.

III. Budowa i ewolucja gwiazd

8. Trwałe konfiguracje gwiazdowe

Od pierwszych dziesięcioleci bieżącego wieku nie ulega już wątpliwości, że gwiazdy są to kule gazowe znajdujące się w stanie równowagi trwałej. Obserwacje wskazują ponadto, że gwiazdy różnią się między sobą parametrami globalnymi, takimi jak masa, promień, jasność absolutna i temperatura efektywna. Zadaniem teorii budowy wewnętrznej jest wyjaśnienie ewentualnych związków między tymi parametrami, odtworzenie warunków fizycznych panujących w niedostępnych dla obserwacji głębokich warstwach wnętrza oraz powiązanie ich z obserwowanymi parametrami globalnymi. Postępowanie, które do tego celu prowadzi, jest równoznaczne z konstrukcją *modelu gwiazdy*. Konstruując model gwiazdy odwołujemy się wyłącznie do znanych praw fizycznych dotyczących stanu materii i promieniowania wyrażonych w postaci równań analitycznych. Konkretny model jest rozwiązaniem tych równań przy przyjęciu odpowiednich założeń i warunków brzegowych.

Symetria sferyczna. Jednym z najczęściej przyjmowanych założeń jest kulistość gwiazdy, której matematycznym wyrazem jest symetria sferyczna równań opisujących model. Jedyne siły, które mogą utrzymać materię gwiazdową w postaci trwałej konfiguracji są siły przyciągania grawitacyjnego. Działają one jednakowo we wszystkich kierunkach i dlatego spodziewamy się, że konsekwencją ich symetrii sferycznej będzie również sferyczny kształt gwiazd. Odstępstwa od symetrii sferycznej mogą spowodować takie czynniki, jak rotacja, oddziaływania przyływowe lub wielkoskalowe pola magnetyczne, a więc zjawiska związane z siłami o wyróżnionym kierunku działania. W miarę potrzeby można je oczywiście uwzględnić w równaniach budowy wewnętrznej gwiazd, jako poprawki wyższych rzędów w stosunku do podstawowej konfiguracji sferycznie symetrycznej.

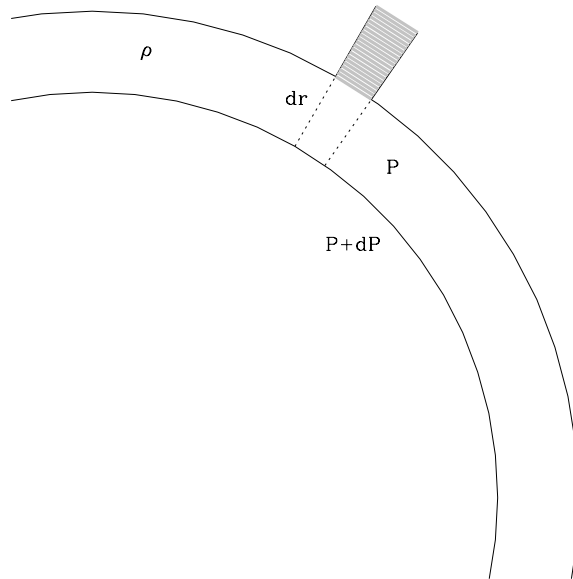
Jeżeli jednak pozostaniemy przy założeniu, że gwiazdy mają kształt kulisty, to możemy napisać proste wyrażenie na masę materii gwiazdowej zawartej w kuli o promieniu r ,

$$\mathcal{M}_r = \int_0^r 4\pi r^2 \rho(r) dr, \quad (8.1)$$

gdzie $\rho(r)$ jest gęstością. Ten sam związek wyrażony w postaci różniczkowej

$$d\mathcal{M}_r = 4\pi r^2 \rho(r) dr, \quad (8.2)$$

można uznać za definicję nowej zmiennej niezależnej \mathcal{M}_r . Wszystkie inne wielkości lokalne, zależne tylko od promienia r , są jednocześnie funkcjami \mathcal{M}_r .



Rys. 8.1 Równowaga hydrostatyczna w gwiazdzie sferycznie symetrycznej.

Równowaga hydrostatyczna. Istnienie równowagi hydrostatycznej oznacza, że w każdym miejscu gwiazdy wszystkie siły działające na materię są dokładnie zrównoważone. Weźmy pod uwagę dowolny poziom we wnętrzu gwiazdy, taki jak przedstawiony na Rys. 8.1.

Siła, z jaką cylinder materii działa na jednostkowe pole swojej podstawy, jest w warunkach równowagi hydrostatycznej dokładnie zrównoważona przez ciśnienie gazu u podstawy cylindra. Równowaga obu tych sił musi zachodzić w każdym miejscu wnętrza gwiazdy. Wyobraźmy sobie więc, że wybrany poprzednio poziom przesuwamy o dr w głąb gwiazdy. Związany z tym przyrost ciężaru cylindra jest równy $-\rho(r)g(r)dr$. Znak minus pochodzi stąd, że przesunięciu w głąb odpowiada ujemna wartość dr . Przyspieszenie grawitacyjne w odległości r od środka sferycznie symetrycznego rozkładu masy jest równe

$$g(r) = \frac{GM_r}{r^2}. \quad (8.3)$$

Przyrost ciężaru musi być oczywiście zrównoważony przez przyrost ciśnienia dP , czyli

$$dP(r) = -\rho(r)g(r)dr$$

lub inaczej

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\rho(r) \frac{GM_r}{r^2}. \quad (8.4)$$

Ciśnienie $P(r)$ jest sumą wszystkich ciśnień na poziomie r , takich jak np. ciśnienie gazu (elektronowe i jonowe), ciśnienie promieniowania, ciśnienie magnetyczne itp.

Twierdzenie o wiriale. Twierdzenie o wiriale dotyczy stosunków energetycznych w układzie wielu cząstek oddziałujących ze sobą dowolnymi siłami. Cząstka o masie m_i i pędzie \mathbf{p}_i , znajdująca się w punkcie \mathbf{r}_i i poddana działaniu siły \mathbf{F}_i , porusza się zgodnie z równaniem ruchu

$$\frac{d}{dt}\mathbf{p}_i = \mathbf{F}_i. \quad (8.5)$$

Weźmy pod uwagę wyrażenie $\sum_i \mathbf{p}_i \mathbf{r}_i$, gdzie sumowanie jest rozciągnięte na wszystkie cząstki układu. Różniczkując tę sumę po czasie mamy

$$\frac{d}{dt} \sum_i \mathbf{p}_i \mathbf{r}_i = \sum_i \frac{d\mathbf{p}_i}{dt} \mathbf{r}_i + \sum_i \mathbf{p}_i \frac{d\mathbf{r}_i}{dt}. \quad (8.6)$$

Wyrażenie po lewej stronie można przedstawić inaczej:

$$\frac{d}{dt} \sum_i \mathbf{p}_i \mathbf{r}_i = \frac{d}{dt} \sum_i m_i \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} \mathbf{r}_i = \frac{d}{dt} \sum_i \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (m_i r_i^2) = \frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2}, \quad (8.7)$$

gdzie $I = \sum_i m_i r_i^2$ jest momentem bezwładności układu. Pierwszy wyraz po prawej stronie równości (8.6) można przedstawić, zgodnie z równaniem (8.5), w postaci

$$\sum_i \frac{d\mathbf{p}_i}{dt} \mathbf{r}_i = \sum_i \mathbf{F}_i \mathbf{r}_i. \quad (8.8)$$

Suma ta nosi nazwę *wiriału Clausiusa*. W interesującym nas przypadku sił grawitacyjnych cząstki oddziałują ze sobą parami: siła jaką cząstka i wywiera na cząstkę j jest równa i przeciwnie skierowana do siły, jaką cząstka j wywiera na cząstkę i , $\mathbf{F}_{ij} = -\mathbf{F}_{ji}$. Wiriał (8.8) można zatem przedstawić w postaci sumy rozciągniętej na wszystkie pary cząstek ij

$$\sum_i \mathbf{F}_i \mathbf{r}_i = \sum_{ij} (\mathbf{F}_{ij} \mathbf{r}_i + \mathbf{F}_{ji} \mathbf{r}_j) = \sum_{ij} \mathbf{F}_{ij} (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) = \sum_{ij} \mathbf{F}_{ij} \mathbf{r}_{ij}.$$

Siła grawitacji działająca między cząstkami i i j jest równa

$$\mathbf{F}_{ij} = -\frac{Gm_i m_j}{r_{ij}^3} \mathbf{r}_{ij},$$

co po wstawieniu do poprzedniego równania daje ostatecznie

$$\sum_i \mathbf{F}_i \mathbf{r}_i = -\sum_{ij} \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}^3} r_{ij}^2 = -\sum_{ij} \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}} = \Omega. \quad (8.9)$$

Inaczej mówiąc, w przypadku oddziaływań grawitacyjnych, wiriał jest równy całkowitej energii potencjalnej układu cząstek, Ω .

Łatwo również można podać sens fizyczny drugiego wyrazu po prawej stronie (8.6)

$$\sum_i \mathbf{p}_i \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \sum_i m_i \mathbf{v}_i \cdot \mathbf{v}_i = \sum_i m_i v_i^2 = 2E_k. \quad (8.10)$$

Przedstawia on podwojoną wartość całkowitej energii kinetycznej cząstek układu.

Wstawiając wyrażenia (8.7), (8.9) i (8.10) do wzoru (8.6), otrzymujemy związek

$$\frac{d^2 I}{dt^2} = 2E_k + \Omega. \quad (8.11)$$

W układzie statycznym, w którym moment bezwładności nie zmienia się w czasie, całkowita energia kinetyczna układu jest równa połowie całkowitej energii potencjalnej

$$E_k = -\frac{\Omega}{2}. \quad (8.12)$$

Korzystając ze znanych związków między stałymi termodynamicznymi, $k = R/N_A$ oraz $R = c_p - c_v$, możemy energię kinetyczną jednego mola zapisać jako

$$E_k = \frac{3}{2} k T N_A = \frac{3}{2} \frac{R}{N_A} T N_A = \frac{3}{2} R T = \frac{3}{2} (c_p - c_v) T.$$

Dla gazu doskonałego, którego energia wewnętrzna U jest funkcją tylko temperatury ($U = c_v T$), dostajemy stąd

$$E_k = \frac{3}{2} \frac{c_p - c_v}{c_v} U = \frac{3}{2} (\gamma - 1) U. \quad (8.13)$$

Równanie to wyraża związek między energią kinetyczną ruchów termicznych i energią wewnętrzną, związaną również z innymi możliwymi stopniami swobody. Dla jednoatomowego gazu doskonałego, dla którego $\gamma = 5/3$, zachodzi oczywiście $E_k = U$.

Korzystając z (8.13), twierdzeniu o wiriale (8.12) można nadać inną postać:

$$2E_k = 3(\gamma - 1)U = -\Omega. \quad (8.14)$$

Całkowita energia materii jest sumą energii wewnętrznej i energii potencjalnej

$$E = U + \Omega = U - 3(\gamma - 1)U = -(3\gamma - 4)U \quad (8.15)$$

albo

$$E = U + \Omega = -\frac{\Omega}{3(\gamma - 1)} + \Omega = \frac{3\gamma - 4}{3(\gamma - 1)} \Omega. \quad (8.16)$$

Energia wewnętrzna U jest zawsze dodatnia, natomiast energia potencjalna jest zawsze ujemna lub równa zero. Układy związane grawitacyjnie muszą mieć całkowitą energię mniejszą od zera. Z równania (8.16) wynika, że jest to możliwe tylko wówczas, gdy $\gamma > 4/3$. Na przykład gaz fotonowy, dla którego $\gamma = 4/3$, ma zawsze całkowitą energię równą zero i nie może w związku z tym tworzyć trwałych konfiguracji.

Z twierdzenia o wiriale wynikają interesujące wnioski dotyczące jednego z możliwych rodzajów ewolucji samograwitujących konfiguracji gazowych. Jak wiemy, każda materia znajdująca się w temperaturze wyższej od zera bezwzględnie jest źródłem promieniowania. Niech ilość energii promieniowanej w czasie Δt będzie równa $L\Delta t$. Zgodnie z zasadą zachowania energii, o taką samą ilość ulegnie zmniejszeniu energia całkowita, tzn. $\Delta E = -L\Delta t$. Z równania (8.16) wynika, że

$$\Delta E = -L\Delta t = \frac{3\gamma - 4}{3(\gamma - 1)} \Delta \Omega$$

lub inaczej mówiąc, wypromieniowanie energii $L\Delta t$ jest związane ze zmniejszeniem energii potencjalnej o

$$\Delta \Omega = -\frac{3(\gamma - 1)}{3\gamma - 4} L\Delta t. \quad (8.17)$$

W przypadku gazu doskonałego, dla którego $\gamma = 5/3$, zależność ta ma prostą postać, $\Delta \Omega = -2L\Delta t$.

Z kolei, zgodnie z równaniem (8.14),

$$\Delta U = -\frac{1}{3(\gamma - 1)} \Delta \Omega,$$

czyli po skorzystaniu z (8.17)

$$\Delta U = \frac{L\Delta t}{3\gamma - 4}. \quad (8.18)$$

Dla gazu doskonałego mamy $\Delta U = L\Delta t$.

Z powyższych rozważań wynikają następujące wnioski: utrata energii na drodze promienistej jest kompensowana przez zmniejszenie energii potencjalnej układu. Twierdzenie o wiriale wymaga, by jednocześnie zwiększeniu uległa energia wewnętrzna gazu o wielkość daną równaniem (8.18). Mówiąc obrazowo, omawiane konfiguracje zachowują się tak, jak gdyby miały ujemne ciepło właściwe: utrata energii prowadzi bowiem do wzrostu temperatury.

W przypadku gwiazd, bez trudu można określić zarówno całkowitą energię termiczną, jak i energię grawitacyjną. Załóżmy dla uproszczenia, że mamy do

czynienia z gazem jednoatomowym o średnim ciężarze molekularnym μ . Średnia energia termiczna, równa energii kinetycznej atomów, liczona na jednostkę masy, zgodnie z (2.23a) i (2.41) jest równa

$$\frac{3}{2} \frac{kT(r)}{\mu m_{\text{H}}}.$$

Energia termiczna całej gwiazdy jest więc

$$E_t = \int_0^{\mathcal{M}} \frac{3}{2} \frac{kT(r)}{\mu m_{\text{H}}} d\mathcal{M}_r, \quad (8.19)$$

gdzie całkowanie jest rozciągnięte po całej masie gwiazdy, a $d\mathcal{M}_r$ jest dane równaniem (8.2).

Energia grawitacyjna masy $d\mathcal{M}_r$ znajdującej się w odległości r od środka jest równa $d\Omega = -G\mathcal{M}_r d\mathcal{M}_r / r$. Energia grawitacyjna całej gwiazdy jest zatem

$$\Omega = - \int_0^{\mathcal{M}} \frac{G\mathcal{M}_r}{r} d\mathcal{M}_r. \quad (8.20)$$

Całkowanie to łatwo można wykonać dla kuli jednorodnej. Podstawiając

$$\mathcal{M}_r = \frac{4\pi}{3} \rho r^3$$

oraz

$$d\mathcal{M}_r = 4\pi r^2 \rho dr,$$

mamy

$$\Omega = - \frac{(4\pi\rho)^2 G}{3} \int_0^R r^4 dr = - \frac{3}{5} \frac{G\mathcal{M}^2}{R}. \quad (8.21)$$

Chociaż rzeczywiste gwiazdy nie są jednorodne, to jednak powyższy wynik posłuży nam do dokonania kilku pożytecznych ocen liczbowych.

Weźmy pod uwagę jednorodną konfigurację o masie, promieniu i jasności Słońca. Ilość energii promieniowana przez taką gwiazdę w jednostce czasu jest równa L_{\odot} . Oznacza to, że w jednostce czasu jej całkowita energia potencjalna maleje o $2L_{\odot}$. Zmiana energii potencjalnej o $\Delta\Omega$ jest związana ze zmianą promienia o ΔR wynikającą ze zróżniczkowania równania (8.21)

$$\Delta\Omega = \frac{3}{5} \frac{G\mathcal{M}^2}{R^2} \Delta R.$$

Po podstawieniu danych liczbowych dostajemy zmianę promienia w ciągu jednej sekundy, czyli prędkość kurczenia się gwiazdy równą ok. $2 \cdot 10^{-3}$ cm/s. Jest to

prędkość na tyle mała, że nie podważa w istotny sposób przyjętego na wstępie założenia, że mamy do czynienia z konfiguracją statyczną.

Korzystając z równania (8.21), można również obliczyć energię grawitacyjną naszej konfiguracji. Dla wartości słonecznych dostajemy $\Omega = -2 \cdot 10^{41}$ J. Gdyby nasza przykładowa gwiazda świeciła przez cały czas z taką samą jasnością jak dzisiejsze Słońce, wówczas zapas energii potencjalnej wystarczyłby jej na

$$t_{\text{K-H}} = \frac{\Omega}{2L_{\odot}} \approx 10^7 \text{ lat.} \quad (8.22)$$

Skala czasowa określona równaniem (8.22) nosi nazwę *skali Kelvina–Helmholtza* i informuje, przez jaki czas gwiazda o danej jasności może świecić kosztem kurczenia grawitacyjnego, bez odwoływania się do źródeł jądrowych. Przedstawione wyżej oceny liczbowe odnoszą się do uproszczonego przypadku gwiazdy o jednorodnej gęstości. Dokładniejsze rachunki, uwzględniające rozkład gęstości wewnątrz Słońca, prowadzą jednak do liczb tego samego rzędu i nie zmieniają wniosków, które możemy na ich podstawie formułować. W życiu gwiazd istnieją okresy, gdy świecą one kosztem energii grawitacyjnej; tempo ewolucji jest wówczas określone przez skalę Kelvina–Helmholtza, zwaną też *skalą termiczną*.

Równowaga termiczna. Gwiazda znajduje się w stanie równowagi termicznej, jeżeli straty energii na jej powierzchni są dokładnie kompensowane przez wewnętrzne źródła energii. Jednym z tych źródeł, o czym była mowa wyżej, może być energia wewnętrzna, a drugim – jak o tym będzie mowa niżej – są reakcje jądrowe.

Założmy najpierw, że energia produkowana w reakcjach jądrowych wystarcza do pokrycia strat promienistych. Oznaczmy przez ϵ ilość energii uwalnianej przez reakcje jądrowe w ciągu jednej sekundy w jednym gramie materii. Równanie bilansu energii dla warstwy kulistej takiej jak przedstawiona na Rys. 8.1, jest następujące:

$$\frac{dL_r}{dr} = \epsilon \rho \cdot 4\pi r^2. \quad (8.23)$$

Orzeka ono po prostu, że przyrost strumienia promienistego w warstwie kulistej o promieniu r i grubości dr jest równy energii wyprodukowanej w tej warstwie przez reakcje jądrowe.

Równanie to wymaga modyfikacji w tych fazach ewolucji, w których zmiany struktury wewnętrznej gwiazdy są na tyle szybkie, że jej świecenie może zachodzić na koszt energii wewnętrznej i grawitacyjnej. W takich przypadkach musimy odwołać się do pierwszego prawa termodynamiki (2.2).

Energia wewnętrzna jednego grama gazu doskonałego jest równa $(3/2) kT/(\mu m_H)$. Pracę wykonaną przez siły ciśnienia można zapisać w

funkcji gęstości

$$-PdV = -Pd\left(\frac{1}{\rho}\right) = \frac{P}{\rho^2}d\rho.$$

Ciepło doprowadzane do jednego grama materii jest równe ε , natomiast ciepło odprowadzane jest równe

$$\frac{dL_r}{4\pi r^2 \rho dr}.$$

Równanie zachowania energii możemy zatem zapisać w postaci

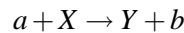
$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} \frac{k}{\mu m_H} T \right) = \frac{P}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} + \varepsilon - \frac{1}{4\pi r^2 \rho} \frac{dL_r}{dr}$$

lub korzystając z równania stanu (2.44) i dokonując prostych przekształceń

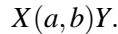
$$\frac{dL_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho \left[\varepsilon - \frac{3}{2} \rho^{2/3} \frac{d}{dt} \left(\frac{P}{\rho^{5/3}} \right) \right]. \quad (8.24)$$

Jeżeli zmiany czasowe lokalnych parametrów fizycznych materii są małe w porównaniu z tempem produkcji energii w reakcjach jądrowych, wówczas równanie to przechodzi w równanie (8.23).

Reakcje jądrowe we wnętrzach gwiazd. Reakcją jądrową nazywamy proces, w którym cząstka a oddziałując z jądrem X produkuje jądro Y i nową cząstkę b . Reakcję taką zapisujemy symbolicznie w postaci



lub



Pod słowem cząstka należy tu rozumieć zarówno cząstkę elementarną, taką jak np. proton p , neutron n , elektron e , neutrino ν , foton γ , jak i bardziej złożony twór, jak np. jądro helu ${}^4\text{He}$, czyli cząstkę α , lub jądro jeszcze cięższe.

Pęd, moment pędu i energia są zachowane podczas reakcji jądrowych. Zasada zachowania dwu pierwszych wielkości określa kinematyczne warunki przebiegu reakcji i z naszego punktu widzenia nie wymaga dokładniejszej dyskusji. Bliższego omówienia wymagają natomiast konsekwencje zasady zachowania energii.

W sposób najbardziej ogólny zasadę zachowania energii w reakcjach jądrowych możemy wyrazić za pomocą równania

$$E(a, X) + (M_a + M_X)c^2 = E(b, Y) + (M_b + M_Y)c^2, \quad (8.25)$$

gdzie $E(a, X)$ i $E(b, Y)$ przedstawiają energie kinetyczne (w układzie środka masy) cząstek przed i po reakcji. Zanim pokażemy, w jaki sposób można skorzystać

z równania energii przy wyznaczaniu interesującej nas wydajności energetycznej reakcji jądrowych, przypomnijmy kilka podstawowych pojęć i faktów z dziedziny fizyki jądrowej.

Dla naszych celów wystarczy, jeżeli jądro atomowe wyobrazimy sobie w postaci układu nukleonów (protonów i neutronów) związanego krótkozasięgowymi siłami jądrowymi. Ponieważ odległości nukleonów w jądrach są duże w porównaniu z rozmiarami samych nukleonów, można przyjąć, że po wejściu w skład jądra nukleony nie tracą swojej identyczności. O rodzaju jądra decydują liczby tworzących je protonów Z i neutronów N . Ponieważ każdy proton jest obdarzony elementarnym ładunkiem dodatnim, liczba Z określa jednocześnie całkowity ładunek elektryczny jądra. Masę jądra określa łączna liczba protonów i neutronów, czyli liczba masowa $A = N + Z$. Powszechnie używanym symbolem jądra X o liczbie masowej A , ładunku Z i liczbie neutronów N jest

$${}^A_ZX_N, \quad \text{np. } {}^{41}_{20}\text{Ca}_{21}.$$

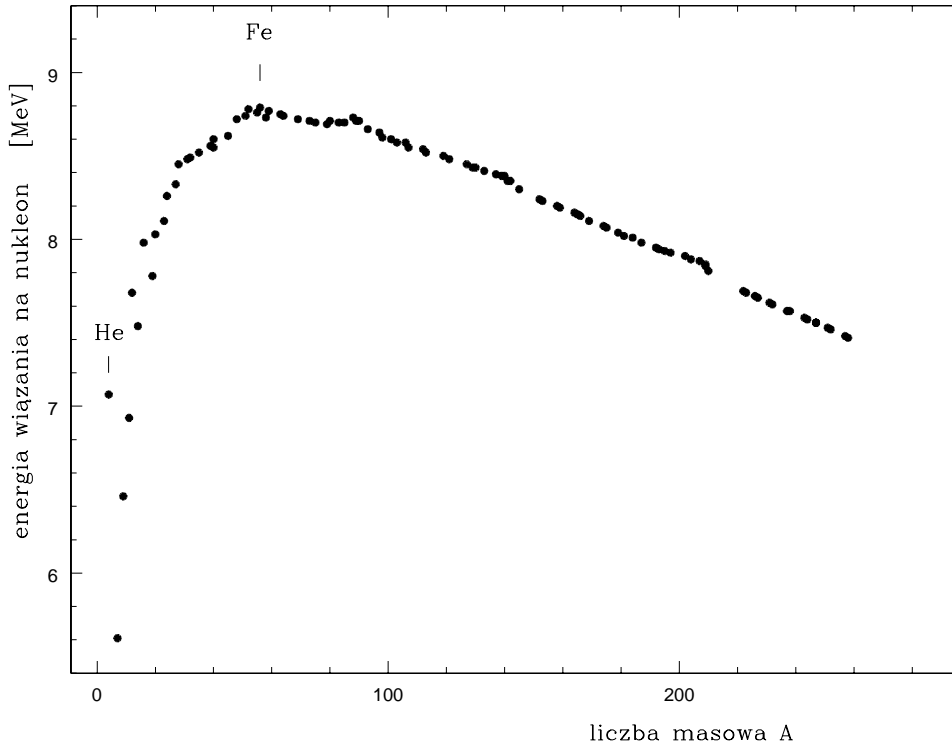
Liczby N i Z są często pomijane w powyższym symbolu: liczba Z decyduje o własnościach chemicznych atomu i jest jednoznacznie określona chemicznym symbolem pierwiastka. Liczba N jest różnicą liczb A i Z , wobec czego nie wnosi niezależnej informacji. Jądra o takiej samej liczbie Z i różnych liczbach neutronów nazywamy *izotopami*.

Dokładne pomiary mas jąder atomowych wykazały, że masa jądra o liczbie masowej $A = N + Z$ jest zawsze nieco mniejsza od sumy mas N neutronów i Z protonów. ów *defekt masy* jest równy *energii wiązania* uwalnianej podczas łączenia się nukleonów w jądro. Energia wiązania jest więc określona za pomocą równania

$$B(Z, N) = (ZM_H + NM_n - M_{Z,N})c^2, \quad (8.26)$$

gdzie M_H jest masą protonu, M_n – masą neutronu i $M_{Z,N}$ – masą jądra (Z, N) . W ten sposób zdefiniowana energia wiązania jest zawsze dodatnia. Masy cząstek i jąder wygodnie jest wyrażać w jednostkach MeV/c^2 , dzięki czemu energia wiązania zostaje automatycznie wyrażona w MeV . Oczywisty czynnik c^2 zazwyczaj pomija się wyrażając również masy w MeV .

Zależność energii wiązania (liczonej na jeden nukleon) od liczby masowej A dla jąder trwałych jest przedstawiona na Rys. 8.2. Osiąga ona maksimum w pobliżu liczby masowej $A = 60$, tzn. dla izotopów o masie zbliżonej do masy żelaza. Istnienie tego maksimum nasuwa natychmiast wnioski, że energię można czerpać zarówno z syntezy pierwiastków lżejszych od żelaza, jak i z rozszczepienia jąder od żelaza cięższych. Reakcje odwrotne, tzn. rozszczepianie jąder lekkich i synteza jąder ciężkich są reakcjami endotermicznymi i wymagają doprowadzenia energii z zewnątrz.



Rys. 8.2 Energia wiązania na jeden nukleon trwałych jąder o różnych liczbach masowych A . Największą energię wiązania ma jądro żelaza ${}^{56}_{26}\text{Fe}$. Dużą energię wiązania, a zarazem i trwałość, ma jądro helu ${}^4_2\text{He}$ czyli cząstka α .

Podczas reakcji jądrowych obowiązuje jeszcze jedna zasada zachowania, stwierdzająca, że w reakcjach jądrowych całkowita liczba nukleonów (protonów i neutronów) nie ulega zmianie. Z zasady tej wynika, że

$$A_a M_u + A_X M_u = A_b M_u + A_Y M_u, \quad (8.27)$$

gdzie A_a, A_X itd. oznaczają liczby nukleonów zawartych w reagujących jądrach, M_u jest masą jednostki masy atomowej, którą przyjmuje się umownie jako jedną dwunastą masy neutralnego atomu ${}^{12}\text{C}$ i która w przyjętych wyżej jednostkach energetycznych jest równa 931,478 MeV. Mnożąc równanie (8.27) przez c^2 , a następnie odejmując je stronami od równania energii (8.25), otrzymujemy

$$\begin{aligned} E(a, X) + (M_a - A_a M_u)c^2 + (M_X - A_X M_u)c^2 = \\ = E(b, Y) + (M_b - A_b M_u)c^2 + (M_Y - A_Y M_u)c^2. \end{aligned} \quad (8.28)$$

Dla każdego jądra (A, Z) można zdefiniować wielkość

$$\Delta M_{A,Z} = (M_{A,Z} - AM_u)c^2 = \left(\frac{M_{A,Z}}{M_u} - A \right) M_u c^2 = 931,478(M'_{A,Z} - A), \quad (8.29)$$

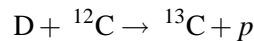
gdzie $M'_{A,Z}$ jest masą jądra (A, Z) wyrażoną w jednostkach masy atomowej. Korzystając z tej definicji, otrzymujemy następującą postać równania (8.28):

$$E(a, X) + \Delta M_a + \Delta M_X = E(b, Y) + \Delta M_b + \Delta M_Y,$$

z której wynika wyrażenie na łączną energię kinetyczną produktów końcowych reakcji

$$E(b, Y) = E(a, X) + \Delta M_a + \Delta M_X - \Delta M_b - \Delta M_Y = E(a, X) + Q. \quad (8.30)$$

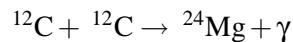
Wielkość Q jest zyskiem energetycznym reakcji. Wydzielana energia przejawia się w postaci energii kinetycznej produktów reakcji lub w postaci promieniowania γ . Zazwyczaj wielkość Q dopisujemy po prawej stronie równania reakcji, przy czym liczba dodatnia oznacza wydzielanie się energii w reakcji, natomiast liczba ujemna oznacza, że reakcja jest endotermiczna. Zmierzone wartości ΔM dla jąder najważniejszych z astrofizycznego punktu widzenia są zebrane w Tabeli 8.1. Korzystając z zawartych w niej danych łatwo można znaleźć energie wydzielane (lub pochłaniane) w dowolnej możliwej reakcji jądrowej. Na przykład reakcja, w wyniku której zderzenie jądra deuteru D z jądrem węgla ^{12}C prowadzi do powstania izotopu węgla ^{13}C i protonu,



ma wartość Q

$$\begin{aligned} Q &= \Delta M(\text{D}) + \Delta M({}^{12}\text{C}) - \Delta M({}^{13}\text{C}) - \Delta M(p) = \\ &= 13,13 + 0,0 - 3,12 - 7,29 = 2,72 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Podobnie, reakcja zderzenia dwóch jąder węgla,



ma wartość $Q = 0,0 + 0,0 + 13,93 = 13,93 \text{ MeV}$.

Tempo i wydajność reakcji jądrowych. Siły jądrowe charakteryzują się bardzo krótkim zasięgiem. Zbliżenie reakcji jądrowej wymaga zbliżenia się do siebie dwóch reagujących cząstek na odległość porównywalną z obszarem działania tych sił, tj. na odległość porównywalną z rozmiarami jąder atomowych, ok. 10^{-13} cm .

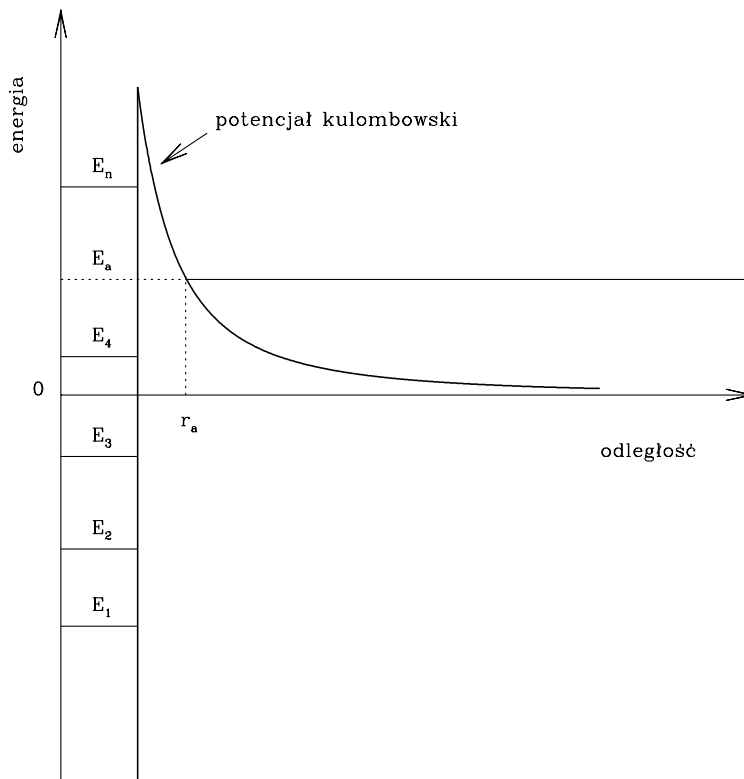
Tabela 8.1

Wartości nadwyżek masy ΔM w MeV dla kilku pierwiastków ważnych z punktu widzenia reakcji jądrowych przebiegających w gwiazdach

Z	jądro	A	ΔM	Z	jądro	A	ΔM	Z	jądro	A	ΔM
0	<i>n</i>	1	8,071	5	B	9	12,418	9	F	16	10,904
1	H	1	7,289			10	12,052			17	1,951
	D	2	13,136			11	8,668			18	0,872
	T	3	14,950			12	13,370			19	-1,486
	H	4	28,220			13	16,562			20	-0,012
		5	31,090	6	C	9	28,990			21	-0,046
2	He	3	14,931			10	15,658	10	Ne	18	5,319
		4	2,425			11	10,648			19	1,752
		5	11,454			12	0			20	-7,042
		6	17,598			13	3,125			21	-5,730
		7	26,030			14	3,020			22	-8,025
		8	32,000			15	9,873			23	-5,148
3	Li	5	11,679	7	N	12	17,364			24	-5,949
		6	14,088			13	5,345	11	Na	20	8,280
		7	14,907			14	2,864			21	-2,185
		8	20,946			15	0,100			22	-5,182
		9	24,965			16	5,685			23	-9,528
4	Be	6	18,376			17	7,871			24	-8,418
		7	15,769	8	O	14	8,008			25	-9,356
		8	4,944			15	2,860			26	-7,690
		9	11,351			16	-4,737	12	Mg	22	-0,140
		10	12,607			17	-0,808			23	-5,472
		11	20,181			18	-0,782			24	-13,933
5	B	7	27,990			19	3,333			25	-13,191
		8	22,923			20	3,799			26	-16,214

Rozmiary jądra X , takie jakie "widzi" cząstka a poruszająca się względem niego z prędkością v , są scharakteryzowane przez przekrój czynny $\sigma(v)$. Informacje o tej wielkości uzyskujemy z eksperymentów dotyczących rozpraszania cząstek na jądrach X . W pierwszym przybliżeniu można przyjąć, że efektywny przekrój czynny na zderzenia, które mogą prowadzić do reakcji jądrowych, jest odwrotnie proporcjonalny do kwadratu względnej prędkości cząstek, $\sigma(v) \approx v^{-2}$.

Jeżeli liczbę jąder X w jednostce objętości oznaczymy przez N_X , to ich łączna powierzchnia będzie równa $N_X\sigma(v)$. Podobnie, oznaczając przez N_a liczbę cząstek a w jednostce objętości, strumień cząstek a o prędkości v mo-



Rys. 8.3 Przebieg energii potencjalnej w jądrze.

zemy zapisać w postaci iloczynu $N_a v$. Zatem liczba zderzeń między jądrami X i cząstkami a , zachodzących w jednostce czasu w jednostce objętości będzie równa $N_X \sigma(v) N_a v dv$. Są to tylko te zderzenia, które zachodzą z prędkością względną zawartą w przedziale $v, v + dv$.

Samo zderzenie nie oznacza jeszcze zajścia reakcji. W prostym obrazie kwantowomechanicznym jądro atomowe jest sferycznie symetryczną studnią potencjału krótkozasięgowych sił jądrowych, w której określone są poziomy energii nukleonów związanych na trwałe w jądrze (Rys. 8.3). Ponieważ jądro jako całość jest obdarzone ładunkiem elektrostatycznym $+Ze$, studnia potencjału jest otoczona wałem potencjału elektrostatycznego, który działa odpychająco na wszystkie zewnętrzne cząstki o ładunku dodatnim.

Zgodnie z zasadami mechaniki klasycznej, nadbiegająca cząstka a , która w nieskończoności ma względem jądra energię E_a może zbliżyć się do niego co najwyżej na odległość r_a , większą od zasięgu sił jądrowych. Mechanika kwantowa przewiduje jednak, że istnieje skończone prawdopodobieństwo zajścia tzw. *efektu*

tunelowego, w wyniku którego cząstka o energii E_a przeniknie przez barierę potencjału i znajdzie się w obszarze działania sił jądrowych. Prawdopodobieństwo to można obliczyć teoretycznie, rozwiązując kwantowomechaniczne równanie ruchu cząstki swobodnej w pobliżu bariery kulombowskiej. Zależność tego prawdopodobieństwa od prędkości jest typu

$$P_p(v) \sim \exp\left(-\frac{4\pi^2 Z_a Z_X e^2}{h} \frac{1}{v}\right).$$

Zgodnie z intuicją, prawdopodobieństwo przeniknięcia przez barierę kulombowską jest tym większe, im bariera ta jest niższa (jej wysokość w skali energii jest określona przez iloczyn ładunków $Z_a Z_X$) i im większa jest prędkość (energia) cząstki.

Przeniknięcie nadbiegającej cząstki do jądra nie gwarantuje jeszcze zapoczątkowania reakcji. O tym czy reakcja zajdzie, czy nie zajdzie, decyduje prawdopodobieństwo reakcji P_N , które na ogół słabo zależy od względnej prędkości cząstek, natomiast silnie zależy od ich rodzaju i typu oddziaływań. Informacji o wielkości P_N dostarczają obliczenia teoretyczne oraz pomiary laboratoryjne.

Wszystkie wyżej wymienione wielkości decydują łącznie o tym, jakie będzie tempo zachodzenia reakcji, które możemy przedstawić w postaci

$$r = \int_0^{\infty} N_a N_X v \sigma(v) P_p(v) P_N f(v) dv, \quad (8.31)$$

gdzie $f(v)$ jest rozkładem prędkości cząstek. *Tempo reakcji* r informuje o liczbie reakcji danego rodzaju zachodzących w jednostce czasu w jednostce objętości materii zawierającej N_a i N_X elementów wyjściowych reakcji. Z wielkością tą jest bezpośrednio związany średni *czas reakcji* zdefiniowany jako

$$t = \frac{N_X}{r}, \quad (8.32)$$

czyli czas, w ciągu którego w danych warunkach gęstości i temperatury średnio jedna cząstka X wchodzi w reakcję z cząstką a .

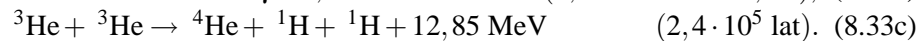
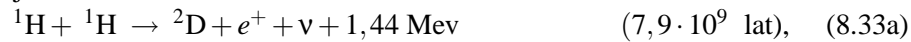
Jeżeli z każdą reakcją związane jest wydzielenie energii Q , to ilość energii uwalniana w jednostce czasu w jednostce masy jest równa

$$\epsilon p = rQ.$$

Stwierdzenie, które z reakcji jądrowych mogą przebiegać we wnętrzach gwiazd, wymaga znajomości prawdopodobieństw i temp reakcji między cząstkami i jądrami obecnymi w materii gwiazdowej. Niezbędnych informacji na ten temat dostarcza dzisiejsza fizyka jądrowa. Ponieważ głównym składnikiem materii

we Wszechświecie jest wodor, należy przede wszystkim wziąć pod uwagę reakcje zachodzące z udziałem jąder tego pierwiastka, czyli protonów. Na znaczenie reakcji jądrowych prowadzących do przemiany wodoru w hel po raz pierwszy zwrócił uwagę Hans Bethe w 1939 r. Reakcjami tego typu, które odgrywają istotną rolę w produkcji energii we wnętrzach gwiazd, są cykl pp i cykl CNO.

Cykl proton–proton (cykl lub łańcuch pp). Najprostsze reakcje, które mogą przebiegać w czystym wodorze, tworzą tzw. cykl ppI. Składają się nań następujące reakcje:



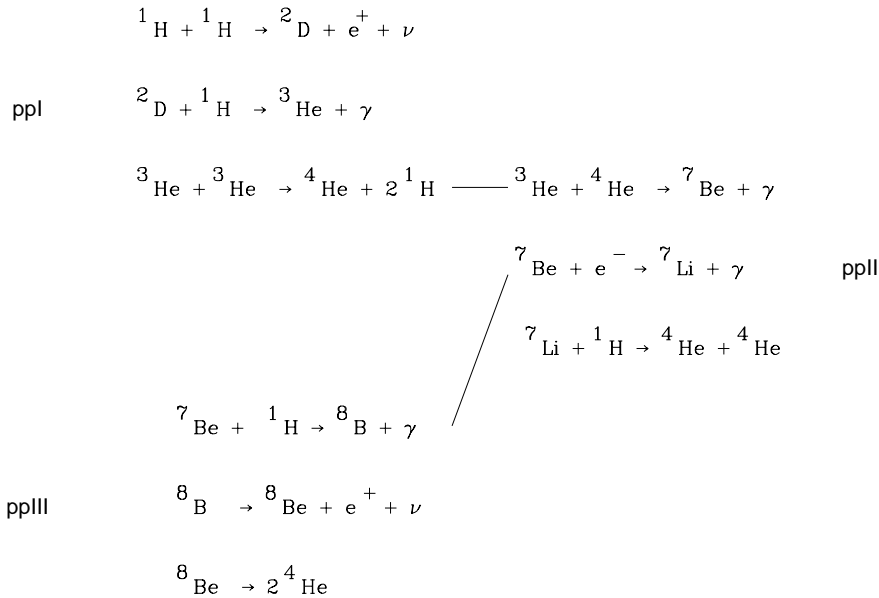
Po prawej stronie każdego równania reakcji podane są wartości Q w MeV oraz w nawiasach – templa reakcji obliczone dla $X = Y = 0,5$, $\rho = 100 \text{ g cm}^{-3}$ i $T = 15 \cdot 10^6$, co odpowiada w przybliżeniu warunkom panującym we wnętrzu Słońca.

Pierwsza reakcja cyklu polega na połączeniu dwóch protonów w jądro deuteru, przy czym powstają jeszcze dwie cząstki: dodatni elektron (pozyton) e^+ i neutrino ν . Pozyton, który jest antycząstką elektronu, nie może istnieć trwale w otoczeniu zwykłej materii i niemal natychmiast po swoim powstaniu anihiluje z jednym z napotkanych elektronów. W wyniku procesu anihilacji w miejsce pary elektron–pozyton pojawiają się dwa kwanty promieniowania γ o łącznej energii równej sumie mas spoczynkowych obu cząstek: $2m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$. Energia ta jest wliczona w podane ciepło reakcji Q . Trwałymi produktami reakcji są jądro deuteru ${}^2\text{D}$, które pozostaje w miejscu przebiegu reakcji oraz neutrino. Neutrino jest cząstką trwałą, o bardzo małej masie spoczynkowej (mniejszej od ok. $0,5 \text{ eV}$) i bardzo małym (rzędu 10^{-44} cm^2) przekroju czynnym na oddziaływanie z materią. Neutrino może bez przeszkód przeniknąć nawet przez całą gwiazdę i opuścić ją na zawsze, unosząc przy tym całą energię kinetyczną uzyskaną w czasie reakcji. Średnia wartość tej energii, wynikająca z dokładniejszego rozważenia kinetyki reakcji, jest równa $0,26 \text{ MeV}$. Średni zysk energetyczny pierwszej reakcji cyklu jest więc równy $1,44 - 0,26 = 1,18 \text{ MeV}$.

Omawiana reakcja połączenia się dwóch protonów w jedno jądro deuteru może zajść tylko wtedy, jeżeli protony zbliżą się do siebie na odległość rzędu 10^{-13} cm . W tej odległości potencjał odpychający między dwoma dodatnimi ładunkami elementarnymi jest równy

$$\frac{e^2}{r} \approx 1,4 \text{ MeV}.$$

W temperaturze wnętrza Słońca (ok. $1,5 \cdot 10^7 \text{ K}$) średnia energia kinetyczna protonów jest rzędu 1 keV , czyli tysiącrotnie mniejsza od oddzielającej je bariery



Rys. 8.4 Reakcje cyklu proton – proton

kulombowskiej. Szansę na jej pokonanie mają tylko bardzo nieliczne cząstki z wysokoenergetycznego krańca rozkładu maxwellowskiego. Jest ich jednak zbyt mało, by były one w stanie podtrzymać przebieg reakcji w rozsądnym tempie. O tym, że reakcja jednak zachodzi, decyduje efekt tunelowy. Chociaż jego prawdopodobieństwo dla cząstek o energiach rzędu 1 keV jest również bardzo małe, to jednak bardzo szybko wzrasta ze wzrostem energii cząstek. Wzrost prawdopodobieństwa penetracji z energią cząstki z jednej strony i malenie liczby cząstek o coraz to większej energii – z drugiej strony, sprawiają, że o przebiegu omawianej reakcji w warunkach wnętrza Słońca decydują protony o energii kinetycznej rzędu 20 keV. Znaczący to, że o reakcji przemiany wodoru w hel na Słońcu decydują tylko cząstki z wąskiego "marginesu" rozkładu Maxwella. Fakt ten jest bardzo wydajnym "regulatorem" przebiegu tej reakcji, chroniąc materię przed gwałtowną przemianą w materię innego rodzaju i zapewniając gwiazdom długi czas życia w tej fazie ewolucyjnej.

Następna reakcja cyklu ppI, polegająca na połączeniu powstałego w poprzedniej reakcji jądra deuteru z protonem i wytworzeniu jądra lekkiego helu ${}^3\text{He}$, zachodzi niemal natychmiast. Jeżeli materia składa się wyłącznie z wodoru, to cykl zamyka reakcja (8.33c), w wyniku której dwa jądra ${}^3\text{He}$ łączą się w jedno jądro ${}^4\text{He}$, uwalniając przy tym dwa protony. Zwróćmy uwagę, że wytworzenie jednego jądra ${}^4\text{He}$ wymaga dwukrotnego zajścia reakcji (8.33a) i (8.33b).

Zakończenie cyklu może jednak wyglądać inaczej, jeżeli w materii występują

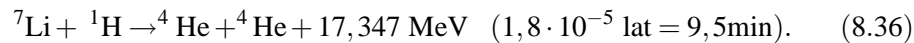
również jądra ${}^4\text{He}$ bądź jako składnik materii pierwotnej, bądź jako produkt cyklu ppI. Wówczas równoległe z reakcją (8.33c) może przebiegać również reakcja



Jądro berylu ${}^7\text{Be}$ jest nietrwałe i szybko, w następstwie reakcji wychwyty beta, ulega przemianie w jądro litu



Powstające przy tym jądro litu ${}^7\text{Li}$ ulega zniszczeniu w reakcji z protonem

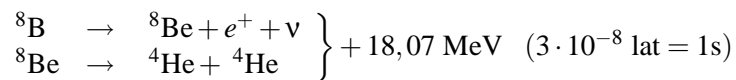


Jądra litu są tak szybko usuwane z materii, w której zachodzi przemiana wodoru w hel, że ich równowagowa obfitość jest praktycznie równa zero. Lit istniejący obecnie we Wszechświecie nie może więc być produktem cyklu pp. Przeciwnie, rozpoczęcie reakcji termojądrowych we wnętrzach gwiazd prowadzi bardzo szybko do usunięcia wszystkich istniejących poprzednio jąder litu. Ponieważ lit występuje dość obficie w materii międzygwiazdowej, z której powstają gwiazdy, więc wykrycie litu w atmosferze gwiazdy jest uważane za oznakę jej młodego wieku. Przypuszcza się, że lit występujący w materii międzygwiazdowej jest produkowany podczas wybuchów supernowych.

Reakcje (8.34)–(8.36) kończą się również wytworzeniem nowego jądra ${}^4\text{He}$ i noszą nazwę cyklu ppII. W warunkach typowego wnętrza gwiazdowego reakcja (8.35) ma również reakcję alternatywną, która daje początek cyklowi ppIII,



Jądro boru ${}^8\text{B}$ w wyniku rozpadu beta zmienia się we wzbudzone jądro berylu, które z kolei rozpada się natychmiast na dwa jądra helu,



Zatem końcowym efektem cyklu ppIII jest również wytworzenie nowego jądra helu.

Wszystkie trzy wersje cyklu proton–proton dają taki sam wynik: z czterech jąder wodoru powstaje jedno jądro helu i dwa neutrino. Wszystkie inne cząstki i jądra biorące udział w przedstawionych wyżej reakcjach, albo istnieją tylko przejściowo albo, tak jak jądro helu w gałęziach ppII i ppIII, są tylko katalizatorami

reakcji i po zakończeniu cyklu powracają do materii w niezmienionej postaci. Całkowita energia uwalniana we wszystkich trzech cyklach jest oczywiście taka sama i wynosi

$$4\Delta M(^1\text{H}) - \Delta M(^4\text{He}) = 4 \cdot 7,29 - 2,42 = 26,74 \text{ MeV}.$$

Różne są natomiast ilości energii unoszone przez neutrina:

$$\text{ppI} : \frac{2 \cdot 0,263}{26,74} = 2\%,$$

$$\text{ppII} : \frac{0,263 + 0,80}{26,74} = 4\%,$$

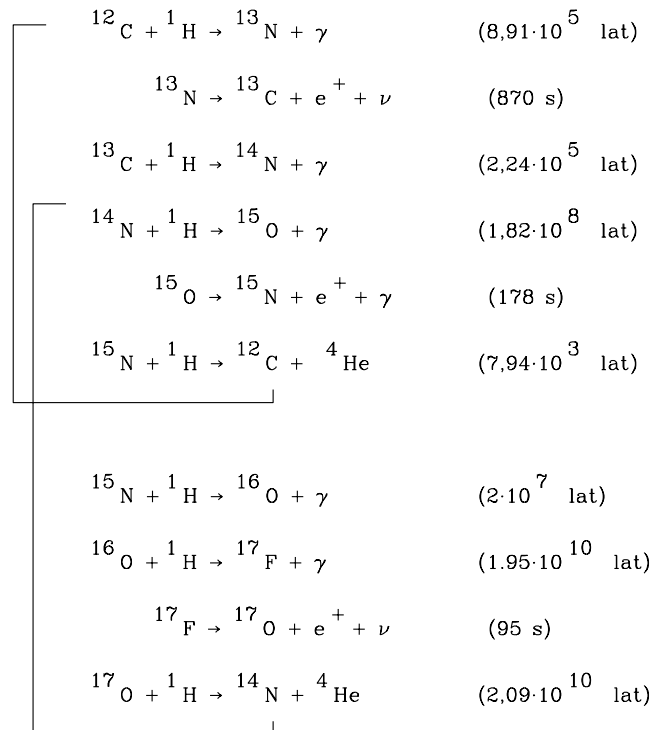
$$\text{ppIII} : \frac{0,263 + 7,2}{26,74} = 27\%.$$

Wszystkie reakcje cyklu pp przedstawione są na Rys. 8.4.

Cykl CNO. Większość gwiazd (oprócz niektórych obiektów populacji II) jest zbudowana z materii zawierającej znaczną domieszkę pierwiastków ciężkich. Rozważenia wymagają zatem również reakcje zachodzące z ich udziałem. Potencjalnymi reagentami są pierwiastki o niezbyt dużym ładunku jąder, otoczone niezbyt wysokimi barierami potencjału, a występujące wystarczająco obficie, by reakcje z ich udziałem miały liczący się wkład do bilansu energetycznego materii. Okazało się, że konkurencyjne w stosunku do cyklu pp mogą być reakcje z udziałem węgla, azotu i tlenu, czyli tzw. cykl CNO. Reakcje tego cyklu są przedstawione na Rys. 8.5.

Sześć pierwszych reakcji nosi nazwę cyklu węglowo–azotowego (CN). Elementami wyjściowymi są cztery protony i jedno jądro ^{12}C . Węgiel odgrywa tu rolę katalizatora: zapoczątkowuje łańcuch reakcji, w wyniku których cztery jądra wodoru łączą się w jedno jądro helu, ale jest odzyskiwany w ostatniej reakcji cyklu. Energetyczny zysk cyklu węglowego jest oczywiście taki sam jak cyklu pp, z tą tylko różnicą, że tym razem neutrino noszą energię 0,72 MeV przy rozpadzie jądra ^{13}N i 0,98 MeV przy rozpadzie jądra ^{15}O . Średnia energia uzyskiwana przez materię gwiazdową jest więc równa 25,04 MeV.

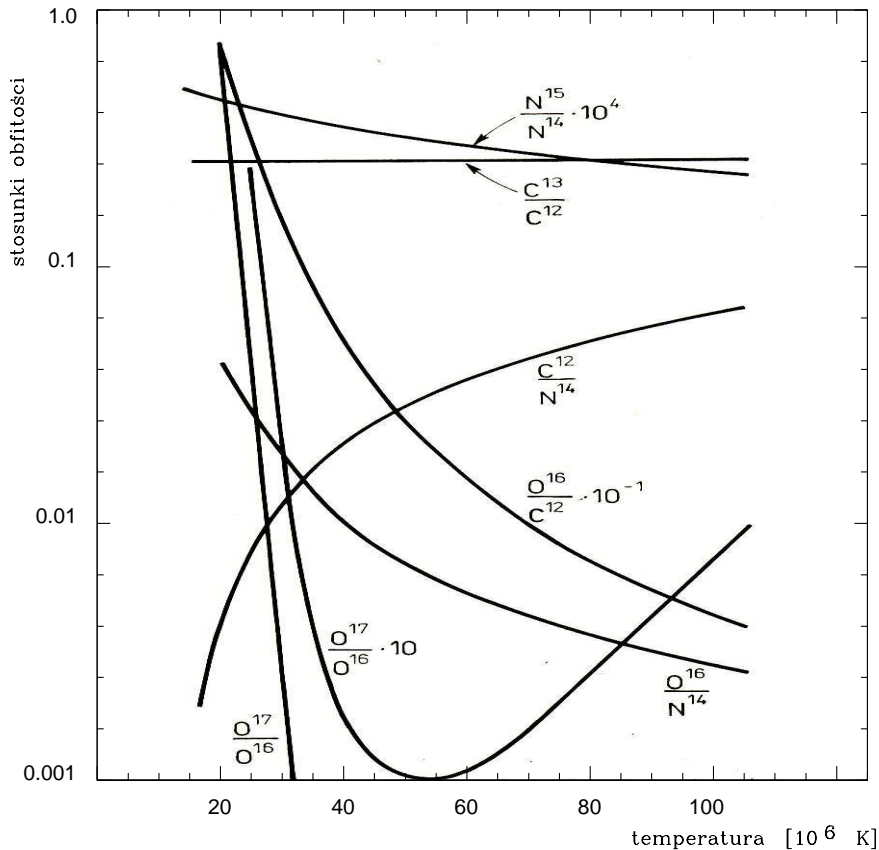
Ostatnia reakcja cyklu węglowego może jednak z prawdopodobieństwem równym $4 \cdot 10^{-4}$ zakończyć się wytworzeniem jądra ^{16}O , zgodnie z reakcją siódmą na Rys. 8.5. Następne trzy reakcje kończą się wytworzeniem jądra helu i jądra ^{14}N . W tym sensie ostatnie cztery reakcje tworzą oddzielny cykl azotowo–tlenowy (NO) przemiany wodoru w hel, zależny tylko od obecności w materii wodorowej domieszek azotu i tlenu. Oba cykle są ze sobą związane za pośrednictwem jądra



Rys. 8.5 Cykl reakcji CNO

^{14}N . Zwróćmy uwagę, że cykl CNO można rozpocząć od dowolnego spośród jąder ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O i ^{17}O . Niezależnie od tego, jaki jest początkowy skład materii, jeżeli tylko występuje w niej co najmniej jedno z tych jąder, to wcześniej czy później cykl CNO doprowadzi do pojawienia się pozostałych jąder.

Z porównania charakterystycznych czasów reakcji wynika jednak, że część NO cyklu zachodzi zdecydowanie wolniej i jej wpływ na tworzenie się helu jest niewielki. Reakcje cyklu węglowo-azotowego CN zachodzą znacznie szybciej i szybciej też dochodzą do stanu równowagi. Porównując ze sobą tempa poszczególnych reakcji łatwo zrozumieć, że w pierwszym okresie po włączeniu cyklu CN zachodzą przede wszystkim trzy pierwsze reakcje, w wyniku których większość jąder ^{12}C i ^{13}C (ok. 98%) zamienia się w jądra ^{14}N . Dopiero po osiągnięciu odpowiednio dużego stężenia jąder ^{14}N zaczyna wydajnie zachodzić reakcja czwarta, stanowiąca konieczny etap pośredni przed wytworzeniem jądra helu i odtworzeniem jądra węgla. W typowych warunkach wewnątrz gwiazdowych,

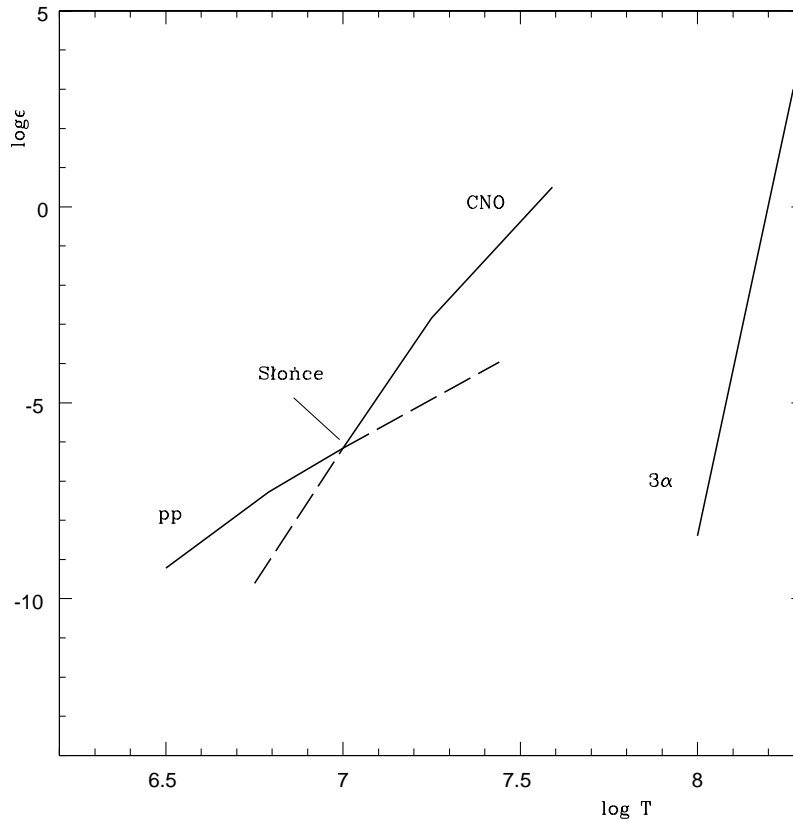


Rys. 8.6 Stosunki obfitości poszczególnych jąder CNO dla cykli równowagowych w różnych temperaturach.

cykl węglowy osiąga stan równowagi po upływie kilku czasów charakterystycznych reakcji pierwszej. Zrównoważony przebieg cyklu CNO zachodzi przy ściśle określonych stosunkach obfitości jąder biorących udział w reakcjach. Równowagowe stosunki obfitości najważniejszych jąder są przedstawione w funkcji temperatury na Rys. 8.6.

Zwróćmy uwagę, że wynikiem cyklu równowagowego jest duży i praktycznie niezależny od temperatury stosunek $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$. Stosunek tych izotopów rzędu 0,25 obserwuje się w gwiazdach węglowych.

W większości gwiazd czerpiących energię z termojądrowej przemiany wodoru w hel cykle pp i CNO przebiegają równolegle. O tym, który z nich dominuje w produkcji energii, decyduje względna obfitość wodoru, helu i jąder CNO oraz temperatura. Przyjmując dla przykładu $Z_{\text{CN}}/X = 0,02$, tzn. wartość charakterystyczną dla gwiazd populacji I, a także $\rho X^2 = 100 \text{ g cm}^{-3}$, dostajemy z dokładnych obli-



Rys. 8.7 Wydajności energetyczne najważniejszych cykli w funkcji temperatury. Aby otrzymać energie w W/kg należy wielkości podane na wykresie pomnożyć przez ρX^2 dla cyklu pp, przez $\rho X Z_{CN}$ dla cyklu CNO i przez $\rho^2 Y^3$ dla cyklu 3α , gdzie ρ jest gęstością.

czeń wydajności energetyczne przedstawione na Rys. 8.7.

Dla obu cykli istnieją też wygodne formuły interpolacyjne przedstawiające w sposób analityczny wydajności energetyczne w funkcji temperatury:

$$\begin{aligned} \epsilon_{pp} &= \epsilon_1 \rho X^2 \left(\frac{T}{10^6}\right)^v, \\ \epsilon_{CNO} &= \epsilon_1 \rho X Z_{CN} \left(\frac{T}{10^6}\right)^v. \end{aligned} \quad (8.38)$$

Wartości ϵ_1 w J/g i wykładniki v są podane w Tabeli 8.2. Zwróćmy uwagę na bardzo silną zależność wydajności energetycznej obu cykli (zwłaszcza cyklu CNO) od temperatury.

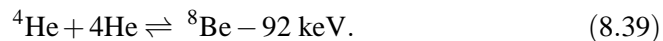
Reakcje 3α . Opisane wyżej reakcje prowadzą ostatecznie do zasadniczej zmiany składu chemicznego materii: wodór ulega wyczerpaniu, a jego miejsce zajmuje hel. Ewentualne dalsze reakcje jądrowe muszą zatem zachodzić z udziałem helu.

Biorąc pod uwagę, że liczba protonów i neutronów w jądrze węgla jest taka sama jak w trzech cząstkach α (jądrach helu), w sposób naturalny nasuwa się przypuszczenie, że hel może być dobrym materiałem wyjściowym dla reakcji $3\ ^4\text{He} \rightarrow\ ^{12}\text{C} + \gamma$. Traktowana dosłownie reakcja ta wymagałaby jednoczesnego zbliżenia się na odległości jądrowe trzech cząstek α . Prawdopodobieństwo takiego zdarzenia jest jednak tak małe, że reakcja ta jest zupełnie wykluczona w warunkach normalnych wnętrza gwiazdowych. Z drugiej strony, trudno jest również spodziewać się, że jądra cięższe od helu mogą być budowane przez przyłączanie kolejnych protonów, ponieważ w przyrodzie nie ma trwałych jąder o masie atomowej $A = 5$.

Tabela 8.2
Parametry ε_1 i ν w równaniu (8.38)

pp			CNO		
$T/10^6$	$\log \varepsilon_1$	ν	$T/10^6$	$\log \varepsilon_1$	ν
4 - 6	-13,84	6	12 - 16	-29,2	20
6 - 10	-13,04	5	16 - 24	-26,8	18
9 - 13	-12,56	4,5	21 - 31	-24,1	16
11 - 17	-12,02	4	24 - 36	-22,6	15
16 - 24	-11,40	3,5	36 - 50	-19,5	13

Reakcja 3α zachodzi w dwóch etapach, z których pierwszy prowadzi do wytworzenia nietrwałego izotopu berylu



Jądro ^8Be rozpada się po upływie średnio $2,6 \cdot 10^{-16}$ s. średni czas życia jądra berylu, chociaż bardzo krótki, jest jednak dłuższy niż czas trwania zwykłego zderzenia dwóch cząstek α w procesie elastycznego rozpraszania i wystarcza, by w materii ustaliła się pewna niewielka koncentracja jąder ^8Be . Uzyskamy ją bez trudu, stosując do reakcji (8.39) formułę Sahy. W analogii do procesu jonizacji, jądro berylu możemy uważać za "atom neutralny", jedną cząstkę α - za "atom zjonizowany", a drugą - za "elektron". W odróżnieniu od zwykłej jonizacji tym razem "energia jonizacji" jest ujemna; utworzenie "neutralnego atomu" wymaga doprowadzenia do układu 92 keV energii. Dla takiego przypadku równanie Sahy

ma postać

$$\frac{N(\alpha)}{N(^8\text{Be})} N(\alpha) = \left(\frac{2\pi m_\alpha kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\chi_r}{kT}\right). \quad (8.40)$$

Ponieważ spiny wszystkich reagujących jąder są równe zeru, wszystkie wagi statystyczne występujące w formule Sahy są równe jedności.

Podstawiając w równaniu (8.40) $\chi_r = -92$ keV oraz stałe atomowe (m_α oznacza masę cząstki α), otrzymujemy

$$\frac{N(^8\text{Be})}{N(\alpha)} = 1,87 \cdot 10^{-33} N(\alpha) \left(\frac{T}{10^8} \right)^{-3/2} \cdot 10^{-\frac{4,64 \cdot 10^8}{T}}. \quad (8.41)$$

łatwo można stąd obliczyć, że np. w temperaturze 10^8 K, nawet przy stosunkowo dużych gęstościach rzędu 10^{29} cm^{-3} , jedno jądro berylu przypada średnio na 10^9 jąder helu. Choć koncentracja ta wydaje się bardzo mała, to jednak jest ona wystarczająca, by zachodziła druga reakcja cyklu

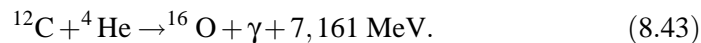


Reakcja 3α kończy się zatem przemianą trzech jąder helu w trwałe jądro ^{12}C . Z Tabeli 8.1 łatwo odczytać, że zysk energetyczny wynosi przy tym 7,274 MeV. Charakterystyczną cechą reakcji 3α jest silna zależność wydajności energetycznej od temperatury. Na przykład w temperaturach bliskich 10^8 K (patrz też Rys. 8.7)

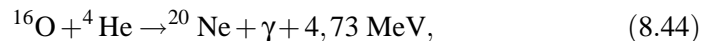
$$\varepsilon_{3\alpha} \approx 4,4 \cdot 10^{-15} \rho^2 X^3 \left(\frac{T}{10^8} \right)^{40} \text{ J g}^{-1} \text{ s}^{-1}.$$

Konsekwencją tak dramatycznej zależności od temperatury jest wyraźna koncentracja produkcji energii w centrum gwiazdy. W wysokich temperaturach i przy dużych gęstościach gaz helowy może stać się "wybuchowy" w tym sensie, że nawet niewielki wzrost temperatury może gwałtownie przyspieszyć proces uwalniania energii jądrowej. W centralnych obszarach gwiazd, podtrzymywanych przez ciśnienie zdegenerowanego gazu elektronowego, zapoczątkowanie reakcji 3α może następować w sposób wybuchowy w postaci tzw. *błysku helowego*.

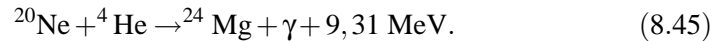
Reakcja 3α jest głównym źródłem energii w materii składającej się wyłącznie z helu. Tempo tej reakcji, proporcjonalne do trzeciej potęgi względnej obfitości helu, maleje dość szybko, w miarę jak coraz więcej jąder helu ulega przemianie w węgiel. Z kolei, wzrost obfitości węgla sprzyja zapoczątkowaniu reakcji



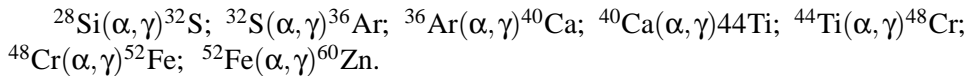
Powstające w ten sposób jądra tlenu wchodzi w kolejną reakcję z helem



przy czym jądra neonu szybko ulegają zniszczeniu w reakcji

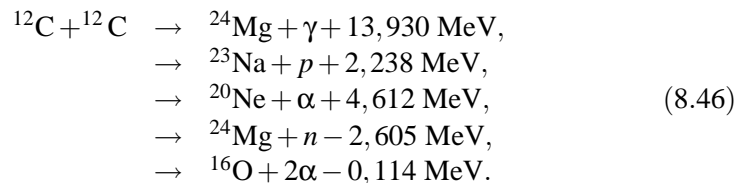


W tym samym zakresie temperatur ($T^7 - T^{10}$) możliwe są ponadto dalsze reakcje z udziałem cząstek α prowadzące do budowy coraz cięższych jąder:



Możliwość zachodzenia reakcji konkurencyjnych w stosunku do prostego cyklu 3α komplikuje nieco obliczenia wydajności energetycznej procesów "palenia" helu oraz przewidywania odnoszące się do obfitości pierwiastków w materii po ich zakończeniu. Początkowo cała energia pochodzi z reakcji 3α . W miarę wyczerpywania się helu i wzrostu liczby jąder węgla tempo powstawania jąder ^{12}C w procesie 3α staje się porównywalne z tempem reakcji $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$. Ponieważ zysk energetyczny obu reakcji jest niemal taki sam, równoległy przebieg obu reakcji praktycznie podwaja ilość wydzielanej energii. Obok węgla, jako produkty końcowe, pojawiają się jądra tlenu, neonu, magnezu i innych pierwiastków ciężkich powstających w wyniku kolejnych reakcji wychwytu α . Ich obfitość końcowa zależy od warunków, w jakich przebiegały te reakcje oraz od obfitości pierwiastków w materii wyjściowej. Z grubsza można jednak końcowy skład materii powiązać z masą gwiazdy: w gwiazdach o umiarkowanych masach, mniejszych od ok. $10 M_{\odot}$, produktami reakcji przemiany helu są przede wszystkim ^{12}C i ^{16}O . W gwiazdach o masach większych od ok. $10 M_{\odot}$ niemal cały hel ulega przemianie w ^{16}O . Produkcja znaczniejszych ilości jąder cięższych wymaga wyższych temperatur i może być wydajna tylko w gwiazdach o masach znacznie większych od $20 M_{\odot}$.

Synteza jąder ciężkich. Niezależnie od trudności z określeniem składu chemicznego materii po zakończeniu cyklu 3α , przyjmijmy jako sytuację typową, że materia składa się wówczas przede wszystkim z jąder ^{12}C i ^{16}O . Ponieważ bariera kulombowska między jądrami węgla jest niższa niż między jądrami tlenu, możemy spodziewać się, że powyżej temperatury ok. $6 \cdot 10^8 \text{ K}$ węgiel zacznie reagować sam ze sobą zgodnie z jedną z poniższych reakcji

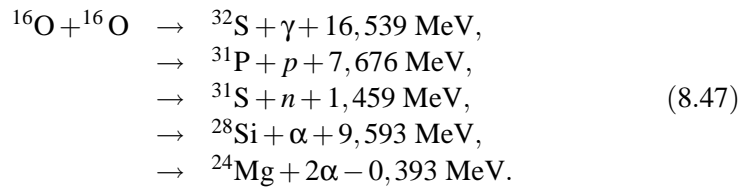


Dane laboratoryjne odnoszące się do tych reakcji wskazują, że w rozważanym zakresie temperatur najbardziej prawdopodobne są reakcje dające dwie cząstki na

wyjściu, $^{23}\text{Na} + p$ i $^{20}\text{Ne} + \alpha$. Dokładna wartość energii wydzielanej w czasie przemian węgla i końcowy skład chemiczny materii zależą również od dalszych losów uwalnianych protonów i jąder helu. Większość protonów zostanie schwytana przez jądra ^{12}C wytwarzając nietrwałe jądro ^{13}C , które z kolei wchodzi w reakcję z jądrami helu $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$. Tak więc ostatecznie uwalniane cząstki, proton i jądro helu, powodują zamianę jądra węgla w jądro tlenu i pojawienie się swobodnego neutronu. Swobodny neutron może wchodzić w reakcje z niemal wszystkimi jądrami, przyczyniając się do budowy jąder cięższych. Swobodne cząstki α mogą również wchodzić w poprzednio wymienione reakcje ich wychwytu z emisją kwantów γ .

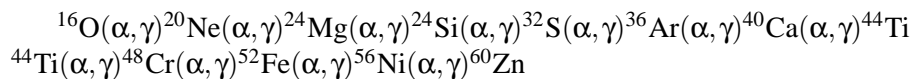
Należy zatem oczekiwać, że końcowym efektem reakcji między jądrami węgla będzie wytworzenie jąder ^{16}O , ^{20}Ne , ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{28}Si . Średnio w każdej reakcji między dwoma jądrami węgla jest uwalniane ok. 13 MeV energii.

Reakcji między jądrami węgla i tlenu możemy nie brać pod uwagę. Wskutek wysokiej bariery kulombowskiej reakcje te mogą zachodzić tylko w odpowiednio wysokiej temperaturze, ale zanim wzrost taki nastąpi, węgiel zdąży zostać praktycznie wyczerpany w wyniku poprzednio opisanych reakcji. Dlatego też następną reakcją wymagającą rozważenia jest reakcja między jądrami ^{16}O , która może zachodzić w następujących kanałach:

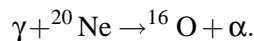


Reakcje te są podobnego typu jak reakcje między jądrami węgla. Ze względu na wyższą barierę kulombowską zachodzą one w temperaturach wyższych od 10^9 K.

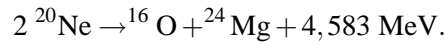
W tym samym zakresie temperatur wydajny jest również następujący ciąg reakcji z cząstkami α prowadzący do tworzenia jąder coraz to cięższych, aż do jąder grupy żelaza włącznie:



W zakresie temperatur, w którym możliwe są reakcje przemiany węgla i tlenu w pierwiastki cięższe, znaczenia nabiera nowy typ reakcji polegających na dezintegracji jąder ciężkich pod wpływem wysokoenergetycznych kwantów γ . Największe znaczenie mają reakcje *photodezintegracji*, w których uwalniane są proton lub cząstka α , np.



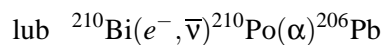
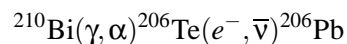
Uwolniona cząstka α jest z dużym prawdopodobieństwem przyłączana przez którąś z pozostałych jąder ^{20}Ne z wytworzeniem jądra ^{24}Mg . Ostateczny efekt obu reakcji jest więc



W ich wyniku cząstka α zostaje przeniesiona z jądra neonu do jądra magnezu, gdzie jest związana znacznie silniej. Nawet bez odwoływania się do konkretnych reakcji łatwo jest zrozumieć, że procesom fotodezintegracji będą ulegały przede wszystkim te jądra, w których energia wiązania protonów, neutronów i cząstek α jest najmniejsza. Uwolnione cząstki, ze względu na stosunkowo niską barierę kulombowską, szybko zostaną pochłonięte przez inne jądra, w tym również przez takie, w których zostaną związane silniej niż poprzednio; różnica energii wiązań przejawia się w postaci przyrostu netto energii cieplnej materii.

Kolejne procesy fotodezintegracji będą więc sprzyjać tworzeniu tych jąder, w których energia wiązania na jeden nukleon jest największa. Jak wynika z Rys. 8.2, własność tę mają jądra grupy żelaza: ^{52}Cr , ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{59}Co , ^{58}Ni ; ich wytworzenie jest ostatnim etapem termicznej syntezy jądrowej. Synteza jąder jeszcze cięższych jest procesem wymagającym doprowadzenia energii z zewnątrz.

Procesy s, r i p. Jądra cięższe od żelaza są wytwarzane we wnętrzach gwiazd w procesach wychwytu neutronów, cząstek obojętnych elektrycznie, a więc nie odczuwających bariery kulombowskiej. Następstwem wychwytu neutronu jest powstanie nietrwałego izotopu, który następnie w wyniku rozpadu beta (emisji elektronu) zamienia się w jądro trwałe. Jeżeli średni czas upływający między kolejnymi wychwytemi jest dłuższy od charakterystycznego czasu rozpadu beta danego izotopu, wówczas proces taki nazywamy *procesem powolnym* (ang. *slow*) lub *procesem s*. W wyniku przyłączania kolejnych neutronów budowane są coraz to cięższe jądra trwałe, leżące wzdłuż tzw. doliny stabilności, aż do jądra bizmutu ^{210}Bi , które ostatecznie zamienia się w jądro ołowiu w procesach:



. Obserwowane obfitości pierwiastków s w Układzie Słonecznym można z dobrą dokładnością odtworzyć teoretycznie zakładając, że powstały one we wnętrzach gwiazd w procesach przebiegających w warunkach gęstości neutronów rzędu $5 \cdot 10^6 - 10^8 \text{ cm}^{-3}$ i temperatur rzędu $2 \cdot 10^8 \text{ K}$, w fazach palenia helu na gałęzi czerwonych olbrzymów i na gałęzi asymptotycznej. W fazach tych materia wnętrza zawiera już wystarczająco dużo ciężkich jąder wyjściowych, koniecznych do zapoczątkowania budowy pierwiastków trans-żelaznych. Źródłem neutronów są reakcje $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ (w gwiazdach o masach mniejszych od ok. $3M_{\odot}$) i $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ (w gwiazdach bardziej masywnych).

Jeżeli natomiast gęstość neutronów w materii jest na tyle duża (rzędu 10^{20} cm^{-3}), a temperatura wystarczająco wysoka (większa od ok. 10^9 K) by reakcje wychwytu neutronów następowały znacznie częściej niż akty rozpadu beta, wówczas proces nukleosyntezy nazywamy *szybkim* lub *procesem r* (ang. *rapid process*). Jako możliwe miejsca przebiegu procesów r rozważa się wybuchy gwiazd supernowych, łączenie się gwiazd neutronowych z innymi zwartymi obiektami, czy grawitacyjne zapadanie się żelanych jąder gwiazd masywnych. gdy przez czas rzędu sekund panują warunki sprzyjające wytworzeniu znaczących ilości jąder ciężkich. Jak dotychczas nie udało się jeszcze jednoznacznie wykazać który z tych procesów jest wystarczająco wydajny.

Procesy r i s nie są w stanie wyjaśnić powstawania ponad trzydziestu pierwiastków między ^{74}Se i ^{196}Hg niemożliwych do osiągnięcia w wyniku wychwytu neutronu i rozpadu beta. Przypuszcza się, że ich powstanie jest wynikiem tzw. *procesów p*, czyli reakcji (p, γ) , względnie (γ, n) z jądrami powstałymi w poprzedzających reakcjach r i s. Ten drugi typ reakcji – fotodezintegracja – przebiega w bardzo wysokich temperaturach, rzędu miliardów stopni, gdy istnieją kwanty γ o wystarczającej energii, by przenosić jądra atomowe do wysokich stanów wzbudzonych, z których następuje rozpad jądra na dwa mniejsze fragmenty wraz z uwolnieniem jednego neutronu.

Transport promienisty energii. Gwiazdy, podobnie jak wszystkie obiekty naszego świata, spełniają zasadę zachowania energii. Straty promieniste następujące na ich powierzchniach są uzupełniane albo kosztem energii grawitacyjnej kurczącej się gwiazdy, albo kosztem energii wydzielanej podczas reakcji jądrowych. Ponieważ jednak energia jest produkowana we wnętrzu, a tracona na powierzchni, więc jeżeli świecenie gwiazdy ma być choćby w przybliżeniu procesem stacjonarnym, to przez gwiazdę musi przepływać, również w przybliżeniu stacjonarny, strumień energii skierowany na zewnątrz. W normalnej, nie zdegenerowanej materii, przepływ ten może zachodzić na dwa sposoby: na drodze promienistej i konwektywnej. Przewodnictwo cieplne materii gwiazdowej jest praktycznie zawsze do zaniedbania.

Intuicyjnie wydaje się oczywiste, że przyczyną przepływu promieniowania w materii jest istnienie w niej gradientów temperatury. Wniosek ten płynie z następującego prostego rozumowania. Wyobraźmy sobie dwa położone obok siebie ciała doskonale czarne różniące się temperaturą o niewielką wartość dT . Przez jednostkę powierzchni dzielącej oba ciała, od ciała o temperaturze T płynie energia równa σT^4 . Od ciała o temperaturze $(T + dT)$ płynie w kierunku przeciwnym energia $\sigma(T + dT)^4$. Różnica obu energii jest równa

$$\sigma(T + dT)^4 - \sigma T^4 \approx 4\sigma T^3 dT,$$

jeżeli zachowamy tylko pierwszą potęgę małej wielkości dT . A zatem rzeczywi-

cie przepływ energii następuje od ciała gorętszego do ciała chłodniejszego, a ilość przepływającej energii jest wprost proporcjonalna do różnicy temperatur.

Nasze proste rozważania dotyczyły przypadku, gdy promieniowanie jest w równowadze z materią. Łatwo można wykazać, że założenie to jest w dobrym przybliżeniu spełnione we wnętrzach gwiazdowych. Wynika to z prostych ocen warunków fizycznych we wnętrzu typowej gwiazdy, np. Słońca. Średni gradient temperatury w Słońcu jest rzędu różnicy temperatur w centrum i na powierzchni podzielonej przez promień Słońca

$$\frac{dT}{dR} \sim \frac{T_c - T_p}{R_\odot} = \frac{10^7 \text{ [K]}}{7 \cdot 10^{10} \text{ [cm]}} \approx 10^{-4} \text{ K cm}^{-1}.$$

(Temperaturę na powierzchni można pominąć, jako małą w porównaniu z temperaturą wnętrza.) Przyjmijmy też, że głównym źródłem nieprzezroczystości jest rozpraszanie na swobodnych elektronach, tzn. $k = \sigma_T N_e$. Załóżmy ponadto, że cała materia składa się z wodoru i jest całkowicie zjonizowana. Koncentrację elektronów znajdziemy w takim przypadku jako iloraz średniej gęstości $\langle \rho \rangle$ i masy atomu wodoru m_H . Przy średniej gęstości Słońca

$$\langle \rho_\odot \rangle = \frac{\mathcal{M}_\odot}{\frac{4}{3}\pi R_\odot^3} = 1,4 \text{ g cm}^{-3}$$

oraz thompsonowskim współczynnikiem rozpraszania $\sigma_T = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$ dostajemy typową wartość współczynnika nieprzezroczystości

$$k \approx \sigma_T N_e = \frac{\sigma_T \langle \rho_\odot \rangle}{m_H} = \frac{6,65 \cdot 10^{-25} \cdot 1,4}{1,66 \cdot 10^{-24}} \approx 0,5 \text{ cm}^{-1}.$$

Ponieważ zgodnie z (1.32) średnia droga swobodna fotonu jest równa odwrotności współczynnika ekstynkcji, więc wynika stąd, że w typowej gwiazdzie jest ona rzędu od jednego do kilku centymetrów. Biorąc zaś pod uwagę, że na takiej drodze temperatura zmienia się zaledwie o 10^{-4} K , widzimy, że w kontakcie promienistym znajdują się warstwy o nieznacznie tylko różnej temperaturze. Oznacza to, że promieniowanie oddziałuje z materią praktycznie jednorodną pod względem temperatury i ma dość czasu, by znaleźć się z nią w stanie równowagi termicznej. Gdyby równowaga ta była doskonała, wówczas funkcja źródłowa równowagatemicznapromieniowania byłaby równa funkcji Plancka i żaden strumień promieniowania nie płynąłby przez materię. Warunkiem przepływu promieniowania jest odstępstwo funkcji źródłowej od funkcji Plancka $B_\nu(T)$. Formalnie możemy to wyrazić przez rozwinięcie funkcji źródłowej wokół głębokości τ , w której funkcja źródłowa jest funkcją Plancka

$$S_\nu(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(t - \tau)^n}{n!} \frac{d^n B_\nu}{d\tau^n}. \quad (8.48)$$

Przyjmując dla uproszczenia, że mamy do czynienia z warstwami płaskorównoległymi, możemy to rozwinięcie wstawić do formalnego rozwiązania równania transportu (3.77) otrzymując

$$\begin{aligned}
 I_V(\tau, \mu) &= \int_{\tau}^{\infty} S_V(t) \exp[-(t - \tau)/\mu] \frac{dt}{\mu} = \\
 &= \sum_0^{\infty} \frac{1}{n!} \frac{d^n B_V}{d\tau^n} \int_{\tau}^{\infty} (t - \tau)^n \exp[-(t - \tau)/\mu] \frac{dt}{\mu} = \\
 &= \sum_0^{\infty} \frac{1}{n!} \frac{d^n B_V}{d\tau^n} \mu^n \int_0^{\infty} u^n \exp(-u) du = \\
 &= \sum_0^{\infty} \frac{1}{n!} \frac{d^n B_V}{d\tau^n} \mu^n n! = \sum_0^{\infty} \mu^n \frac{d^n B_V}{d\tau^n} = \\
 &= B_V(\tau) + \mu \frac{dB_V(\tau)}{d\tau} + \mu^2 \frac{d^2 B_V(\tau)}{d\tau^2} + \dots
 \end{aligned} \tag{8.49}$$

łatwo można pokazać, że identyczny wynik uzyskuje się dla promieniowania płynącego "w głąb".

Doszliśmy zatem do wniosku, że istnienie strumienia promieniowania wymaga, by natężenie promieniowania, chociaż zgodnie z naszymi założeniami bliskie funkcji Plancka, było anizotropowe. Miarą tej anizotropii jest stosunek współczynników przy kolejnych potęgach μ w rozwinięciu (8.49). Co do rzędu wielkości jest on równy

$$\frac{dB_V/d\tau}{B_V} \sim \frac{1}{k_V R} \approx 10^{-11}.$$

Wykorzystaliśmy tu dokonaną wyżej ocenę współczynnika ekstynkcji we wnętrzu Słońca. Pomimo iż nasza ocena jest bardzo przybliżona, to jednak możemy oczekiwać, że jest poprawna przynajmniej co do rzędu wielkości. Zauważmy też, że jest ona zgodna z niezależnymi ocenami energii termicznej Słońca E_T . Korzystając z równania (8.19), energię tę można w przybliżeniu obliczyć jako

$$E_T = \int_0^{\mathcal{M}_{\odot}} \frac{3}{2} \frac{kT}{\mu m_H} d\mathcal{M}_r \approx \frac{3k \langle T \rangle}{2\mu m_H} \mathcal{M}_{\odot} \approx 5 \cdot 10^{41} \text{ J},$$

gdzie jako średnią temperaturę Słońca przyjęliśmy 10^7 K. W ciągu sekundy Słońce promieniuje $3,86 \cdot 10^{26}$ J, czyli zaledwie 10^{-15} część swoich całkowitych zasobów energetycznych. Łatwo na tej podstawie zrozumieć, dlaczego anizotropowa część pola promieniowania stanowi tak mały ułamek całkowitego natężenia.

Nie popełniając większego błędu, możemy zatem przyjąć, że pole promieniowania we wnętrzach gwiazd ma postać

$$I(\tau, \mu) = B_V(\tau) + \mu \frac{dB_V(\tau)}{d\tau}. \quad (8.50)$$

Promieniowanie ma największe natężenie w kierunku $\mu = 1$ ("ku górze") i najmniejsze w kierunku przeciwnym $\mu = -1$ ("w głąb"). Z taką anizotropią związany jest strumień

$$\begin{aligned} F_V(\tau) &= \int_{4\pi} I(\tau, \mu) \cos \vartheta d\omega = \\ &= \int_{4\pi} B_V(\tau) \cos \vartheta d\omega + \int_{4\pi} \cos^2 \vartheta \frac{dB_V(\tau)}{d\tau} d\omega = \\ &= 0 + \frac{dB_V(\tau)}{d\tau} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \cos^2 \vartheta \sin \vartheta d\vartheta d\phi = \\ &= \frac{4}{3} \pi \frac{dB_V(\tau)}{d\tau}. \end{aligned}$$

Przechodząc od głębokości optycznej do zmiennych fizycznych, $d\tau = -k_V dz$, można ten związek wyrazić w postaci

$$\begin{aligned} F_V(z) &= \frac{4\pi}{3} \frac{dB_V}{d\tau} = -\frac{4\pi}{3} \frac{1}{k_V} \frac{dB_V}{dz} = \\ &= -\frac{4\pi}{3} \frac{1}{k_V} \frac{dB_V}{dT} \frac{dT}{dz}. \end{aligned} \quad (8.51)$$

Ponieważ związek ten przypomina pod względem formalnym równanie dyfuzji, przybliżenie, które do niego doprowadziło, nazywamy *przybliżeniem dyfuzyjnym*. Wynikają z niego dwa ważne wnioski: po pierwsze, strumień promieniowania (we wszystkich częstotściach) płynie w kierunku przeciwnym do gradientu temperatury, czyli od materii gorętszej do chłodniejszej; po drugie, strumień promieniowania o danej częstotści jest odwrotnie proporcjonalny do współczynnika ekstynkcji dla danej częstotści. Materia oddziałująca z promieniowaniem płynącym przez gwiazdę zmienia je w taki sposób, że największy strumień pojawia się dla tych częstotści, w których nieprzezroczystość jest najmniejsza.

W naszych rozważaniach dotyczących przepływu energii promienistej z wnętrza na powierzchnię gwiazdy, widmowy rozkład tego promieniowania nie ma znaczenia, istotny jest tylko strumień integralny, który znajdziemy całkując wyrażenie (8.51) po częstotściach

$$F(z) = -\frac{4\pi}{3} \frac{dT}{dz} \int_0^\infty \frac{1}{k_V} \frac{dB_V}{dT} dv. \quad (8.52)$$

Każdorazowego całkowania możemy uniknąć, jeżeli zdefiniujemy średni współczynnik ekstynkcji (lub *nieprzezroczystości*)

$$\frac{1}{k_R} = \frac{\int_0^\infty \frac{1}{k_v} \frac{dB_v}{dT} dv}{\frac{d}{dT} \int_0^\infty B_v dv}. \quad (8.53)$$

Taki sposób uśredniania nosi nazwę średniej Rosselanda, a współczynnik k_R - *współczynnika Rosselanda*. Współczynnik Rosselanda zależy oczywiście od warunków fizycznych, w jakich znajduje się materia (tj. od temperatury, gęstości, składu chemicznego), nie zależy jednak od częstości. Za jego pomocą strumień (8.52) można wyrazić w następujący prostszy sposób:

$$F = -\frac{4\pi}{3} \frac{1}{k_R} \frac{dB}{dT} \frac{dT}{dz} = -\frac{16\pi\sigma}{3} \frac{T^3}{k_R} \frac{dT}{dz}, \quad (8.54)$$

gdzie skorzystaliśmy z faktu, że $B = \sigma T^4$.

Strumień w przybliżeniu dyfuzyjnym otrzymaliśmy dla atmosfery płaskiej. W podobny, choć nieco bardziej skomplikowany sposób można pokazać, że identyczny wynik otrzymuje się w przypadku sferycznie symetrycznym, z tą tylko różnicą, że pochodną po głębokości z należy zastąpić pochodną po promieniu r .

Strumień F_r przepływający przez powierzchnię sferyczną o promieniu r określa zarazem moc promieniowania opuszczającego tę powierzchnię

$$L_r = 4\pi r^2 F_r.$$

Korzystając z tej zależności, równanie (8.54) można przepisać w postaci

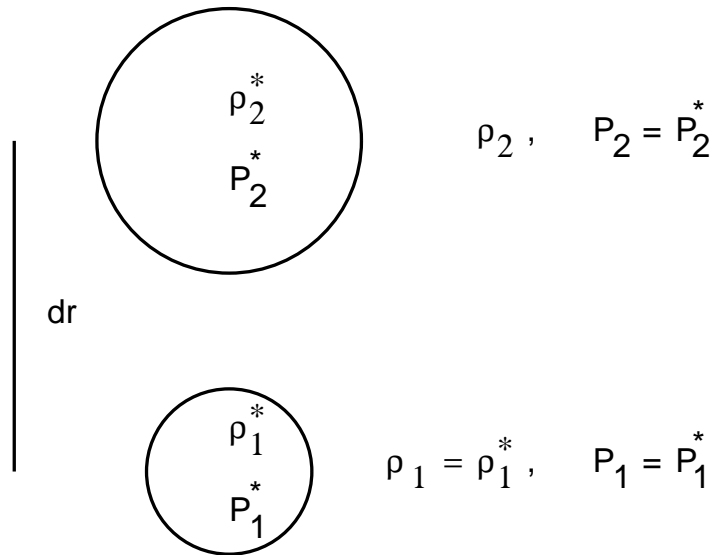
$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{64\pi^2\sigma} \frac{k_R L_r}{T^3 r^2}. \quad (8.55)$$

Równanie to można interpretować następująco: przeniesienie mocy L w postaci promieniowania wymaga ściśle określonej wartości gradientu temperatury. Jeżeli warunki fizyczne w materii są takie, że równanie (8.55) jest spełnione, wówczas mówimy, że panuje w niej równowaga promienista, tzn. cała przepływająca energia jest przenoszona przez promieniowanie.

Z drugiej strony, równanie to napisane w postaci

$$L_t = -\frac{64\pi^2\sigma}{3} \frac{T^3}{k_R} r^2 \frac{dT}{dr} \quad (8.56)$$

można rozumieć jako informację o wielkości strumienia termicznego L_t , który przepływa przez materię w postaci promieniowania zawsze, jeżeli istnieje w niej gradient temperatury dT/dr .



Rys. 8.8 Kryterium stabilności konwektywnej.

Transport konwektywny. Konwekcją nazywamy zjawisko unoszenia się materii gorętszej w chłodniejszym otoczeniu. Wraz z materią przenoszona jest również zawarta w niej energia. Transport konwektywny jest więc konsekwencją pojawienia się w materii ruchów konwektywnych.

W celu określenia warunków, w jakich równowaga promienista staje się niestrawna i pojawiają się ruchy konwektywne, wykonajmy następujące proste doświadczenie myślowe. Wyobraźmy sobie mały element materii gwiazdy, który skutkiem przypadkowej perturbacji doznał przesunięcia ku górze na odległość dr . Załóżmy, że ruch odbywał się wystarczająco powoli, by materia zawarta w tym elemencie rozprężała się adiabatycznie, pozostając cały czas w równowadze ciśnień z materią otaczającą. Stosując oznaczenia takie jak na Rys. 8.8, możemy określić warunek stabilności materii względem konwekcji

$$\rho_2^* > \rho_2. \quad (8.57)$$

Jeżeli gęstość materii w elemencie będzie większa niż gęstość materii otaczającej, wówczas jako cięższy opadnie on ponownie na poprzedni poziom. Jeżeli zaś jego gęstość okaże się mniejsza, to będzie on kontynuował ruch konwektywny ku górze.

Na poziomie wyjściowym nasz element materii znajdował się w równowadze z otoczeniem, tzn.

$$\rho_1^* = \rho_1 \quad \text{i} \quad P_1^* = P_1. \quad (8.58)$$

Na poziomie górnym, warunek równości ciśnień i równanie przemiany adiabatycz-

nej (2.9c) dają

$$P_2^* = P_2 \quad \text{i} \quad \rho_2^* = \rho_1^* \left(\frac{P_2^*}{P_1^*} \right)^{1/\gamma} = \rho_1 \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{1/\gamma}. \quad (8.59)$$

Warunek stabilności (8.57) można zatem napisać w postaci

$$\rho_1 \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{1/\gamma} > \rho_2. \quad (8.60)$$

Ponieważ ciśnienie i gęstość na wyższym poziomie różnią się niewiele od ciśnienia i gęstości na poziomie niższym, można dokonać przybliżenia

$$P_2 = P_1 + \frac{dP}{dr} dr, \quad \rho_2 = \rho_1 + \frac{d\rho}{dr} dr.$$

Wstawiając te rozwinięcia do (8.60) i korzystając z równania stanu gazu doskonałego, mamy

$$\begin{aligned} \rho_1 \left(\frac{P_1 + dP}{P_1} \right)^{1/\gamma} &> \rho_1 + d\rho, \\ \rho_1 \left(1 + \frac{dP}{P} \right)^{1/\gamma} &> \rho_1 + d\rho, \\ \frac{1}{\gamma} \frac{\rho}{P} \frac{dP}{dr} &> \frac{d\rho}{dr}, \\ - \left(1 - \frac{1}{\gamma} \right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr} &> - \frac{dT}{dr}. \end{aligned} \quad (8.61)$$

Ponieważ pochodne ciśnienia i temperatury są ujemne, wyrażenia stojące po obu stronach nierówności są dodatnie. Różniczkując równanie adiabaty (2.9b) łatwo można znaleźć *adiabatyczny gradient temperatury*

$$\begin{aligned} \left(\frac{dT}{dr} \right)_{\text{ad}} &= \frac{d}{dr} \left(\text{const} \cdot P^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right) = \\ &= \text{const} \cdot \frac{\gamma-1}{\gamma} P^{\frac{\gamma-1}{\gamma}-1} \frac{dP}{dr} = \\ &= \left(1 - \frac{1}{\gamma} \right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr}. \end{aligned} \quad (8.62)$$

Porównując (8.61) z (8.62), warunek równowagi konwektywnej możemy wyrazić inaczej

$$\left| \left(\frac{dT}{dr} \right)_{\text{ad}} \right| > \left| \left(\frac{dT}{dr} \right)_{\text{gw}} \right|. \quad (8.63)$$

Materia jest stabilna konwektywnie, jeżeli rzeczywisty gradient temperatury jest co do wartości bezwzględnej mniejszy niż gradient adiabatyczny. Ponieważ oba gradienty są ujemne, powyższa nierówność bez znaku wartości bezwzględnej ma kierunek przeciwny. W celu uniknięcia związanych z tym nieporozumień używa się bardziej obrazowego wyrażenia, że materia jest stabilna względem konwekcji, jeżeli rzeczywisty gradient temperatury w gwiazdzie jest mniej stromy, niż gradient adiabatyczny.

Korzystając z zależności między gradientem temperatury i całkowitym strumieniem (8.55) oraz z równania równowagi hydrostatycznej (8.4), kryterium stabilności konwektywnej (8.61) można po prostych przekształceniach wyrazić w postaci

$$L_r < \frac{64\pi^2 \sigma G \rho}{3k_R} \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T^4}{P} \mathcal{M}_r. \quad (8.64)$$

Nierówność tę interpretujemy następująco: przez dany poziom we wnętrzu gwiazdy musi przepłynąć energia L_r , aby spełniony był warunek równowagi termicznej. Przepływ ten może odbywać się na drodze promienistej, jeżeli spełniona jest powyższa nierówność. Prawa strona nierówności (8.64) jest określona całkowicie przez warunki fizyczne panujące w danej warstwie. Im mniejsza jest wartość prawej strony tej nierówności, tym większe prawdopodobieństwo, że strumień nie będzie mógł być przeniesiony na drodze promienistej i dominującym sposobem transportu energii stanie się konwekcja. W szczególności może to łatwo zdarzyć się w zewnętrznych częściach gwiazdy, gdzie \mathcal{M}_r , T , ρ i P zmieniają się niewiele, natomiast szybko wzrasta współczynnik nieprzezroczystości. Z taką sytuacją mamy na ogół do czynienia w warstwach jonizacji wodoru i helu, które z tych właśnie powodów są często niestabilne konwektywnie.

Innym obszarem gwiazdy podatnym na pojawienie się konwekcji jest jej centrum, w którym wydzielana jest energia jądrowa. Konieczność odprowadzenia dużej ilości energii przez stosunkowo małą powierzchnię wymaga bardzo stromego gradientu temperatury, na ogół niezgodnego z warunkiem równowagi hydrostatycznej. Pomimo wysokiej temperatury transport promienisty nie jest wobec tego wystarczająco wydajny i nadmiar energii jest wynoszony na zewnątrz wraz z materią.

Pojawienie się ruchów konwektywnych wywołuje oczywiście zmiany w strukturze warstwy konwektywnie niestabilnej. Element konwektywny porusza się ku górze dopóty, dopóki jego gęstość jest mniejsza od gęstości otoczenia. Ponieważ z założenia ruch jest na tyle powolny, że ciśnienie wewnątrz elementu jest stale takie samo jak ciśnienie zewnętrzne, to zgodnie z równaniem stanu temperatura materii elementu konwektywnego jest wyższa od temperatury otoczenia. Nadwyżka energii termicznej związana z różnicą temperatur jest przenoszona wraz z materią z warstw głębszych do warstw położonych wyżej. Ruchy wznoszące jednych ele-

mentów są kompensowane przez ruchy elementów opadających. Chłodna materia warstw górnych tonie w gorętszej materii warstw głębszych. Ruchy konwektywne w obie strony prowadzą zatem do wyrównywania temperatur między warstwami, tzn. do zmniejszenia gradientu temperatury, a jednocześnie przyczyniają się do przenoszenia energii termicznej z warstw dolnych do warstw górnych.

Zmniejszenie gradientu temperatury przez mieszanie konwektywne powoduje zmniejszenie zarówno strumienia promienistego, jak i strumienia konwektywnego. Ustala się taki gradient temperatury, w którym suma strumienia promienistego i konwektywnego spełnia dokładnie warunek równowagi termicznej (8.23).

Pozostaje jeszcze do określenia związek między gradientem temperatury i strumieniem przenoszonej energii. W tym celu musimy odwołać się do konkretnego fizycznego modelu zjawisk transportu. Najprostszy i najczęściej stosowany jest model *drogi mieszania*. Zakłada się w nim, że każdy wznoszący się lub opadający element materii, zanim ulegnie termalizacji, tzn. rozpułynie się w otaczającej materii, przebywa średnio drogę l , zwaną właśnie drogą mieszania.

Wznoszący się element, po przebyciu drogi l będzie gorętszy od otoczenia o

$$\Delta T = \left(\left| \frac{dT}{dr} \right| - \left| \frac{dT}{dr} \right|_{\text{ad}} \right) l = l \Delta \nabla T, \quad (8.65)$$

gdzie symbolem $\Delta \nabla T$ została oznaczona nadwyżka rzeczywistego gradientu temperatury nad gradientem adiabatycznym, równa zgodnie z (8.62)

$$\Delta \nabla T = \left(1 - \frac{1}{\gamma} \right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr} - \frac{dT}{dr}. \quad (8.66)$$

Jednostka masy takiego elementu oddaje otoczeniu podczas termalizacji przy stałym ciśnieniu ilość ciepła równą

$$\Delta Q = c_p \Delta T = c_p l \Delta \nabla T.$$

Jeżeli średnia prędkość wznoszenia się jest równa $\langle v \rangle$, to łączny strumień energii przenoszonej na drodze konwektywnej jest równy

$$F_k \rho \langle v \rangle \Delta Q = c_p \rho \langle v \rangle l \Delta \nabla T. \quad (8.67)$$

Ocena średniej prędkości $\langle v \rangle$ wynika z następujących prostych rozważań dynamicznych. Ruch elementów konwektywnych ku górze odbywa się pod wpływem siły wyporu, zależnej od różnicy gęstości, która na końcu drogi mieszania l jest w przybliżeniu

$$\Delta \rho = \left(\left| \frac{d\rho}{dr} \right| - \left| \frac{d\rho}{dr} \right|_{\text{ad}} \right) l = l \Delta \nabla \rho.$$

Korzystając z równania adiabaty i z równania stanu dla gazu doskonałego łatwo można pokazać, że

$$\Delta\nabla\rho = \frac{\rho}{T}\Delta\nabla T.$$

Siła wyporu jest równa różnicy gęstości pomnożonej przez przyspieszenie grawitacyjne. Ponieważ na początku drogi $\Delta\rho = 0$, a zatem i siła wyporu jest równa zeru, jako średnią wartość możemy przyjąć połowę wartości końcowej

$$\langle f \rangle \approx \frac{1}{2}gl\Delta\nabla\rho = \frac{1}{2}l\frac{\rho}{T}\Delta\nabla T\frac{GM_r}{r^2}.$$

Siła ta, działając na drodze l , nadaje elementowi energię kinetyczną

$$\frac{1}{2}\rho \langle v_k \rangle^2 = \langle f \rangle l = \frac{1}{2}l^2\frac{\rho}{T}\Delta\nabla T\frac{GM_r}{r^2}. \quad (8.68)$$

Wynika stąd średnia prędkość

$$\langle v \rangle \approx \frac{1}{2} \langle v_k \rangle = \frac{1}{2}l \left(\frac{\Delta\nabla T}{T} \frac{GM_r}{r^2} \right)^{1/2} \quad (8.69)$$

oraz strumień

$$F_k = \frac{1}{2}c_P l^2 \rho \left(\frac{GM_r}{Tr^2} \right)^{1/2} (\Delta\nabla T)^{3/2}. \quad (8.70)$$

Podstawową trudnością przedstawionej tu teorii drogi mieszania jest całkowita niezajomość parametru l . Doświadczenia laboratoryjne świadczą o tym, że długość drogi elementów konwektywnych jest porównywalna z rozmiarami obszaru objętego konwekcją. W przypadku gwiazd przyjmuje się, że droga mieszania jest wprost proporcjonalna do odległości, w której zmiany ciśnienia są porównywalne z samym ciśnieniem. Odległość tę nazywamy *ciśnieniową skalą wysokości* i definiujemy jako

$$h_P = \frac{P}{|dP/dr|}. \quad (8.71)$$

Korzystając z równania równowagi hydrostatycznej (8.4), mamy

$$h_P = \frac{Pr^2}{GM_r\rho}. \quad (8.72)$$

W celu uzyskania przybliżonych ocen liczbowych przyjmijmy, że we wnętrzu typowej gwiazdy, takiej jak Słońce,

$$l = \frac{1}{10}R.$$

Zakładając ponadto, że cały strumień energii jest przenoszony na drodze konwektywnej, z równania (8.70) otrzymujemy po podstawieniu odpowiednich wartości na gęstość, masę, temperaturę i promień Słońca

$$\Delta\nabla T \approx 2 \cdot 10^{-10} \text{ K} \cdot \text{cm}^{-1}.$$

Biorąc pod uwagę, że gradient temperatury we wnętrzu Słońca jest rzędu $10^{-4} \text{ K cm}^{-1}$, widzimy, że do konwektywnego przeniesienia całej jasności Słońca potrzebna jest nadwyżka rzeczywistego gradientu nad gradientem adiabatycznym wynosząca zaledwie jedną milionową część samego gradientu. Znaczy to, że stacjonarna konwekcja prowadzi do wytworzenia we wnętrzu gwiazdy gradientu temperatury, który jest praktycznie równy gradientowi adiabatycznemu. Odchylenia od adiabatyczności, tak bardzo istotne dla transportu energii, są bez znaczenia dla struktury gwiazdy.

Dokonana ocena wielkości $\Delta\nabla T$ pozwala również na oszacowanie za pomocą równania (8.69) średniej prędkości, z jaką zachodzą ruchy konwektywne. Podstawiając wartości parametrów przyjmowane poprzednio dla Słońca, otrzymujemy

$$\langle v \rangle \approx 0,05 \text{ km s}^{-1},$$

a więc prędkość małą w porównaniu np, z prędkościami termicznymi atomów, które we wnętrzach gwiazdowych są rzędu kilku kilometrów na sekundę. Oznacza to, że wszelkie efekty hydrodynamiczne związane z ruchem konwektywnym można pominąć w porównaniu z efektami ciśnienia hydrostatycznego, czyli mówiąc inaczej - ruchy konwektywne nie zakłócają równowagi hydrostatycznej.

Łatwo też można obliczyć, że element konwektywny przebywa drogę mieszania w średnim czasie

$$\langle t \rangle \sim \frac{l}{\langle v \rangle} \approx \frac{R_{\odot}}{10 \langle v \rangle} \approx 10^6 \text{ s} \approx 10 \text{ dni}.$$

Ponieważ jest to czas bardzo krótki w porównaniu ze skalą czasową ewolucji, konsekwencją pojawiania się konwekcji jest praktycznie natychmiastowe wymieszanie materii w warstwie konwektywnej.

Teoria drogi mieszania jest dobrym przybliżeniem warunków, w jakich zachodzi konwekcja we wnętrzach gwiazd. Staje się jednak zdecydowanie niewystarczająca w warstwach bliskich powierzchni, gdzie wielkości fizyczne, takie jak ciśnienie i gęstość są małe, natomiast ich gradienty są duże. W takiej sytuacji ciśnieniowa skala wysokości jest mała. Ponieważ jednak zgodnie z (8.70) strumień energii jest wprost proporcjonalny do kwadratu drogi mieszania, gęstości i $\Delta\nabla T$, to przy małej wartości l i ρ , przeniesienie strumienia L (który w pobliżu powierzchni jest równy całkowitej mocy promieniowanej przez gwiazdę) wymaga

dużej wartości $\Delta\nabla T$. Z kolei duża wartość $\Delta\nabla T$ oznacza, że gradientu temperatury nie możemy już przybliżyć gradientem adiabatycznym; gradient temperatury pozostaje w zasadzie nieokreślony. Łatwo jest zrozumieć, że niedokładna znajomość gradientu temperatury w zewnętrznej warstwie konwektywnej oznacza niedokładną znajomość odległości, w której temperatura maleje do minimalnej wartości, czyli mówiąc inaczej, oznacza niedokładną znajomość promienia.

Równania budowy wewnętrznej. Ostatecznym wnioskiem płynącym z rozważań tego rozdziału jest układ równań opisujących statyczną konfigurację gwiazdową:

$$\frac{d\mathcal{M}_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho, \quad (8.73)$$

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{G\mathcal{M}_r}{r^2}, \quad (8.74)$$

$$\frac{dL_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho \varepsilon, \quad (8.75)$$

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{64\pi^2\sigma} \frac{k_R}{T^3 r^2} L_r, \quad (8.76a)$$

$$\frac{dT}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr}. \quad (8.76b)$$

Równania (8.76a) i (8.76b) są różnymi równaniami transportu energii stosującymi się odpowiednio w warunkach równowagi promienistej i konwektywnej.

Uzupełnieniem powyższego układu równań różniczkowych są trzy związki, charakteryzujące fizyczne właściwości materii w funkcji gęstości, temperatury i składu chemicznego. Można je zapisać następująco

równanie stanu	$P = P(\rho, T, X, Y),$
współczynnik ekstynkcji	$k_R = k_R(\rho, T, X, Y),$
współczynnik generacji energii	$\varepsilon = \varepsilon(\rho, T, X, Y).$

Jednoznaczne rozwiązanie układu równań budowy wewnętrznej wymaga sprecyzowania warunków brzegowych problemu. Wynikają one z oczywistych fizycznych i geometrycznych własności gwiazd: środek gwiazdy nie jest punktem osobliwym, a zatem dla $r = 0$ musi zachodzić $\mathcal{M}_r = 0$ i $L_r = 0$. Pozostałe warunki brzegowe są określone na powierzchni gwiazdy, dla $r = R$. Powierzchnią gwiazdy jest jej najbardziej zewnętrzna warstwa, w której ciśnienie i temperatura osiągają tak małe wartości, że w pierwszym przybliżeniu można przyjąć $P(R) = 0$ i $T(R) = 0$. Oczywistą konsekwencją tych warunków jest $\mathcal{M}(R) = \mathcal{M}$, gdzie \mathcal{M} jest całkowitą masą gwiazdy.

Rozwiązanie omawianego układu równań przy zadanych warunkach brzegowych dostarcza *modelu gwiazdy*, czyli określa przebieg wszystkich parametrów fizycznych opisujących stan termodynamiczny materii w funkcji promienia. Naturalnym parametrem odróżniającym różne modele (o tym składzie chemicznym) jest całkowita masa \mathcal{M} . Zwróćmy jednak uwagę, że promień modelu R nie jest z góry określony i wynika dopiero z rozwiązania równań problemu. Fakt ten komplikuje nieco sam proces rozwiązywania równań, ponieważ część warunków brzegowych (na powierzchni) jest określona dla nieznaney z góry wartości zmiennej niezależnej. Inaczej mówiąc, zakres zmiennej niezależnej jest nieokreślony. Dlatego też korzystne jest przyjęcie jako zmiennej niezależnej masy \mathcal{M}_r , związanej z promieniem r za pomocą równania (8.73). Nowa zmienna niezależna zmienia się w zakresie od 0 do \mathcal{M} .

Istnieją standardowe metody rozwiązywania układu równań budowy wewnętrznej i konstruowania w ten sposób wiarygodnych modeli gwiazd. Wszystkie one polegają na numerycznym rozwiązaniu układu równań dla zadanej masy i składu chemicznego. Należy jednak pamiętać, że całkowicie dowolne modele, tj. takie, dla których zakładamy dowolną masę i skład chemiczny, mogą odpowiadać rzeczywistości tylko w określonych warunkach, a mianowicie wówczas, jeżeli przyjmiemy, że modele te są jednorodnie chemicznie. Produkcja energii w przemianach jądrowych prowadzi nieuchronnie do zmiany składu chemicznego materii uczestniczącej w reakcjach, a tym samym do powstania niejednorodności składu chemicznego w gwieździe. Z niejednorodnością tą jest związana niejednorodność średniego ciężaru cząsteczkowego, nieprzezroczystości, wydajności reakcji jądrowych itd. Następną konfiguracja jest zatem odmienna od konfiguracji wyjściowej. Prowadzi to w prosty sposób do pojęcia *ewolucyjnego ciągu modeli*, w którym każdy model jest zależny od modelu poprzedzającego w czasie; struktura gwiazdy w danym momencie jest funkcją jej całej poprzedniej historii. Ponieważ obecnie istnieje już stosunkowo dużo wyników odnoszących się do modeli ewolucyjnych, uzasadnione wydaje się przedstawienie zasadniczych cech budowy wewnętrznej gwiazd w ścisłym powiązaniu z ich ewolucją.

9. Ewolucyjne modele gwiazd

Kontrakcja na ciąg główny. Wiele faktów obserwacyjnych wskazuje na to, że gwiazdy powstają z materii międzygwiazdowej, przede wszystkim lub wyłącznie, w wielkich obłokach molekularnych. Mechanizm, który do tego prowadzi nosi nazwę *niestabilności grawitacyjnej Jeansa*. Zgodnie z twierdzeniem o wiriale dla trwałej konfiguracji gazowej zachodzi: $2E_k = -\Omega$. Jeżeli założymy, że materia jest jednorodna, o gęstości ρ i temperaturze T , to w masie \mathcal{M} gwiazdy o promieniu R zawarta jest energia kinetyczna

$$E_k = \frac{3kT}{2\mu m_H} \mathcal{M}$$

i energia potencjalna

$$\Omega = -\frac{3}{5} \frac{G\mathcal{M}^2}{R}.$$

Twierdzenie o wiriale prowadzi w tym przypadku do związku między masą, promieniem i temperaturą konfiguracji stabilnej,

$$\frac{3kT}{\mu m_H} \mathcal{M} = \frac{3}{5} \frac{G\mathcal{M}^2}{R}.$$

Po podstawieniu stałych atomowych i wyrażeniu promienia jako funkcji gęstości dostajemy stąd

$$\frac{\mathcal{M}_J}{\mathcal{M}_\odot} = 3,78 \cdot 10^{-9} \left(\frac{T}{\mu} \right)^{3/2} \rho^{-1/2}, \quad (9.1)$$

gdzie temperatura jest wyrażona w K i gęstość w kg m^{-3} .

Masa \mathcal{M}_J określona zależnością (9.1) nosi nazwę *masy Jeansa*. Jej znaczenie jest następujące. Jeżeli przy danej temperaturze i gęstości materii jednorodny obłok ma masę mniejszą od masy Jeansa, wówczas jego energia termiczna jest większa od energii potencjalnej i obłok jako całość będzie miał tendencję do takiego zwiększania rozmiarów, by obie energie wyrównały się. Przeciwnie, jeżeli masa obłoku jest większa od masy Jeansa, wówczas będzie on wykazywał tendencję do kurczenia się pod wpływem sił samograwitacji. Inaczej mówiąc, przy danej gęstości i temperaturze, obszary o masach większych od masy Jeansa będą niestabilne dynamicznie; przypadkowe fluktuacje gęstości o takiej skali będą zatem sprzyjać rozpadowi pierwotnego obłoku na kurczące się fragmenty o masach rzędu masy Jeansa.

W typowych warunkach panujących w materii międzygwiazdowej, tzn. gęstość $10^{-21} - 10^{-18} \text{ kg m}^{-3}$ i temperatura między 100 i 20 K, równanie (9.1)

przewiduje masy Jeansa rzędu $10^2 - 10^5 \mathcal{M}_\odot$. Znaczący to, że niestabilność grawitacyjna w obłokach rozrzedzonego gazu międzygwiazdowego prowadzi do powstawania obiektów porównywalnych do gromad gwiazd. Ponieważ jednak kurczenie się obłoku powoduje wzrost jego gęstości, kryterium niestabilności Jeansa spełniają coraz to mniejsze masy, aż wreszcie stają się one porównywalne z masami pojedynczych gwiazd. Przedstawiony tu schemat hierarchicznej fragmentacji materii na obiekty o coraz to mniejszych masach zakłada, że w miarę kurczenia się kolejnych fragmentów temperatura materii wzrasta niewiele, tzn. że istnieją wydajne mechanizmy chłodzenia materii. Początkowo energia potencjalna wyzwolana podczas kurczenia się jest promieniowana bez przeszkód, ponieważ zimna i rzadka materia jest dla promieniowania niemal całkowicie przezroczysta. Straty energii zapobiegają znacznieszemu wzrostowi temperatury, wskutek czego kurczenie się protogwiazdy ma charakter spadku swobodnego i zachodzi w *dynamicznej skali* czasu. Skala ta jest zdefiniowana jako czas konieczny do przebycia drogi R (promienia konfiguracji) pod wpływem (stałego) przyspieszenia grawitacyjnego

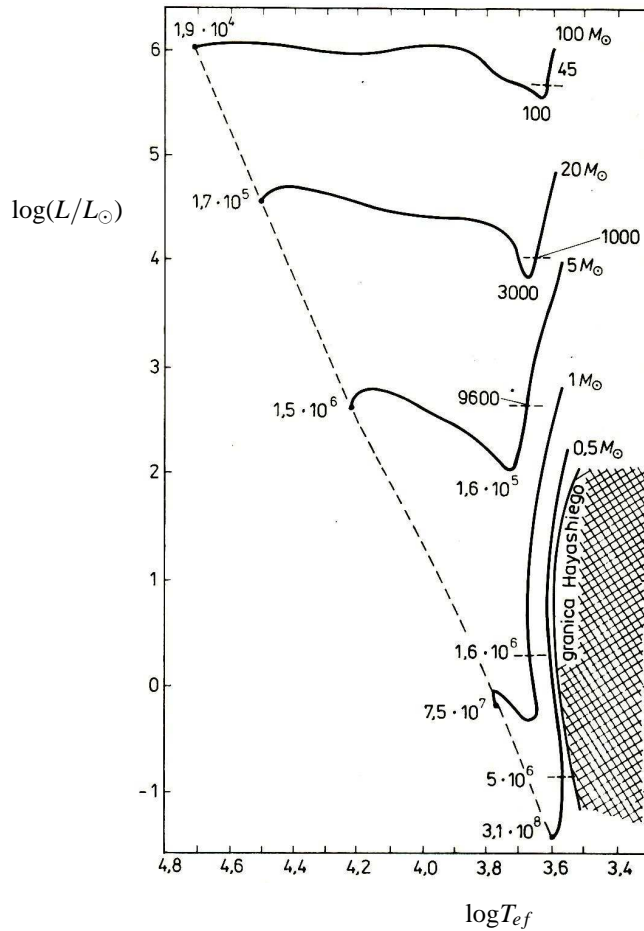
$$R = \frac{GM}{2R^2} t_d^2,$$

skąd co do rzędu wielkości

$$t_d \approx \left(\frac{R^3}{GM} \right)^{1/2} \approx \frac{1}{\sqrt{G\rho}} \approx 10^5 \frac{1}{\sqrt{\rho}} \quad [\text{s}]. \quad (9.2)$$

Początkowo, gdy gęstość jest bardzo mała, porównywalna z gęstością materii międzygwiazdowej, tj. rzędu $10^{-18} \text{ kgm}^{-3}$, dynamiczna skala czasowa jest rzędu $10^6 - 10^7$ lat i skraca się w miarę wzrostu gęstości kurczącego się obłoku. Swobodnie kurczący się obłok wysyła coraz więcej energii, co powoduje stały wzrost jego jasności bolometrycznej, przy nieznacznym tylko wzroście temperatury. Niemniej jednak, począwszy od pewnej gęstości nieprzezroczystość wzrasta na tyle, że coraz większa część wyzwolanej energii zamienia się w ciepło i powoduje wzrost temperatury. Gdy temperatura wzrośnie do ok. 2000 K znajdujący się w materii wodór cząsteczkowy ulega dysocjacji. Dysocjacja H_2 jest procesem pochłaniającym energię (około 4,5 eV na jedną cząsteczkę) na tyle skutecznie, że możliwy jest dalszy spadek swobodny materii ku środkowi. Podobny wpływ na proces kurczenia się obłoku ma jonizacja wodoru atomowego rozpoczynająca się już w temperaturze kilkudziesięciu tysięcy K. Dopiero po zakończeniu procesów jonizacji wodoru i helu w centralnych częściach *protogwiazdy* ustala się równowaga ciśnień i ewolucja zaczyna przebiegać w wolniejszej skali termicznej.

Protogwiazda nie może osiągnąć stanu równowagi hydrostatycznej, jeżeli jej temperatura jest zbyt niska. Dla konfiguracji o ustalonej masie i składzie chemicznym, dla każdej jasności absolutnej istnieje maksymalny promień (lub minimalna



Rys. 9.1 Kontrakcja gwiazd na ciąg główny. Obszar zacieniowany na prawo od granicy Hayashiego jest wzbroniony dla gwiazd całkowicie konwektywnych. Liniami poziomymi na drogach ewolucyjnych zaznaczone są momenty (czas podany w latach), w których zaczyna rozbudowywać się jądro promieniste i gwiazda, jako konfiguracja niecałkowicie konwektywna, może odejść od granicy Hayashiego.

temperatura efektywna), przy którym konfiguracja może być całkowicie konwektywna i pozostawać w stanie równowagi. Każde zmniejszenie temperatury poniżej wartości granicznej lub odpowiednie zwiększenie promienia doprowadzi do zmniejszenia siły podtrzymującej warstwy zewnętrzne, które też zapadną się ponownie w dynamicznej skali czasowej. Tak więc na teoretycznym diagramie H-R każdej masy protogwiazdy odpowiada ciąg dozwolonych konfiguracji równowagi o minimalnej temperaturze efektywnej, zwany *granica Hayashiego* (Rys. 9.1).

Protogwiazdy, kończąc szybką fazę kontrakcji grawitacyjnej, przekraczają

granicę Hayashiego ze stosunkowo dużą jasnością absolutną, będącą wynikiem wysokiej temperatury powierzchniowej i dużych rozmiarów. Dalsza ewolucja odbywa się w wolniejszej skali termicznej wzdłuż ciągu konfiguracji równowagi, zwanego niekiedy *drogą ewolucyjną Hayashiego*. Z dokładnych obliczeń wynika, że granice Hayashiego dla różnych mas przebiegają na diagramie H-R w przybliżeniu pionowo, tzn. wzdłuż linii odpowiadającej mniej więcej stałej temperaturze efektywnej; im mniejsza masa konfiguracji tym niższa temperatura odpowiadająca granicy Hayashiego. Na Rys. 9.1 przedstawione są drogi ewolucyjne kilku protogwiazd o różnych masach. Początkowo ewolucja przebiega wzdłuż granicy Hayashiego; protogwiazda jest całkowicie konwektywna, świeci wyłącznie na koszt energii grawitacyjnej, a zmniejszanie się jasności absolutnej jest spowodowane przede wszystkim zmniejszaniem się rozmiarów przy praktycznie niezmienniej temperaturze efektywnej. Faza ta kończy się w miejscu zaznaczonym na drodze ewolucyjnej linią poziomą, przy której podany jest również czas trwania poprzedniej fazy ewolucyjnej. Od tego momentu we wnętrzu protogwiazdy zaczyna rozbudowywać się centralny obszar promienisty, który obejmuje coraz to większą jej część. Ponieważ protogwiazda przestaje być całkowicie konwektywna, jej dalsza droga ewolucyjna nie pokrywa się już z granicą Hayashiego: jasność absolutna pozostaje w przybliżeniu stała, natomiast wzrasta temperatura efektywna i maleją rozmiary. Przez cały czas wzrasta również temperatura centralna. W chwili gdy osiągnie ona wartość wystarczającą do zapoczątkowania reakcji jądrowych, grawitacyjne kurczenie się protogwiazdy ustaje, ponieważ straty energii są teraz dokładnie kompensowane przez źródła jądrowe. Mówimy, że protogwiazda stała się gwiazdą ciągu głównego. Na Rys. 9.1 moment osiągnięcia ciągu głównego jest zaznaczony kropką kończącą drogę ewolucyjną każdej protogwiazdy. Podany jest również czas konieczny do osiągnięcia tego stanu.

Z Rys. 9.1 możemy odczytać następujące informacje. Czas ewolucji protogwiazdy od chwili osiągnięcia równowagi hydrostatycznej do znalezienia się na ciągu głównym zależy bardzo silnie od jej masy; jest krótki dla dużych mas i bardzo długi dla mas mniejszych od masy Słońca. Protogwiazdy o małych masach praktycznie przez całą omawianą fazę ewolucyjną pozostają w pobliżu granicy Hayashiego, natomiast protogwiazdy masywne bardzo szybko tworzą we wnętrzach obszary promieniste i o ich dalszej ewolucji decyduje grawitacyjne kurczenie się w warunkach równowagi promienistej.

Gwiazdy ciągu głównego. Zapoczątkowanie reakcji przemiany wodoru w hel we wnętrzu gwiazdy oznacza wejście w najdłuższą fazę jej ewolucji – fazę ciągu głównego. Zbiór wszystkich punktów na Rys. 9.1, odpowiadających osiągnięciu przez gwiazdy o różnych masach temperatury wnętrza wystarczającej do zainicjowania reakcji przemiany wodoru w hel, nosi nazwę *ciągu głównego wieku zero-wego* (ang. *zero age main sequence*, w skrócie ZAMS).

Czas przebywania gwiazdy na ciągu głównym bez istotnego uszczerbku dla jej zapasów energetycznych zależy od wydajności reakcji jądrowych. Związanie czterech jąder wodoru w jedno jądro helu dostarcza ok. 26,7 MeV energii. Masa jądra wodoru wyrażona w jednostkach energetycznych jest równa 931,5 MeV. A zatem wytworzenie jednego jądra helu jest związane z ubytkiem

$$\frac{26,7}{4 \cdot 931,5} = 0,007$$

masy. Gwiazda o masie \mathcal{M} może poświęcić na podtrzymanie jasności L masę równą $0,007\mathcal{M}$. Masa ta jest równoważna energii $0,007\mathcal{M}c^2$, która, tracona w tempie L , wystarczy na

$$t_n = \frac{0,007\alpha\mathcal{M}c^2}{L} \quad (9.3)$$

Parametr α informuje, jaką część masy gwiazda może zużyć w reakcjach jądrowych, zanim wynikające stąd zmiany jej struktury wewnętrznej przeprowadzą ją w wyraźnie odmienny etap ewolucyjny. Dla naszych celów możemy bezpiecznie przyjąć $\alpha \approx 0,1$. Wyrażając masy i moce promieniowania w jednostkach słonecznych, otrzymujemy z (9.3)

$$t_n \approx \frac{10^{10}(\mathcal{M}/\mathcal{M}_\odot)}{(L/L_\odot)} \text{ lat.} \quad (9.4)$$

Czas określony równaniem (9.3) nazywamy *jądrową (nuklearną) skalą czasu*. Z zależności (9.4) wynika, że dla gwiazd ciągu głównego, świecących kosztem reakcji termojądrowych, nuklearna skala ewolucji jest kilka rzędów wielkości dłuższa od skali termicznej. Słońce, którego wiek jest oceniany na podstawie geologicznego wieku Ziemi na ok. $4,5 \cdot 10^9$ lat, pozostanie gwiazdą ciągu głównego jeszcze przez mniej więcej tyle samo czasu.

Dla gwiazd jednorodnych chemicznie i znajdujących się w równowadze hydrostatycznej, z równań budowy wewnętrznej – nawet bez ich rozwiązywania – można uzyskać przybliżone oceny stanu materii we wnętrzach. Dokonajmy zwykłego w takich przypadkach przybliżenia polegającego na zastąpieniu pochodnych przez stosunki różnic skończonych. Na przykład pochodną ciśnienia możemy zastąpić przez

$$\frac{dP}{dr} \approx \frac{P_c - P_0}{R},$$

gdzie P_c jest ciśnieniem centralnym, a P_0 jest ciśnieniem na powierzchni. Zgodnie z dość oczywistym warunkiem brzegowym, że ciśnienie na powierzchni gwiazdy jest bliskie zeru,

$$\frac{dP}{dr} \approx \frac{P_c}{R}. \quad (9.5)$$

Zatem równanie równowagi hydrostatycznej (8.74) możemy zapisać w przybliżonej postaci

$$\frac{P_c}{R} \approx \rho \frac{GM}{R^2} \approx \frac{M}{\frac{4}{3}\pi R^3} \frac{GM}{R^2}$$

i wyznaczyć stąd

$$P_c \approx \frac{G}{\frac{4}{3}\pi} \frac{M^2}{R^4}. \quad (9.6)$$

Dla Słońca dostajemy

$$P_{c\odot} \approx 3 \cdot 10^{14} \text{ Pa.}$$

Jako charakterystyczną wartość ciśnienia we wnętrzu Słońca możemy przyjąć wartość pośrednią między ciśnieniem centralnym i ciśnieniem na powierzchni, czyli ok. 10^{14} Pa. Z równania stanu gazu doskonałego wynika charakterystyczna wartość temperatury

$$T \approx \frac{\mu m_H}{k} \frac{\langle P \rangle}{\langle \rho \rangle},$$

gdzie $\langle P \rangle$ i $\langle \rho \rangle$ są charakterystycznymi wartościami ciśnienia i gęstości. Korzystając z (9.6) mamy

$$T \approx \frac{\mu m_H G}{k} \frac{M}{R}. \quad (9.7)$$

Podstawiając stałe atomowe oraz masę i promień Słońca, dostajemy ocenę charakterystycznej temperatury wnętrza Słońca $T_{\odot} \approx 10^7$ K. Przyjęliśmy przy tym, że materia jest całkowicie zjonizowana i złożona wyłącznie z wodoru, czyli że $\mu = 1/2$. Powyższa ocena temperatury, zależna zresztą bardzo słabo od przyjęcia konkretnej wartości μ , jest potwierdzeniem słuszności tego założenia. Tak wysoka wartość temperatury wnętrza gwarantuje ponadto, że pomimo dużej wartości ciśnienia centralnego, materia nie jest zdegenerowana i z dużym przybliżeniem zachowuje się jak gaz doskonały.

Pomijając stałe atomowe, występujące w związkach (9.6) i (9.7), dostajemy następujące przybliżone zależności funkcyjne między globalnymi parametrami gwiazdy

$$P \sim \frac{M^2}{R^4}, \quad T \sim \frac{M}{R}, \quad \text{i} \quad \rho \sim \frac{M}{R^3}. \quad (9.8)$$

Niezależnego związku między parametrami globalnymi gwiazdy dostarcza równanie transportu promienistego (8.76a), które w naszym przybliżeniu przybiera postać

$$\frac{T}{R} \sim k_R \frac{L}{T^3 R^2}.$$

Współczynnik nieprzezroczystości k_R jest oczywiście funkcją położenia w gwiazdzie i nie jest parametrem globalnym. Jeżeli jednak we wnętrzu dominuje jeden

mechanizm nieprzezroczystości, to wielkością w przybliżeniu stałą jest współczynnik absorpcji liczony na jednostkę masy, czyli k_R/ρ . Przy takim założeniu

$$\frac{T}{R} \sim \frac{k_R}{\rho} \rho \frac{L}{T^3 R^2} \sim \rho \frac{L}{T^3 R^2} \sim \frac{\mathcal{M}}{R^3} \frac{L}{T^3 R^2},$$

skąd

$$L \sim T^4 R^4 \frac{1}{\mathcal{M}} \sim \mathcal{M}^4 \frac{1}{\mathcal{M}} \sim \mathcal{M}^3. \quad (9.9)$$

Uzyskaliśmy w ten sposób przybliżoną postać teoretycznej zależności masa – jasność. Powinna ona obowiązywać dla gwiazd o takim samym składzie chemicznym i o podobnych cechach budowy wewnętrznej, tzn. dla takich obiektów, dla których możemy przyjąć, że zarówno średni ciężar cząsteczkowy, jak i współczynnik nieprzezroczystości (na jednostkę masy) mają podobne wartości. Obiekty o wyraźnie różnym składzie chemicznym i odmiennych cechach budowy wewnętrznej spełniają różne zależności masa – jasność.

Wydaje się intuicyjnie oczywiste – jak zresztą sugerują również zależności (9.8) – że stabilna konfiguracja gwiazdowa, uformowana na ciągu głównym z materii gazowej o określonym składzie chemicznym, będzie scharakteryzowana trzema zasadniczymi parametrami globalnymi, takimi jak masa \mathcal{M} , jasność L i promień R . Inaczej mówiąc, między tymi wielkościami będzie istniała jednoznaczna zależność, którą można przedstawić symbolicznie w postaci

$$f'(\mathcal{M}, L, R) = 0.$$

Biorąc pod uwagę, że L jest związane z promieniem i temperaturą efektywną, możemy napisać

$$f(\mathcal{M}, L, T_{\text{ef}}) = 0,$$

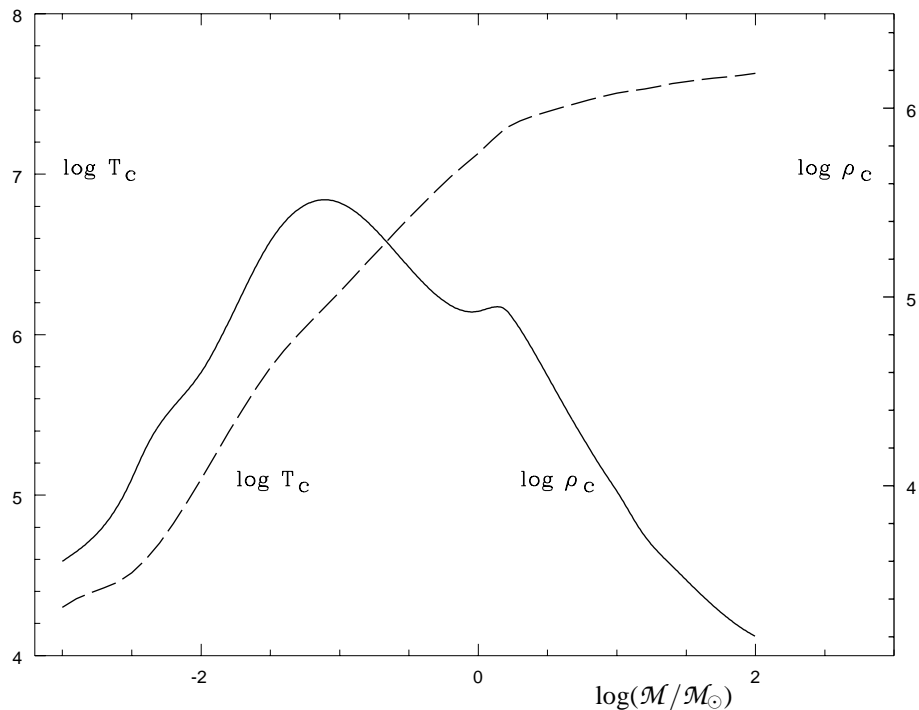
a uwzględniając ponadto istnienie zależności masa – jasność,

$$f(L, T_{\text{ef}}) = 0.$$

Zależność powyższa jest niczym innym jak teoretycznym diagramem HR. Możemy zatem sformułować następujący wniosek:

każdej konfiguracji o danym składzie chemicznym i danej masie odpowiada jeden ściśle określony punkt na diagramie HR, przy czym różnym masom odpowiadają różne punkty.

Wniosek ten nosi nazwę *twierdzenia Vogta–Russella*. Twierdzenie to formuluje się niekiedy również inaczej: z materii o danej masie i ustalonym składzie



Rys. 9.2 Zależność temperatury centralnej T_c (w kelwinach) i gęstości centralnej ρ_c (w kg m^{-3}) dla modeli gwiazd ciągu głównego.

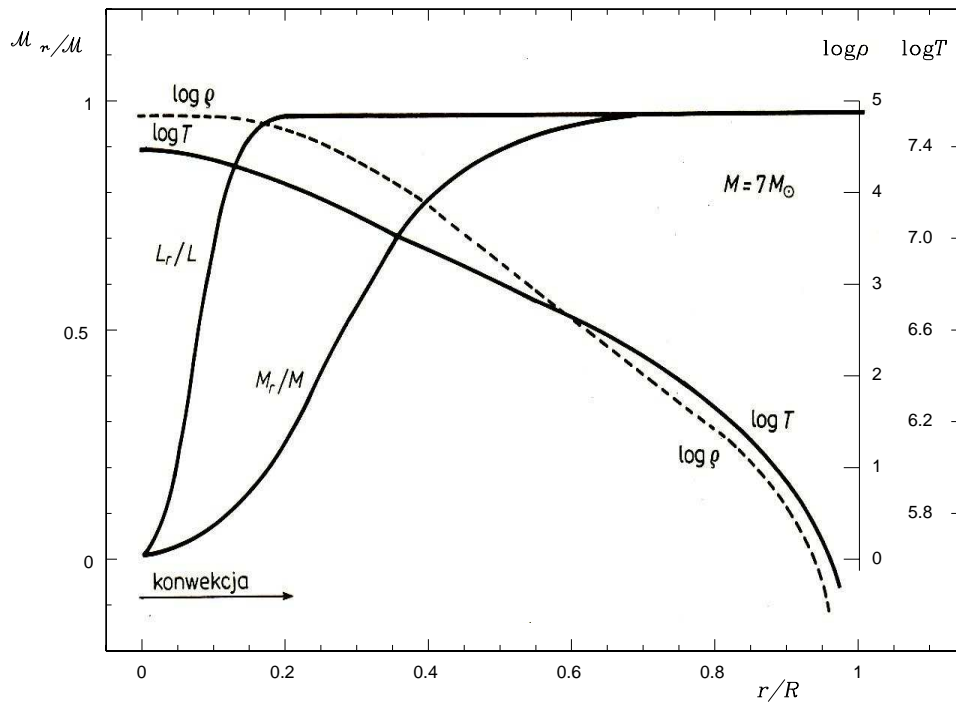
chemicznym można zbudować tylko jedną trwałą gwiazdę. Oczywiście twierdzenie to, podobnie jak i zależność masa – jasność, odnosi się tylko do gwiazd o takim samym typie struktury wewnętrznej, a więc przede wszystkim do gwiazd ciągu głównego wieku zerowego. Położenie, jakie na diagramie HR zajmują gwiazdy będące w bardziej zaawansowanych stadiach ewolucji, jest określone przez ich całą poprzednią ewolucję. Ma to ten praktyczny skutek, że o ile z położenia gwiazdy na ciągu głównym możemy natychmiast określić jej masę, to o masie gwiazdy leżącej poza ciągiem głównym nie mamy żadnych informacji tak długo, jak długo nie odtworzymy jej całej poprzedniej historii.

Modele gwiazd ciągu głównego. Dokładnych informacji o przebiegu parametrów fizycznych materii we wnętrzach gwiazd dostarcza tylko rozwiązanie układu równań budowy wewnętrznej. Jeżeli nie chcemy wprowadzać zbyt wielu założeń upraszczających, to równania te musimy rozwiązywać numerycznie. Wszystkie informacje podane niżej będą oparte na wynikach takich właśnie obliczeń.

Głównym parametrem decydującym, o budowie gwiazd i o ich ewolucji jest masa. Od masy zależy również wartość temperatury i gęstości centralnej. Dla modeli ciągu głównego wieku zerowego (o składzie chemicznym populacji I) obie te wielkości są przedstawione w funkcji masy na Rys. 9.2.

Jak widać, wraz ze wzrostem masy wzrasta temperatura centralna i maleje centralna gęstość. Takie zachowanie się tych parametrów ma istotne konsekwencje dla budowy wewnętrznej gwiazd. Przede wszystkim zauważmy, że temperatura w centrum gwiazd o masach mniejszych od ok. $0,07 - 0,08 M_{\odot}$ jest niższa od ok. $2 \cdot 10^6$ K, co przy gęstości rzędu $5 \cdot 10^5 \text{ kgm}^{-3}$ sprawia, iż materia staje się zdegenerowana (Rys. 2.4). Co więcej, temperatura ta jest niewystarczająca do zainicjowania reakcji proton – proton. Gwiazdy takie, po osiągnięciu konfiguracji równowagi (którą ściśle rzecz biorąc trudno nazwać konfiguracją ciągu głównego ze względu na niezachodzenie reakcji jądrowych), spędzają resztę swego życia w postaci słabo świecących, powoli stygnących *brązowych karłów*. Brązowe karły są konfiguracjami zdegenerowanymi i spełniają odmienną zależność między parametrami globalnymi i centralnymi: im mniejsza masa, tym większy promień konfiguracji. Brązowe karły świecą na koszt energii cieplnej zmagazynowanej we wnętrzu podczas procesu grawitacyjnego kurczenia się, czyli mówiąc prościej – stygną. W tym sensie przykładem brązowego karła może być Jowisz (choć proces jego powstania był odmienny od gwiazdowych brązowych karłów). Jego masa, ok. $10^{-3} M_{\odot}$, jest zbyt mała, by w jego wnętrzu mogły zachodzić reakcje jądrowe, z drugiej jednak strony wiadomo, że w odróżnieniu od pozostałych planet Układu Słonecznego, wysyła on (zwłaszcza w podczerwieni) więcej energii niż jej uzyskuje od Słońca.

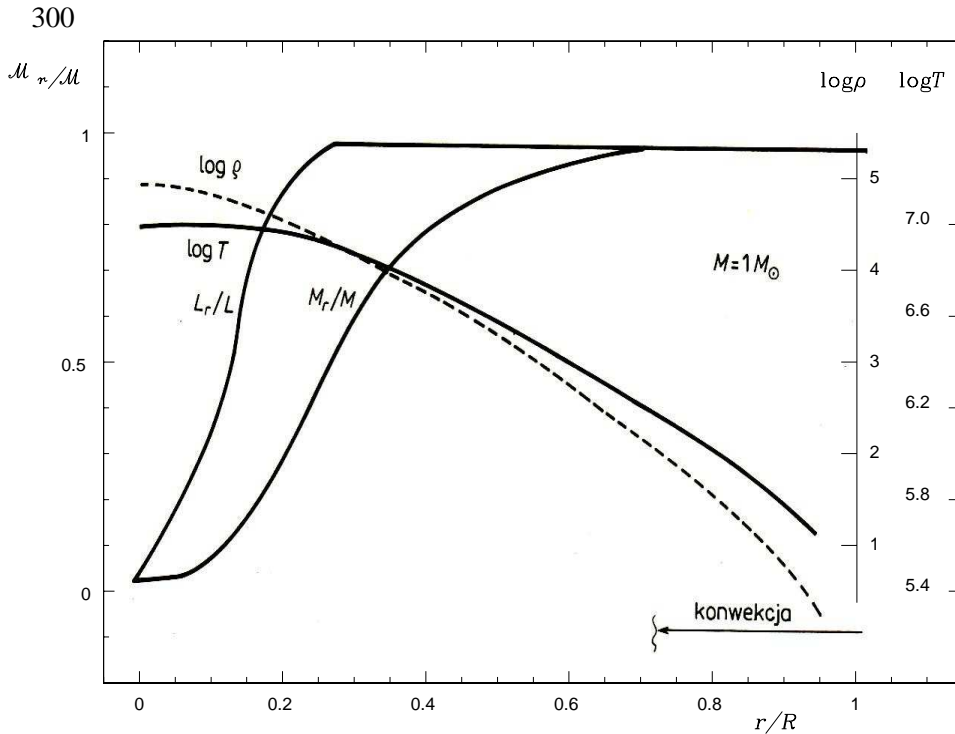
Z Rys. 9.2 można również odczytać, że dla gwiazd o masach większych od ok. $1,5 M_{\odot}$ temperatura centralna jest na tyle wysoka, że cykl CNO zaczyna dominować nad cyklem pp pod względem wydajności energetycznej. Masę $1,5 M_{\odot}$ uważa się w związku z tym za naturalną granicę między gwiazdami o dużych i małych masach, lub mówiąc inaczej, masa $1,5 M_{\odot}$ dzieli ciąg główny na jego część górną (jasne masywne gwiazdy) i dolną (gwiazdy o mniejszych masach i jasnościach absolutnych). Jak była o tym mowa w rozdziale 8, cykl CNO charakteryzuje się znacznie silniejszą zależnością od temperatury niż cykl pp. Znaczący to, że w gwiazdach, w których on przebiega, wydzielanie się energii jądrowej zachodzi tylko w niewielkim i dość ostro ograniczonym obszarze wokół centrum, w którym panuje wystarczająco wysoka temperatura; nawet stosunkowo niewielkie zmniejszenie temperatury skutecznie wygasza cykl CNO. W konsekwencji, z małego obszaru wokół środka musi zostać odprowadzona bardzo duża ilość energii, co znaczy, że również jej strumień musi być bardzo duży. W rzeczywistości jest on tak duży, że nie może być przeniesiony na drodze promienistej; powoduje to, że jądra gwiazd górnej części ciągu głównego są całkowicie konwektywne. Rozmiary jąder konwektywnych (wyrażone zarówno w ułamkach całkowitej masy, jak i promienia) wzrastają ze wzrostem masy. W gwiazdzie o masie $2,8 M_{\odot}$ jądro konwektywne obejmuje 0,15 promienia i 0,18 masy, a w gwiazdzie o masie $10 M_{\odot}$ – nieco ponad 0,2 promienia i 0,3 masy.



Rys. 9.3 Przebieg parametrów fizycznych (masy bieżącej \mathcal{M}_r , mocy promieniowania L_r , gęstości ρ i temperatury T) w funkcji promienia dla modelu gwiazdy ciągu głównego o masie całkowitej $\mathcal{M} = 7\mathcal{M}_\odot$. L oznacza całkowitą moc promienianą przez gwiazdę.

Przebieg wielkości fizycznych modelu gwiazdy górnej części ciągu głównego o masie $7\mathcal{M}_\odot$ jest przedstawiony na Rys. 9.3. Jak widać na tym rysunku, cała energia wysyłana przez gwiazdę jest produkowana w konwektywnym jądrze, w którym zarówno temperatura, jak i gęstość zmieniają się niewiele.

Model gwiazd z dolnej części ciągu głównego o masie równej $1\mathcal{M}_\odot$ jest przedstawiony na Rys. 9.4. W tym przypadku energia jest produkowana w większym obszarze wokół centrum; jasność L wzrasta wolniej i strumień promieniowania, który musi być wyniesiony z jądra, jest odpowiednio mniejszy – wewnątrz może pozostawać w równowadze promienistej. Jednak w porównaniu z gwiazdami o dużych masach temperatura powierzchniowa gwiazd małomasywnych jest znacznie niższa. Pociąga to za sobą wzrost współczynnika ekstynkcji w warstwach zewnętrznych i, zgodnie z równaniem (8.76a), odpowiedni wzrost gradientu temperatury koniecznego do przeniesienia strumienia promieniowania. Gradient staje się superadiabatycki (tzn. bardziej stromy niż gradient adiabatyczny) już w głębokości ok. 0,7 promienia gwiazdy, chociaż konwekcją objęty jest zaledwie około 1% masy. Obszar konwekcji zwiększa się w miarę jak zmniejsza się masa



Rys. 9.4 Model gwiazdy ciągu głównego o masie $1 M_{\odot}$. Oznaczenia jak na Rys. 9.3.

gwiazdy: gwiazda o masie $0,4 M_{\odot}$ jest całkowicie konwektywna.

Podstawowe wielkości charakteryzujące modele gwiazd na ciągu głównym wieku zerowego są zebrane dla kilku wybranych mas w Tabeli 9.1. Skład chemiczny tych modeli odpowiada z grubsza składowi chemicznemu populacji I, tzn. $X \approx 0,70$, $Y \approx 0,27$ i $Z \approx 0,03$. Wartości te są tylko przybliżone, ponieważ poszczególne modele, skonstruowane przez różnych autorów, różnią się nieco wyjściowymi parametrami X , Y i Z . Modele takie, zawierające się w dostatecznie szerokim zakresie mas, dają w sposób naturalny teoretyczną zależność masa – jasność. Na podstawie danych zawartych w Tabeli 9.1 można stwierdzić, że dla mas większych od ok. $5 M_{\odot}$ zachodzi w przybliżeniu $L \sim M^3$, dla mas rzędu $1 M_{\odot}$ zależność jest silniejsza, $L \sim M^{4,75}$, a dla gwiazd całkowicie konwektywnych, o masach mniejszych od $0,4 M_{\odot}$, zależność między masą i jasnością staje się wyraźnie słabsza, $L \sim M^2$. Modele te określają również teoretyczną zależność między jasnością absolutną i temperaturą efektywną, czyli teoretyczny diagram HR (w tym przypadku tylko jego część – ciąg główny wieku zerowego).

Położenie ciągu głównego wieku zerowego na diagramie HR zależy od składu chemicznego. Szczególnie interesujący jest przebieg ciągu głównego dla gwiazd o małej zawartości metali, tj. o składzie chemicznym odpowiadającym obiektom

starej populacji II. Pomijając w tym miejscu bardziej szczegółową dyskusję, różnice między modelami gwiazd obu populacji można podsumować następująco: gwiazdy o mniejszej zawartości pierwiastków ciężkich mają większe jasności absolutne niż gwiazdy populacji I o takiej samej masie. Wynika to przede wszystkim ze zmniejszonej nieprzezroczystości we wnętrzach gwiazd o małej zawartości pierwiastków ciężkich. Jednocześnie gwiazdy te mają również wyższe temperatury efektywne. Oba efekty sprawiają, że punkty odpowiadające tym samym masom i różnym składom chemicznym przesuwają się na diagramie HR w górę i w lewo w stosunku do ciągu populacji I. W wyniku obu przesunięć ciąg gwiazd populacji II znajduje się poniżej ciągu populacji I. Należy jednak pamiętać, że dla danej temperatury efektywnej masy gwiazd leżących na obu ciągach są różne. Ciąg główny wieku zerowego obiektów krańcowej populacji II leży ok. 0,5 wielkości gwiazdowych poniżej ciągu populacji I.

Tabela 9.1
Parametry modeli gwiazd ciągu głównego.

M/M_{\odot}	$\log(L/L_{\odot})$	$\log(R/R_{\odot})$	$\log T_{ef}$	$\log T_c$	ρ_c [kg/m ³]
0,09	-3,55	-0,85	3,30	6,64	$5,71 \cdot 10^5$
0,16	-2,52	-0,77	3,52	6,82	$2,14 \cdot 10^5$
0,27	-2,01	-0,55	3,53	6,90	$1,20 \cdot 10^5$
1,00	-0,16	0,00		7,14	$9,0 \cdot 10^4$
1,78	1,06	0,19	3,93	7,30	$6,8 \cdot 10^4$
2,82	1,82	0,29	4,07	7,36	$3,8 \cdot 10^4$
4,47	2,58	0,40	4,20	7,40	$2,1 \cdot 10^4$
6,00	3,06	0,47	4,29	7,43	$1,4 \cdot 10^4$
7,08	3,30	0,52	4,32	7,45	$1,2 \cdot 10^4$
10	3,80	0,60	4,41	7,48	$7,8 \cdot 10^3$
15	4,33	0,70	4,49	7,51	$5,1 \cdot 10^3$

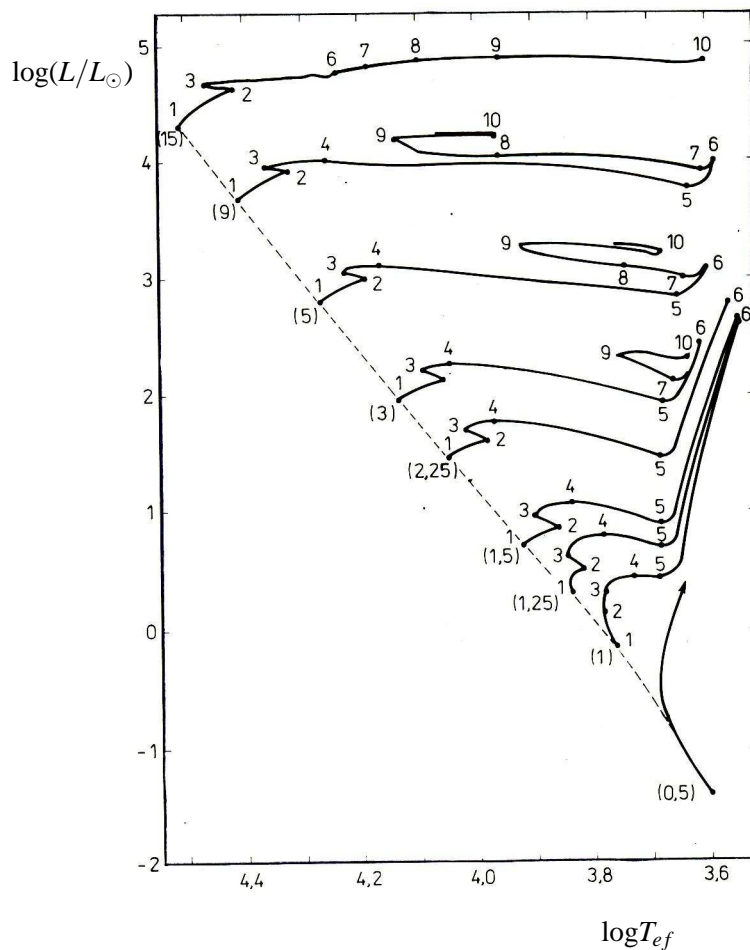
Ewolucja gwiazd masywnych. Jak pokazaliśmy poprzednio, jądrowa skala ewolucji gwiazd na ciągu głównym jest bardzo długa w porównaniu zarówno ze skalą termiczną jak i dynamiczną, co pozwala traktować gwiazdy jako konfiguracje całkowicie statyczne. Niemniej jednak ewolucja gwiazd jest procesem ciągłym, reakcje jądrowe zaczynają przebiegać we wnętrzach kurczących się gwiazd zanim jeszcze osiągną one stan równowagi hydrostatycznej odpowiadający konfiguracji ciągu głównego, a dotarcie do ciągu głównego oznacza tylko ustalenie się tempa przemiany wodoru w hel. Ciągły proces łączenia czterech atomów wodoru w jedno

jądro helu prowadzi do zmniejszenia się liczby cząstek gazu a tym samym do obniżenia się ciśnienia. Podniesienie ciśnienia ponownie do wartości wymaganej przez warunki równowagi hydrostatycznej może nastąpić tylko przez wzrost temperatury w centrum. Ponieważ jednak istniejący gradient temperatury odprowadza na zewnątrz całą energię produkowaną w reakcjach jądrowych, wzrost temperatury (i ciśnienia) może nastąpić tylko w wyniku grawitacyjnego skurczenia się jądra. Z kolei, podniesienie temperatury w środku gwiazdy zwiększa ustalony poprzednio gradient temperatury. Nie może on jednak stać się zbyt duży, ponieważ odprowadzałby więcej energii niż gwiazda ma do dyspozycji. W tej sytuacji gwiazda musi dostosować gradient temperatury do mocy promieniowania i może to uczynić tylko przez zwiększenie promienia.

Opisany wyżej proces stanowi istotę zjawiska ewolucji gwiazd; różnice w zachowaniu się gwiazdy w różnych etapach ewolucyjnych są określone przez różnice składu chemicznego, szczegóły jądrowych procesów generacji energii, konkretne postacie równania stanu, przebieg nieprzezroczystości itp. Zasada pozostaje jednak niezmienna: siły grawitacji starają się doprowadzić do skurczenia się gwiazdy, zaś tendencji tej starają się przeciwstawić siły ciśnienia "podtrzymywane" przez energię cieplną wyzwalaną w reakcjach jądrowych. Zmiany składu chemicznego, będące skutkiem przebiegu tych reakcji, powodują powolne kurczenie się obszaru gwiazdy, w którym reakcje te mogą zachodzić. Jeżeli w jakiejś fazie ewolucji reakcje jądrowe nie przebiegają, to gwiazda kurczy się w termicznej skali czasu, świecąc przy tym na koszt energii grawitacyjnej.

Wynikające z ewolucji zmiany parametrów globalnych gwiazdy, takich jak jej jasność absolutna, temperatura efektywna i promień, najwygodniej jest śledzić na diagramie HR. Pozwala to jednocześnie na proste porównanie wyników teorii z wynikami obserwacji. Ciąg punktów na diagramie HR odpowiadających kolejnym konfiguracjom równowagi gwiazdy o ustalonej masie początkowej nazywamy *drogą ewolucyjną*. Na Rys. 9.5 przedstawione są drogi ewolucyjne obliczone dla kilku wartości masy. Punkty oznaczone cyframi odpowiadają charakterystycznym etapom ewolucyjnym, o których będzie mowa niżej. Czasy upływające między kolejnymi fazami są podane w Tabeli 9.2. Pomimo iż przebieg ewolucji zależy od masy gwiazdy, to jednak punkty oznaczone na różnych drogach tymi samymi cyframi odpowiadają fazom, w których budowa wewnętrzna gwiazd o dowolnych masach ma takie same cechy charakterystyczne. Prześledźmy je na przykładzie gwiazdy o masie $5 M_{\odot}$ i składzie chemicznym populacji I ($X = 0,71$, $Y = 0,27$ i $Z = 0,02$).

Momentem początkowym ewolucji niech będzie osiągnięcie ciągu głównego i ustabilizowanie promienia oraz jasności (punkt 1). Źródłem energii są reakcje przemiany wodoru w hel zachodzące w konwektywnym jądrze obejmującym ok. 20 % masy gwiazdy. W wyniku konwekcji materia jądra jest bezustannie mieszana



Rys. 9.5 Drogi ewolucyjne gwiazd po odejściu od ciągu głównego. Liczby w nawiasach podają masy poszczególnych gwiazd wyrażone w masach Słońca. Liczby na drogach ewolucyjnych odpowiadają charakterystycznym fazom ewolucji opisanym w tekście.

i ubytek wodoru następuje równomiernie w obszarze całego jądra. Wzrost średniego ciężaru cząsteczkowego materii w jądrze powoduje zmniejszenie ciśnienia, co jest kompensowane niewielkim kurczeniem się jądra. W kurczącym się jądrze wzrasta powoli temperatura i gęstość, tempo produkcji energii nieco się zwiększa i zwiększa się tym samym różnica temperatur między wnętrzem i powierzchnią gwiazdy. Uzgodnienie wielkości gradientu z przenoszonym strumieniem promieniowania wymaga niewielkiego wzrostu promienia gwiazdy. Procesy te charakteryzują część drogi ewolucyjnej zawartą między punktami 1 i 2. Stały wzrost wydajności produkcji energii we wnętrzu, będący następstwem wzrostu temperatury i gęstości jądra, powoduje powolny wzrost jasności absolutnej. Natomiast jednoczesny wzrost promienia pociąga za sobą (pomimo wzrostu strumienia energii) niewielkie obniżenie temperatury efektywnej. Kurczące się jądro obej-

muje coraz mniejszą część masy: w punkcie 2 jest to już tylko ok. 8%. Materia pozostawiana poza jądrem jest już jednak znacznie wzbogacona w hel, co przyczynia się do pojawienia wewnątrz gwiazdy nieistniejącego poprzednio gradientu składu chemicznego.

Tabela 9.2

Czasy (w latach) pokonywania odcinków między punktami oznaczonymi na Rys. 9.5.

odcinek	M/M_{\odot}				
	1	1,5	3	9	15
1 - 2	$7 \cdot 10^9$	$1,5 \cdot 10^9$	$2,2 \cdot 10^8$	$2,1 \cdot 10^7$	$1,0 \cdot 10^7$
2 - 3	$2 \cdot 10^9$	$8,1 \cdot 10^7$	$1,0 \cdot 10^7$	$6,1 \cdot 10^5$	$2,3 \cdot 10^5$
3 - 4	$1,2 \cdot 10^9$	$3,5 \cdot 10^8$	$1,0 \cdot 10^7$	$9,1 \cdot 10^4$	
4 - 5	$1,6 \cdot 10^8$	$1,0 \cdot 10^8$	$4,5 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^5$	$7,5 \cdot 10^4$
5 - 6	10^9	$2 \cdot 10^8$	$4,2 \cdot 10^6$	$6,6 \cdot 10^4$	
6 - 7			$2,5 \cdot 10^7$	$4,9 \cdot 10^5$	$7,2 \cdot 10^5$
7 - 8				$9,5 \cdot 10^4$	$6,2 \cdot 10^5$
8 - 9			$4,1 \cdot 10^7$	$3,3 \cdot 10^6$	$1,9 \cdot 10^5$
9 - 10			$6,0 \cdot 10^6$	$1,6 \cdot 10^5$	$3,5 \cdot 10^4$

Jądrowa skala czasowa ewolucji, związana z reakcjami termojądrowymi, jest bardzo długa, ona też określa tempo ewolucji między punktami 1 i 2. Tę fazę ewolucji nazywamy *ewolucją na ciągu głównym*, ponieważ przez cały czas jej trwania gwiazdy pozostają na diagramie HR w bliskim sąsiedztwie ciągu wieku zerowego. Długi czas przechodzenia przez tę fazę wyjaśnia jednocześnie dlaczego największy procent wszystkich gwiazd stanowią gwiazdy ciągu głównego i dlaczego ciąg główny (niezależnie od błędów obserwacyjnych) ma dość znaczną grubość.

Stąły przebieg reakcji termojądrowych doprowadza do znacznego wyczerpania wodoru w obszarach wewnętrznych gwiazd. W punkcie 2 jego zawartość w jądrze jest równa ok. 0,05, co przestaje wystarczać do podtrzymania świecenia gwiazdy na poprzednim poziomie. Gwiazda jako całość kurczy się, aż do momentu gdy w punkcie 3 praktycznie cały wodór w jądrze zostaje wyczerpany. Na odcinku 2 – 3 istotna część promieniowanej energii pochodzi z energii grawitacyjnej wyzwolanej w procesie kurczenia się gwiazdy. Zgodnie z twierdzeniem o wiriale, wyzwolanie energii grawitacyjnej pociąga za sobą podgrzanie materii: wokół praktycznie bezwodorowego, gorącego jądra zaczyna wytwarzać się gorąca warstwa o znacznie większej zawartości wodoru. W punkcie 3, po ustaniu reakcji w jądrze, wodór "zapala się" w grubej warstwie kulistej otaczającej jądro, zaś samo jądro, w którym wygasły już reakcje, kurczy się bardzo szybko i (ogrzewane z zewnątrz przez produkującą energię gorącą warstwę) staje się praktycznie izotermiczne. Między punktem 3 i 4 źródłem energii są reakcje przebiegające w otoczce wokół jądra,

która powoli przesuwana się (zarówno w masie jak i w promieniu) na zewnątrz, dodając coraz więcej masy do izotermicznego jądra helowego. Zbliżanie się obszaru o wysokiej temperaturze do powierzchni zwiększa gradient temperatury, a wyjaśniana już wyżej konieczność dopasowania wielkości gradientu do strumienia energii powoduje wzrost promienia gwiazdy. Na odcinku 3 – 4 jasność i promień nieco wzrastają przy niewielkim obniżeniu się temperatury efektywnej.

W punkcie 4 jądro izotermiczne obejmuje ok. 10% masy gwiazdy i nie jest już w stanie utrzymać jej w równowadze hydrostatycznej; zostaje osiągnięta tzw. *granica Schönberga–Chandrasekhara* określająca maksymalną masę izotermicznej konfiguracji gazowej, która może jeszcze pozostawać w równowadze hydrostatycznej w danych warunkach ciśnienia i temperatury. Po przekroczeniu tej granicy następuje bardzo szybka kontrakcja jądra i związana z tym przebudowa gwiazdy. W jej wyniku warstwa paląca wodór staje się gorętsza i gęstsza, co wydatnie podnosi wydajność reakcji jądrowych, a zarazem cieńsza, wskutek czego całkowita ilość produkowanej energii ulega zmniejszeniu. Wzrost gradientu temperatury prowadzi jak zawsze do wzrostu promienia. Energia niezbędna do zwiększenia rozmiarów jest przy tym czerpana ze źródeł jądrowych. Ostatecznie, gwiazda po przekroczeniu punktu 4 zmniejsza ilość promieniowanej energii o czynnik ok. 2 i zwiększa znacznie swoje rozmiary, przesuując się na diagramie HR w prawo i w dół, tzn. w obszar gwiazd chłodnych i dużych. Tempo ewolucji jest w tej fazie bardzo szybkie, co wyjaśnia dlaczego na obserwacyjnym diagramie HR między ciągiem głównym i gałęzią czerwonych olbrzymów znajduje się tak mało gwiazd (*przerwa Hertzsprung*). W punkcie 5 temperatura warstw zewnętrznych staje się na tyle mała, że związany z tym wzrost współczynnika nieprzezroczystości powoduje pojawienie się konwekcji. Zewnętrzna warstwa konwektywna rozszerza się szybko w dół i może objąć nawet połowę całej masy gwiazdy, sięgając do warstw, w których zachodziły niegdyś reakcje jądrowe i których pierwotny skład chemiczny został w istotny sposób zmieniony. Wymieszanie nienaruszonej materii warstw zewnętrznych z materią przetworzoną w reakcjach jądrowych powoduje, że zmniejsza się obfitość niektórych jąder (np. litu) przy jednoczesnym wzbogaceniu w inne jądra (np. ${}^3\text{He}$). Zdominowanie transportu energii przez wydajny mechanizm konwekcji prowadzi do zwiększenia jasności absolutnej: między punktami 5 i 6, kurczenie się jądra, wzrost promienia i ekspansja zewnętrznej warstwy konwektywnej sprawiają, że gwiazda przesuwa się na diagramie HR niemal pionowo w górę. Ponieważ struktura wewnętrzna gwiazdy jest wtedy zdominowana przez warstwę konwektywną, droga ewolucyjna jest zbliżona do odpowiedniej granicy Hayashiego. W tej fazie zaczynają się również reakcje z udziałem jąder helu. Ponieważ pozostałością po cyklu CNO jest duża obfitość jąder ${}^{14}\text{N}$, w centrum zachodzą reakcje promienistego wychwytu cząstek α , ${}^{14}\text{N}(\alpha, \gamma){}^{18}\text{F}$ i rozpadu nietrwałego jądra fluoru, ${}^{18}\text{F}(\beta^+, \nu){}^{18}\text{O}$. Reakcje te są egzoenergetyczne

i hamują grawitacyjną kontrakcję jądra, dopóki większość jąder azotu nie zamieni się w jądra tlenu. Ten etap ewolucyjny nazywamy *ewolucją na gałęzi czerwonych olbrzymów*. Kończy się on w punkcie 6, gdy temperatura w centrum wzrośnie wystarczająco do zapoczątkowania cyklu 3α przemiany helu w węgiel.

Rozpoczęcie nowych reakcji w jądrze powoduje przebudowanie wnętrza gwiazdy: palenie helu zachodzi w centralnych częściach poprzednio istniejącego jądra helowego. Obszar ten jest konwektywny, otacza go warstwa bogata w hel i nie uczestnicząca w reakcjach jądrowych. Jej górnym ograniczeniem jest cienka otoczka paląca wodór, sąsiadująca od góry z warstwami zewnętrznymi, które nie brały dotychczas udziału w reakcjach jądrowych i które są zbudowane z materii zawierającej jeszcze dużo wodoru. Pojawienie się źródeł energii w centrum powoduje ekspansję wnętrza gwiazdy i obniżenie temperatury warstwy palącej wodór. To zaś prowadzi do obniżenia tempa produkcji energii i zmniejszenia jasności całej gwiazdy. Na diagramie HR gwiazda przesuwa się od punktu 6 do 7. Obniżenie temperatury wnętrza pociąga za sobą kontrakcję warstw zewnętrznych: promień gwiazdy nieco maleje, wskutek czego obniżeniu jasności towarzyszy wzrost temperatury efektywnej. Skurczenie się warstw zewnętrznych i wzrost ich temperatury zmniejsza współczynnik nieprzezroczystości i przywraca równowagę promienistą.

W punkcie 7 konwekcja warstw zewnętrznych zanika całkowicie. W ciągu dość krótkiego czasu, na odcinku 7 – 8, gwiazda dostosowuje swoją strukturę do warunków równowagi promienistej. Większość energii jest w tym czasie produkowana w otoczce palącej wodór; reakcje 3α wnoszą zaledwie kilka procent do jasności całkowitej. Znaczenie reakcji palenia helu wzrasta w czasie przechodzenia gwiazdy od punktu 8 do punktu 9. W punkcie 9 gwiazda przypomina konfigurację ciągu głównego, z tą jednak różnicą, że obecnie źródłem energii jest reakcja 3α .

Dalsza ewolucja jest niejako powtórzeniem faz poprzednich: między 9 i 10 szybkie palenie helu w jądrze konwektywnym powoduje jego kontrakcję i ekspansję otoczki (podobnie jak na odcinku 1 – 2). Wyczerpanie helu w jądrze powoduje skurczenie się całej gwiazdy i przeniesienie reakcji jądrowych do warstwy otaczającej izotermiczne jądro węglowe (droga poza punktem 10). Gwiazda przesuwa się na diagramie HR z prawa na lewo, przy mniej więcej stałej jasności. Ekspansja warstw leżących ponad jądrem obniża ich temperaturę, powodując dwa efekty: wygasza ostatecznie reakcje palenia wodoru w otoczce będące pozostałością po poprzednich fazach ewolucji, a jednocześnie powoduje powstanie zewnętrznej warstwy konwektywnej. Jej pojawienie się sprawia, że gwiazda jaśnieje i ponownie przesuwa się w obszar czerwonych olbrzymów. Strefa konwektywna, obejmując coraz głębsze obszary gwiazdy, ponownie miesza materię, wzbogacając ją w produkty reakcji zachodzących we wnętrzu, w tym przypadku – w hel. Jedynym źródłem energii jest w tej fazie palenie helu w otoczce.

Dalsze etapy ewolucji są znane znacznie gorzej: po pierwsze dlatego, że struk-

tura gwiazdy staje się bardzo złożona, a po drugie dlatego, że istotny wpływ na ewolucję mają niedokładnie jeszcze poznane efekty chłodzenia materii w wyniku emisji neutrin. O zjawiskach tych będzie jeszcze mowa przy okazji omawiania późnych etapów ewolucji.

W tym miejscu należy jeszcze zwrócić uwagę na następujący wniosek płynący z przedstawionego schematu ewolucji gwiazd o dużych masach: ponieważ podczas ewolucji gwiazdy od ciągu głównego do gałęzi czerwonych olbrzymów jasność absolutna zmienia się niewiele, czerwone olbrzymy i nadolbrzymy o dużych masach spełniają tę samą zależność masa – jasność co gorące gwiazdy ciągu głównego. Wniosek ten jest oczywiście nieprawdziwy dla gwiazd leżących na pionowej gałęzi olbrzymów. Uważniejsze porównanie czasów ewolucji podanych w Tabeli 9.2 ujawnia natychmiast, że gwiazdy większą część swego życia spędzają albo w pobliżu ciągu głównego, albo w obszarze czerwonych olbrzymów i nadolbrzymów. Właśnie wtedy gdy gwiazda jest czerwonym olbrzymem materia wnętrza przetworzona w reakcjach jądrowych ulega wymieszaniu z materią obserwowanych warstw powierzchniowych. Tak właśnie, przynajmniej jakościowo, można starać się wyjaśnić anomalie składu chemicznego stwierdzone u olbrzymów i nadolbrzymów późnych typów widmowych (gwiazdy C, S itp.).

Ewolucja gwiazd o małych masach. Zgodnie z przyjętą wyżej konwencją podziału ciągu głównego na część górną i dolną, pod pojęciem gwiazd o małych masach będziemy rozumieli te gwiazdy, w których dominującą reakcją na ciągu głównym jest cykl pp. Do gwiazd takich należy również Słońce.

Ponieważ cykl pp przebiega w niższych temperaturach i jego wydajność słabiej zależy od temperatury niż dla cyklu CNO, przemiana wodoru w hel zachodzi w znacznie większym obszarze wnętrza niż w gwiazdach masywnych; strumień energii wzrasta łagodnie i może być przeniesiony na drodze promienistej. Ponieważ nie ma mieszania materii w obrębie jądra, jego skład chemiczny zmienia się płynnie od centrum, gdzie wodór wyczerpuje się najszybciej, do granic zewnętrznych, gdzie przechodzi ono stopniowo w obszar nienaruszony przez reakcje. Czas trwania tej fazy jest bardzo długi – dla Słońca wynosi ok. $7 \cdot 10^9$ lat. W ciągu dotychczasowej ewolucji Słońca (ok. 4,5 miliarda lat) zawartość wodoru w jego centrum zmniejszyła się od ok. 0,7 do ok. 0,4.

W miarę upływu czasu (choć bardzo długiego) wodór wypala się całkowicie najpierw w samym centrum, a potem w coraz to większym obszarze wokół niego. Bardzo powoli wytwarza się izotermiczne jądro helowe, które kurcząc się i gęstniejąc ulega degeneracji. Proces ten przebiega bardzo wolno i łagodnie. Reakcje jądrowe przebiegają w grubej otoczce wokół jądra. Ponieważ odpowiedzią na kurczenie się jądra jest niewielki wzrost temperatury warstw wewnętrznych i niewielkie zwiększenie promienia (w celu wytworzenia odpowiedniego gradientu temperatury) gwiazda ewoluuje niemal równoległe do ciągu głównego,

zwiększając nieco jasność absolutną i rozmiary. Rozbudowa zdegenerowanego izotermicznego jądra helowego trwa aż do osiągnięcia przez gwiazdę punktu 4, gdy masa jądra osiąga granicę Schönberga–Chandrasekhara. (Granica ta jest dla gwiazd o małej masie nieco większa niż dla gwiazd masywnych, ponieważ degeneracja materii zwiększa odporność jądra na ściskanie.) Następujący później proces kurczenia się jądra i ekspansji warstw zewnętrznych, chociaż trwa znacznie krócej niż ewolucja na ciągu głównym, to jednak jest wystarczająco powolny, by można było obserwować gwiazdy w tym stadium ewolucyjnym. Przerwa Hertzsprunga zanika: istnieje ciągłe przejście między ciągiem głównym, podolbrzymami i olbrzymami. Na odcinku 4 – 5 gwiazda o masie $1 \mathcal{M}_{\odot}$ ewoluuje ze stałą jasnością absolutną przy stale malejącej temperaturze efektywnej i rosnącym promieniu. Obniżanie się temperatury warstw zewnętrznych powoduje stałe pogłębianie się zewnętrznej warstwy konwektywnej. W punkcie 5 transport energii jest zdominowany przez konwekcję, co oznacza, że gwiazda zbliża się do granicy Hayashiego i nie może już zmniejszać temperatury powierzchniowej. Dalsza ewolucja gwiazdy złożonej z izotermicznego jądra, warstwy palącej wodoru i głębokiej otoczki konwektywnej odbywa się w przybliżeniu równoległe do granicy Hayashiego – wzdłuż gałęzi czerwonych olbrzymów, aż do zapoczątkowania reakcji 3α w jądrze.

W gwiazdach o małych masach zapalenie helu jest procesem o gwałtownym przebiegu. Przyczyny tego są następujące. Degeneracja materii w jądrze sprawia, że izotermiczne jądro helowe może osiągnąć stosunkowo dużą masę, ok. $0,4 \mathcal{M}_{\odot}$, niezależnie od globalnych parametrów gwiazdy. Zgodnie z równaniem (2.66) lub (2.67) oznacza to, że w jądrze takim ciśnienie nie zależy od temperatury. Jeżeli jednak materia osiągnie tam temperaturę wystarczającą do zapalenia helu, to proces ten, przynajmniej w fazie początkowej będzie narastał lawinowo: przebieg reakcji doprowadzi do podgrzania materii, ale nie zwiększy panującego w niej ciśnienia. Wzrost temperatury przyspieszy tempo reakcji i zwiększy ilość wydzielanej energii, przy braku jakiegokolwiek reakcji ze strony jądra jako całości. A zatem zarówno temperatura, jak i zależne od niej tempo produkcji energii, będą gwałtownie wzrastać aż do chwili, gdy temperatura osiągnie wartość wystarczającą do zniesienia degeneracji. Jeżeli to się stanie, to zacznie obowiązywać równanie stanu gazu doskonałego i ciśnienie gwałtownie wzrośnie. Nastąpi ekspansja jądra, jego ochłodzenie i w konsekwencji zahamowanie wzrostu tempa reakcji jądrowych. Opisane zjawisko nosi nazwę *błysku helowego*. Dokładne obliczenia modelowe prowadzą do wniosku, że w czasie krótkotrwałego błysku helowego temperatura w jądrze wzrasta mniej więcej dwukrotnie i że zostaje wydzielona ogromna moc rzędu $10^{11} L_{\odot}$, porównywalna z mocą promieniowania całej Galaktyki. Ponieważ jednak błysk trwa bardzo krótko, cała wydzielona energia wystarcza co najwyżej do zniesienia degeneracji elektronów materii jądra i odpowiedniego zwiększenia jego rozmiarów. Najprawdopodobniej tylko znikoma część energii błysku helo-

wego ma szansę wydostać się na powierzchnię i zwiększyć jasność gwiazdy. Po błysku helowym gwiazda jest zbudowana z niezdegenerowanego konwektywnego jądra palącego hel, z otoczki palącej wodór i grubej zewnętrznej warstwy konwektywnej. Głębokie mieszanie materii w zewnętrznych obszarach gwiazdy spowoduje, podobnie jak w przypadku gwiazd masywnych, zmiany pierwotnego składu chemicznego materii, a zwłaszcza obniży w istotny sposób zawartość litu.

Na koniec zauważmy, że gwiazdy o bardzo małych masach, mniejszych od ok. $0,5 M_{\odot}$, które są niemal całkowicie lub całkowicie konwektywne, przez cały czas ewoluują praktycznie równoległe do granicy Hayashiego. Tempo ich ewolucji jest tak powolne, że nawet w czasie życia Galaktyki, ok. $1,5 \cdot 10^{10}$ lat, nie zdołały opuścić sąsiedztwa ciągu głównego wieku zerowego. Ich dalsza ewolucja nie jest więc specjalnie interesująca.

Późne fazy ewolucji. Budowa gwiazd na ciągu głównym oraz ich dalsza ewolucja zależą od masy. Poprzednio dla uproszczenia podzieliliśmy wszystkie gwiazdy tylko na dwie grupy, o masach większych i mniejszych od ok. $1,5 M_{\odot}$, biorąc za podstawę podziału rodzaj reakcji przemiany wodoru w hel dominujący w jądrze. Zależność od masy charakteryzuje również późniejsze etapy ewolucji. Jest ona nawet wyraźniejsza niż w poprzednich rozważaniach i wymaga podziału mas na węższe przedziały.

$M < 0,8 M_{\odot}$. Dokładne obliczenia modelowe odnoszące się do gwiazd o masach mniejszych od $0,8 M_{\odot}$ pokazują, że podczas ich ewolucji wzdłuż gałęzi czerwonych olbrzymów, powstałe we wnętrzu zdegenerowane jądro helowe jest w stanie utrzymać na sobie pozostałą część gwiazdy i jego kontrakcja zachodzi bardzo powoli. Ponieważ kurczeniu się jądra towarzyszy wydzielanie się energii i ekspansja chłodnej otoczki konwektywnej, gwiazda wspina się powoli do obszaru czerwonych nadolbrzymów. Pęcznienie otoczki pociąga za sobą jej ochładzanie. W miarę jak spadek temperatury obejmuje coraz to głębsze warstwy, coraz większa część materii przechodzi ze stanu jonizacji do stanu neutralnego. Rekombinacja wodoru jest jednak źródłem energii, co oznacza, że ekspandująca i ochładzająca się otoczka zaczyna wносить dodatkowy przyczynik do jasności L . Jak pamiętamy, wzrost jasności pociąga za sobą wzrost gradientu temperatury, co w warunkach równowagi konwektywnej musi spowodować wzrost promienia. Promień nie może jednak rosnąć nieograniczenie, ponieważ materia warstw zewnętrznych mogłaby utracić kontakt z pozostałą częścią gwiazdy. Łatwo jest ocenić warunki, w jakich może to nastąpić.

Przyjmijmy dla uproszczenia, że rekombinacja wodoru następuje w warstwie o temperaturze $50\,000$ K. Średnia energia kinetyczna cząstki gazu w takiej warstwie jest równa $\frac{3}{2}kT$. Warstwa ta stanie się niestabilna, jeżeli średnia energia kinetyczna

cząstek będzie większa od ich średniej energii potencjalnej, tzn. gdy

$$\frac{3}{2}kT \gtrsim \frac{GMm_H}{R},$$

czyli

$$R \gtrsim \frac{GMm_H}{\frac{3}{2}kT}.$$

Podstawiając stałe fizyczne i przyjmując $\mathcal{M} = 0,8 \mathcal{M}_\odot$, dostajemy promień, przy którym rekombinująca warstwa o temperaturze 50 000 K traci kontakt z resztą gwiazdy,

$$R \gtrsim 200 R_\odot.$$

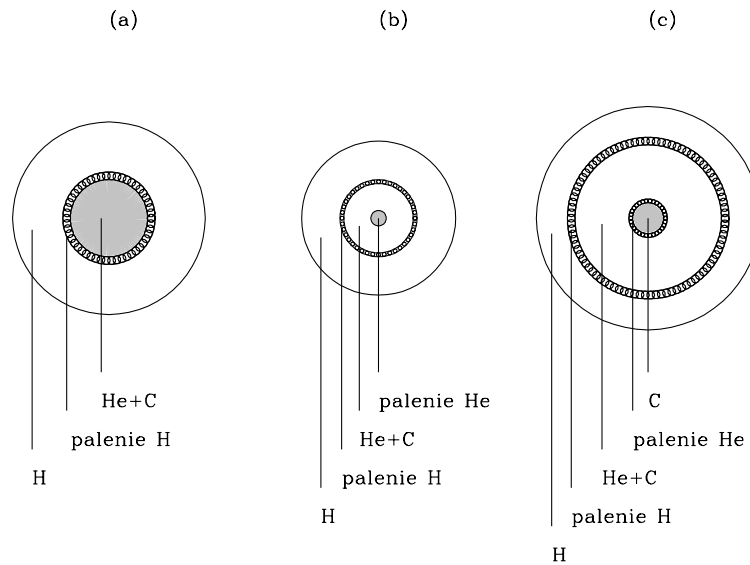
Mechanizm, który może powodować utratę otoczki wyobrażamy sobie następująco: stale pęczniejąca gwiazda osiąga promień rzędu 100 – 200 R_\odot ; warstwa rekombinująca znajduje się stosunkowo głęboko i ma gęstość na tyle dużą, że energia wydzielana w procesach rekombinacji zaczyna stanowić istotny przyczynek do jasności całej gwiazdy. Otoczka reaguje na zwiększenie strumienia i gradientu temperatury szybkim zwiększeniem rozmiarów, co z kolei powoduje ochłodzenie otoczki, przesunięcie się warstwy rekombinacyjnej w głąb, ponowne zwiększenie strumienia i gradientu temperatury itd. Niestabilność narasta lawinowo i otoczka zostaje niejako "zdmuchnięta" przez energię pochodzącą z rekombinacji.

Materia powinna opuszczać gwiazdę z prędkością ucieczki $v = (2GM/R)^{1/2}$, która dla gwiazdy o masie 0,8 \mathcal{M}_\odot i promieniu 100 – 200 R_\odot jest równa 50 – 30 km/s.

Powszechnie przypuszcza się, że opisany proces utraty rozrzedzonych otoczek przez czerwone olbrzymy jest przyczyną powstawania mgławic planetarnych. Odrzucona materia tworzy wokół gwiazdy ekspandującą warstwę kulistą (Rys. 7.2), charakterystyczny kształt pierścienia jest wynikiem rzutowania warstwy kulistej na sferę niebieską. Zmierzone w kilku przypadkach prędkości rozszerzania się mgławic planetarnych zawierają się w granicach od 0 do 60 km/s, ze średnią wartością ok. 20 km/s. Są to wartości zgodne z ocenionymi wyżej prędkościami ucieczki materii z czerwonych olbrzymów. Typowe rozmiary mgławic planetarnych zawierają się w przedziale od ok. 0,08 do 0,5 pc. Przyjmując, że prędkość rozszerzania się mgławic niewiele zmienia się w czasie, możemy ocenić ich typowy wiek na

$$\frac{(0,08 - 0,5) \cdot 3 \cdot 10^{16}}{20 \cdot 10^3 \cdot 3 \cdot 10^7} = (4 - 25) \cdot 10^3 \text{ lat.}$$

Z drugiej strony, biorąc pod uwagę obecną gęstość gazu w mgławicach planetarnych $(0,5 - 30) \cdot 10^9 \text{ m}^{-3}$ oraz prędkość ich ekspansji, całkowity czas życia mgła-



Rys. 9.6 Zasadnicze elementy budowy gwiazdy (a) tuż po błysku helowym i zniesieniu degeneracji jądra helowego, (b) po rozpoczęciu przemiany helu w węgiel w jądrze gwiazdy i (c) na krótko przed utratą otoczki nadolbrzyma w postaci mgławicy planetarnej.

wicy oceniamy na ok. 100 tys. lat; po upływie tego czasu materia mgławicy rozrzedzi się wskutek ekspansji do gęstości materii międzygwiazdowej i mgławica przestanie być widoczna.

Z powyższych ocen wynika, że mgławice planetarne, te które obecnie obserwujemy, powstały stosunkowo niedawno i stosunkowo szybko zanikną. Fakt, że obecnie obserwujemy ich ok. 1000 oznacza, że przez tę fazę przechodzi bardzo dużo obiektów gwiazdowych. Oceny statystyczne prowadzą do wniosku, że obserwowana w Galaktyce liczba gwiazd o małych masach jest w stanie dostarczyć obserwowaną liczbę mgławic planetarnych.

Utrata warstw zewnętrznych odsłania obszary bliskie jądra gwiazdy. Ponieważ temperatura u podstaw utraconej otoczki była rzędu 50 000 K, gwiazda centralna mgławicy planetarnej (jądro mgławicy planetarnej) powinna mieć wysoką temperaturę efektywną i małe rozmiary. Ponieważ istniejące poprzednio warstwy zewnętrzne nie wносиły żadnego przyczynku do jasności, więc gwiazdy po odrzuceniu mgławic planetarnych promieniują taką samą moc L jak poprzednio. Wniosek ten znajduje potwierdzenie w położeniu jąder mgławic planetarnych na diagramie HR: najjaśniejsze spośród nich leżą w obszarze wysokich temperatur, ale ich jasności L są takie same jak jasności czerwonych olbrzymów o promieniach rzędu $100 R_{\odot}$.

$0,8 \mathcal{M}_{\odot} \lesssim \mathcal{M} \lesssim 3 \mathcal{M}_{\odot}$. Gwiazdy, których zdegenerowane jądra nie są w stanie utrzymać na sobie pozostałej materii, przechodzą przez opisany wyżej błysk helowy. Wydzielona w nim energia zostaje zużyta przede wszystkim na usunięcie degeneracji elektronów i zwiększenie rozmiarów jądra. Jednak ekspansja jądra obniża jego temperaturę i zmniejsza tempo reakcji 3α .

Zmniejszenie wewnętrznej jasności pociąga za sobą zmniejszenie gradientu temperatury, a tym samym również gradientu ciśnienia w całej gwiazdzie. Ponieważ mniejszy gradient ciśnienia nie jest w stanie zrównoważyć siły grawitacji, zewnętrzne warstwy gwiazdy kurczą się. Gwiazda szybko przyjmuje nową konfigurację równowagi: w niezdegenerowanym jądrze przebiegają procesy przemiany helu w węgiel, a w kulistej warstwie wokół jądra – procesy przemiany wodoru w hel (Rys. 9.6). Na diagramie HR gwiazda osiada na *gałęzi horyzontalnej wieku zerowego*, w miejscu określonym przez masę i zawartość pierwiastków ciężkich. Przedział temperatur efektywnych, w jakim zawiera się gałąź horyzontalna zależy bardzo silnie od Z . Dla gwiazd o składzie chemicznym charakterystycznym dla starej populacji II ($Z \approx 10^{-4}$), gałąź horyzontalna rozciąga się aż do ciągu głównego. Zwiększenie Z wydatnie skraca gałąź horyzontalną; dla składu chemicznego właściwego dla populacji dysk, gałąź horyzontalna nie wychodzi praktycznie poza obszar czerwonych olbrzymów, tworząc na diagramach HR gromad gwiazdowych charakterystyczne zagęszczenie gwiazd zwane *czerwonym zgrupowaniem* (ang. *red clump*). Jasność poszczególnych gwiazd czerwonego zgrupowania, zwłaszcza w podczerwieni, zależy na tyle słabo od składu chemicznego i masy, że statystycznie określona średnia jasność zgrupowania ($M_I \approx -0,28 \pm 0,07$) jest użyteczną "świecą standardową".

Ewolucja na gałęzi horyzontalnej przebiega w jądrowej skali czasu określonej przez właściwości reakcji przemiany helu w węgiel. Ponieważ tempo tej reakcji zależy bardzo silnie od temperatury, reakcje są silnie skoncentrowane w centrum i prowadzą do wytworzenia całkowicie węglowego izotermicznego jądra, w którym po jakimś czasie wygasną reakcje jądrowe. Spowoduje to grawitacyjne skurczenie się warstw otaczających jądro i jednoczesne rozszerzenie warstw zewnętrznych; powtórzy się ten sam proces, który doprowadza gwiazdy palące wodór w cyklu CNO do gałęzi nadolbrzymów, z tą jednak różnicą, że gwiazdy palące hel przesuwają się ku obszarowi czerwonych olbrzymów i nadolbrzymów wzdłuż gałęzi asymptotycznej. W miarę dochodzenia gwiazdy do stadium czerwonego olbrzyma jądro węglowe ulega degeneracji, a konwektywna otoczka coraz bardziej zwiększa swoje rozmiary.

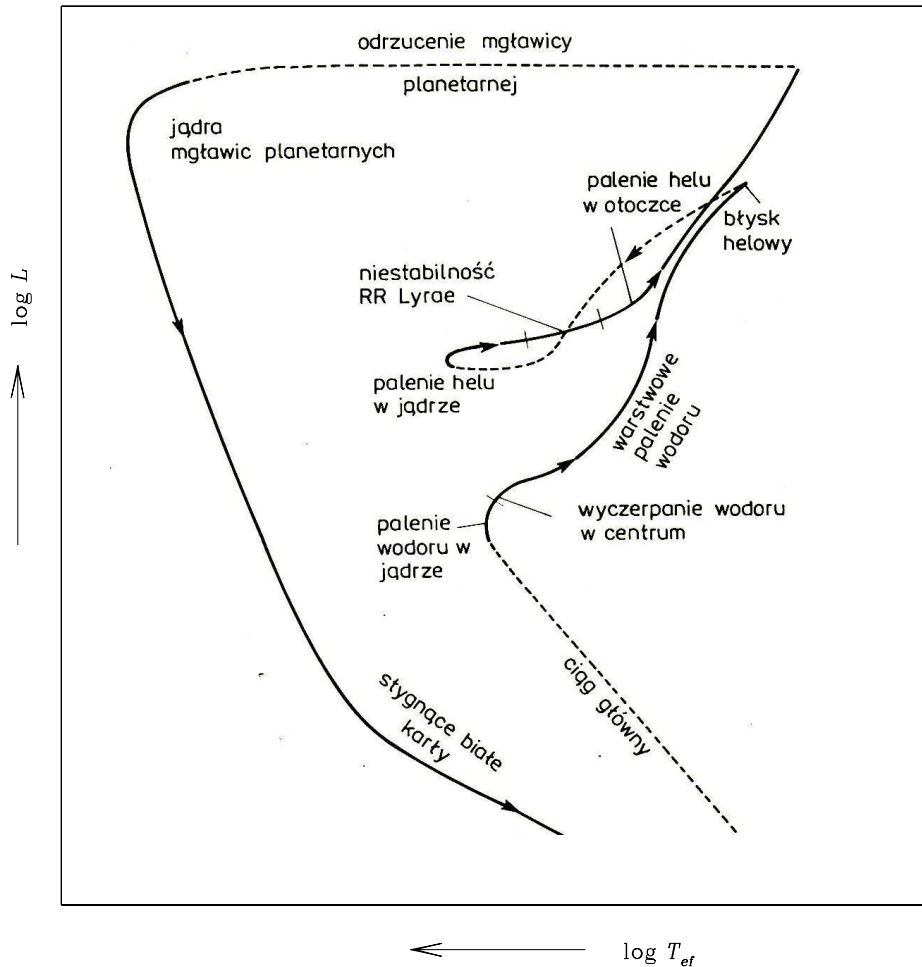
W rozważanym przez nas zakresie mas zdegenerowane jądro jest w stanie podtrzymać ciśnienie warstw zewnętrznych, tak iż temperatura jądra nie wzrasta na tyle by mogły zostać zapoczątkowane reakcje jądrowe przemiany węgla w

pierwiastki cięższe. Zostają natomiast stworzone warunki sprzyjające odrzuceniu otoczki i utworzeniu wokół gorącego jądra ekspandującej mgławicy planetarnej. W odróżnieniu od rozważanego poprzednio przypadku gwiazd o małych masach, tym razem jądro mgławicy planetarnej jest zbudowane przede wszystkim z węgla. Taką drogę ewolucyjną przebędzie między innymi Słońce w ciągu następnych ok. 5 miliardów lat. Jej zasadnicze etapy są przedstawione na Rys. 9.7.

$3 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 10 M_{\odot}$. Gwiazdy o masie większej od ok. $3 M_{\odot}$ wytwarzają zdegenerowane jądra węglowe, które nie są w stanie utrzymać na sobie ciężaru pozostałych części gwiazdy i wobec tego kurczą się przy stale wzrastającej temperaturze. Gdy osiągnie ona ok. 10^9 K, możliwe jest zapoczątkowanie reakcji jądrowych z udziałem węgla. Ponieważ wydajność tych reakcji charakteryzuje się niezwykle silną zależnością od temperatury ($\sim T^{120}$), ich zapoczątkowanie może mieć charakter gwałtownego wybuchu supernowej, albo mniej gwałtownego *błysku węglowego*, otwierającego następny etap ewolucji. Teoria ewolucji gwiazd nie daje w tym względzie jeszcze jednoznacznej odpowiedzi; przebieg błysku węglowego zależy przede wszystkim od tego, jak dużo energii jest unoszone z gwiazdy przez neutrino.

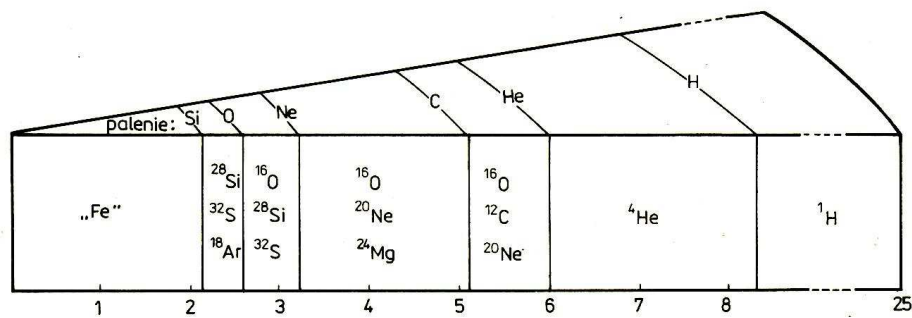
$M \gtrsim 10 M_{\odot}$. Charakterystyczną cechą ewolucji gwiazd o dużych masach jest to, że nigdy nie wytwarzają w swych wnętrzach jąder zbudowanych ze zdegenerowanej materii. Jak wiemy z omówienia modeli na ciągu głównym, im większa jest masa gwiazdy, tym mniejsza jest gęstość materii w jej centrum. Dla gwiazd o masach większych od ok. $10 M_{\odot}$ gęstość we wnętrzu jest zawsze zbyt mała a temperatura zbyt wysoka, by gaz elektronowy mógł ulec degeneracji. Gwiazdy te przechodzą oczywiście przez stadia palenia kolejnych pierwiastków, jednak odbywa się to łagodnie w miarę wzrostu temperatury we wnętrzu. Po wyczerpaniu wodoru w jądrze reakcje przenoszą się do otoczki, natomiast jądro (o zwiększonym ciężarze cząsteczkowym) kurczy się i ogrzewa na koszt energii grawitacyjnej. Po osiągnięciu w jądrze odpowiednio wysokiej temperatury rozpoczyna się w nim przemiana helu w węgiel, natomiast reakcje przemiany wodoru w hel kontynuowane są w otoczce. Z czasem, gdy hel zostanie wyczerpany, jądro węglowe skurczy się, ogrzeje i rozpocznie przemianę węgla w tlen, podczas gdy wokół niego powstanie nowa otoczka paląca hel. Proces ten będzie postępował aż do wytworzenia w jądrze pierwiastków grupy żelaza. Gwiazda będzie złożona z koncentrycznych warstw materii o różnym składzie chemicznym, na których granicach będą zachodzić odpowiednie dla lokalnej temperatury reakcje syntezy jądrowej (Rys. 9.8). Jeżeli nawet opisane zjawiska nie będą przebiegać aż tak regularnie, to i tak do wytworzenia jądra żelaznego będą prowadziły reakcje fotodezintegracji jąder ciężkich, powstałych uprzednio w procesach r i s.

Ewolucja gwiazd w gromadach. Naturalnym testem dla przedstawionego wy-



Rys. 9.7 Schemat drogi ewolucyjnej gwiazdy od ciągu głównego do obszaru białych karłów. Linią przerywaną zaznaczone są fazy przebiegające w bardzo krótkiej skali czasowej.

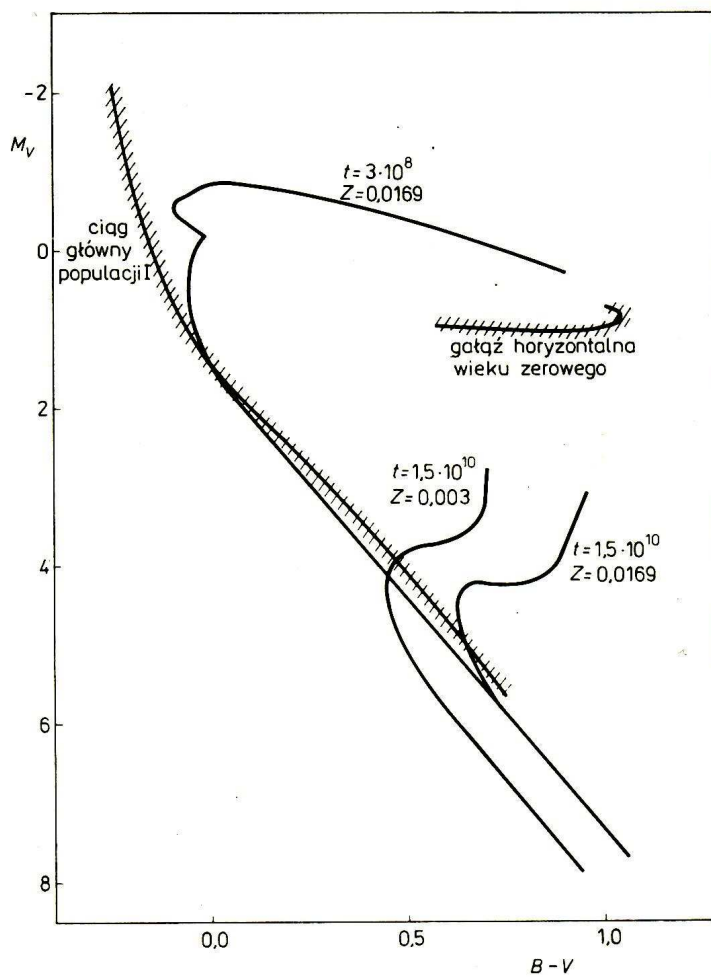
żej schematu ewolucyjnego są diagramy HR obserwowane dla gromad gwiazdowych. Gromady gwiazd można z bardzo dobrym przybliżeniem uważać za grupy obiektów o tym samym wieku i podobnym składzie chemicznym. Rozkład gwiazd na diagramie HR gromady powinien więc przedstawiać rezultat ewolucji gwiazd o różnych masach po upływie czasu równego wiekowi gromady. W teorii ewolucji rozkład taki jest opisany za pomocą *izochrony*, czyli teoretycznej zależności $\log L$ od $\log T_{ef}$ dla gwiazd o różnych masach ale takim samym wieku i składzie chemicznym. Przykłady dopasowania izochron teoretycznych do obserwowanych diagramów barwa – jasność były pokazane na Rys. 6.6 i 6.7. Charakterystyczne cechy izochron są również przedstawione na Rys. 9.9. Z rysunku tego widać wyraźnie,



Rys. 9.8 Struktura gwiazdy o masie $25 M_{\odot}$, której wewnątrz nigdy nie ulagało degeneracji. Podane są główne składniki materii w poszczególnych warstwach. Na granicach poszczególnych obszarów przebiegają reakcje syntezy coraz to cięższych pierwiastków, aż do pierwiastków grupy żelaza.

że przebieg linii jednakowego wieku gwiazd na diagramie HR zależy wyraźnie od składu chemicznego. Naniesione dwie izochrony $t = 1,5 \cdot 10^{10}$ lat, odnoszące się do dwóch różnych składów chemicznych, są przesunięte względem siebie zarówno w skali jasności, jak i wskaźnika barwy. Łatwo zatem można zrozumieć, że porównanie obserwowanych wykresów barwa – jasność dla gromad z izochronami obliczonymi teoretycznie pozwala na jednoczesne wyznaczenie dwu ważnych parametrów gromady: jej wieku i składu chemicznego. Wiarygodność uzyskanych wyników zależy od poprawności teorii ewolucji gwiazd oraz od dokładności, z jaką potrafimy przetransformować obserwowane wielkości M_V i $(B - V)_0$ do teoretycznych wielkości L i T_{ef} . Jeżeli ufamy naszej kalibracji, to dodatkowym wynikiem dopasowania jest odległość do gromady i jej poczerwienie (jak to zostało pokazane na Rys. 6.9).

Konfiguracje zdegenerowane. Śledząc ewolucję gwiazd o małych masach natrafialiśmy na okresy gdy temperatura i gęstość w centrum osiągały wartości sprzyjające degeneracji gazu elektronowego. Konfiguracje takie odznaczają się niektórymi cechami wyraźnie odmiennymi od cech konfiguracji zbudowanych z gazu doskonałego i dlatego zasługują na bardziej szczegółowe omówienie. O osobliwościach materii zdegenerowanej decyduje jej równanie stanu. W przypadku elektronów nierelatywistycznych jest ono opisane formułą (2.66), a w przypadku relatywistycznym – formułą (2.67). Równanie stanu i równanie równowagi hydrostatycznej określają zasadnicze cechy trwałych konfiguracji zbudowanych z materii zdegenerowanej. Wynikają one z następujących prostych rozważań. Zastępując pochodne występujące w równaniu równowagi hydrostatycznej przez stosunki od-



Rys. 9.9. Przykładowe izochrony dla różnych wartości wieku t (w latach) i zawartości pierwiastków ciężkich Z .

powiednich wielkości, możemy napisać w przybliżeniu

$$\frac{dP}{dr} \sim \frac{P}{R} \sim g\rho.$$

Ponieważ

$$\rho \sim \frac{\mathcal{M}}{R^3} \text{ i } g \sim \frac{\mathcal{M}}{R^2},$$

więc

$$P \sim Rg\rho \sim R \frac{\mathcal{M}}{R^2} \frac{\mathcal{M}}{R^3} \sim \frac{\mathcal{M}^2}{R^4}.$$

Z drugiej strony, zgodnie z nierelatywistycznym równaniem stanu

$$P = K_1 \rho^{5/3} \sim \left(\frac{\mathcal{M}}{R^3} \right)^{5/3} \sim \frac{\mathcal{M}^{5/3}}{R^5}.$$

Z porównania obu ostatnich wyrażen' wynika zwi'azek mi'ędzy mas'ą i promieniem

$$\mathcal{M}^{1/3} \sim \frac{1}{R}. \quad (9.10)$$

Znaczy to, że dla ka'zdej masy zdegenerowanego gazu nierelatywistycznego istnieje konfiguracja równowagi o promieniu zwi'azanym z mas'ą za pomocą zależności (9.10). W odr'óżnieniu od konfiguracji zbudowanej ze zwykłej materii, większym masom odpowiada mniejszy promień i odwrotnie.

Je'żeli spełniona jest zależność (9.10), to

$$\rho \sim \frac{\mathcal{M}}{R^3} \sim \mathcal{M}^2.$$

Wynika st'ąd, że wraz ze wzrostem masy konfiguracji zdegenerowanej wzrasta szybko gęstość materii. A zatem pocz'ąwszy od pewnej masy gęstość wzrośnie na tyle, że elektrony stan'ą się relatywistyczne i one b'ędą decydować o postaci równania stanu. Bior'ąc pod uwag', że

$$\rho = \frac{\mathcal{M}}{\frac{4}{3}\pi R^3} \quad \text{oraz} \quad g = \frac{G\mathcal{M}}{R^2},$$

przyjmuj'ąc realtywistyczne równanie gazu zdegenerowanego (2.64)

$$P = K_2 \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{4/3}$$

i post'ępuj'ąc jak poprzednio, możemy napisać warunek, by siła wynikaj'ąca z gradientu ci'śnienia równowa'żyła lub przewy'ższała sił'ę ci'ężenia

$$\frac{P}{R} \geq g\rho,$$

czyli

$$\frac{K_2 \rho^{4/3}}{R \mu_e^{4/3}} = \frac{K_2 \mathcal{M}^{4/3}}{R \left(\frac{4}{3}\pi \mu_e R^3 \right)^{4/3}} \geq \frac{G\mathcal{M}}{R^2} \frac{\mathcal{M}}{\frac{4}{3}\pi R^3}$$

albo

$$\frac{K_2}{\left(\frac{4}{3}\pi \right)^{1/3} G \mu_e^{4/3}} \frac{\mathcal{M}^{4/3}}{R^5} \geq \frac{\mathcal{M}^2}{R^5}.$$

Zwróćmy uwagę, że nierówność ta nie zawiera zależności od promienia (który po obu jej stronach występuje w takiej samej potęgze) i może być spełniona tylko wówczas, gdy masa jest mniejsza od masy granicznej

$$\mathcal{M}_{\text{Ch}} \leq \text{const} = \frac{K_2^{3/2}}{\left(\frac{4}{3}\pi\right)^{1/2} G^{3/2} \mu_e^2}. \quad (9.11)$$

Konfiguracja o większej masie nie może istnieć w sposób trwały, ponieważ ciśnienie relatywistycznych elektronów nie jest w stanie zrównoważyć nacisku warstw zewnętrznych. Graniczna masa \mathcal{M}_{Ch} nosi nazwę *granicy Chandrasekhara*. Jej wartość wynikająca z równania (9.11) jest bardzo niedokładna, ponieważ została uzyskana z bardzo grubej oceny gradientu ciśnienia. Celem naszych rozważań było bowiem tylko pokazanie, że granica taka rzeczywiście istnieje i zależy tylko od średniego ciężaru cząsteczkowego μ_e :

$$\mathcal{M}_{\text{Ch}} = \frac{5,75}{\mu_e} \mathcal{M}_{\odot}. \quad (9.12)$$

Zależność między masą i promieniem dla gwiazd zdegenerowanych, wynikająca z dokładnych obliczeń modelowych jest przedstawiona w Tabeli 9.3. W praktyce, dla zjonizowanej materii zbudowanej z pierwiastków cięższych od wodoru, możemy przyjąć $\mu_e = 2$, czyli $\mathcal{M}_{\text{Ch}} \approx 1,44 \mathcal{M}_{\odot}$.

Białe karły. Opisane wyżej konfiguracje zdegenerowane, zwane też przez teoretyków zdegenerowanymi karłami lub zdegenerowanymi gwiazdami, identyfikujemy przede wszystkim z obiektami, które ze względów historycznych nazywamy białymi karłami. Białe karły zostały odkryte jako obiekty o stosunkowo wysokiej temperaturze powierzchniowej (stąd wrażenie białej barwy) i małej jasności absolutnej. Na obserwacyjnym diagramie barwa – jasność białe karły zajmują obszar położony 10 i więcej wielkości gwiazdowych poniżej ciągu głównego. Obecnie znane białe karły mają barwy zawarte w przedziale odpowiadającym barwom gwiazd od typu O do M, czyli praktycznie w całym przedziale temperatur barwnych gwiazd.

Zależnie od wyglądu widma białe karły dzieli się na wiele grup i podgrup, z których najważniejsze są: grupa oznaczana DA, zawierająca białe karły z liniami wodoru i pokrywająca cały zakres temperatur gwiazdowych oraz grupa DB wykazująca w widmie silne linie helu i również obejmująca szeroki zakres temperatur. Powyższy symbol dwuliterowy uzupełnia się niekiedy dodatkową literą sygnalizującą występowanie pewnych linii charakterystycznych dla zwykłego ciągu typów widmowych. Na przykład biały karzeł z silnymi liniami wodoru i słabszą linią CaII uzyska symbol DAF (występowanie linii CaII przy widmie helowym oznaczamy symbolem DBF). Symbol DBA oznacza gwiazdy DB

ze śladami linii wodoru. DAO oznacza białe karły z liniami wodorowymi i linią HeII 4686, charakterystyczną dla gwiazd O. Białe karły DC występują w niskotemperaturowym krańcu ciągu białych karłów i wykazują w widmach silne pasma cząsteczek węgla C₂.

Tabela 9.3

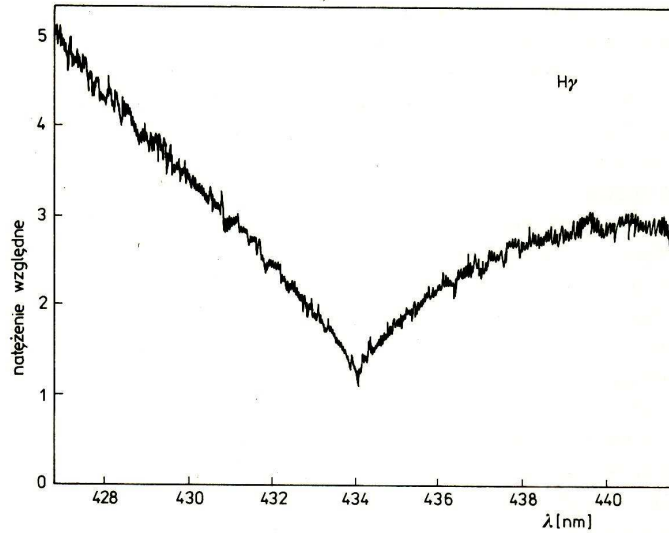
Teoretyczna zależność masa – promień dla konfiguracji zdegenerowanych (białych karłów)

$(\mathcal{M}\mu_e^2)/\mathcal{M}_\odot$	R/R_\odot
5,75	0
5,51	0,0059
5,32	0,0078
4,87	0,0110
4,33	0,0142
3,54	0,0185
2,94	0,0217
2,45	0,0247
2,02	0,0277
1,62	0,0309
0,88	0,0401
0	∞

Widma białych karłów odznaczają się bardzo dużą szerokością linii absorpcyjnych, co uważa się za wynik poszerzenia ciśnieniowego w ich gęstych atmosferach (Rys. 9.10). To co wiemy o masach i promieniach białych karłów prowadzi do wniosku, że przyspieszenia grawitacyjne na ich powierzchniach są rzędu 10^8 cm s⁻².

Kilka białych karłów wchodzi w skład bliskich układów podwójnych, tak iż ich masy mogą być wyznaczone ze stosunkowo dużą dokładnością. Wiarygodne wyniki uzyskane dla Syriusza B, Procjona B i 40 Eri B dają odpowiednio $1,053 \pm 0,028$, 0,63 i 0,43 \mathcal{M}_\odot . Ponieważ odległość do tych układów jest znana, wyznaczenie temperatur efektywnych (32 000 K dla Syriusza B i 16 900 K dla 40 Eri B) pozwala również na wyznaczenie promienia: 0,0078 R_\odot dla Syriusza B i $0,0124 \pm 0,0005$ R_\odot dla 40 Eri B (podobne wyznaczenia dla Procjona są znacznie mniej dokładne, ze względu na dużą jasność drugiego składnika).

Niezależnej możliwości dokonania oceny przyspieszenia grawitacyjnego na



Rys 9.10. Poszerzony ciśnieniowo profil linii absorpcyjnej $H\gamma$ wodoru w widmie białego karła 40 Eridani B.

powierzchni białych karłów dostarcza pomiar *poczerwienienia grawitacyjnego*, czyli przesunięcia ku czerwieni długości fali promieniowania opuszczającego silne pole grawitacyjne. Zgodnie z teorią względności foton o długości fali λ , opuszczający pole grawitacyjne gwiazdy o masie \mathcal{M} i promieniu R , doznaje przesunięcia w kierunku fal dłuższych o wielkość

$$\Delta\lambda = \lambda \frac{GM}{c^2 R}. \quad (9.13)$$

Na przykład, zmiana długości fali fotonów opuszczających powierzchnię Słońca jest równoważna przesunięciu dopplerowskiemu 0,64 km/s. Dla białych karłów są to zazwyczaj wielkości rzędu kilkudziesięciu km/s, a więc w zasadzie bez trudu dające się zmierzyć zwykłymi metodami spektroskopowymi. Jednak uzyskane wyniki nie zawsze dają się jednoznacznie zinterpretować, ponieważ o przesunięciach dopplerowskich linii decyduje jeszcze wiele innych czynników, takich jak przesunięcie starkowskie, ruchy orbitalne, ruchy w przestrzeni itp. Mimo tych ograniczeń, pomiary przesunięć linii białych karłów dają zgodnie z równaniem (9.13) wartości stosunków \mathcal{M}/R niesprzeczne z wynikami innych metod.

Nierozwiązanym do końca problemem pozostaje skład chemiczny atmosfer białych karłów. Oceny szybkości procesów dyfuzji pierwiastków w warunkach dużego przyspieszenia grawitacyjnego prowadzą do wniosku, że hel i pierwiastki ciężkie powinny "tonąć" bardzo szybko, w skali czasowej rzędu 100 lat, pozostawiając w obserwowanych przez nas górnych warstwach atmosferycznych

praktycznie czysty wodór. Z drugiej strony, materia o typowym składzie chemicznym powinna dopływać stale do atmosfery białego karła w wyniku *akrecji*, czyli grawitacyjnego wychwytywania rozproszonej materii międzygwiazdowej. O ile zatem stosunkowo naturalne wydaje się istnienie białych karłów o atmosferach złożonych z czystego wodoru (ewentualnie z niewielką domieszką helu lub pierwiastków cięższych), o tyle trudno jest wyjaśnić fakt, że w atmosferach niektórych karłów DB obserwowane są wyłącznie linie helu. Nie jest jednak wykluczone, że obecność rozległych magnetosfer lub koron wokół niektórych przynajmniej białych karłów może całkowicie zapobiegać procesom akrecji materii międzygwiazdowej.

Niezależnie od tego, jakie pierwiastki mogą być obserwowane w atmosferach białych karłów, ich wnętrza są zbudowane z helu, węgla a nawet z pierwiastków jeszcze cięższych. Z danych przytoczonych w Tabeli 9.3 łatwo obliczyć, że gęstości średnie białych karłów zawierają się w przedziale $2 \cdot 10^7 - 3 \cdot 10^{10} \text{ kg m}^{-3}$, co w przypadku materii czysto helowej odpowiada gęstości cząstek między $3 \cdot 10^{33}$ i $4 \cdot 10^{36} \text{ m}^{-3}$. Średnia odległość jąder helu jest zatem rzędu

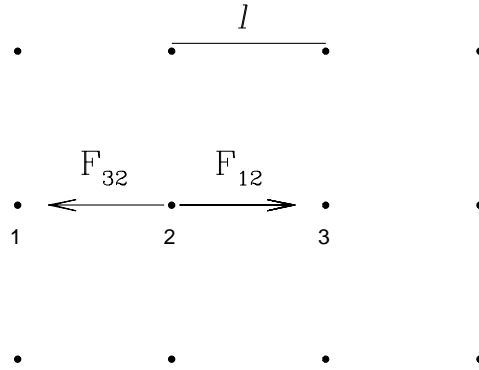
$$l = \left(\frac{1}{N}\right)^{1/3} \sim \frac{1}{(100 \cdot 10^{33})^{1/3}} \approx 2 \cdot 10^{-12} \text{ m}.$$

Znajdujące się w tak małych odległościach jądra helu działają na siebie ogromnymi siłami odpychania elektrostatycznego

$$F_{12} = k_0 \frac{(Ze)^2}{l^2}.$$

Siły te równoważą się, jeżeli jądra są ułożone w regularną strukturę – sieć krystaliczną (Rys. 9.11). Czynnikiem wytrącającym jądra z położeń równowagi są drgania termiczne sieci. Jeżeli energia kinetyczna drgań cieplnych sieci, $E_k \sim kT$, jest większa od energii potencjalnej oddziaływań elektrostatycznych między dwoma węzłami sieci, $E_p \sim (Ze)^2/l$, to sieć ulega rozpadowi i jądra poruszają się względem siebie swobodnie, podobnie jak to ma miejsce w przypadku cząstek cieczy. To czy jądra materii zachowują się jak gaz, ciecz czy ciało stałe zależy oczywiście od gęstości i temperatury. Natomiast zdegenerowane elektrony zachowują się zawsze jak gaz, poruszając się swobodnie między jądrami. W warunkach silnej degeneracji, gdy większość dozwolonych stanów energetycznych jest obsadzona, spotkania z jądrami nie zmieniają prędkości elektronów.

Degeneracja elektronów ma dwie ważne konsekwencje dla budowy i świecenia białego karła. Po pierwsze, degeneracja materii jest możliwa tylko w nieobecności reakcji jądrowych; wzrost temperatury w następstwie reakcji jądrowych bardzo szybko doprowadziłby do zniesienia degeneracji i przywrócenia materii cech



Rys. 9.11 Sieć krystaliczna utworzona z gęsto upakowanych jąder we wnętrzu białego karła. Siła odpychania między jądrami 1 i 2 jest równoważona przez siłę odpychania między jądrami 3 i 2.

gazu doskonałego. Po drugie, elektrony w stanie degeneracji nie wyświecają energii elektromagnetycznej, ponieważ wysłanie kwantu promieniowania wymagałoby przejścia do stanu o niższej energii, co w warunkach degeneracji jest niemożliwe. Możemy zatem oczekiwać, że wewnątrz białego karła będzie wypełnione w przybliżeniu izotermicznym, zdegenerowanym i nieświecącym gazem elektronowym. Świecić mogą tylko elektrony niezdegenerowane znajdujące się w pobliżu powierzchni i one też są źródłem promieniowanej energii. Ubytek energii elektronów zewnętrznych jest skutecznie uzupełniany przez przewodnictwo elektronów zdegenerowanych, które – jak mówiliśmy wyżej – przenikają swobodnie przez sieć krystaliczną i mogą wymieniać energię dopiero z niezdegenerowanymi elektronami na powierzchni.

Opisany proces przenoszenia energii od zdegenerowanej materii wnętrza do niezdegenerowanej materii na powierzchni, a następnie jej wyświecanie jest równoznaczny ze stygnięciem białego karła. Właśnie stygnięcie jest odpowiedzialne za jego dalszą ewolucję. W chwili powstania, biały karzeł, zależnie od masy, przyjmuje odpowiednią konfigurację, spełniającą zależność między masą i jasnością, podaną w Tabeli 9.3. Konfiguracja ta nie zależy zupełnie od temperatury, a zatem stygnięcie białego karła nie będzie miało praktycznie żadnego wpływu na jego strukturę. Na diagramie HR biały karzeł o danej masie będzie przesuwał się po linii stałego promienia w kierunku malejących jasności absolutnych i temperatur efektywnych. Ponieważ $L \sim R^2 T_{\text{ef}}^4$, a dla białych karłów $R \sim \mathcal{M}^{-1/3}$, więc na dia-

gramie HR są one rozłożone wzdłuż linii

$$L \sim \mathcal{M}^{-2/3} T_{\text{ef}}^4.$$

Skala czasowa stygnięcia białych karłów od temperatury początkowej do ok. 4000 K (najniższa temperatura efektywna zaobserwowana u białego karła) jest równa ok. 10^9 lat. Później, przez czas praktycznie nieograniczony, istnieją one w postaci ciemnych i chłodnych kul zdegenerowanej i skryształizowanej materii.

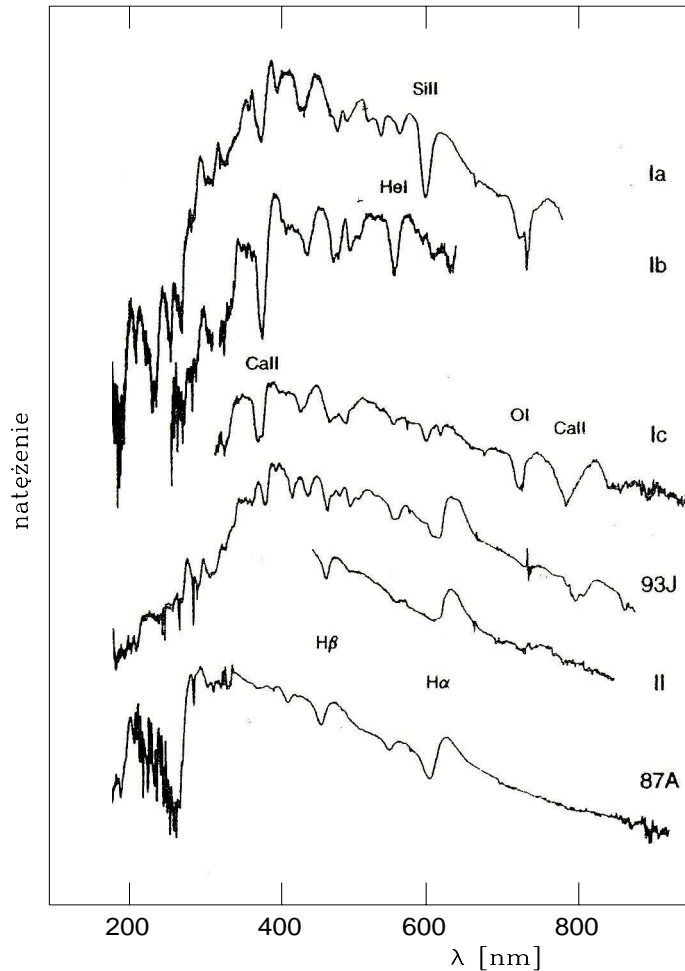
Z tego co mówiliśmy poprzednio na temat późnych faz ewolucji gwiazd wynika, że zdegenerowane jądra są w różnych fazach ewolucji wytwarzane przez gwiazdy o masach mniejszych od ok. $8 \mathcal{M}_{\odot}$. Gwiazdy te możemy uważać za naturalne poprzedniczki białych karłów. Obserwacyjnym potwierdzeniem tego wniosku jest występowanie białych karłów w gromadach otwartych, w których punkt odgięcia od ciągu głównego przypada w okolicy mas nieco mniejszych od ok. $8 \mathcal{M}_{\odot}$ oraz ich brak w gromadach młodszych, w których gwiazdy o masach tego rzędu nie zdołały jeszcze opuścić ciągu głównego.

Decydujące znaczenie dla możliwości utworzenia białego karła z gwiazdy o początkowej masie mniejszej od $8 \mathcal{M}_{\odot}$ ma wielkość utraty masy w fazie czerwonego olbrzyma. Jeżeli procesy utraty masy są wówczas wystarczająco intensywne, by obniżyć masę gwiazdy poniżej granicy Chandrasekhara, to po wygaśnięciu reakcji jądrowych we wnętrzu i po odrzuceniu warstw zewnętrznych gwiazda przechodzi przez stadium mgławicy planetarnej, by ostatecznie osiąść na właściwej dla jej końcowej masy linii stygnięcia białego karła. Jeżeli zaś procesy utraty masy nie są wystarczająco efektywne, to detonacyjne zapalenie zdegenerowanego jądra węglowego (błysk węglowy) najprawdopodobniej powoduje zagładę gwiazdy, być może w postaci wybuchu supernowej.

Supernowe. Z obserwacyjnego punktu widzenia zjawisko supernowej polega na wzroście jasności gwiazdy w ciągu niewielu dni o kilkanaście wielkości gwiazdowych (stąd też często używane wyrażenie: wybuch supernowej), a następnie – na powolnym jej spadku w skali kilkuset dni lub kilku lat. Supernowe w maksimum blasku emitują moce porównywalne z mocą promieniowania całych galaktyk. Mogą być zatem bez trudu wykrywane nawet z bardzo dużych odległości. Ponieważ supernowe pojawiają się w jednej galaktyce stosunkowo rzadko, większość naszych wiadomości o ich wybuchach pochodzi z obserwacji wielu galaktyk.

Biorąc pod uwagę obserwacyjne cechy zjawiska – przede wszystkim wygląd i ewolucję widma oraz w mniejszym stopniu kształt krzywej blasku – supernowe dzielimy na kilka grup, będących rozszerzeniem pierwotnego podziału na supernowe typu I, których widma nie wykazują obecności linii wodoru, i typu II – mających w widmach silne linie wodoru (Rys 9.12):

– SN Ia. Charakterystyczną cechą widm SN Ia jest zupełny brak linii wodoru. We wczesnych fazach wybuchu, w pobliżu maksimum jasności, widma zawierają



Rys. 9.12 Typowe widma supernowych różnych typów we wczesnych fazach po wybuchu, będące zazwyczaj podstawą do wstępnej klasyfikacji supernowych. Widmo oznaczone symbolem 93J pochodzi od osobliwej pod wieloma względami supernowej 1993J.

szerokie linie o kształtach P Cygni, odpowiadające ekspansji z prędkością rzędu 10 000 km/s. Linie te należą do neutralnych lub jednokrotnie zjonizowanych pierwiastków o pośrednich masach, takich jak SiII, CaII, SII i OI. Najbardziej charakterystyczną linią, będącą często podstawą do przypisania supernowej do typu Ia, jest blenda linii Si II około 6150 Å. Po kilkudziesięciu dniach od wybuchu w widmie zaczynają dominować linie FeII, również wykazujące kształty P Cygni, a po następnych kilkuset dniach, w tak zwanej fazie nebularnej, widmo składa się przede wszystkim z szerokich, często nakładających się na siebie, emisyjnych linii wzbronionych żelaza w niższych stopniach jonizacji.

Typowa krzywa zmian jasności supernowych typu Ia jest przedstawiona na Rys. 9.13. Supernowe Ia odznaczają się uderzającą jednorodnością obserwowaną-

nych właściwości: wszystkie osiągają maksymalną jasność w ciągu ok. 2 tygodni, a następnie w podobnym czasie zmniejszają swoją jasność o ok. 3,5 wielkości gwiazdowej. Dalszy spadek jasności następuje znacznie wolniej, w tempie ok. 1 magnitudo w ciągu 65 dni. Ich jasność w maksimum blasku wykazuje bardzo małą dyspersję i według nowych wyznaczeń jest równa

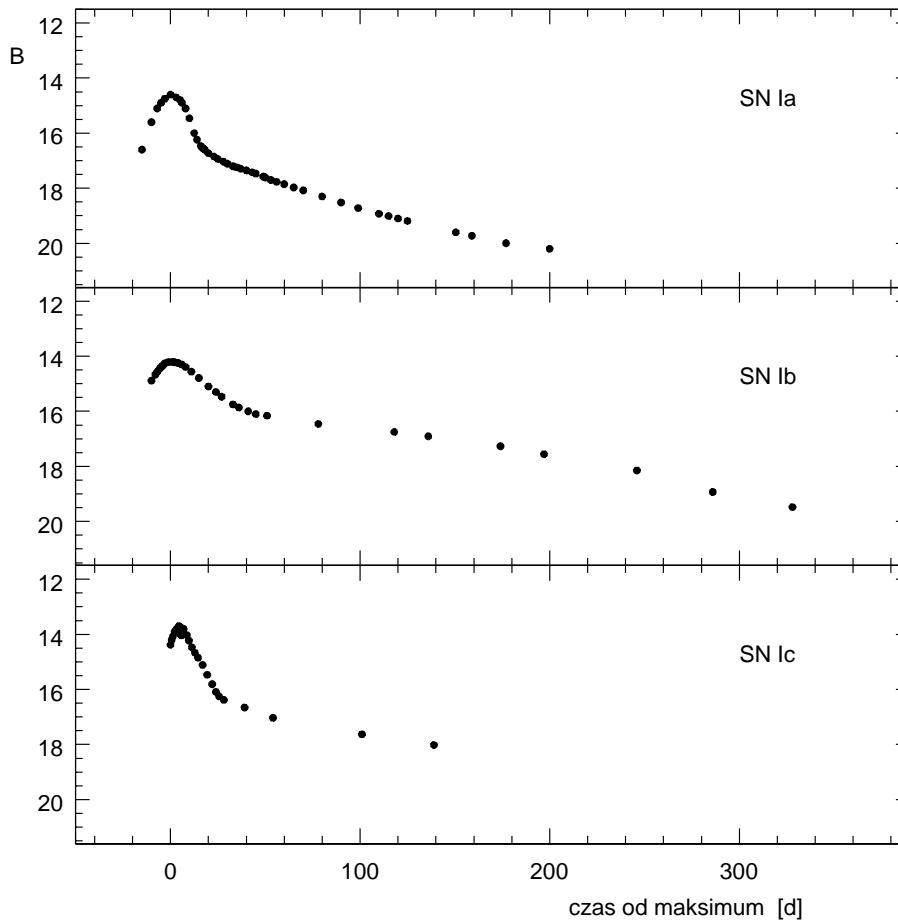
$$M_{B,\max} = -18,28 \pm 0,25 + 5 \log h, \quad (1)$$

gdzie h jest stałą Hubble'a wyrażoną w $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Tak mała dyspersja jasności absolutnych czyni z SN Ia najlepsze ze znanych obecnie świec standardowych do pomiaru odległości kosmologicznych we Wszechświecie.

SN Ia występują we wszystkich typach morfologicznych galaktyk. W galaktykach spiralnych występują w zgrubieniach centralnych, rzadziej w halo i jeszcze rzadziej w ramionach spiralnych. Na tej podstawie można wnioskować, że są to obiekty należące do starej populacji dysku, względnie do pośredniej populacji II. Ich masy nie mogą być zatem ani większe od $2 - 3 M_{\odot}$ ani mniejsze od ok. $1 M_{\odot}$, ponieważ w czasie charakterystycznym dla wieku tej populacji (10^{10} lat) gwiazdy masywniejsze zdołały już zakończyć swoją ewolucję, natomiast gwiazdy o małych masach nie opuściły jeszcze ciągu głównego.

Chociaż brak jest jeszcze ogólnie przyjętego modelu wybuchu supernowych Ia, to jednak powszechnie przyjmuje się, że jego przyczyną jest przekroczenie przez białego karła masy Chandrasekhara. Może się to zdarzyć np. w ciasnym układzie podwójnym, w którym drugi składnik znajduje się w fazie czerwonego olbrzyma i przekazuje znaczną część swej materii białemu karłowi. Wzrost masy białego karła ponad granicę Chandrasekhara spowoduje jego grawitacyjne zapadnięcie się, w następstwie czego w zdegenerowanym jądrze węglowym może nastąpić gwałtowne zapalenie się węgla, czyli błysk węglowy. Ponieważ całkowita masa białego karła jest niewielka, energia wyzwolona w błysku może okazać się wystarczająca do zupełnego rozerwania gwiazdy. Poprzednikami supernowych Ia byłyby zatem stosunkowo stare układy podwójne, co jest zgodne z ich pojawianiem się tylko w starszej populacji gwiazd.

– SN Ib pojawiają się znacznie rzadziej. Ich typowa krzywa blasku, jest pokazana na Rys. 9.13. W ogólnych zarysach przypomina ona krzywą SN Ia, charakteryzuje się jednak nieco wolniejszym spadkiem jasności, zwłaszcza w pobliżu maksimum. W maksimum blasku SN Ib są słabsze i czerwiejsze od SN Ia. Widma SN Ib przypominają widma SN Ia, z tym jednak, że w pobliżu maksimum wykazują cechy, które w SN Ia występują dopiero miesiąc lub dwa po maksimum. W związku z tym mówi się niekiedy, że SN Ib "rodzą się stare". W ich widmach brak jest wyraźnych linii serii Balmera wodoru (z wyjątkiem obserwowanej niekiedy słabej i szerokiej linii H_{α}) oraz linii SiII 6150 (bardzo silnej w SN Ia). Charakterystyczne jest natomiast występowanie silnych linii absorpcyjnych helu neutralnego

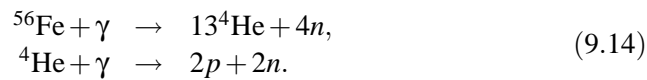


Rys. 9.13 Typowe krzywe blasku supernowych typu Ia, Ib i Ic w filtrze B.

około jednego miesiąca po wybuchu. W późniejszych fazach linie H i He zanikają, a widmo nabiera cech widma SN II. W fazie nebularnej widmo jest zdominowane przez silne wzbronione linie emisyjne [MgI], [OI], [CaII] oraz linie Na D i podczerwony tryplet Ca II.

SN Ib nie występują w galaktykach eliptycznych, a w galaktykach spiralnych są wyraźnie powiązane z ramionami spiralnymi i obszarami HII, co dowodzi, że pomimo wielu podobieństw do SN Ia, są to obiekty całkowicie od nich odmienne. Za przyczynę ich wybuchu uważa się nagłą implozję jądra masywnego nadolbrzyma o masie większej od ok. $15 - 20 M_{\odot}$. Jak było wyjaśnione poprzednio, gwiazdy o masach większych od $10 M_{\odot}$ wytwarzają w końcowym stadium ewolucji żelazne jądro, w którym przestają zachodzić reakcje jądrowe. Brak wewnętrznych źródeł energii w jądrze powoduje jego kurczenie się, czemu towarzyszy wzrost temperatury. Gdy temperatura wzrośnie powyżej $5 \cdot 10^9 - 10^{10}$

K kwanty promieniowania elektromagnetycznego rozpoczynają fotodezintegrację jąder żelaza w reakcjach



Reakcje te są endotermiczne i odbierają otoczeniu całą energię, która poprzednio została wydzielona w łańcuchu reakcji prowadzących do wytworzenia żelaza. Pojawienie się tak wydajnego "ścieku" energii powoduje natychmiastowe zapadnięcie się jądra; ponieważ wewnątrz traci całkowicie zdolność przeciwstawienia się ciśnieniu warstw zewnętrznych, proces zapadania się przebiega w skali dynamicznej, która w tym przypadku jest rzędu 0,1 s.

Gwiazdy o tak dużych masach występują wyłącznie w młodej populacji. Jest prawdopodobne, że poprzednikami supernowych Ib są gwiazdy Wolfa–Rayeta.

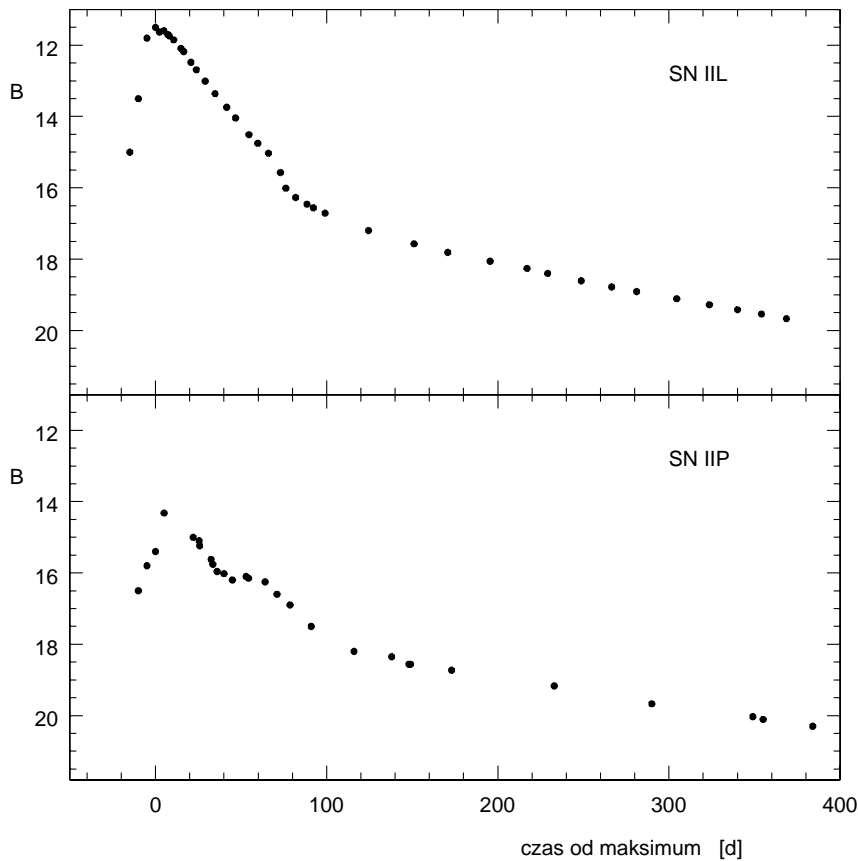
– SN Ic. W widmach tej grupy we wszystkich fazach wyjaśnienia brak jest zarówno linii wodoru jak i helu. W pobliżu maksimum blasku w widmie dominują blendy linii żelaza. Widoczna jest również absorpcja SiII "6150", jednak znacznie słabsza niż w SN Ia. Krzywa blasku przypomina w ogólnych zarysach krzywe blasku SN Ia i Ib, z tą jednak różnicą, że jej początkowy spadek jasności jest zdecydowanie bardziej stromy.

Przypuszcza się, że poprzednikami SN Ic są obiekty stare, które utraciły już swoje zapasy wodoru i helu. Przyczyną wybuchu jest najprawdopodobniej zpadnięcie się gwiazdy, jednak nie ma pewności co do tego, czy proces ten dotyczy składnika układu podwójnego, czy gwiazdy w rodzaju Wolfa–Rayeta.

– SN II. Obiekty tej grupy zmieniają blask odmiennie niż supernowe typu I. Ze względu na wygląd krzywej blasku wyróżnia się dwa podtypy: SN IIP i SN IIL. Ich typowe przykłady są przedstawione na Rys. 9.14. W obu przypadkach zmiany jasności w pobliżu maksimum są stosunkowo powolne, a w typie IIP między ok. 35 i 80 dniem po maksimum pojawia się dość wyraźne *plateau*. W typie IIL jasność przechodzi stosunkowo gładko w dalszy spadek przebiegający niemal doskonale liniowo. Krzywe blasku obu rodzajów SN II odznaczają się dużą różnorodnością kształtów, a wiele z nich ma charakter nieregularny.

Widma supernowych typu II zawierają emisyjne linie wodoru, wzbronione linie [OI] i [CaII] oraz absorpcyjne linie helu, azotu, sodu, magnezu, żelaza itd. Przesunięcia dopplerowskie tych linii świadczą o prędkościach ekspansji od ok. 10 000 km/s w maksimum do kilku tysięcy km/s w sto dni po wybuchu. Niekiedy linie wodoru mają profil P Cygni.

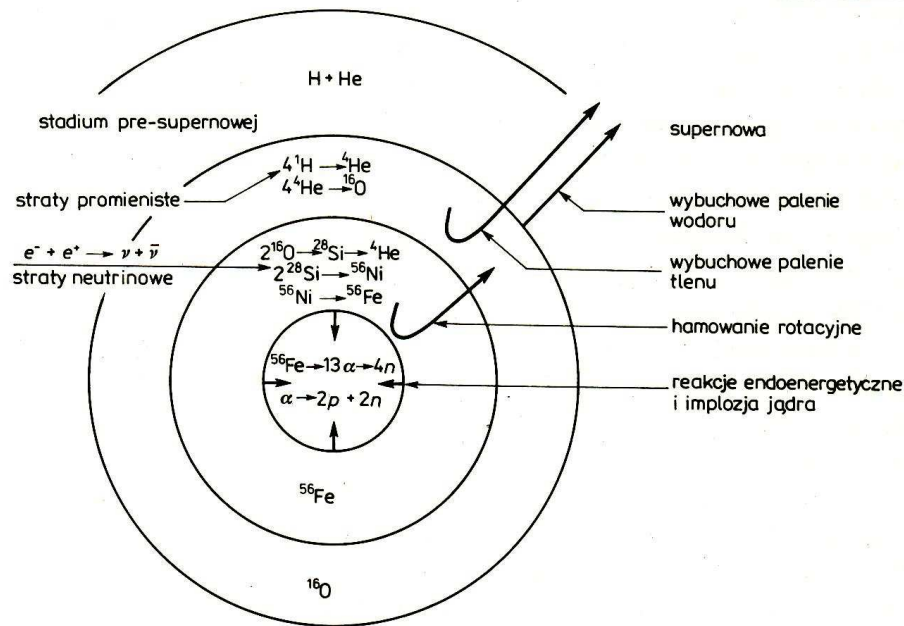
SN II są obiektami I populacji; występują przede wszystkim w ramionach spiralnych galaktyk typu Sb i Sc. Masę obiektów będących ich poprzednikami można ocenić, porównując np. tempo narodzin gwiazd o różnych masach w ramionach



Rys. 9.14 Typowe krzywe blasku supernowych typu IIL i IIP.

spiralnych z częstotliwością pojawiania się supernowych typu II. Obie te wielkości są porównywalne dla gwiazd z przedziału $5 - 8 M_{\odot}$.

W gwiazdach o masach mniejszych od ok. $10 M_{\odot}$ przyczyną zapadnięcia się jądra jest opisana w rozdziale 2 neutronizacja zdegenerowanej materii znajdującej się w warunkach bardzo dużej gęstości. Ponieważ zgodnie w równaniu (9.12) graniczna masa trwałej konfiguracji zdegenerowanej jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratu masy cząsteczkowej liczonej na jeden elektron μ_e , neutronizacja materii zmniejszająca liczbę elektronów, a zatem zwiększająca wartość μ_e , powoduje zmniejszenie granicznej masy Chandrasekhara z 1,4 do ok. $0,8 M_{\odot}$. Jądro o większej masie utraci więc stabilność i zacznie zapadać się pod wpływem własnego ciężaru i warstw leżących wyżej. Ruch materii ku środkowi zostanie zatrzymany dopiero wtedy, gdy gęstość przekroczy wartość ok. $2 \cdot 10^{17} \text{ kg m}^{-3}$, czyli gęstość charakterystyczną dla materii jądrowej, w której atomy są całkowicie



Rys. 9.15. Model wybuchu supernowej typu II.

pozbawione powłok elektronowych, a ich jądra znajdują się w odległościach porównywalnych z ich rozmiarami. W takich warunkach materia jest zbudowana niemal wyłącznie z neutronów. We wnętrzu zapadającej się gwiazdy powstaje zatem gwiazda neutronowa. Charakterystyczną cechą materii neutronowej jest jej nieściśliwość. Pojawienie się gwiazdy neutronowej we wnętrzu natychmiast spowoduje wyhamowanie spadku materii warstw zewnętrznych. Na powierzchni sztywnego jądra powstanie skok gęstości – fala uderzeniowa, która odwróci kierunek ruchu spadającej materii. Wyhamowaniu spadku ku środkowi sprzyjać będzie również wzrost prędkości obrotu kurczącej się gwiazdy; na Rys. 9.15, przedstawiającym schematycznie model wybuchającej supernowej typu II, efekt ten jest zaznaczony jako hamowanie rotacyjne. Efekt rotacji wprowadza oczywiście asymetrię między obszarami równikowymi i biegunowymi supernowej.

Dalszy przebieg zjawiska jest wciąż jeszcze przedmiotem rozważań i szczegółowych rachunków hydrodynamicznych. Obecnie istniejące oceny prowadzą do zgodnego wniosku, że powstająca na jądrze fala uderzeniowa dysponuje energią mechaniczną rzędu $5 \cdot 10^{44}$ J. Podobna ilość energii jest zawarta w przeciętnym wybuchu supernowej w postaci energii promienistej i energii kinetycznej materii odrzuconej w wybuchu. Nie jest natomiast jasne, w jaki sposób energia fali uderzeniowej jest przenoszona z tak dużą wydajnością do wybuchu pomimo nieuniknionych strat, jakie muszą następować podczas rozchodzenia się fali uderzeniowej przez zewnętrzne obszary eksplodującej gwiazdy. Szczególne znaczenie mogą tu

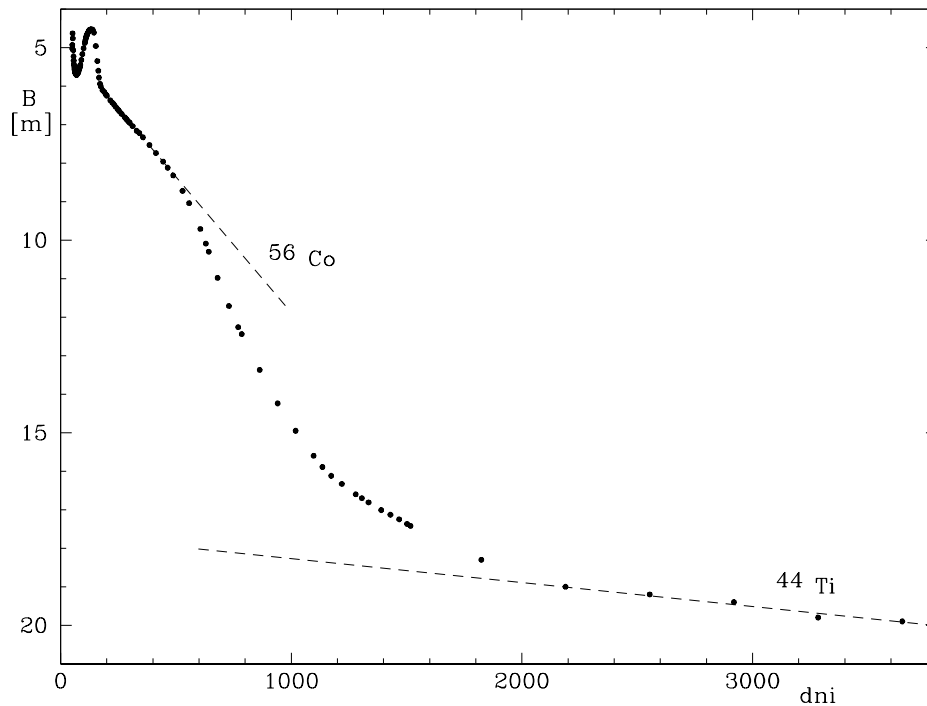
mieć straty związane z emisją silnego strumienia neutrin, unoszącego (jak pokazują obserwacje supernowej 1987A z Wielkiego Obłoku Magellana) największą część energii wybuchu.

Ze względu na charakter widma wyróżnia się również niekiedy jeszcze trzeci typ: SN IIn. Jego cechą charakterystyczną jest obecność w widmie we wszystkich fazach bardzo silnych i bardzo wąskich linii emisyjnych wodoru, helu i tlenu, oraz brak wyraźniejszych linii absorpcyjnych. Taki rodzaj widma wydaje się pochodzić z materii wokółgwiazdowej utraconej przez poprzednika supernowej i oświetlonej silnym strumieniem promieniowania nadfioletowego wysłanego podczas wybuchu.

Supernowa 1987A w Wielkim Obłoku Magellana. Wyjątkową okazję obserwacji zjawisk towarzyszących eksplozji supernowej dało wykrycie we wczesnym stadium wybuchu supernowej położonej w Wielkim Obłoku Magellana. Supernowa ta, zauważona w nocy z 23 na 24 lutego 1987 r., jako pierwszy obiekt tego rodzaju wykryty w 1987 roku uzyskała zgodnie z przyjętą umową symbol 1987A. Silne linie wodoru w widmie świadczyły o tym, że była to supernowa typu II, a ich przesunięcie dopplerowskie wskazywało na prędkość ekspansji ok. 40 000 km/s. Później przesunięcie dopplerowskie linii zmalało, co nie musiało jednak oznaczać wyhamowania prędkości, lecz mogło być następstwem rozrzedzenia warstw najszybszych i zmalenia ich udziału w tworzeniu widma.

Porównanie pozycji supernowej z archiwalnymi zdjęciami tej samej okolicy nieba pozwoliło na jednoznaczny identyfikację obiektu będącego jej poprzednikiem: był nim niebieski nadolbrzym typu widmowego B3 o katalogowym symbolu Sk- 69⁰ 202. Jego jasność absolutna równa -5,8 mag odpowiada masie ok. 15-20 M_{\odot} . Stosunkowo niewielka odległość do Wielkiego Obłoku Magellana (52 kpc, moduł odległości ok. 18,6 mag, ok. 160 tysięcy lat świetlnych) pozwoliła dokonać po raz pierwszy w historii badań astrofizycznych obserwacji wybuchu supernowej we wszystkich dziedzinach widma elektromagnetycznego. Optyczna krzywa blasku jest przedstawiona na Rys. 9.16.

Zwracają uwagę dwie jej cechy: po pierwsze, w maksimum blasku supernowa była ok. dwie wielkości gwiazdowe słabsza od przeciętnej janości supernowych II w maksimum i po drugie, między 150-ym i 650-ym dniem po wybuchu jasność malała niemal dokładnie liniowo. Oba te fakty znajdują prostą interpretację teoretyczną. Zgodnie z istniejącymi obecnie modelami supernowych typu II, do ich wybuchu dochodzi na ogół w fazie ewolucyjnej zbliżonej do fazy czerwonego olbrzyma, gdy istotna część materii warstw zewnętrznych jest odsunięta na znaczną odległość od środka gwiazdy i ich odrzucenie do nieskończoności wymaga stosunkowo niewiele energii. Niebieski nadolbrzym jest natomiast obiektem o mniejszych rozmiarach i odrzucenie jego warstw zewnętrznych jest związane ze znacznym wydatkiem energii, a zatem mniejsza jej część może być wyświecona w postaci promieniowania optycznego.



Rys. 9.16 Krzywa blasku w filtrze B supernowej 1987A w Wielkim Obłoku Magellana.

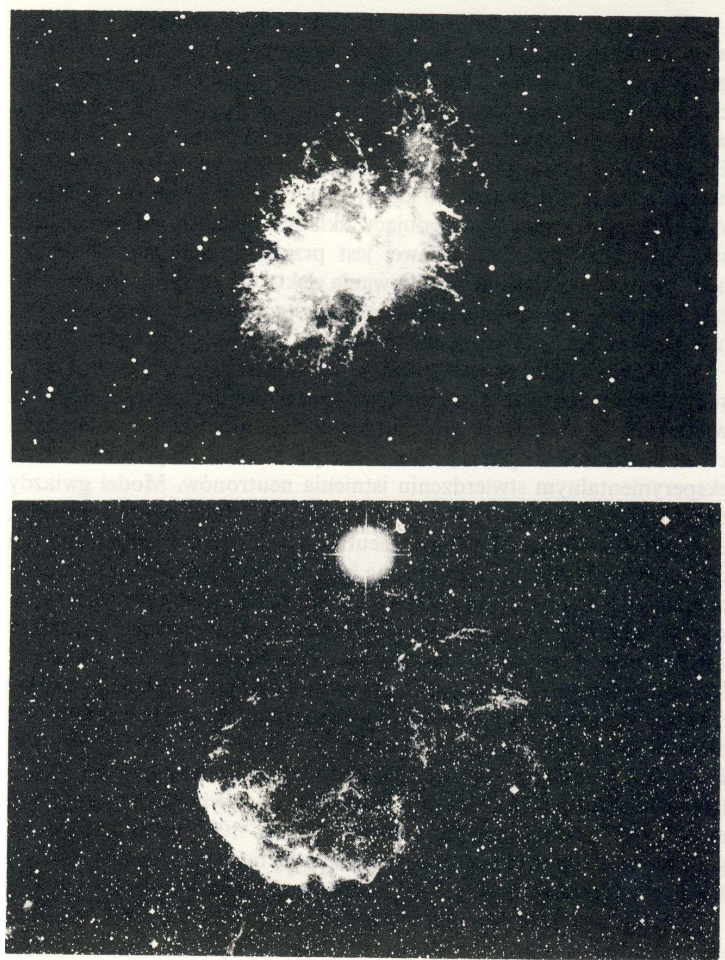
Prostoliniowa część krzywej blasku odpowiada z bardzo dużą dokładnością krzywej zaniku promieniotwórczego izotopu ^{56}Co . (Zanik liczby atomów promieniotwórczych jest opisywany krzywą wykładniczą typu $N \sim \exp(-t)$; ponieważ jasność jest wyrażana w skali logarytmicznej, więc krzywej wykładniczej odpowiada linia prosta, $B \sim \log N \sim -t$.) Prawdopodobny wydaje się więc następujący model wybuchu. Poprzedniczka supernowej o masie ok. $15 M_{\odot}$ wytworzyła w trakcie swej stosunkowo szybkiej ewolucji małe i gęste jądro żelazne. Podczas jego implozji i po odwróceniu kierunku ruchu materii powstała znaczna ilość, ok. $0,07 M_{\odot}$, nietrwałych jąder ^{56}Ni . Nikiel 56 rozpada się z czasem połowicznego zaniku 6,1 dnia w kobalt 56. Czas połowicznego zaniku kobaltu 56 i jego przemiany w trwały izotop żelaza 56 jest równy 77 dni, co znakomicie zgadza się z nachyleniem prostej na Rys. 9.16. Energia rozpadu, równa średnio 3,3 MeV na jedno jądro kobaltu, jest uwalniana przede wszystkim w postaci promieniowania γ o energii 847 i 1238 keV. Promieniowanie to, doznając kolejnych rozproszeń Comptona na cząstkach materii ekspandującej otoczki supernowej przekazuje im większą część swej energii, a samo staje się promieniowaniem rentgenowskim, a następnie widzialnym. Mechanizm ten był najprawdopodobniej odpowiedzialny za świecenie

supernowej przez pierwsze 600 dni po wybuchu. Słuszność tego wniosku potwierdza fakt, że około pół roku po wybuchu supernowa stała się źródłem twardego promieniowania rentgenowskiego (o energii od kilkudziesięciu do kilkuset keV), a po upływie ok. roku, gdy rozpraszająca otoczka uległa znacznemu rozrzedzeniu, pojawiło się również promieniowanie γ o energiach odpowiadających wspomnianym liniom emisyjnym towarzyszącym rozpadowi kobaltu 56. W ten sposób został uzyskany niepodważalny dowód zachodzenia reakcji jądrowych podczas wybuchu supernowej i tym bardziej prawdopodobne stało się wysuwane od dawna przypuszczenie, że wybuchy supernowych są jedynym źródłem pierwiastków cięższych od żelaza.

Po wyczerpaniu się kobaltu 56 jego rolę w podgrzewaniu supernowej przejął na kilkaset dni mniej obficie występujący promieniotwórczy kobalt 57. Cztery lata po wybuchu dominującym źródłem energii stał się rozpad tytanu 44; ponieważ jego okres połowicznego rozpadu jest równy 54 lata, krzywa blasku uległa znacznemu spłaszczeniu.

Przełomowym momentem w dziedzinie badań astrofizycznych – dotyczących nie tylko supernowych – było obserwacyjne stwierdzenie, że supernowa jest silnym źródłem neutrin. Istniejące instalacje do wykrywania neutrin, jedna w Japonii a druga w Stanach Zjednoczonych, zarejestrowały praktycznie jednocześnie, około jednej doby przed wykryciem rozbłysku optycznego, wzmożony strumień neutrin. łącznie, w ciągu kilkunastu sekund zarejestrowano 19 reakcji świadczących o obecności neutrin. Zazwyczaj reakcji takich rejestruje się nie więcej niż jedną dziennie. Biorąc pod uwagę wydajność urządzeń rejestrujących można ocenić, że dla wywołania 19 reakcji konieczny był przepływ około 10^{17} neutrin. Ponieważ wydaje się mało prawdopodobne, by źródłem zaobserwowanych cząstek było inne zjawisko niż wybuch supernowej w Wielkim Obłoku Magellana, który miał miejsce praktycznie w tym samym czasie, możemy na tej podstawie ocenić całkowitą liczbę neutrin wyemitowanych podczas wybuchu na ok. 10^{58} . Neutrino te uniosły ze sobą ok. 10^{46} J energii. Wartość ta jest zgodna co do rzędu wielkości z przewidywaniami modelu zapadającego się jądra węglowego. Tyle bowiem energii grawitacyjnej może wydzielić się w wyniku zapadnięcia się mniej więcej normalnej gwiazdy o masie jednej masy Słońca i jej zamiany w gwiazdę neutronową o promieniu 10 km i średniej gęstości 10^{17} kg m⁻³.

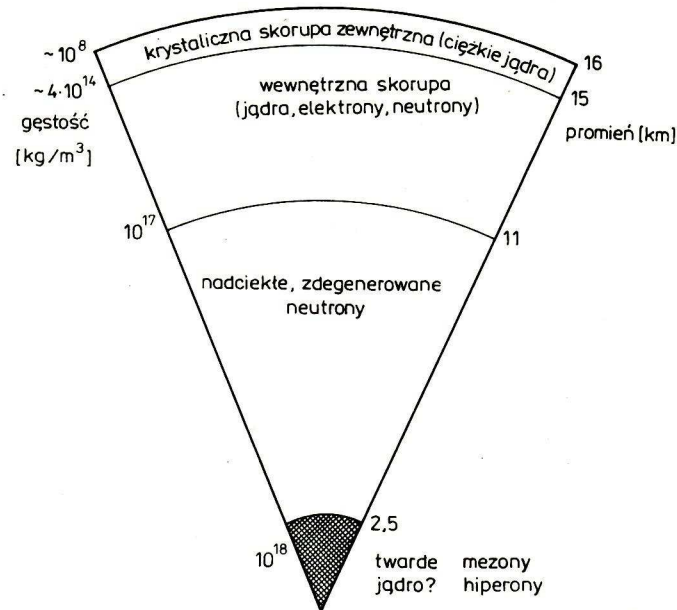
Chociaż neutrino oddziałują bardzo słabo z materią, to jednak w warunkach dużej gęstości charakterystycznej dla zapadającej się gwiazdy pewna ich część zaczyna oddziaływać na materię, przekazując jej znaczne ilości swej energii i pędu, co może stać się istotnym czynnikiem w rozpędzaniu materii odbitej od gęstego jądra i opuszczającej gwiazdę. łączna energia neutrin o co najmniej dwa rzędy wielkości przewyższa łączną energię promienistą i kinetyczną traconą w czasie wybuchu, stanowiąc tym samym decydujący składnik bilansu energetycznego su-



Rys. 9.17. Mgławice będące pozostałościami po wybuchach supernowych. U góry Mgławica Krab, w której centrum znajduje się pulsar.

pernowej. Wybuch supernowej jest przede wszystkim rozbłyskiem neutrinowym; rozbłysk promieniowania elektromagnetycznego oraz wyrzut materii obserwowanej następnie w postaci pozostałości supernowej (Rys. 9.17) są pod względem energetycznym zjawiskami drugorzędnymi.

Gwiazdy neutronowe i pulsary. Zapadnięcie się węglowego jądra stwarza warunki sprzyjające neutronizacji materii, o której była mowa w rozdziale 2. Możliwość istnienia trwałych konfiguracji zbudowanych z materii neutronowej była postulowana już w latach 30-ych, wkrótce po eksperymentalnym stwierdzeniu istnienia neutronów. Model gwiazdy neutronowej jest konstruowany podobnie jak model zwykłej gwiazdy, z tą jednak różnicą, że gwiazda neutronowa nie ma



Rys. 9.18. Schemat budowy wewnętrznej gwiazdy neutronowej.

w swym wnętrzu obszarów, w których produkowana byłaby energia. Struktura gwiazdy neutronowej jest określona w pierwszym rzędzie przez warunek równowagi między siłami grawitacji i ciśnieniem materii neutronowej, zależy zatem bardzo silnie od równania stanu. Zależnie od tego jak "sztywne" jest równanie stanu, uzyskuje się też nieco różne wartości maksymalnej masy gwiazdy neutronowej. Według dzisiejszych modeli zawiera się ona między 1,4 i 2,7 \mathcal{M}_{\odot} , przy gęstości centralnej $2 \cdot 10^{18} - 10^{19} \text{ kg m}^{-3}$. Ponieważ w małych gęstościach neutrony przestają być cząstkami trwałymi, istnieje również minimalna masa gwiazdy neutronowej, równa ok. 0,1 \mathcal{M}_{\odot} (gęstość centralna ok. $2 \cdot 10^{17} \text{ kg m}^{-3}$). Promień gwiazdy neutronowej maleje ze wzrostem jej masy i jest rzędu 100 – 200 km dla masy minimalnej i 7 – 10 km dla masy maksymalnej.

Schemat budowy wewnętrznej gwiazdy neutronowej jest przedstawiony na Rys. 9.18. Powierzchniowe warstwy zbudowane są z jąder żelaza, chromu, niklu, kobaltu i innych pierwiastków grupy żelaza, tworzących twarde skorupę krystaliczną. Gęstość materii warstw powierzchniowych wzrasta bardzo szybko z głębokością i już ok. 1 km pod powierzchnią osiąga wartość bliską $4 \cdot 10^{14} \text{ kg m}^{-3}$, w której materia jądrowa ulega neutronizacji. Wewnętrzna skorupa różni się więc od skorupy zewnętrznej przede wszystkim zawartością swobodnych neutronów. Na głębokości ok. 5 km zaczyna się płynne jądro zbudowane głównie ze zdegenerowanych, nadciekłych neutronów z niewielkim dodatkiem zdegenerowanych, nadprzewodzących protonów i elektronów. W bezpośrednim otoczeniu środka gwiazdy neutronowej, gdzie gęstość materii przekracza $10^{18} \text{ kg m}^{-3}$, obok

nukleonów i elektronów w sposób trwały występują mezony, hiperony i ewentualnie również inne rodzaje cząstek elementarnych. Nie jest też wykluczone, że materia występuje w stanie stałym.

Jak dotychczas, nie potrafimy wyobrazić sobie innego sposobu powstania gwiazdy neutronowej niż zapadnięcie się zdegenerowanego jądra gwiazdy supernowej. Taki sposób narodzin gwiazdy neutronowej decyduje o jej stanie początkowym, a w szczególności o jej temperaturze, polu magnetycznym i prędkości obrotu. W chwili powstania gwiazdy neutronowe są bardzo gorące; temperatura materii przekracza prawdopodobnie 10^{10} K. W ciągu pierwszych $10^3 - 10^4$ lat chłodzenie następuje przede wszystkim przez emisję par neutrino – antyneutrino. Później straty ciepła zachodzą na drodze promieniowania termicznego, głównie w dziedzinie rentgenowskiej. Ponieważ gwiazda neutronowa nie ma własnych źródeł energii, stygnięcie następuje stosunkowo szybko i prawdopodobnie już po upływie 10^6 lat temperatura powierzchniowa obniża się do $10^4 - 10^5$ K. Obiekt o takiej temperaturze i rozmiarach rzędu 10 km jest praktycznie niewidoczny z odległości charakterystycznych dla obiektów galaktycznych. Wykrycie gwiazd neutronowych umożliwiły zjawiska będące następstwem istnienia silnego pola magnetycznego i szybkiego obrotu wokół osi.

Gwałtowne zapadnięcie się jądra gwiazdowego o rozmiarach porównywalnych do rozmiarów Słońca musi prowadzić do znacznego wzrostu natężenia pola magnetycznego (ze względu na konieczność zachowania strumienia magnetycznego podczas gwałtownego kurczenia się powierzchni zapadającego się obiektu) oraz do znacznego przyspieszenia obrotu (zgodnie z zasadą zachowania momentu pędu). Zakładając, że w chwili wybuchu gwiazda supernowa ma przeciętne pole magnetyczne i przeciętną prędkość obrotu, możemy oczekiwać, że wyłaniająca się z eksplozji gwiazda neutronowa będzie miała pole magnetyczne rzędu 10^8 T (10^{12} Gs) i okres obrotu rzędu jednej setnej sekundy.

Szybki obrót silnego, najprawdopodobniej dipolowego pola magnetycznego powoduje powstanie wokół gwiazdy neutronowej magnetosfery o bardzo złożonej strukturze. Zjawiska, które mogą przebiegać w takiej magnetosferze nie zostały jeszcze w pełni poznane. Na uwagę zasługują jednak dwie okoliczności. Po pierwsze, ze względu na szybki obrót gwiazdy, stosunkowo niedaleko od jej powierzchni istnieje takie miejsce, w którym liniowa prędkość linii pola magnetycznego obracającego się razem z gwiazdą powinna osiągnąć prędkość światła. Odległość tę obliczymy ze związku

$$R = c/\Omega = \frac{c}{2\pi}P \approx 5 \cdot 10^7 P \text{ [m]},$$

gdzie Ω jest kątową prędkością obrotu, a P – okresem obrotu w sekundach. Łatwo można stąd obliczyć, że przy okresie obrotu 0,01 s prędkość światła jest osiągnięta

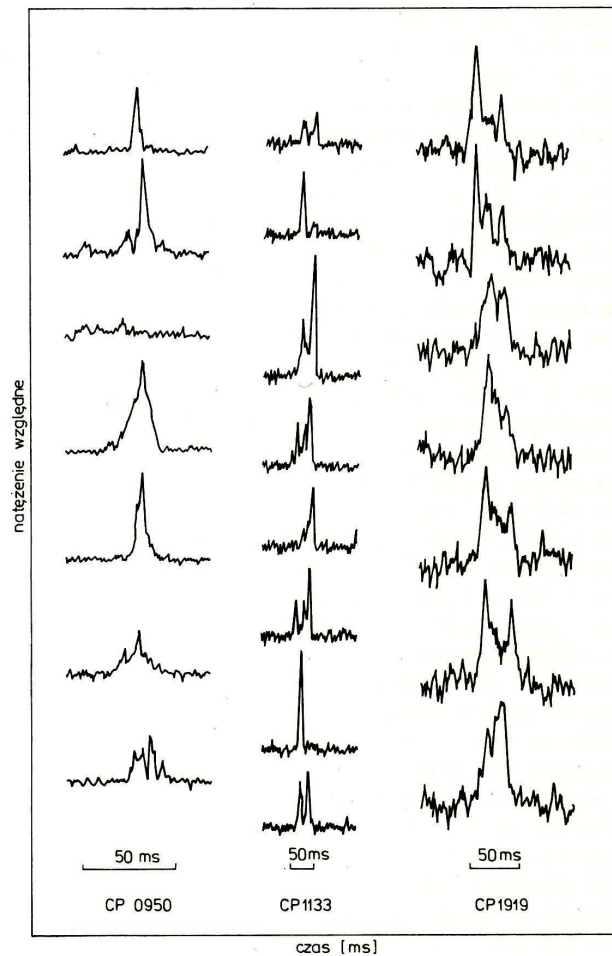
już w odległości ok. 500 km. Odległość R wyznacza w przestrzeni powierzchnię walca równoległego do osi obrotu, zwanego "cylindrem światła". Linie pola nie mogą zmieniać swego położenia z prędkością większą od prędkości światła, co oznacza, że nie mogą rozciągać się na odległość od osi obrotu większą niż promień cylindra światła; tuż przed jego ścianą ulegają załamaniu, tworząc pole toroidalne. Na duże odległości od gwiazdy neutronowej mogą wybiegać tylko linie pola magnetycznego skierowane w przybliżeniu równoległe do osi obrotu.

Innym ważnym następstwem szybkiego obrotu silnie namagnesowanej gwiazdy neutronowej jest powstanie wokół niej silnego pola elektrycznego. Przyjmując, że gwiazda neutronowa jest ciałem o bardzo dużym przewodnictwie elektrycznym, a jej pole magnetyczne jest dipolowe, można ocenić, że na powierzchni gwiazdy natężenie składowej pola magnetycznego równoległej do linii pola magnetycznego jest rzędu

$$E \approx 6 \cdot 10^{12} P^{-1} \text{ [V m}^{-1}\text{]}.$$

Pole to wywiera oczywiście działanie na naładowane cząstki znajdujące się zarówno na powierzchni gwiazdy jak i w jej otoczeniu. Zwróćmy jednak uwagę, że w obszarach odległych od bieguna magnetycznego, gdzie linie pola magnetycznego charakteryzują się dużą krzywizną, cząstki obdarzone ładunkiem elektrycznym nie będąc w stanie przesuwać się w poprzek linii pola magnetycznego, utworzą trwałą konfigurację odpowiadającą sytuacji, w której zrównoważone są wszystkie siły działające na naładowane cząstki materii. Inaczej będzie w obszarach biegunowych: linie pola magnetycznego, wybiegające niemal pionowo do powierzchni gwiazdy i charakteryzujące się niewielką krzywizną nawet w stosunkowo dużych odległościach, pozwalają na swobodne przesuwanie się ładunków wzdłuż pola. Ogromne natężenie pola elektrycznego sprawia, że pojawienie się w obszarze biegunowym ładunku elektrycznego bardzo prędko wywołuje gigantyczne wyładowanie elektryczne. Cząstki biorące udział w wyładowaniach (głównie elektrony i pozytony powstające w obszarze silnego pola elektrycznego pod wpływem kwantów γ) poruszając się wzdłuż zakrzywionych linii pola magnetycznego, wysyłają intensywne promieniowanie krzywiznowe. Jest to w istocie promieniowanie synchrotronowe, tyle tylko, że związane nie z krzywizną toru obiegu wokół linii pola, ale z krzywizną toru biegnącego wzdłuż tych linii. Zakres widmowy, w którym wysyłane jest to promieniowanie zależy oczywiście od krzywizny toru cząstki, jak i od jej energii. Ponieważ prędkości cząstek są relatywistyczne, promieniowanie jest wysyłane wewnątrz cienkiego stożka wzdłuż kierunku linii i może przypadać w całym zakresie widmowym – od promieniowania γ do promieniowania radiowego.

Naszkicowany tutaj model pozwala na wyjaśnienie zasadniczych cech obserwacyjnych pulsarów. Na Rys. 9.19 przedstawiony jest tzw. model skośnego rota-



Rys. 9.20. Różne kształty radiowych pulsów pulsarów.

rentgenowskiej.

Bardzo krótki okres pulsarów sprawił, że już po kilkunastu latach obserwacji ujawniło się wiele ich cech charakterystycznych. Przede wszystkim stwierdzono, że okresy wszystkich pulsarów systematycznie wydłużają się. Jak przypuszczamy, rodząca się podczas wybuchu supernowej gwiazda neutronowa obraca się ok. 100 razy na sekundę. W ciągu następnych ok. 5 milionów lat szybki początkowo obrót ulega znacznemu wyhamowaniu wskutek utraty pierwotnego momentu pędu. Nie jest znany żaden pulsar o okresie dłuższym od ok. 4 s, co może oznaczać, że mechanizm promieniowania pulsarów przestaje działać, gdy okres obrotu staje zbyt długi.

Osobliwą z tego punktu widzenia grupę tworzą tzw. pulsary milisekundowe,

obracające się ok. 1000 razy w ciągu sekundy. Obiektów takich znanych było w początkach lat 1990-tych kilkanaście, z czego co najmniej połowa została zlokalizowana w gromadach kulistych, a więc w obiektach bardzo starych. Najprawdopodobniej pulsary milisekundowe są starymi gwiazdami neutronowymi, które spowolniły niegdyś swój obrót i dopiero niedawno zostały ponownie rozpędzone i "pobudzone do życia" w wyniku przeniesienia momentu pędu od drugiego składnika układu podwójnego. Hipoteza ta wymaga, by wszystkie pulsary milisekundowe były składnikami układów podwójnych. Obserwacje wydają się ją potwierdzać.

Wszystkie pulsary wchodzące w skład układów podwójnych mają szczególne znaczenie dla fizyki relatywistycznej. Najbardziej znany jest pulsar radiowy PSR1913+16. Jego okres pulsacji, równy 0,059 s, jest modulowany (tzn. regularnie skraca się i wydłuża) z okresem 0,323 dnia, który uważamy za okres obiegu orbitalnego. Wydłużanie się i skracanie okresu pulsów, traktowane jako wynik zjawiska Dopplera, odpowiada zmianom prędkości radialnej z amplitudą ok. 360 km/s. Analiza obserwowanych zmian okresów pulsów prowadzi do wniosku, że względna orbita układu jest silnie ekscentryczna, $e = 0,62$, a półoś wielka układu jest bardzo mała – rzędu $1 R_{\odot}$! Masa drugiego składnika nie jest dokładnie znana, ale nie jest wykluczone, że może on być również gwiazdą neutronową o masie ok. $1,4 M_{\odot}$. W tak ciasnym układzie dwóch masywnych gwiazd bardzo wyraziście przejawiają się wszelkie efekty relatywistyczne. Na przykład, wskutek silnego spłaszczenia orbity szczególnie dużą wartość ma obrót osi wielkiej w płaszczyźnie orbity (czyli *ruch linii apsydów*); jest on równy aż 4,23 stopnia na rok i został bez trudu wyznaczony w pełnej zgodności z przewidywaniami ogólnej teorii względności. Dla porównania przypomnijmy, że relatywistyczny obrót osi orbity Merkurego wynosi zaledwie 43 sekundy łuku na stulecie. Obserwowane systematyczne skracanie się okresu obiegu, $\dot{P}/P = -2,4 \cdot 10^{-12}$, jest pośrednim dowodem emisji fal grawitacyjnych przez ten układ podwójny.

Oceny mas gwiazd neutronowych w układach podwójnych prowadzą do wniosku, że zawierają się one w stosunkowo wąskim przedziale $1,4 - 1,8 M_{\odot}$. Znaczący to, że podczas wybuchów supernowych zapadająca się materia uległa odbiciu stosunkowo wcześniej, gdy masa zneutronizowanego jądra nie zdążyła przekroczyć granicznej masy dla gwiazdy neutronowej. Gdy tak się nie stanie, wówczas ciśnienie materii neutronowej nie powstrzyma ruchu materii ku środkowi i implozja gwiazdy zamieni się w relatywistyczny proces zapadania się materii w *czarną dziurę*. Czarna dziura powstaje wówczas, gdy masa \mathcal{M} zostaje ściśnięta w obszarze kulistym o promieniu mniejszym od promienia Schwarzschilda

$$R = \frac{2G\mathcal{M}}{c^2}.$$

Jedynym sposobem jej oddziaływania na świat zewnętrzny jest oddziaływanie grawitacyjne. Pojedyncza czarna dziura, niezależnie od jej masy, jest trudna do wykrycia. O obecności czarnej dziury mogą natomiast świadczyć procesy przebiegające w obiektach materialnych znajdujących się w jej pobliżu. W szczególności, czarne dziury w układach podwójnych zachowują się pod względem kinematycznym i dynamicznym jak zwykle gwiazdy. Innym procesem, który może pomóc w "ujawnieniu" czarnej dziury jest akrecja materii rozproszonej. Uwalniana przy tym energia potencjalna akreowanych cząstek przybiera ostatecznie postać promieniowania – zazwyczaj rentgenowskiego lub γ . Ponieważ w ciasnych układach podwójnych niemal zawsze spodziewamy się obecności materii rozproszonej, więc układy takie są naturalnym miejscem poszukiwania tych obiektów. O możliwej obecności czarnej dziury w układzie podwójnym mogą świadczyć następujące okoliczności: masa niewidocznego składnika jest większa od masy granicznej dla gwiazd neutronowych i układ jest źródłem silnego promieniowania rentgenowskiego lub promieniowania γ . Układami, które mają te własności są np. LMC X-3, Cyg X-3, Cyg X-1, SS 433, nowa rentgenowska V606 Monocerotis i inne.

V. Gwiazdy Zmienne

Gwiazdami zmiennymi nazywamy te obiekty, których cechy obserwacyjne ulegają zmianom w skali czasu znacznie krótszej od skali zmian ewolucyjnych, a jednocześnie właściwej dla obserwacji astronomicznych, tzn. od milisekund do dziesiątków (wyjątkowo setek) lat. Zmienność może odnosić się do dowolnej wielkości fizycznej, choć jasność odgrywa tu najważniejszą rolę i jej zmianom zawdzięczamy pierwsze odkrycia gwiazd zmiennych. Najprawdopodobniej pierwszymi obiektami o zmiennej jasności były możliwe do zaobserwowania okiem nieuzbrojonym gwiazdy nowe i supernowe. Pierwsza zanotowana i użyteczna dla astronomii obserwacja gwiazdy supernowej została wykonana w Chinach w 1054 r. n.e. i dotyczyła wybuchu, który dał początek obserwowanej obecnie w gwiazdozbiórze Byka mgławicy Krab i znajdującemu się w niej pulsarowi. Pierwszą gwiazdą zmienną odkrytą w czasach nowożytnych (1639) była Mira (*o Ceti*). Systematyczne poszukiwania gwiazd zmiennych rozpoczęły się w połowie XIX w. W początkach XX w. znano ich ponad 4000.

Aż do początków XX w. sądzono (częściowo słusznie), że zmiany jasności gwiazd są spowodowane wzajemnym zaćmiewaniem się składników w układzie podwójnym. Przypuszczenie to znalazło silne poparcie w obserwacjach spektroskopowych ujawniających okresowe zmiany prędkości radialnych u większości gwiazd zmiennych. Przekonanie, że zmienność gwiazd jest świadectwem ich podwójności przetrwało aż do pierwszego dziesięciolecia XX w., pomimo iż niektóre obserwacje wykazywały poważną i niemożliwą do wyjaśnienia sprzeczność z tą hipotezą; np. dla niektórych zmiennych zarówno prędkość radialna jak i temperatura zmieniają się dokładnie tak samo jak jasność, a próby wyznaczenia orbit tych rzekomych układów podwójnych dawały rozmiary osi wielkich znacznie mniejsze od przewidywanych wartości promieni składników. Sprzeczności te usunęła dopiero wysunięta w drugim dziesięcioleciu XX w. hipoteza pulsacji gwiazd. Od tej pory wszystkie gwiazdy zmienne dzielimy na cztery podstawowe grupy o zasadniczo odmiennych przyczynach zmienności: gwiazdy *podwójne*, których zmienność jest następstwem wzajemnego obiegu, gwiazdy *pulsujące* lub inaczej - gwiazdy *zmienne fizyczne*, których zmienność jest następstwem okresowych zmian rozmiarów, gwiazdy *niestacjonarne*, których zmienność wynika z chwilowych, na ogół nieregularnych zmian parametrów fizycznych na powierzchni, oraz najpóźniej wyróżniona grupa gwiazd *aktywnych chromosferycznie* o wyraźnych niejednorodnościach parametrów fizycznych na powierzchni, których zmienność jest wynikiem obrotu wokół osi. Gwiazdy niestacjonarne i chromosferycznie aktywne zostały omówione poprzednio, w tej części omówione są podstawowe cechy gwiazd podwójnych i gwiazd pulsujących.

10. Gwiazdy podwójne

Obecnie staje się coraz bardziej oczywiste i obserwacyjnie potwierdzone, że ponad połowa wszystkich gwiazd w Galaktyce występuje w układach podwójnych lub wielokrotnych, krótko- lub długookresowych. A zatem tworzenie układów podwójnych powinno być wynikiem procesów powszechnie przebiegających w Galaktyce, a nie tylko wynikiem szczególnych okoliczności. Zadowolająca teoria takich procesów nie została jeszcze opracowana. Biorąc jednak pod uwagę to co wiemy o powstawaniu gwiazd pojedynczych w wyniku kurczenia się obłoków molekularnych, do wyobrażenia są dwie możliwości: gwiazdy powstają pojedynczo, a następnie łączą się w pary w wyniku zjawiska wychwytu, albo podwójność (lub nawet wielokrotność) jest związana z samym procesem gwiazdotwórczym. Pierwsza możliwość wydaje się mniej prawdopodobna, ponieważ wychwyt wymaga przekazania energii trzeciemu ciału, a spotkanie trzech gwiazd jest na ogół niezwykle rzadkie, choć nie całkowicie wykluczone np. w warunkach zwiększonej gęstości przestrzennej w obszarach, w których rodzą się gwiazdy. Znacznie bardziej prawdopodobna wydaje się natomiast druga możliwość. Przybliżone modele hydrodynamiczne swobodnie kurczącego się obłoku protogwiazdowego wskazują, że jego nawet niewielki moment obrotowy sprawia, że w końcowej fazie kurczenia się obłok przybiera postać wirującego dysku otaczającego twarde przedgwiazdowe jądro. Dysk taki, zwłaszcza jeżeli zawarta w nim masa jest porównywalna z masą centralnego jądra, jest podatny na nieosiowe długofalowe zaburzenia, które narastając mogą prowadzić do jego fragmentacji. Według niektórych modeli, rozpad obłoku na dwie gwiazdy w wyniku coraz to szybszej rotacji może nastąpić praktycznie tylko przed pojawieniem się w nim znacznego gradientu gęstości. W typowych obłokach o masach kilkudziesięciu mas Słońca gradienty pojawiają się wówczas, gdy stojąca do dyspozycji ilość momentu pędu odpowiada kołowej orbicie o pólosi wielkiej ok. 50 j.a. Układów o takiej separacji składników istotnie obserwuje się stosunkowo dużo i mechanizm ten można uznać za odpowiedzialny za powstawanie szerokich układów podwójnych. Do wyjaśnienia pozostaje natomiast sposób odprowadzania z układu energii i momentu pędu i wytworzenia układu o znacznie mniejszych rozmiarach. Jako możliwe mechanizmy wymienia się wyrzut materii, oddziaływanie układu z pozostałą materią rozproszoną, czy też hamowanie w wyniku oddziaływań magnetycznych. Ciągle jednak pozostaje do wyjaśnienia dlaczego mechanizmy te działają w jednych przypadkach, a nie działają w innych, pozostawiając wiele luźnych układów podwójnych.

Powyższe rozważania mają jednak wciąż charakter przede wszystkim jakościowy i wymagają potwierdzenia przez niezwykle trudne do zrealizowania trójwymiarowe modele hydrodynamiczne, zdolne do wyjaśnienia zarówno niezwykle różnicowania form układów podwójnych jak i obserwowanej częstości ich

występowania. Odpowiednie badania statystyczne nie zostały jeszcze zakończone jednoznacznym i dokładnym wynikiem, niemniej jednak wiadomo na ten temat wystarczająco dużo, by można było dokonać podsumowania wstępnych rezultatów. Opierają się one na wszystkich znanych sposobach wykrywania gwiazd podwójnych i są obciążone wszystkimi efektami selekcji właściwymi dla tych metod. Stosunkowo najbardziej kompletny i jednolity materiał obserwacyjny istnieje dla normalnych gwiazd ciągu głównego. Na jego podstawie można wysnuć następujące wnioski dotyczące częstości występowania układów podwójnych wśród gwiazd różnych typów widmowych.

Gwiazdy typu O. Częstość występowania układów podwójnych wśród gwiazd tego typu widmowego jest normalna, tzn. taka jak średnio dla wszystkich gwiazd. Cechą charakterystyczną układów zawierających gwiazdy typu O jest ich stosunek mas bliski jedności; układy z małowymi składnikami wtórnymi występują tylko wyjątkowo. Ponieważ gwiazdy O są obiektami młodymi, można uważać ten fakt za wskazówkę, że młode układy podwójne rodzą się ze stosunkiem mas bliskim jedności.

Gwiazdy typu B. Gwiazdy typu B wchodzą w skład układów podwójnych z normalną częstością i w szerokim zakresie stosunków mas. Za charakterystyczne cechy podwójnych gwiazd B można uznać szczególnie dużą, w porównaniu z układami F – G, liczbę układów o okresach krótszych od ok. 100 dni. Nadwyżka ta nie ma jednoznacznego wyjaśnienia, podobnie jak drugi fakt obserwacyjny, że wśród układów podwójnych, w których składnikami pierwotnymi są gwiazdy ciągu głównego typu B, istnieje wyraźna nadwyżka układów ze składnikiem wtórnym o masie mniejszej od ok. $0,35 M_{\odot}$. Nie jest też jednoznacznie rozstrzygnięta kwestia podwójności gwiazd Be; niewątpliwe układy podwójne z głównym składnikiem typu Be mają, z nielicznymi wyjątkami, okresy dłuższe od ok. 100 dni. Biorąc pod uwagę szybką rotację tych gwiazd nie należy zresztą spodziewać się ich występowania w układach krótkookresowych, gdzie siły przyływowe mogłyby wyhamować szybki obrót i doprowadzić do synchronizacji obrotu z obiegiem. Niektóre hipotezy dotyczące natury gwiazd Be postulują ich stuprocentową podwójność, co jednak nie ma jeszcze potwierdzenia obserwacyjnego.

Gwiazdy typu A. Wśród gwiazd tego typu widmowego ok. 32% stanowią gwiazdy metaliczne Am, ok. 2% – gwiazdy osobliwe Ap a pozostałe 66% – gwiazdy normalne. Metaliczność jest bardzo silnie skorelowana z podwójnością: Normalne gwiazdy A występują tylko w układach o okresach dłuższych od ok. 100 dni, natomiast gwiazdy Am, które rzadko kiedy są pojedyncze, występują niemal wyłącznie w układach podwójnych o krótkich okresach (2,5 do 100 dni). Korelację tę uważa się za argument przemawiający na korzyść hipotezy, że metaliczność jest wynikiem procesów dyfuzji w atmosferach gwiazd typu A, których początkowa szybka rotacja została spowolniona poprzez synchronizację obrotu z

obiegami. Ponieważ oddziaływania przyptykowe prowadzące do synchronizacji są wystarczająco wydajne tylko w układach stosunkowo ciasnych, a co za tym idzie – o krótkich okresach obiegu, metaliczność ujawnia się tylko w układach krótkookresowych.

Częstość występowania podwójnych wśród gwiazd osobliwych Ap(Hg,Mn) jest normalna i wynosi około 50%, natomiast gwiazdy magnetyczne, Ap(Si) i Ap(Sr,Cr,Eu), wchodzą w skład układów podwójnych dwukrotnie rzadziej. Na tej podstawie można wysnuć dwa ogólne wnioski: po pierwsze, podwójność nie ma wpływu na osobliwości składu chemicznego gwiazd Ap(Hg,Mn) i po drugie, pole magnetyczne gwiazd magnetycznych wydaje się utrudniać formowanie układów podwójnych.

Gwiazdy typu Słońca, karty F – G. Stosunkowo najdokładniej analizowana grupa gwiazd, do której odnosi się zazwyczaj wyniki uzyskane dla innych typów gwiazd. Typowy stosunek liczby gwiazd pojedynczych do podwójnych, potrójnych i poczwórnych jest 45:46:8:1.

Karty późnych typów widmowych. Obserwacje układów podwójnych, w których składnikiem głównym są karty typów widmowych K i M, dają wyniki dość niekompletne, ze względu na niewielką jasność absolutną chłodnych karłów. Nie mniej jednak wszystko wskazuje na to, że częstość występowania gwiazd tych typów w układach podwójnych jest normalna; odstępstwa od normalnych proporcji dotyczą tylko składników szczególnych typów gwiazd podwójnych. I tak np. gwiazdy dMe występujące w krótkookresowych układach podwójnych są w większości gwiazdami typu BY Dra, które obok wodorowych linii emisyjnych w widmie wykazują również oznaki aktywności w postaci ciemnych plam i rozbłysków. Pozostałe "normalne" gwiazdy dMe występują więc znacznie rzadziej w układach podwójnych. Oznacza, to, że o ile emisja wodorowa nie ma bezpośredniego związku z podwójnością, to aktywność typu BY Dra ulega wyraźnemu wzmocnieniu w układach podwójnych.

Podwójność gwiazd spoza ciągu głównego jest niekiedy trudniejsza do zinterpretowania. Na przykład, gwiazdy OBN, gorące gwiazdy z nadobfitością azotu, które występują we wszystkich klasach jasności, od I do V, są w większości członkami układów podwójnych, o okresach 3 – 220 dni, natomiast żadna z gwiazd OBC (gorących gwiazd z nadwyżką węgla), które wszystkie są nadolbrzymami, nie jest znana jako podwójna. Mniej więcej połowa gwiazd Wolfa-Rayeta występuje w układach podwójnych, co oznacza, że cecha WR nie jest związana z podwójnością. Podobnie jest z błękitnymi maruderami, które wbrew wysuwanym niekiedy przypuszczeniom, nie wszystkie są układami podwójnymi. Znamienne jest natomiast, że zdecydowana większość gwiazd uciekających to gwiazdy pojedyncze.

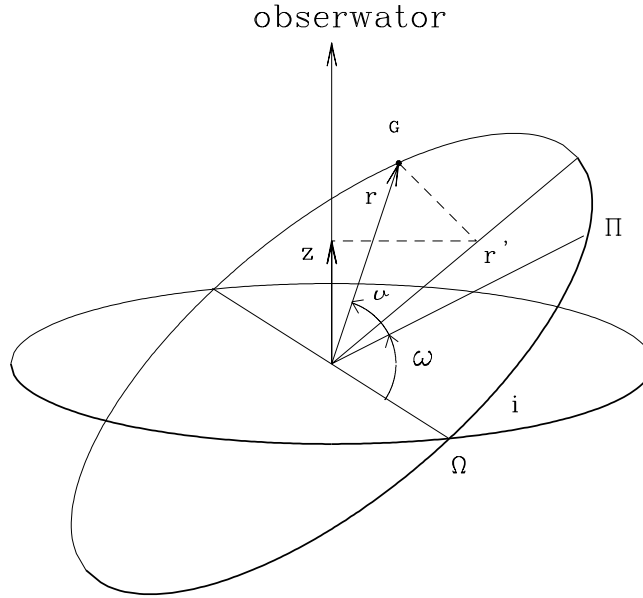
Wobec ogromnej różnorodności typów gwiazd podwójnych dość istotną sprawą jest ich klasyfikacja. Przez długi czas kryterium podziału podwójnych na poszczególne

gólne grupy były - a w pewnym sensie są dotychczas - metody ich obserwacji. Z tego punktu widzenia odróżniamy: *podwójne wizualne*, których oba składniki dają się rozdzielić podczas obserwacji teleskopowych i których wzajemne położenie na sferze niebieskiej może być zmierzone metodami astrometrycznymi; *podwójne spektroskopowe*, w których widmach możemy mierzyć periodyczne przesunięcia dopplerowskie linii widmowych należących do jednego lub obu składników; *podwójne zaćmieniowe*, które dzięki odpowiedniemu nachyleniu płaszczyzny orbity w stosunku do obserwatora ziemskiego wykazują periodyczne zmiany jasności świadczące o wzajemnym przesłanianiu się składników. Oczywiście podział na te trzy grupy nie jest rozłączny.

Historycznie najwcześniej, bo już w połowie XVII w., odkryto gwiazdy podwójne wizualne (Mizar w 1650 r.). Długoletnie obserwacje astrometryczne pozwalają w ich przypadku na wyznaczenie widomych orbit obu składników lub co najmniej ich widomej orbity względnej. Dobrze znanymi metodami mechaniki nieba można na tej podstawie wyznaczyć jednoznacznie wszystkie elementy rzeczywistych orbit w przestrzeni (lub rzeczywistej orbity względnej). Jak było powiedziane w rozdziale 5, układy podwójne wizualne o znanych paralaksach są jedynymi obiektami poza Układem Słonecznym, dla których możliwe jest wyznaczenie mas na drodze bezpośredniej. Liczba znanych gwiazd podwójnych wizualnych sięga 40000, tylko dla ok. 400 znane są elementy orbit, a wiarygodne wartości mas można wyznaczyć w mniej niż stu przypadkach. Obserwacje gwiazd podwójnych wizualnych oraz wyznaczanie elementów ich orbit są zadaniem astrometrii i nie leżą w obszarze bezpośrednich zainteresowań astrofizyki; z astrofizycznego punktu widzenia interesujące są przede wszystkim wyniki dotyczące masy składników. Należy jednak pamiętać, że wyniki te ograniczają się do obiektów z bliskiego otoczenia Słońca; obserwowana separacja składników maleje odwrotnie proporcjonalnie do odległości od obserwatora.

Gwiazdy podwójne spektroskopowe. Stwierdzenie zmian prędkości radialnych obu składników (układy takie oznaczamy symbolem SB2) lub choćby jednego składnika (układy SB1) układu podwójnego jest okolicznością bardzo istotną z punktu widzenia astrofizycznych badań gwiazd podwójnych. O możliwości pomiarów prędkości radialnych decyduje nie odległość układu, a tylko jego jasność obserwowana. W obecnym stanie techniki obserwacyjnej możliwe jest uzyskanie widma dla każdego w zasadzie obiektu zmiennego czy podejrzanego o zmienność. Fakt, że nie dla wszystkich dysponujemy obserwacjami wystarczającymi do sporządzenia krzywej prędkości radialnych jest wynikiem ograniczeń natury praktycznej: dla słabszych obiektów uzyskanie odpowiedniej liczby widm równomiernie rozłożonych w czasie może okazać się zadaniem nadmiernie czasochłonnym i kosztownym.

Na Rys. 10.1 przedstawiona jest orbita jednego ze składników układu podwój-



Rys. 10.1 Orbita w układzie podwójnym. Ω jest węzłem wstępującym orbity gwiazdy G; Π wyznacza kierunek periastronu i zarazem kierunek osi głównej orbity; ω jest argumentem szerokości periastronu, czyli kątem w płaszczyźnie orbity między linią węzłów i kierunkiem periastronu; v jest anomalią prawdziwą, czyli kątem w płaszczyźnie orbity między kierunkiem osi głównej orbity i promieniem wodzącym gwiazdy r .

nego. W wyniku ruchu gwiazdy po orbicie zmianie ulega jej promień wodzący r oraz anomalia prawdziwa v . łatwo zauważyć, że rzut promienia wodzącego na kierunek prostopadły do osi węzłów (w płaszczyźnie orbity) jest równy

$$r' = r \cos[(\omega + v) - 90^\circ] = r \sin(\omega + v)$$

Rzut tego rzutu na kierunek widzenia jest równy

$$z = r \sin(\omega + v) \sin i \quad (10.1)$$

Pochodna z względem czasu jest prędkością radialną mierzoną przez obserwatora

$$V_r = \frac{dz}{dt} + \gamma = \frac{dr}{dt} \sin(\omega + v) \sin i + r \cos(\omega + v) \sin i \frac{dv}{dt} + \gamma \quad (10.2)$$

gdzie γ jest prędkością środka ciężkości układu względem obserwatora i można ją wyznaczyć z oczywistego warunku, że po upływie jednego okresu gwiazda musi powrócić do tego samego miejsca na orbicie, co jest równoważne żądaniu by

$$\int_0^P \frac{dz}{dt} dt = 0 \quad (10.3)$$

Korzystając z równania elipsy, o półosi wielkiej a i mimośrodku e , wyrażonego za pomocą anomalii prawdziwej

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos v}, \quad (10.4)$$

oraz z całki pól w ruchu po elipsie

$$r^2 \frac{dv}{dt} = \frac{2\pi}{P} a^2 \sqrt{1 - e^2} \quad (10.5),$$

po prostych przekształceniach dostajemy

$$V_r = \frac{2\pi}{P} \frac{a \sin i}{\sqrt{1 - e^2}} [e \cos \omega + \cos(\omega + v)] + \gamma. \quad (10.6)$$

Z równania tego wynika, że V_r osiąga wartości ekstremalne gdy $\omega + v$ jest równe 0 lub π , tzn. gdy gwiazda przechodzi przez węzły orbity. Rysunek 10.2 przedstawia przykładową krzywą prędkości radialnej obserwowaną dla jednego ze składników układu podwójnego. Punkty A i B oznaczają największą dodatnią i największą ujemną prędkość radialną liczoną od średniej prędkości γ . Wprowadzając oznaczenie

$$K = \frac{2\pi a \sin i}{P \sqrt{1 - e^2}} \quad (10.7)$$

z równania (10.6) dostajemy prędkości w węzłach

$$A = K(1 + e \cos \omega) \quad (10.8)$$

$$B = K(1 - e \cos \omega) \quad (10.9)$$

Wynikają stąd proste związki

$$\frac{A + B}{2} = K \quad (10.10)$$

$$\frac{A - B}{2} = K e \cos \omega \quad (10.11)$$

$$\frac{A - B}{A + B} = e \cos \omega \quad (10.12)$$

Z równania (10.7) możemy obliczyć rzut półosi wielkiej orbity na płaszczyznę kuli niebieskiej

$$a \sin i = \frac{KP}{2\pi} \sqrt{1 - e^2} \quad (10.13)$$

Jeżeli P wyrazimy w dobach, a K w km/s, wówczas rzut półosi wielkiej wyrażony w km jest

$$a \sin i = \frac{8,64 \cdot 10^4}{2\pi} KP \sqrt{1 - e^2} = 1,375 \cdot 10^4 KP \sqrt{1 - e^2} \quad (10.14)$$

III Prawo Keplera przyjmuje szczególnie prostą postać jeżeli masy wyrazimy w masach Słońca, półosie wielkie w jednostkach astronomicznych i okres obiegu w latach gwiazdowych:

$$\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2 = \frac{(a_1 + a_2)^3}{P^2} \quad (10.15)$$

Ponieważ półosie wielkie są odwrotnie proporcjonalne do mas,

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{\mathcal{M}_1}{\mathcal{M}_2} \quad (10.16)$$

więc

$$a_1 + a_2 = a_1 + a_1 \frac{\mathcal{M}_1}{\mathcal{M}_2} = a_1 \frac{\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2}{\mathcal{M}_2} \quad (10.17a)$$

$$= a_2 \frac{\mathcal{M}_2}{\mathcal{M}_1} + a_2 = a_2 \frac{\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2}{\mathcal{M}_1} \quad (10.17b)$$

Podstawiając np. (10.17a) do (10.15) i mnożąc obie strony przez $\sin^3 i$ dostajemy

$$(\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2) \sin^3 i = \frac{1}{P^2} \left(\frac{\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2}{\mathcal{M}_2} \right)^3 a_1^3 \sin^3 i$$

Podstawiając następnie $a_1 \sin i$ z (10.14) i wyrażając masy w masach Słońca, a_1 w km, K_1 w km/s i P w dobach otrzymujemy ostatecznie

$$f_1 = \frac{\mathcal{M}_2^3 \sin^3 i}{(\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2)^2} = 1,038 \cdot 10^{-7} K_1^3 P (1 - e^2)^{3/2} \quad (10.18)$$

Wielkość f_1 nosi nazwę *funkcji mas* i jest wyrażona w masach Słońca. Funkcja mas jest jedyną informacją jaką możemy uzyskać o masie składnika \mathcal{M}_2 na podstawie amplitudy prędkości radialnych pierwszego składnika K_1 – jeżeli znana jest ponadto ekscentryczność orbity. Jak łatwo można wywnioskować z zależności (10.18) funkcja mas przedstawia dolną granicę masy niewidocznego składnika przy ustalonej wartości stosunku mas $q = \mathcal{M}_2/\mathcal{M}_1$.

Więcej informacji o układzie uzyskujemy w przypadku, gdy w widmie widoczne są linie pochodzące od obu składników i znane są obie krzywe prędkości radialnych. Pisząc równanie (10.14) dla obu pól wielkich oddzielnie, a następnie dodając otrzymane równania stronami, dostajemy

$$(a_1 + a_2) \sin i = 1,375 \cdot 10^4 \sqrt{1 - e^2} (K_1 + K_2) P \quad (10.19)$$

Mnożąc obie strony III Prawa Keplera (10.15) przez $\sin^3 i$ i wstawiając do niego powyższy związek dostajemy w tych samych jednostkach co poprzednio

$$(\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2) \sin^3 i = 1,038 \cdot 10^{-7} (1 - e^2)^{3/2} (K_1 + K_2)^3 P \quad (10.20)$$

Ponieważ

$$\frac{\mathcal{M}_1}{\mathcal{M}_2} = \frac{K_2}{K_1}, \quad \text{czyli} \quad \mathcal{M}_2 = \mathcal{M}_1 \frac{K_1}{K_2} \quad \text{lub} \quad \mathcal{M}_1 = \mathcal{M}_2 \frac{K_2}{K_1}$$

więc

$$\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2 = \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_1 \frac{K_1}{K_2} = \mathcal{M}_1 \left(\frac{K_2 + K_1}{K_2} \right) = \mathcal{M}_2 \left(\frac{K_1 + K_2}{K_1} \right)$$

co wstawione do (10.20) daje odpowiednio

$$\mathcal{M}_1 \sin^3 i = 1,038 \cdot 10^{-7} (1 - e^2)^{3/2} (K_1 + K_2)^2 K_2 P \quad (10.21a)$$

$$\mathcal{M}_2 \sin^3 i = 1,038 \cdot 10^{-7} (1 - e^2)^{3/2} (K_1 + K_2)^2 K_1 P \quad (10.21b)$$

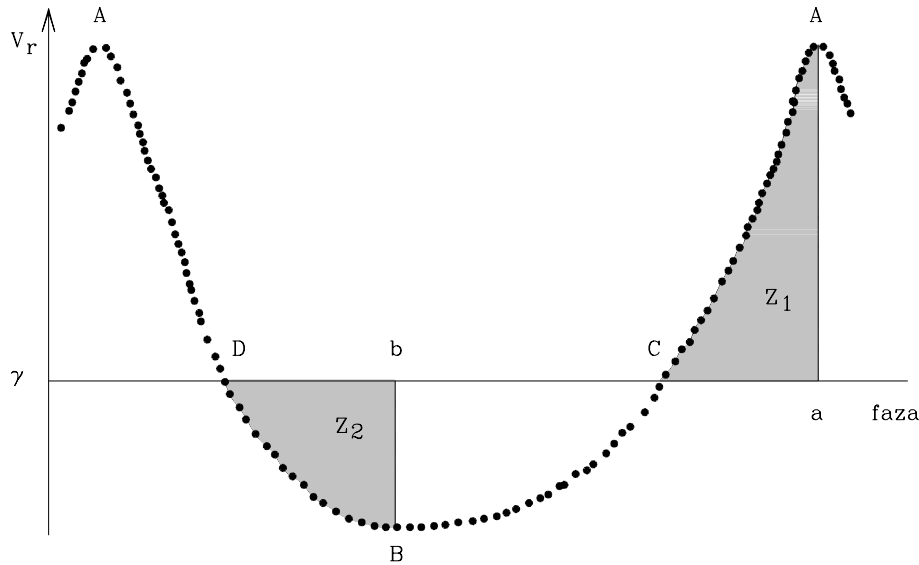
A zatem znając obie amplitudy prędkości radialnych możemy wyznaczyć obserwacyjnie zarówno stosunek mas jak i poszczególne masy pomnożone przez $\sin^3 i$.

W uzyskanych wyżej zależnościach występuje również ekscentryczność e , której oczywiście z góry nie znamy, ale którą – wraz z niektórymi innymi elementami orbity – możemy stosunkowo łatwo wyznaczyć na podstawie krzywej prędkości radialnych dowolnego ze składników. Najczęściej stosowana jest w tym celu graficzna *metoda Lehmann-Filhésa*. Na Rys. 10.2 zaznaczone są dwa obszary pod krzywą prędkości radialnych o polach powierzchni Z_1 i Z_2 . Pola te są całkami z prędkości radialnej (10.2), więc ich wartość jest równa różnicy odpowiednich wartości z z równania (10.1). Biorąc pod uwagę, że w punkcie A , gdy $\omega + v = 0$, odpowiednia wartość z jest równa zero, pole CaA jest równe rzutowi z w punkcie C . Oznaczając anomalie prawdziwą odpowiadającą punktowi C przez v_1 możemy napisać

$$z_1 = r_1 \sin(v_1 + \omega) \sin i$$

Z takich samych powodów

$$z_2 = -r_2 \sin(v_2 + \omega) \sin i$$



Rys. 10.2 Krzywa prędkości radialnych jednego składnika i jej analiza.

gdzie v_2 jest anomalią prawdziwą odpowiadającą punktowi D . Ponieważ punkt C leży na drodze gwiazdy od węzła wstępującego do zstępującego, a punkt D na drodze od węzła zstępującego do wstępującego, to z_1 i z_2 muszą mieć znaki przeciwne (z_2 jest ujemne). Korzystając z tych związków oraz z równania (10.4), a także biorąc pod uwagę, że zgodnie z (10.12)

$$\cos(v_1 + \omega) = \cos(v_2 + \omega) = -\frac{A - B}{A + B}$$

po prostych przekształceniach dostajemy dwa równania

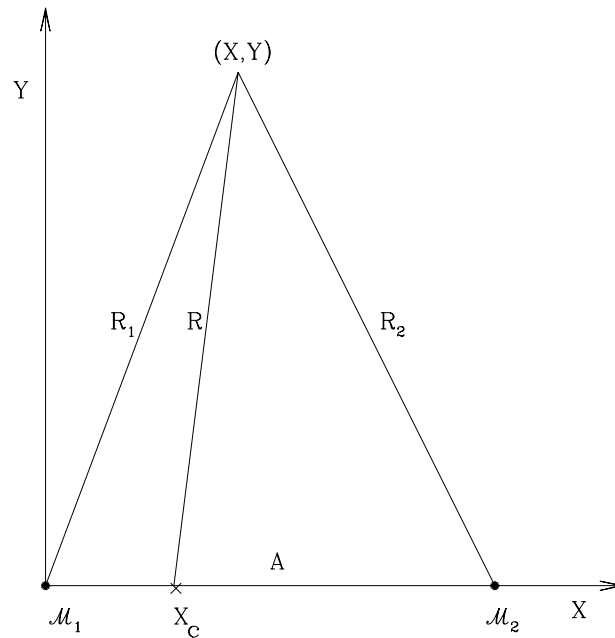
$$e \sin \omega = \frac{2\sqrt{AB}}{A + B} \frac{z_1 + z_2}{z_2 - z_1} \quad (10.22)$$

$$e \cos \omega = \frac{A - B}{A + B} \quad (10.23)$$

z których wyznaczamy ekscentryczność e i długość periastronu ω . W momencie przejścia przez periastron T anomalia prawdziwa równa jest zero czyli zgodnie z (10.6) prędkość radialna jest równa

$$V_{r,periastr} = K(1 + e) \cos \omega \quad (10.24)$$

Prędkości takiej odpowiadają na ogół dwa momenty czasu na krzywej prędkości radialnych. Ponieważ jednak w punktach A i B wartości $v + \omega$ są odpowiednio 0^0



Rys. 10.3 Potencjał pochodzący od dwóch mas \mathcal{M}_1 i \mathcal{M}_2 w układzie rotującym.

i 180° , więc znając wartość ω można jednoznacznie określić moment, w którym $v = 0$

Przewidywane wartości prędkości radialnych dla dowolnych momentów czasu t wylicza się z następujących równań

$$\frac{2\pi}{P}(t - T) = E - e \sin E \quad (10.25)$$

$$\operatorname{tg} \frac{v}{2} = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \operatorname{tg} \frac{E}{2} \quad (10.26)$$

$$V_r = \gamma + K e \cos \omega + K \cos(v + \omega) \quad (10.27)$$

Równanie (10.26) daje jednoznaczną zależność między anomalią prawdziwą v i anomalią ekscentryczną E , ponieważ $v = E$ dla $E = 0$ i $E = 180^\circ$, czyli v jest zawsze w tej samej ćwiartce co E .

Model Roche'a. Podstawą dzisiejszej interpretacji zjawisk zachodzących w układach podwójnych jest odwołanie się do stosunków dynamicznych w układzie podwójnym w ramach tzw. *ograniczonego problemu trzech ciał*. Podstawową wielkością modelu Roche'a jest potencjał grawitacyjny wokół pary gwiazd obiegających się wzajemnie po orbitach kołowych. Wybierzmy układ współrzędnych,

taki jak przedstawiony na Rys. 10.3, którego początek znajduje się w środku ciężkości składnika o większej masie, \mathcal{M}_1 , oś X pokrywa się z kierunkiem łączącym oba składniki a płaszczyzna XY pokrywa się z płaszczyzną orbity. Oznaczmy ponadto przez A odległość między gwiazdami i przez X_c – współrzędną środka masy układu (w wybranym przez nas układzie pozostałe dwie współrzędne środka masy są równe zero). Dla uproszczenia ograniczmy się tylko do rozważenia potencjału w płaszczyźnie orbity. W dowolnym punkcie tej płaszczyzny o współrzędnych X, Y potencjał całkowity jest sumą trzech składników: potencjału grawitacyjnego pochodzącego od składnika głównego, $G\mathcal{M}_1/R_1$, potencjału grawitacyjnego od składnika wtórnego, $G\mathcal{M}_2/R_2$, oraz potencjału siły odśrodkowej w układzie obracającym się wokół środka masy z prędkością kątową ω wraz z obiegającymi się gwiazdami, $\omega^2[(X - X_c)^2 + Y^2]/2$. Ograniczając rozważania do orbit kołowych, mamy dla prędkości kątowej

$$\omega^2 = G \frac{\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2}{R^3}$$

Z definicji środka masy,

$$X_c \mathcal{M}_1 = (A - X_c) \mathcal{M}_2$$

wynika

$$X_c = \frac{\mathcal{M}_2}{\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2} A = \frac{q}{q+1} A \quad (10.28)$$

gdzie symbolem q oznaczyliśmy stosunek mas

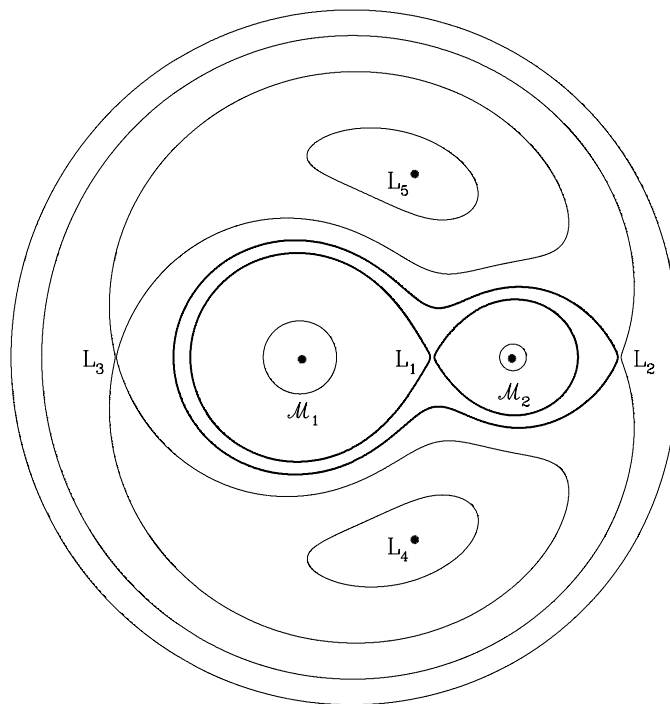
$$q = \frac{\mathcal{M}_2}{\mathcal{M}_1}$$

Potencjał w punkcie X, Y jest zatem

$$\begin{aligned} \Psi &= G \frac{\mathcal{M}_1}{R_1} + G \frac{\mathcal{M}_2}{R_2} + \frac{1}{2} G \frac{\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2}{A^3} \left[\left(X - \frac{\mathcal{M}_2}{\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2} A \right)^2 + Y^2 \right] = \\ &= \frac{G(\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2)}{A} \left\{ \frac{\mathcal{M}_1}{\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2} \frac{A}{R_1} + \frac{\mathcal{M}_2}{\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2} \frac{A}{R_2} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \frac{1}{A^2} \left[X^2 + Y^2 - 2X \frac{\mathcal{M}_2}{\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2} A + \left(\frac{\mathcal{M}_2}{\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2} \right)^2 A^2 \right] \right\} \quad (10.29) \end{aligned}$$

Po prostych przekształceniach wynika stąd

$$\Psi \cdot \frac{A}{G(\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2)} - \frac{1}{2} \frac{q}{1+q} = \Omega = \frac{1}{1+q} \frac{1}{r_1} + \frac{q}{1+q} \frac{1}{r_2} + \frac{1}{2} (x^2 + y^2) \quad (10.30)$$



Rys. 10.4 Przekrój powierzchni stałego potencjału płaszczyzną orbity w modelu Roche'a.

gdzie $r_1 = R_1/A$, $r_2 = R_2/A$, $x = X/A$ i $y = Y/A$. Bezwymiarowy potencjał Ω zależy tylko od stosunku mas q . Przecięcia trójwymiarowych powierzchni ekwipotencjalnych $\Omega = \text{const}$ z płaszczyzną orbity są przedstawione na Rys. 10.4.

Ich zasadnicze cechy można wydedukować z (10.30). W szczególności, łatwo zauważyć, że Ω może osiągać bardzo duże wartości tylko wówczas, gdy r_1 lub r_2 są bardzo małe, co oznacza, że powierzchnie dużego potencjału mają kształt kul o niewielkich promieniach otaczających obie masy. Wniosek ten jest zgodny z intuicją, ponieważ bardzo blisko gwiazdy pole grawitacyjne jest określone przede wszystkim przez jej masę i grawitacyjny wpływ drugiej gwiazdy jest do zanedbania. Dla coraz to mniejszych wartości potencjału dozwolone są coraz to większe wartości r_1 i r_2 , a tym samym wpływ "niesymetrycznego" wyrazu, zależnego od x i y , staje się coraz większy: powierzchnie ekwipotencjalne położone coraz dalej od poszczególnych składników stają się coraz bardziej owalne. Dla pewnej krytycznej wartości potencjału owale te stykają się ze sobą. Powierzchnię ekwipotencjalną, dla której to następuje nazywamy *krytyczną powierzchnią Roche'a*. Jeszcze mniejszym wartościom potencjałów, czyli większym odległościom, odpowiadają powierzchnie "hantlowe" otaczające w sposób ciągły obie gwiazdy. Zamknięte powierzchnie ekwipotencjalne o takim kształcie istnieją tylko do następnej granicznej wartości potencjału, definiującej *zewnątrzną* krytyczną powierzchnię Roche'a; w większych

odległościach od układu ich kształty stają się coraz bardziej kuliste.

Z granicznymi wartościami potencjału związane są charakterystyczne punkty $L_1 - L_5$ zwane *punktami Lagrange'a*. W punktach tych

$$\frac{\partial \Omega}{\partial x} = \frac{\partial \Omega}{\partial y} = \frac{\partial \Omega}{\partial z} = 0,$$

czyli znika siła działająca na cząstkę próbną.

Z powodów, które zostaną wyjaśnione niżej, największe znaczenie dla fizycznego stanu układów podwójnych ma krytyczna powierzchnia Roche'a oraz punkt Lagrange'a L_1 . Rozmiary powierzchni krytycznych oraz położenia punktów L_1 , L_2 i L_3 są podane w Tabeli 10.1. Przyjęto przy tym układ współrzędnych taki jak na Rys. 10.3, tzn. początek układu współrzędnych znajduje się w środku ciężkości składnika głównego \mathcal{M}_1 , oś X jest skierowana od \mathcal{M}_1 do \mathcal{M}_2 , oś Y leży w płaszczyźnie orbity (pokrywającej się z płaszczyzną rysunku), oś Z jest prostopadła do płaszczyzny rysunku. x_1, y_1, z_1 i x_2, y_2, z_2 , są rozmiarami obu krytycznych powierzchni Roche'a w trzech współrzędnych, liczonymi od środków ciężkości odpowiednich składników. x_{L1}, x_{L2}, x_{L3} są współrzędnymi punktów Lagrange'a. Wszystkie wielkości są wyrażone w jednostkach względnych, w których odległość między składnikami $A = 1$.

Tabela 10.1.

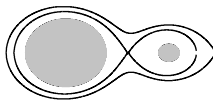
Rozmiary krytycznych powierzchni Roche'a i położenie punktów Lagrange'a

q	x_1	y_1	z_1	x_2	y_2	z_2	x_{L1}	x_{L2}	x_{L3}
1.0	-0.40498	0.37420	0.35621	1.40498	0.37420	0.35621	0.50000	1.69841	-0.69841
0.8	-0.42498	0.39501	0.37491	1.38532	0.35388	0.33770	0.52295	1.66147	-0.73414
0.6	-0.45118	0.42244	0.39909	1.36061	0.32853	0.31431	0.55234	1.61304	-0.77752
0.4	-0.48855	0.46189	0.43278	1.32720	0.29465	0.28260	0.59295	1.54538	-0.83180
0.2	-0.54368	0.52983	0.48750	1.27460	0.24233	0.23294	0.65865	1.43808	-0.90250
0.1	-0.61414	0.59609	0.53451	1.22831	0.19746	0.18991	0.71751	1.34699	-0.94693

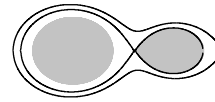
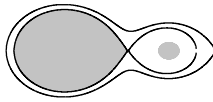
Wygodną charakterystyką rozmiarów krytycznej powierzchni Roche'a jest jej *promień średni* r_m , zdefiniowany w taki sposób, że $(4/3)\pi r_m^3$ jest równe prawdziwej objętości *strefy* Roche'a, czyli obszaru przestrzeni ograniczonego powierzchnią Roche'a. Dla dwóch gwiazd o stosunku mas q , zachodzi z dokładnością ok. 2%

$$\frac{r_m}{A} = 0,38 + 0,2 \log q \quad \text{dla } 0,3 < q < 20 \quad (10.31a)$$

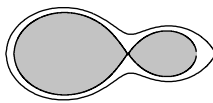
(a) rozdzielone



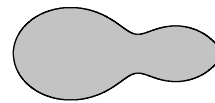
(b) półrozdzielone



(c) kontaktowe



(d)

**Rys. 10.5** Rodzaje układów podwójnych.

$$\frac{r_m}{A} = 0,462 \left(\frac{q}{1+q} \right)^{1/2} \quad \text{dla } 0 < q < 0,8 \quad (10.31b)$$

Zauważmy, że odwracając stosunek mas można z tych przybliżeń otrzymać rozmiary obu stref Roche'a.

Składniki układu podwójnego, które z dobrym przybliżeniem można w rozwiązaniach dynamicznych uważać za obiekty punktowe, w rzeczywistości mają skończone i to niekiedy bardzo duże rozmiary, a ich kształt jest oczywiście określony przez kształt powierzchni ekwipotencjalnych. Wzajemny stosunek rozmiarów gwiazd i krytycznej powierzchni Roche'a jest podstawą dzisiejszej klasyfikacji układów podwójnych. Rysunek 10.5 przedstawia schematycznie trzy możliwe sytuacje:

(a) Obie gwiazdy są znacznie mniejsze od otaczających je krytycznych powierzchni Roche'a. Ich kształt jest niemal dokładnie kulisty. Oba składniki – jeśli pominąć oddziaływania grawitacyjne – są od siebie praktycznie odseparowane i ich ewolucja przebiega tak jak dla gwiazd pojedynczych. Układy takie nazywamy *układami rozdzielonymi, D*.

(b) Jedna z gwiazd (mniejsza lub większa) ma rozmiary porównywalne z rozmiarami krytycznej powierzchni Roche'a lub wypełnia ją całkowicie. Jej kształt

różni się wyraźnie od kulistego. Krytyczna powierzchnia Roche'a stanowi górną granicę rozmiarów gwiazdy: materia, która przekroczy tę powierzchnię znajdzie się na powierzchni ekwipotencjalnej otaczającej obie gwiazdy i tym samym utraci związek z macierzystą gwiazdą. Ograniczenie rozmiarów gwiazdy ma istotny wpływ na jej ewolucję oraz procesy ewentualnej wymiany masy między składnikami. Układy takie nazywamy *półrozdzielonymi*, *SD*.

(c, d) Obie gwiazdy wypełniają swoje krytyczne powierzchnie Roche'a co oznacza, że tworząca je materia znajduje się w fizycznym kontakcie. Stąd też nazwa tych układów - *układy kontaktowe*. Możliwe są przy tym dwa przypadki: rozmiary gwiazd są dokładnie równe rozmiarom powierzchni ekwipotencjalnych (jak w przypadku c), a kontakt następuje tylko w punkcie Lagrange'a L_1 , albo rozmiary obu gwiazd są nieco większe, tak iż materia wypełnia również obszar między wewnętrzną i zewnętrzną krytyczną powierzchnią Roche'a (przypadek d). Materia ta należy jednocześnie do obu składników.

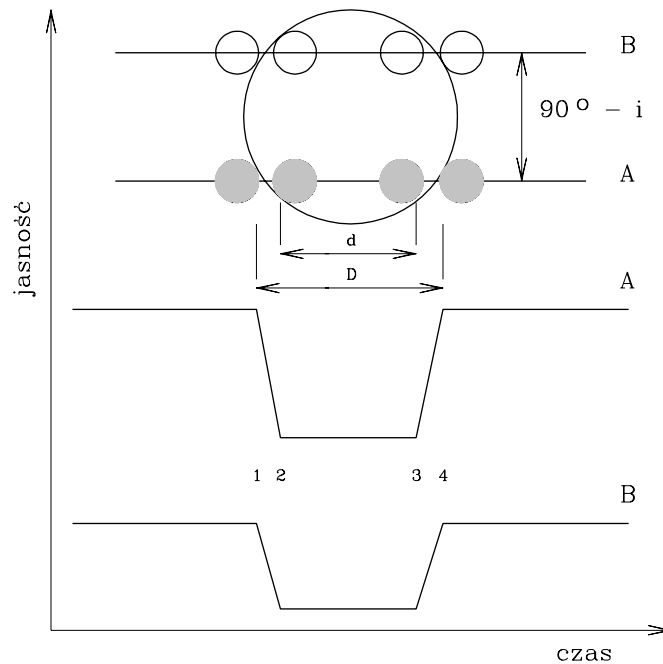
W odniesieniu do *ciasnych układów podwójnych*, w których odległości między składnikami są porównywalne z ich rozmiarami, stosuje się jeszcze nieco odmienny podział na *układy rozdzielone*, *DCB*, *układy bliskie kontaktu*, *NCB*, oraz *niskotemperaturowe układy kontaktowe*, *LTCB*.

Gwiazdy zaćmieniowe. Wzajemny obieg składników powoduje stałą zmianę ich położenia w stosunku do obserwatora. W wielu przypadkach sam ruch orbitalny i związana z tym zmiana "wyglądu" układu wystarcza do spowodowania zmian jasności obserwowanej. Jeżeli zaś kąt między kierunkiem do obserwatora i płaszczyzną orbity jest wystarczająco mały (czyli kąt nachylenia i zdefiniowany na Rys. 10.1 jest bliski 90^0), wówczas obserwujemy wzajemne zaćmiewanie się składników.

Przebieg zaćmienia i odpowiadające mu zmiany jasności układu są przedstawione schematycznie na Rys. 10.6.

Zaćmienie większej gwiazdy przez gwiazdę mniejszą (przypadek A) nazywamy *tranzytem*; zaćmienie to może być częściowe lub obrączkowe. Cyframi oznaczone są cztery podstawowe fazy zaćmienia, zwane *kontaktami*: (1) - pierwszy kontakt zewnętrzny, (2) - pierwszy kontakt wewnętrzny, (3) - drugi kontakt wewnętrzny i (4) - drugi kontakt zewnętrzny. Zaćmienie, podczas którego składnik o mniejszej jasności powierzchniowej zakrywa składnik o większej jasności powierzchniowej nazywamy *zaćmieniem głównym*, a odpowiadające mu minimum jasności nazywamy *minimum głównym*.

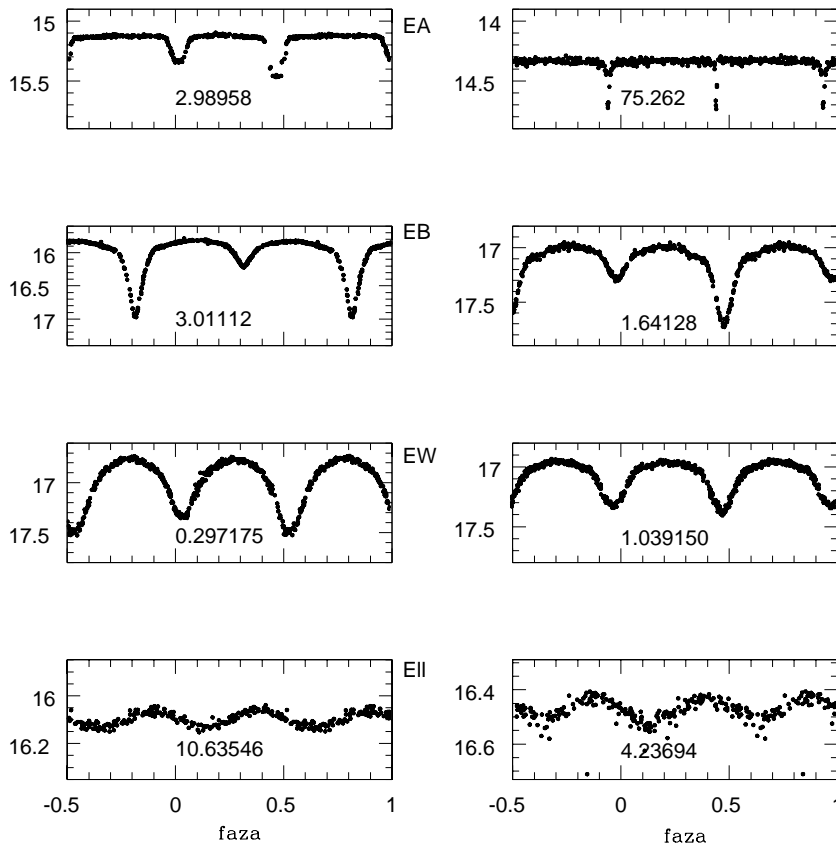
Na Rys. 10.6 przyjęto, że większa gwiazda ma większą jasność powierzchniową; tranzyt A jest zatem związany z zaćmieniem głównym. Ruch obiegowy obu składników układu sprawi, że po pewnym czasie obie gwiazdy ponownie znajdą się na jednej linii z obserwatorem i nastąpi drugie zaćmienie, tym razem zaćmienie gwiazdy mniejszej przez większą, które nazywamy *okultacją*.



Rys. 10.6 Geometria zaćmień.

Powtórzą się te same kontakty co poprzednio, tyle tylko, że w odwróconej kolejności. Zaćmienie to nazwiemy *wtórny*, ponieważ odpowiada zaćmieniu gwiazdy o mniejszej jasności powierzchniowej przez gwiazdę o większej jasności powierzchniowej. Może ono być częściowe lub całkowite (dla przyjętej na rysunku wartości kąta nachylenia - jest zaćmieniem całkowitym). Odpowiadające mu *minimum wtórne* jasności jest płytsze od minimum głównego. Różnica fazy między minimum głównym i wtórnym zależy od ekscentryczności orbity. Jeżeli orbita jest kołowa ($e = 0$), to odstęp w czasie między minimum głównym i wtórnym jest dokładnie równy połowie okresu. Jeżeli orbita jest ekscentryczna, to moment minimum wtórnego może wypadać w zasadzie w dowolnej fazie, zależnie od tego jak duża jest ekscentryczność i w jaki sposób ustawiona jest półoś wielka orbity w stosunku do obserwatora.

Na podstawie Rys. 10.6 można też zrozumieć w jaki sposób obserwacje zaćmień mogą dostarczyć informacji na temat promieni obu gwiazd. Przypuśćmy, że układ widzimy dokładnie "z boku" ($i = 90^\circ$) i że orbita o półosi wielkiej a jest dokładnie kołowa. Prędkość ruchu orbitalnego jest równa $2\pi a/P$, gdzie P jest okresem obiegu. Jak łatwo widzieć z rysunku, mniejszy składnik 2 przebywa drogę równą swojej średnicy w czasie od pierwszego kontaktu zewnętrznego do pierwszego kontaktu wewnętrznego, czyli w czasie $(D-d)/2$. Wynika stąd, że promień mniejszego składnika $r_2 = \pi a(D-d)/(2P)$. Równie łatwo można się przekonać,



Rys. 10.7 Przykładowe krzywe blasku gwiazd zaćmieniowych o różnym stopniu kontaktu. Pod każdą krzywą podany jest okres w dniach.

że drogę równą średnicy większego składnika składnik mniejszy przebywa w czasie od pierwszego kontaktu zewnętrznego do drugiego kontaktu wewnętrznego, czyli w czasie $d + (D - d)/2 = (D + d)/2$. Na tej podstawie możemy napisać wyrażenie na wielkość obu promieni

$$r_{1,2} = \frac{\pi a}{2P}(D \pm d). \quad (10.32)$$

W rzeczywistości obserwowane krzywe zmian jasności (zwane też *krzywymi blasku*) wynikające z zaćmień i obiegu orbitalnego wykazują znacznie większą różnorodność niż mogłyby to sugerować Rys. 10.6. Można jednak wyróżnić w nich pewne cechy wiążące się bezpośrednio z geometrycznymi i fizycznymi charakterystykami układu podwójnego. Krzywe blasku gwiazd zaćmieniowych dzielimy ze względu na ich kształt na kilka zasadniczych grup (Rys. 10.7).

Krzywe blasku *typu EA* charakteryzują się stałą lub prawie stałą jasnością między zaćmieniami oraz obecnością dwóch wyraźnych minimów jasności o róż-

nej z reguły głębokości. Układy o takich krzywych blasku nazywamy też *Algolami* od prototypu tej grupy - Algola (β Persei). Charakter zmian jasności i okresy dłuższe od kilku dziesiątych dnia, najczęściej kilkadziesiąt lub kilkaset dni, świadczą, że są to układy dobrze rozdzielona, względnie półrozdzielone (jak sama β Persei). Typy widmowe składników zawierają się w szerokim zakresie od O6 do M1, z wąskim maksimum między A1 i A5.

W krzywych blasku *typu EB* również występują dwa minima o nierównej głębokości, a ich okresy są dłuższe od jednego dnia. Jednak w odróżnieniu od Algoli jasność między zaćmieniami wykazuje tak duże i ciągłe zmiany, że fotometryczne efekty kolejnych kontaktów są całkowicie zamaskowane. Taki kształt krzywej blasku między zaćmieniami jest spowodowany z jednej strony silnym odkształceniem samych gwiazd, a z drugiej - nierównomiernym rozkładem jasności na ich powierzchni. Typy widmowe składników są najczęściej B lub A. Typowym przedstawicielem jest układ β Lyrae.

Podobny kształt krzywej blasku, ale okresy z reguły krótsze od jednego dnia, mają układy *typu EW*. Głębokości minimów mogą być zarówno nieco różne jak i identyczne. Krótki okres orbitalny, od 0,25 do 1 dnia, oraz silne zniekształcenie obu składników wskazują na to, że są to układy kontaktowe. Typy widmowe składników zawierają się w przedziale F – G. Krzywe prędkości radialnych, często możliwe do wyznaczenia dla obu składników, są niemal dokładnie sinusoidalne, co oznacza, że orbity są kołowe. Gwiazdy tej grupy nazywamy również zmiennymi typu W UMa.

Oddzielną, choć dość niejednorodną pod względem parametrów fizycznych, grupę stanowią *zmiennie elipsoidalne* (oznaczane symbolem *Ell*). Są to układy w których skutek oddziaływań pływowych oba składniki są wyraźnie odkształcone i których kąt nachylenia orbity w stosunku do obserwatora ziemskiego jest zbyt mały, by można było obserwować zaćmienia. Niewielkie zmiany jasności, o amplitudzie rzędu 0.1 mag, są spowodowane tym, że w kolejnych fazach oba składniki są do nas zwrócone raz większymi a raz mniejszymi przekrojami, dając w ciągu jednego okresu obiegu dwa minima i dwa maksima blasku. Na podstawie samej tylko krzywej blasku trudno jest jednoznacznie odróżnić niezaćmieniowy układ eliptyczny od gwiazdy zmiennej o sinusoidalnej zmianie jasności z okresem dwukrotnie krótszym.

Obserwowane krzywe blasku zależą od geometrycznych i fizycznych parametrów układu. Do ich poznania stosuje się obecnie dość oczywistą procedurę polegającą na porównaniu krzywych teoretycznych obliczonych dla konkretnego zestawu parametrów z krzywą obserwowaną i znalezieniu takiej krzywej teoretycznej, która w granicach przyjętych kryteriów najdokładniej odtwarza krzywą obserwowaną. Popularny kod Wilsona – Devinneya pozwala wyznaczyć następujące parametry układu: nachylenie orbity, względne jasności mono-

chromatyczne składników, ich temperatury efektywne, współczynniki ściemnienia brzegowego i grawitacyjnego, stosunek mas oraz potencjały powierzchniowe (określające dokładny kształt składników), one bowiem określają rozkład jasności na powierzchni składników oraz geometrię zaćmienia. Dodatkowo uwzględnienie wyników spektroskopowych obserwacji zmian prędkości radialnych dostarcza pełnej wiedzy o parametrach układu wyrażonych w jednostkach absolutnych.

Ewolucja układów podwójnych. Ewolucja gwiazd podwójnych jest określona przede wszystkim przez ich rozmiary. W szerokich układach, w których strefy Roche'a są znacznie większe od rozmiarów poszczególnych gwiazd, ewolucja każdego ze składników przebiega tak jak dla gwiazdy pojedynczej o takiej samej masie. Inaczej jest w *ciasnych układach podwójnych*, w których rozmiary stref Roche'a są porównywalne z rozmiarami gwiazd. Ewolucja układu jako całości jest zależna od ewolucji każdego ze składników, przede wszystkim składnika głównego o większej masie. Zazwyczaj wyróżnia się trzy podstawowe drogi początkowej ewolucji układu, związane z trzema fazami ewolucji, w których gwiazda zwiększa znacznie swoje rozmiary, tj. z fazą palenia wodoru w jądrze i odchodzenia od ciągu głównego oraz z fazami kurczenia się jądra i ekspansji otoczki przed zapaleniem kolejno helu i węgla.

Przypadek A odnosi się do układów na tyle ciasnych, że składnik pierwotny dochodzi do powierzchni Roche'a już w fazie palenia wodoru w jądrze. Dalszy wzrost rozmiarów poza krytyczną powierzchnię ekwipotencjalną pociąga za sobą utratę masy przez punkt Lagrange'a L_1 i przeniesienie jej do składnika wtórnego. Jak było powiedziane w rozdziale 9, wzrost rozmiarów w tej fazie jest bardzo szybki i tak samo szybko przebiega proces transferu masy między składnikami. Trwa on tak długo dopóki gwiazda tracąca materię nie osiągnie konfiguracji równowagi o promieniu równym promieniowi strefy Roche'a. Jak wynika z obliczeń modelowych, następuje to zazwyczaj po odwróceniu pierwotnego stosunku mas: gwiazda początkowo bardziej masywna staje się mniej masywna, w dalszym ciągu pali wódór we wnętrzu i wypełnia strefę Roche'a, zachowując rozmiary podobnymi, którego jasność jest o 1 - 3 wielkości gwiazdowe większa od jasności gwiazdy ciągu głównego o takiej samej masie. Układ staje się półrozdzielony i pozostaje w tym stanie przez czas stosunkowo długi, określony skalą jądrową ewolucji drugiego składnika. Obraz ten pozostaje w doskonałej zgodzie z obserwacjami, które potwierdzają (pozornie paradoksalny) fakt, że w układach półrozdzielonych składnik większy jest zawsze mniej masywny. Uważa się, że w takiej fazie znajdują się wszystkie układy podwójne o krzywej blasku typu EB i okresach dłuższych od ok. 10 dni. Ostatecznie, ewolucja wtórnego, obecnie bardziej masywnego składnika, doprowadzi do zwiększenia jego rozmiarów, wypełnienia strefy Roche'a, a tym samym do zamiany układu w układ kontaktowy.

Przypadek B odnosi się do układów o mniejszych masach lub większych sepa-

racjach, gdy wypełnienie powierzchni Roche'a następuje dopiero po wyczerpaniu wodoru w jądrze, w czasie ekspansji poprzedzającej zapalenie helu. Początkowy przepływ materii w układzie przebiega podobnie jak w przypadku A, natomiast dalsza ewolucja układu zależy od masy składników.

Jeżeli masa składnika głównego jest mniejsza od ok. $3 M_{\odot}$, wówczas kontrakcja helowego jądra kończy się degeneracją elektronów i zatrzymaniem zarówno kontrakcji jądra jak i rozszerzania się otoczki. Palenie wodoru w otoczce jest co najwyżej źródłem bardzo powolnej utraty masy, zachodzącej w jądrowej skali czasu. Pozbawiony swej warstwy zewnętrznej składnik pierwotny charakteryzuje się dużą nadwyżką jasności. Składnik wtórny, który po zakończeniu procesu wymiany materii stał się bardziej masywny, pozostaje gwiazdą ciągu głównego i ewoluuje w bardzo długiej, jądrowej skali czasu. Algole są najprawdopodobniej układami znajdującymi się w tej właśnie fazie ewolucyjnej. Palenie wodoru w otoczce pierwotnego składnika kończy się ostatecznie utworzeniem helowego białego karła, a układ staje się gwiazdą podwójną spektroskopową typu SB1, z widocznymi liniami tylko składnika wtórnego, który będąc gwiazdą ciągu głównego jest odpowiedzialny za całą jasność układu.

Jeżeli masa składnika głównego przekracza $3 M_{\odot}$, to pomimo szybkiej utraty zewnętrznej otoczki w jego jądrze następuje zapalenie helu. Towarzyszące temu rozszerzenie się jądra i skurczenie otoczki zatrzymuje przepływ materii i składnik pierwotny istnieje jako gwiazda helowa. Jeżeli masa gwiazdy helowej jest dostatecznie duża, to może ona po ponownym zwiększeniu rozmiarów przejść przez kolejną fazę szybkiej utraty warstw zewnętrznych (przypadek oznaczany niekiedy jako BB) i zakończyć ewolucję w postaci masywnego ($\sim 1 M_{\odot}$) węglowotlenowego białego karła. W gwiazdach bardzo masywnych, o masach większych od $\sim 12 M_{\odot}$, zapalenie helu następuje bardzo szybko po wyczerpaniu się wodoru w warstwach wewnętrznych; po utracie zewnętrznej otoczki wodorowej zostaje odkryte jasne, palące hel, masywne (ponad $4 M_{\odot}$) jądro, mające cechy obserwacyjne zbliżone do gwiazd Wolfa-Rayeta. Masywna gwiazda helowa może zapalić węgiel w warunkach braku degeneracji co jest równoznaczne z wybuchem supernowej i wytworzeniem gwiazdy neutronowej lub nawet czarnej dziury. Ponieważ wybuchający składnik ma mniejszą masę niż jego towarzysz, układ ma wszelkie szanse na przeżycie wybuchu. Końcowym produktem tych procesów jest najprawdopodobniej *masywny układ rentgenowski*, w którym silny wiatr gwiazdowy wiejący teraz z bardziej masywnego składnika wtórnego i opadający na małą gwiazdę neutronową lub czarną dziurę jest źródłem emisji rentgenowskiej. Po wszechnie przyjmuje się również, że dalsza ewolucja takiego układu, będąca powtórzeniem przez drugi składnik dotychczasowej ewolucji pierwszego składnika, kończy się drugim wybuchem supernowej w tym samym układzie, co w niektórych przypadkach może prowadzić do powstania *podwójnych pulsarów radiowych*,

czyli układów złożonych z dwóch gwiazd neutronowych obiegających się po ekscentrycznych orbitach.

Najmniej opracowany teoretycznie i prawdopodobnie najmniej ważny jest *przypadek C* rozpoczęcia procesu wymiany masy w późnych stadiach ewolucji, przed zapaleniem węgla. Odnosi się on przede wszystkim do ewolucji bardzo masywnych gwiazd w bardzo szerokich układach podwójnych. Główny składnik po utracie masy w tym przypadku powinien być gwiazdą o dużej nadwyżce jasności i o zwiększonej obfitości helu i azotu, ewoluującą w kierunku białych karłów.

Zaćmieniowe układy rozdzielone. Ich składniki obiegają się w odległościach wystarczająco dużych, by można było przyjąć, że na ich stan fizyczny podwójność nie ma żadnego wpływu; dzięki temu są one wygodnym i stosunkowo czułym instrumentem do pomiaru odległości. Przywołując poznane poprzednio związki między bolometryczną jasnością absolutną M_{bol} i mocą promieniowania L ,

$$M_{bol} - M_{bol\odot} = -2.5 \log \frac{L}{L_{\odot}},$$

między jasnością absolutną, jasnością obserwowaną i odległością r wyrażoną w parsekach,

$$M_{bol} = m_{bol} - 5 \log r + 5,$$

oraz pamiętając, że

$$L = \sigma T_{ef}^4 \cdot 4\pi R^2$$

po prostych przekształceniach można otrzymać związek

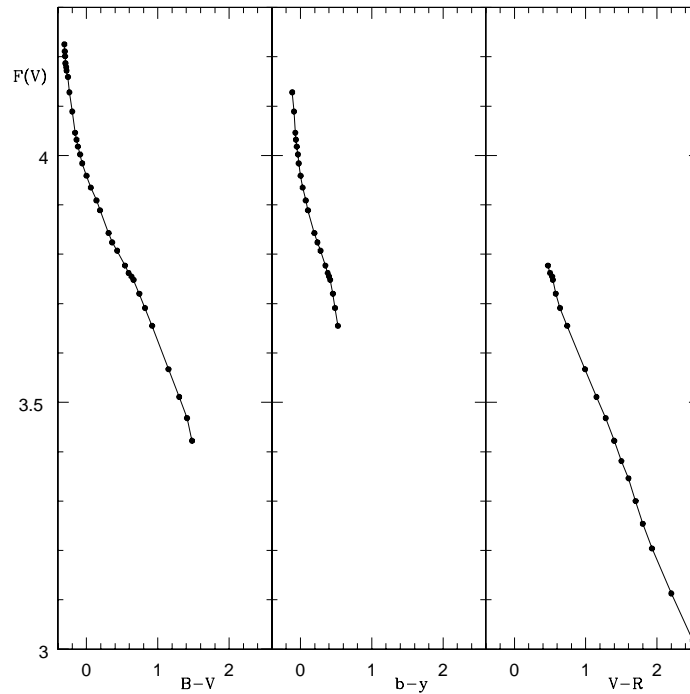
$$F_V \equiv \log T_{ef} + 0,1BC = \text{const} + 0,1V - 0,5 \log \Phi'' \quad (10.33)$$

gdzie BC jest poprawką bolometryczną, V jest jasnością obserwowaną w pasmie V , a Φ'' jest wyrażoną w sekundach łuku średnicą gwiazdy. Występująca w tym równaniu stała zależy tylko od wielkości odnoszących się do Słońca,

$$\text{const} = 0,1M_{bol\odot} + 1, + 0,25 \log \frac{4S_{\odot}}{\sigma}. \quad (10.34)$$

S_{\odot} jest stałą słoneczną, a σ – stałą Stefana–Boltzmannna. Obie te wielkości są mierzone z coraz to większą dokładnością, jednak tradycyjnie przyjmuje się te ich wartości, które zostały użyte w tym kontekście po raz pierwszy i prowadzą do wartości $\text{const}=4,2207$. Nie ma to znaczenia dla dalszych rozważań.

Wielkość $F(V)$ w równaniu (10.33) ma oczywisty sens jasności powierzchniowej w pasmie V (stosunek jasności do powierzchni wyrażonej w jednostkach kątowych) i jest funkcją tylko temperatury efektywnej, nic zatem dziwnego, że jest silnie skorelowana ze wskaźnikami barwy. Odpowiednia zależność, uzyskana



Rys. 10.8 Standardowe zależności między jasnością powierzchniową $F(V)$ i barwą uzyskane na podstawie gwiazd o znanych średnicach kątowych.

pierwotnie dla wskaźnika $(V - R)$ (tzw. zależność Barnes–Evans), rozszerzona następnie na inne wskaźniki, jest przedstawiona na Rys. 10.8. Krzywe na tym rysunku zostały wykalibrowane za pomocą gwiazd, dla których istnieją bezpośrednie pomiary lub wiarygodne wyznaczenia średnic kątowych. Oczywiście wszystkie wskaźniki barwy muszą być wolne od poczerwienienia międzygwiazdowego.

Istnienie tak dobrze określonej zależności między barwą i jasnością powierzchniową jest podstawą bardzo prostej i dokładnej metody wyznaczania odległości do podwójnych spektroskopowych typu SB2 (dla których znane są krzywe prędkości radialnych obu składników). Z rozwiązania krzywej fotometrycznej mamy bowiem $r_1/a; r_2/a; q_V = l_{V,2}/l_{V,1}; q_R = l_{R,2}/l_{R,1}$ oraz nachylenie orbity i , gdzie wskaźniki 1 i 2 odnoszą się do głównego i wtórnego składnika układu, zaś V i R – do filtrów w których prowadzone są obserwacje. Oznaczając przez $l_V = l_{V,1} + l_{V,2}$ łączną moc obserwowaną poza zaćmieniami w filtrze V , oraz przez l_R – łączną moc w filtrze R , łatwo znajdziemy jasności i wskaźniki barwy obu składników

$$V_1 = -2,5 \log \left(\frac{l_V}{1 + q_V} \right) \quad (10.35)$$

$$V_2 = -2,5 \log \left(\frac{l_V q_V}{1 + q_V} \right) \quad (10.36)$$

$$(V - R)_1 = (V - R)_{1+2} - 2,5 \log \left(\frac{1 + q_R}{1 + q_V} \right) \quad (10.37)$$

$$(V - R)_2 = (V - R)_{1+2} - 2,5 \log \left(\frac{q_V (1 + q_R)}{q_R (1 + q_V)} \right), \quad (10.38)$$

gdzie $(V - R)_{1+2}$ jest wskaźnikiem barwy układu poza zaćmieniami. Posługując się zależnościami z Rys. 10.8 znajdujemy jasność powierzchniową F_V obu składników, a z równania (10.33) wyznaczamy dla nich średnice kątowe. Z rozwiązania krzywej prędkości radialnych mamy bezwzględny rozmiar pólki wielkiej orbity w km

$$a \sin i = 13751(1 - e^2)^{1/2}(K_1 + K_2)P \quad [\text{km}] \quad (10.39)$$

(jeśli K_1 i K_2 są wyrażone w km/s, a okres P jest wyrażony w dniach) i tym samym również bezwzględne promienie każdego składnika. Wynikają stąd ich odległości

$$d = \frac{2r}{\Phi \text{ [rad]}} \quad \text{lub} \quad d \text{ [pc]} = 1,337 \cdot 10^{-5} \frac{r \text{ [km]}}{\Phi'' \text{ [milisekundy łuku]}} \quad (10.40)$$

Oczywiście obie odległości powinny być identyczne; ich ewentualna różnica jest dobrą miarą dokładności procedury.

Opisywana metoda ma również oczywiste zastosowanie w przypadku gwiazd pojedynczych o znanej odległości. Wówczas, zgodnie z równaniem (10.40), średnica kątowa daje się prosto przeliczyć na wielkość promienia w jednostkach bezwzględnych.

Układy kontaktowe W UMa. Szczególnym rodzajem układów podwójnych są gwiazdy typu W Ursae Majoris, których oba składniki albo są bardzo bliskie kontaktu, albo całkowicie wypełniają swoje krytyczne powierzchnie Roche'a; niekiedy są nawet od nich większe, sięgając aż do zewnętrznej powierzchni krytycznej. Mała separacja składników sprawia, że są to na ogół układy zaćmieniowe, a porównywalna jasność składników ułatwia pomiar obu krzywych prędkości radialnej. Okresy obiegu są krótkie i zawierają się w przedziale 0,25 – 1 dzień. Typy widmowe składników różnią się co najwyżej o kilka podtypów i zawierają się zazwyczaj w przedziale A0 – K5. Typowe krzywe zmian jasności układów tego typu są przedstawiona na Rys. 10.7. Krzywe prędkości radialnych są zawsze sinusoidalne, co oznacza, że orbity są prawie dokładnie kołowe. Tego też należy oczekiwać biorąc pod uwagę bliskość składników: w bardzo ciasnym układzie siły przyływowo będą dążyły po pierwsze, do szybkiego wyrównania okresów obrotu składników z okresem orbitalnym i po drugie, do zmniejszenia ekscentryczności orbity i jej zamiany w orbitę kołową. W układach W UMa obrót składników jest

synchroniczny (tzn. jego okres jest zrównany z okresem obiegu) o czym świadczą stosunkowo szerokie, poszerzone rotacyjnie linie widmowe. Dodajmy nawiasem, że obrót gwiazdy typu Słońca z okresem ok. 1 dnia oznacza dużą prędkość rotacji; Słońce, które jest umiarkowanie powolnym rotatorem ma okres obrotu ok. 27 dni.

Porównanie faz krzywych zmian blasku z fazami krzywych zmian prędkości radialnych doprowadziło do wyróżnienia dwóch rodzajów gwiazd W UMa, które oznaczamy symbolami A i W. W układach grupy A gwiazda o mniejszych rozmiarach ma mniejszą jasność powierzchniową, a więc niższą temperaturę efektywną, natomiast w grupie W jest odwrotnie: gwiazda o większych rozmiarach ma mniejszą jasność powierzchniową i jest chłodniejsza. We wszystkich układach składnik bardziej masywny i jaśniejszy jest większy, ale w układach A jest nim gwiazda gorętsza, zaś w układach W – gwiazda chłodniejsza. Rozróżnienie typu A od W nie zawsze jest łatwe w układach o porównywalnej głębokości minimów.

W pobliżu zaćmień kolory gwiazd W UMa są nieco czerwieniejsze od kolorów w kwadraturach. Fakt ten dowodzi istnienia wyraźnego *pociemnienia grawitacyjnego* na powierzchniach obu składników. Efekt ten jest następstwem odkształcenia obu składników, co wynika z następującego prostego rozumowania. Przypuśćmy, że do przepływu promieniowania integralnego w atmosferze odkształconej gwiazdy można zastosować przybliżenie dyfuzyjne (8.51)

$$F = -\frac{4\pi dB}{3k dz} = -\frac{4\pi dB}{3k} \frac{d\phi}{dz}$$

gdzie przez ϕ oznaczyliśmy potencjał grawitacyjny gwiazdy. Na powierzchniach stałego potencjału wszystkie parametry fizyczne materii pozostającej w stanie równowagi są stałe i przebieg powierzchni potencjalnych wyznacza kształt gwiazdy. Biorąc pod uwagę, że gradient potencjału jest równy przyspieszeniu grawitacyjnemu a strumień integralny promieniowania jest proporcjonalny do czwartej potęgi temperatury efektywnej, dostajemy

$$F \sim T_{ef}^4 \sim \frac{d\phi}{dz} \sim g$$

a stąd

$$T_{ef} \sim g^{1/4}.$$

Widzimy więc, że obszarów powierzchni gwiazdy, w których przyspieszenie grawitacyjne jest mniejsze, wypływa też mniejszy strumień promieniowania. Łatwo już na tej podstawie zrozumieć dlaczego gwiazda, której kształt różni się od kuli, ma niejednakową jasność na całej powierzchni.

Zetknięcie się ze sobą dwu gwiazd o nieco różnych masach i temperaturach efektywnych pociąga za sobą wiele interesujących konsekwencji, które jednak

nie zostały jeszcze w pełni poznane, przede wszystkim ze względu na trudności związane z modelowaniem zjawisk w stykających się lub wspólnych otoczkach dwu różnych gwiazd. Problemy te wymagają tym bardziej rozwiązania, że gwiazdy W UMa są układami najczęściej obserwowanymi wśród gwiazd podwójnych.

Punktem wyjścia do rozważań dotyczących powstania i ewolucji układów kontaktowych typu W UMa jest tzw. *paradoks Kuipera* stwierdzający, że niemożliwe jest istnienie w stanie równowagi konfiguracji złożonej z dwu stykających się gwiazd ciągu głównego o różnych masach. Jednoczesne spełnienie zależności masa – promień, typu

$$\frac{R_1}{R_2} \sim \left(\frac{\mathcal{M}_1}{\mathcal{M}_2} \right)^{0,6}$$

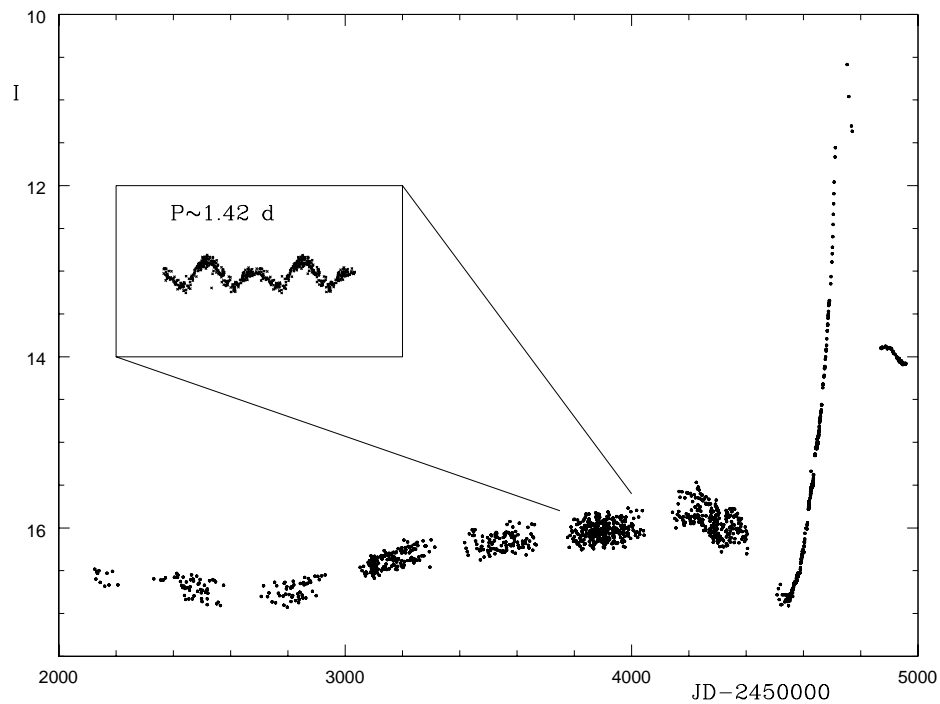
i wypełnienie krytycznych stref Roche’a, których rozmiary spełniają przybliżoną zależność

$$\frac{R_1}{R_2} \sim \left(\frac{\mathcal{M}_1}{\mathcal{M}_2} \right)^{0,4},$$

jest możliwe tylko dla stosunku mas równego 1, podczas gdy obserwacje wskazują na jego szeroki zakres od około 0.1 do 1. A zatem w konfiguracji kontaktowej jedna z gwiazd musi przepelniać swoją strefę Roche’a, rozlewając materię w obszarze między wewnętrzną i zewnętrzną powierzchnią krytyczną i tworząc tym samym wspólną otoczkę wokół obu składników. Taki model gwiazd W UMa jest pożyteczny ze względu na swoją obrazowość i łatwość odtwarzania głównych cech krzywych blasku, pozostaje jednak w sprzeczności z innymi faktami obserwacyjnymi. W szczególności, zarówno rozkład przestrzenny w Galaktyce jak też występowanie tylko w starych gromadach gwiazdowych dowodzą, że układy W UMa są obiektami starymi i najprawdopodobniej odewoluowały już od ciągu głównego. Szczegółowy obraz ich ewolucji, z uwzględnieniem bardzo prawdopodobnej wymiany masy między składnikami, od początkowego układu rozdzielonego do ostatecznego połączenia się obu gwiazd, wymaga jeszcze dopracowania.

Widowiskowe zjawisko połączenia się obu składników układu W UMa przedstawia Rys. 10.9

Układy kataklizmiczne. Niezwykle zróżnicowaną pod względem obserwowanych własności grupę układów podwójnych stanowią zmienne kataklizmiczne. Ich nazwa pochodzi od słowa "kataklizm", co w sposób obrazowy podkreśla gwałtowność przebiegających w nich procesów fizycznych. Ich cechą wspólną jest to, że jednym ze składników (zazwyczaj jest to składnik główny) jest gwiazda znajdująca się w końcowym stadium ewolucyjnym, taka jak biały karzeł, gwiazda neutronowa lub być może nawet czarna dziura. Wszystkie te obiekty odznaczają się bardzo małymi rozmiarami i co za tym idzie bardzo dużą wartością przyspie-



Rys. 10.9 Wieloletnia zmiana jasności gwiazdy V1309 Sco, zakończona wybuchem "czerwonej nowej". W latach poprzedzających wybuch gwiazda była zaćmieniowym układem kontaktowym o szybko skracającym się okresie ok. 1,42 d. Po zakończeniu wybuchu zaćmienia zniknęły. (Obserwacje projektu OGLE).

szenia grawitacyjnego na powierzchni. Ten właśnie fakt jest przyczyną, dla której układy te mogą być źródłami wysokoenergetycznego promieniowania elektromagnetycznego.

Prędkość ucieczki z powierzchni gwiazdy, a tym samym również prędkość cząstki opadającej na powierzchnię z nieskończoności, jest równa

$$v_{\infty} = (GM/R)^{1/2},$$

skąd łatwo obliczyć, że dla białego karła o masie ok. $1 M_{\odot}$ i promieniu $R = 0.01R_{\odot}$, prędkość ta jest bliska 4500 km/s, a dla gwiazdy neutronowej o takiej samej masie i promieniu 30 km - jest równa około 65 000 km/s. Gdyby prędkość taką miały np. protony (czyli jądra wodoru) i gdyby prędkość ta stała się z jakichś powodów chaotyczna, to porównując energię kinetyczną cząstki ze średnią energią termiczną

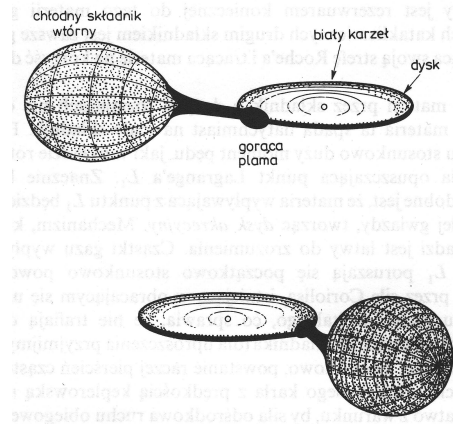
$$\frac{mv_{\infty}^2}{2} \approx \frac{3}{2}kT$$

dostajemy stąd dla białego karła temperaturę rzędu 10^8 K, a dla gwiazdy neutronowej 10^{11} K. W takich temperaturach gaz jest bardzo wydajnym źródłem promieniowania. O tym, że tak głęboka "studnia potencjału" w pobliżu jednego ze składników może być wykorzystywana do podtrzymywania świecenia układu decyduje obecność drugiego składnika, który jest rezerwuarem koniecznej do tego materii gazowej. W układach kataklizmicznych jednym ze składników jest zawsze gwiazda wypełniająca swoją strefę Roche'a i tracąca materię na korzyść drugiego składnika.

Utrata materii przez składnik o dużych rozmiarach nie oznacza jeszcze, że materia ta spada natychmiast na mały składnik. Przeciwdziała temu stosunkowo duży moment pędu, jaki w układzie rotującym ma materia opuszczająca punkt Lagrange'a L_1 . Znacznie bardziej prawdopodobne jest, że materia wypływająca z punktu L_1 będzie krążyć wokół małej gwiazdy, tworząc *dysk akrecyjny*. Mechanizm, który do tego prowadzi jest łatwy do zrozumienia. Cząstki gazu wypływające z punktu L_1 poruszają się początkowo stosunkowo powoli i są odchylane przez siłę Coriolisa, istniejącą w obracającym się układzie, w kierunku ruchu orbitalnego, co sprawia, że nie trafiają od razu w powierzchnię drugiego składnika (dla uproszczenia przyjmijmy, że jest nim biały karzeł). Początkowo, powstanie raczej pierścień cząstek gazu obiegających wokół białego karła z prędkością keplerowską v . Znajdziemy ją łatwo z warunku, by siła odśrodkowa ruchu obiegowego była dokładnie zrównoważona przez siłę przyciągania grawitacyjnego,

$$v^2/R = GM/R^2,$$

skąd możemy wyznaczyć $v = (GM/R)^{1/2}$. Prędkość kątowna obiegu, $\Omega = v/R \sim R^{-3/2}$, zależy więc od odległości, czyli pierścień obiega wokół białego karła w sposób *różnicowy*. Jeżeli gaz jest lepki, względnie działają jakiegokolwiek inne procesy "tarcia" między sąsiadującymi ze sobą obszarami pierścienia, to część energii związanej z makroskopowym ruchem orbitalnym ulega dyssypacji na ciepło. Część uzyskanej w ten sposób energii termicznej jest następnie wypromieniowana przez podgrzany gaz. Utrata energii kinetycznej sprawia, że wewnętrzne części pierścienia przechodzą na orbity bliższe białego karła, spadając głębiej w otaczającą go studnię potencjału i zwiększając prędkość obiegu. Wzrastająca szybkość obiegu jest za pośrednictwem "tarcia" przekazywana warstwom zewnętrznym pierścienia, które zwiększając w ten sposób swój moment pędu, zwiększają również swoje rozmiary. Cienki początkowo pierścień będzie miał zatem tendencję do rozmywania się w dysk. Jego rozmiar wewnętrzny będzie oczywiście ograniczony przez rozmiar białego karła, ponieważ stale kurczące się warstwy wewnętrzne zetkną się wreszcie z powierzchnią białego karła osadzając na niej materię pochodzącą z drugiego składnika wraz z całym pozostałym jeszcze momentem pędu. Warstwy zewnętrzne pęcznią tak długo



Rys. 10.10 Model gwiazdy kataklizmicznej z dyskiem akrecyjnym.

dopóki nie wypełnią ok. 80 – 90% strefy Roche’a. Dalszy wzrost rozmiarów zostanie zahamowany przez oddziaływania przyptykowe drugiego składnika. W wyniku tych oddziaływań moment pędu zostanie odebrany z dysku i przeniesiony ponownie do ruchu orbitalnego.

Opisany proces przebiega w sposób ciągły, tak jak w sposób ciągły dostarczana jest materia z punktu L_1 ; ustala się stan stacjonarny, w którym materia dyfunduje poprzez dysk by ostatecznie opaść na powierzchnię białego karła. Sytuacja taka jest przedstawiona schematycznie na Rys. 10.10 i stanowi ogólną ideę modelu gwiazd kataklizmicznych. Należy tu podkreślić, że pochodzenie lepkości, która odgrywa tak ważną rolę w formowaniu się dysków akrecyjnych, nie zostało jeszcze wyjaśnione.

Prosty model ciasnego układu podwójnego z dyskiem akrecyjnym wokół jednego ze składników pozwala na bardzo dużą liczbę kombinacji tych trzech elementów i w konsekwencji prowadzi do zaskakującego bogactwa typów gwiazd kataklizmicznych. Okresy tych układów zawierają się w przedziale od kilkunastu minut do kilkunastu dni, choć zdecydowana większość ma okresy od 1 h do 15 h. Składnikiem bardziej masywnym jest biały karzeł (lub gwiazda neutronowa). W tych układach, dla których możemy obserwować widmo drugiego składnika, jest ono typu G, K lub M. Z reguły jest nim karzeł ciągu głównego palący wodór w jądrze. Układ o najkrótszym znanym okresie orbitalnym ok. 18 minut, AM Canum Venaticorum, składa się najprawdopodobniej z dwóch helowych białych karłów. Ogólnie mówiąc, w układach o okresach krótszych od ok. 1 h składniki wtórne nie są obserwowane i nie ma pewności co do ich stanu ewolucyjnego.

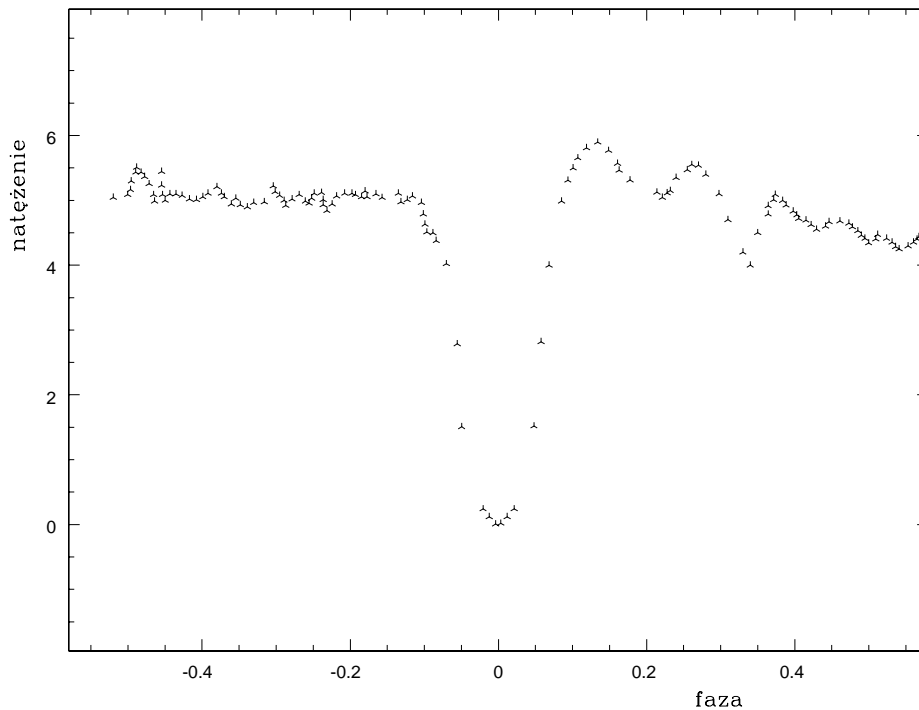
Typowy układ kataklizmiczny zawiera kilka źródeł jasności: świeci biały karzeł i (znacznie słabiej) składnik wtórny, świeci dysk akrecyjny, struga gazu

wypływająca z punktu L_1 oraz *gorąca plama* powstająca w miejscu, w którym struga uderza w dysk akrecyjny. Zależnie od grubości optycznej świecącego gazu wysyłane jest promieniowanie ciągłe, liniowe, albo ich kombinacja. Białe i czerwone karzeł wysyłają charakterystyczne dla siebie widma absorpcyjne; dysk i plama wysyłają z reguły "niebieskie" widmo ciągłe, na które nałożone są mniej lub bardziej liczne linie emisyjne.

Gwiazdy nowe. Najdawniej znane i najbardziej widowiskowe wśród gwiazd kataklizmicznych są nowe, które w maksimum blasku stają się niekiedy obiektami łatwo dostrzeganymi okiem nieuzbrojonym. Ich obserwacyjne cechy są następujące. Bardzo słaby niebieski obiekt zwany *pre-nową* (identyfikowany wstecznie na zdjęciach archiwalnych w miejscu nowej) w ciągu jednego do dwóch dni jaśnieje o 7 - 16 wielkości gwiazdowych, co nosi wszelkie cechy wybuchu. Amplitudy zmian jasności mogą różnić się bardzo znacznie: nowa Cyg 1975 pojaśniała o 18,8 mag., podczas gdy nowa Car 1970 - tylko o 3 mag. Następujący po maksimum spadek jasności odbywa się w różny sposób i w różnym tempie, co stanowi kryterium podziału gwiazd nowych na kilka grup. *Nowe szybkie, Na*, które po ok. trzech miesiącach zmniejszają swą jasność o ok. 3 mag. poniżej jasności maksymalnej (GK Per 1901, V603 Aql 1918, V1500 Cyg 1975); *nowe powolne, Nb*, których spadek jasności jest dużo wolniejszy i które 4 - 5 miesięcy po wybuchu wykazują szerokie lokalne minimum jasności o głębokości kilku magnitudo a następnie ponowny wzrost jasności (DQ Her 1934); *nowe bardzo powolne, Nc*, które po stosunkowo wolnym początkowym wzroście jasności pozostają w pobliżu maksimum nawet przez 10 lat (RT Ser 1915); *nowe powrotne, Nr*, czyli nowe, dla których obserwowano więcej niż jeden wybuch (T Pyx 1890, 1902, 1920, 1944, 1966, U Sco 1863, 1906, 1936, 1979).

Po ponownym spadku jasności mniej więcej do początkowej jasności gwiazdy nowe istnieją jako tzw. *post-nowe*, z reguły wykazując zmienność charakterystyczną dla któregoś z typów gwiazd kataklizmicznych.

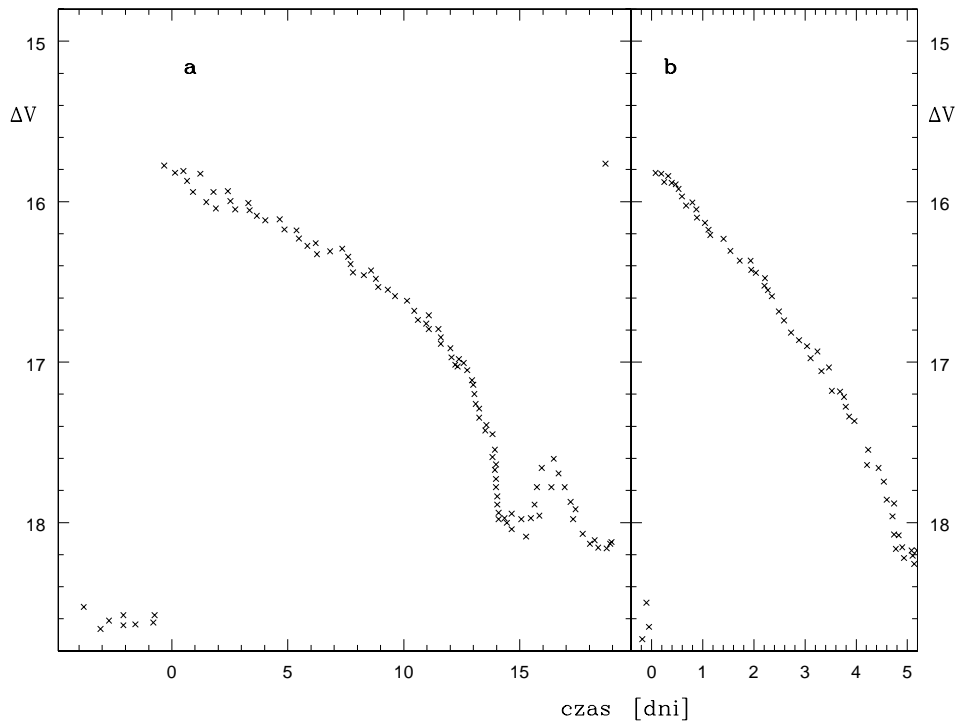
Widmo nowych w czasie całego wybuchu ulega dość istotnym zmianom, choć przez cały czas po maksimum jest zdominowane przez linie wodoru (emisyjne i absorpcyjne) oraz niektóre emisyjne linie wzbronione dwukrotnie zjonizowanego tlenu i jednokrotnie zjonizowanego azotu. Wszystkie linie są wyraźnie przesunięte dopplerowsko ku fioletowi, wskazując na prędkość rozszerzania się materii od kilkuset do kilku tysięcy km/s, a więc znacznie większą od przypuszczalnej prędkości ucieczki. Zresztą wyrzucona podczas wybuchu materia staje się po kilku lub kilkunastu latach widoczna w postaci ekspandującej mgławicy. Oceny spektroskopowe prowadzą do wniosku, że w czasie wybuchu gwiazda nowa traci około 1/100 000 swej masy i promieniuje ok. 10^{38} J energii. Tak duże ilości energii mogą być uwalniane tylko w wybuchu termojądrowym. Ponieważ wszystkie post-nowe są układami kataklizmicznymi, więc naturalne jest przypuszczenie, że wybuch taki może



Rys 10.11 Typowa krzywa blasku zaćmieniowej gwiazdy kataklizmicznej typu U Gem między wybuchami.

mieć miejsce na powierzchni białego karła w materii obfitej w wodór, pochodzącej z drugiego składnika. Biały karzeł jest końcowym etapem ewolucji gwiazdy i jego skład chemiczny charakteryzuje się zwiększoną zawartością helu, węgla, azotu i tlenu. Dodanie zatem wodoru może ponownie uruchomić którąś z odmian cyklu CNO, która przebiegając w cienkiej warstwie powierzchniowej będzie miała przebieg wybuchowy. Różnice własności gwiazd nowych różnych typów można starać się wyjaśnić różnicami składu chemicznego materii białego karła, różnicami tempa akrecji itp. Typowa oceniona wartość tempa przenoszenia masy w gwiazdach nowych jest rzędu 10^{19} g/s lub $1,5 \cdot 10^{-7} M_{\odot}/\text{rok}$. W modelu tym właściwie każda nowa staje się nową powrotną, jeżeli tylko upłynie wystarczająco dużo czasu, by na powierzchni białego karła wytworzyła się następna warstwa wodoru zmieszanego z pierwiastkami CNO. Obecnie obserwowane nowe powrotne byłyby zatem układami o odpowiednio dużym tempie przenoszenia materii.

Nowe karłowate (U Gem). Istnieje liczna grupa gwiazd kataklizmicznych, których wybuchy wyglądają jak miniatura wybuchów gwiazd nowych powrotnych i to zarówno pod względem siły wybuchu jak i jego skali czasowej. Ze względu na charakter zmian jasności podczas wybuchów gwiazdy U Gem dzielimy na kilka mniej lub bardziej wyraźnie określonych podgrup.



Rys 10.12 Przykładowy wybuch gwiazdy kataklizmicznej typu SU UMa: (a) superwybuch trwający kilkanaście dni; w maksimum blasku obserwowane są kwaziperiodyczne zmiany jasności, (b) zwykły wybuch.

(1) *Gwiazdy typu SS Cyg* zwiększają swoją jasność o 2 – 8 mag. w ciągu 1 – 2 dni, po czym wracają do poprzedniej jasności w ciągu kilku dni lub tygodni. Średni odstęp między wybuchami wynosi 10 – 10⁴ dni. Podgrupą gwiazd SS Cyg są *gwiazdy typu SU UMa*, które oprócz zwykłych wybuchów, co 3 – 10 cykli doznają *superwybuchów*. Superwybuch trwa dłużej niż zwykły wybuch i jest związany z większym wzrostem jasności. Wszystkie gwiazdy SU UMa mają okresy krótsze od 2 godzin. Podgrupa *gwiazd typu WZ Sge* charakteryzuje się natomiast bardzo długim okresem dzielącym wybuchy i może być odróżniona od nowych powrotnych tylko dzięki brakowi w widmie linii wzbronionych. Sama WZ Sge, nowa karłowata o najdłuższym znanym okresie wybuchów, jaśnieje średnio o 9 mag co ok. 11900 dni, natomiast nowa powrotna o najkrótszym cyklu wybuchów, T Pyx, jaśnieje o ok. 7 mag co 6900 dni.

(2) *gwiazdy Z Cam* wybuchają tak często, że ich krzywa blasku ma niekiedy charakter ciągłych wahań jasności w skali kilkunastu dni, przerywanych jednak niekiedy dłuższymi okresami, w których jasność utrzymuje się na średnim poziomie.

(3) *gwiazdy UX UMa*, zwane też niekiedy *nowopodobnymi*, nie wykazują wy-

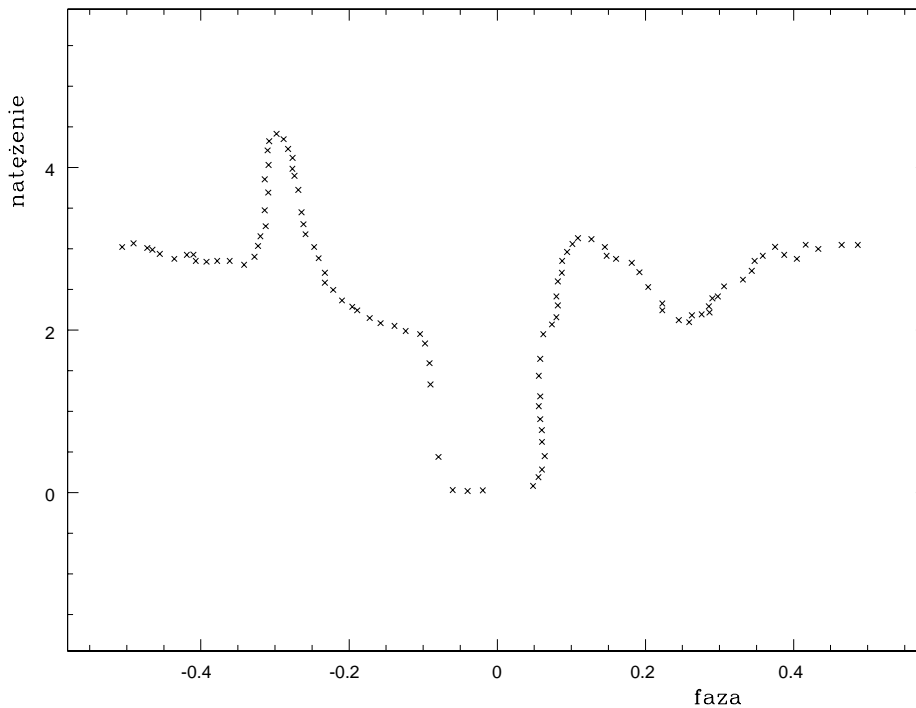
buchów, a tylko szybkie fluktuacje jasności o niewielkiej amplitudzie. Są to najczęściej układy zaćmieniowe, których widmo jest identyczne z widmem nowych karłowatych podczas wybuchu. Niekiedy uważa się je za nowe karłowate w stanie permanentnego wybuchu.

(4) Dość osobliwą grupę stanowią *gwiazdy VY Scl*, o których mówi się też niekiedy "anty-nowe karłowate", a które w przeciwieństwie do nowych karłowatych przez większość czasu mają stosunkowo dużą jasność i tylko od czasu do czasu zmniejszają ją o kilka magnitudo. Krzywa blasku takich obiektów przypomina lustrzane odbicie krzywych blasku nowych karłowatych.

Przedstawione tu cechy zmienności nowych karłowatych, pomimo dużej różnorodności typów, można wyjaśnić, przynajmniej w sposób jakościowy, a często również ilościowy, zmianami jasności dysku akrecyjnego, który w nowych karłowatych produkuje znaczącą ilość promieniowanej energii. Tempo przepływu materii między składnikami i jego ewentualne zmiany, jak również szczegółowe warunki fizyczne panujące w dysku, a mające wpływ na jego lepskość, decydują o budowie, rozmiarach i jasności dysku, a zatem również o jasności całego układu. Niezależnie od szczegółowych rozważań ilościowych dotyczących trwałości dysków akrecyjnych, łatwo sobie można wyobrazić możliwe przyczyny obserwowanych wzrostów i spadków jasności.

Nieco inna sytuacja jest w układach, w których biały karzeł jest obdarzony polem magnetycznym. Jeżeli pole magnetyczne jest bardzo silne i w przybliżeniu dipolowe, to uniemożliwia ono powstanie dysku akrecyjnego w płaszczyźnie orbity; struga zjonizowanego gazu, która może poruszać się tylko wzdłuż linii pola, jest kierowana bezpośrednio ku biegunom namagnesowanego białego karła, gdzie oddaje swoją energię kinetyczną w *kolumnie akrecyjnej* wytwarzającej się nad jednym lub obydwoma biegunami. Kolumna akrecyjna może być źródłem różnorodnego promieniowania, w tym zarówno niebieskiego promieniowania widzialnego jak i promieniowania nadfioletowego i rentgenowskiego. Charakterystyczną cechą tego promieniowania jest wysoki stopień polaryzacji, co dowodzi udziału pola magnetycznego w jego powstaniu. Układy o takich właściwościach zaliczamy do grupy zmiennych *typu AM Her*, zwanych też *polarami* lub niekiedy podwójnymi magnetycznymi. Wykazują one dwa możliwe stany średniej jasności, wysoki i niski, różniące się o 1 - 2 wielkości gwiazdowe. Ich okresy orbitalne są na ogół krótsze od ok. 2 godzin. Głównym źródłem światła w tych układach jest otoczenie białego karła i struga gazu opuszczającego chłodniejszy składnik. Przepływ taki może być stacjonarny, ponieważ wskutek bliskości obu składników oraz obecności silnego pola magnetycznego obrót zarówno białego jak i czerwonego karła są zsynchronizowane z obiegiem orbitalnym, tak iż wzajemne położenie biegunów białego karła i punktu L_1 nie ulegają zmianie podczas obiegu.

Układami, w których biały karzeł jest również namagnesowany, ale znacznie



Rys. 10.13 Przykładowa krzywa blasku zaćmieniowej gwiazdy kataklizmicznej typu AM Her.

słabiej niż w polarach są *polary pośrednie*, zwane też układami *typu DQ Her*, w których istnieją zarówno dysk akrecyjny jak i gorące "czapy polarne" na biegunach magnetycznych białego karła. Ponieważ układy te są luźniejsze niż polary, obrót białego karła nie jest synchroniczny z obiegiem i zgodnie z modelem skośnego rotatora, gdy oś magnetyczna jest nachylona do osi rotacji, obserwowany obrót jasnych czap polarnych wprowadza dodatkową modulację jasności, niekiedy z dużą amplitudą, z typowym okresem obrotu białego karła, od kilkudziesięciu sekund do kilku minut.

Nieliczną grupę gwiazd kataklizmicznych stanowią układy *typu AM CVn*, w których oba składniki są białymi karłami. Układy te są bardzo ciasne i mają najkrótsze znane okresy orbitalne, 46, 25 i 18 minut. Ich krzywe blasku wykazują modulację z okresem orbitalnym oraz nieregularne szybkie zmiany jasności, nie wykazują natomiast żadnych wybuchów ani znaczniejszych pojaśnień. Widmo zawiera praktycznie wyłącznie linie helu.

Podwójne rentgenowskie. Jeżeli bardziej masywnym składnikiem układu jest gwiazda neutronowa, wówczas akrecja materii na jego powierzchnię powoduje wydzielanie tak dużych ilości energii, że towarzyszące temu promieniowanie jest wysyłane przede wszystkim w dziedzinie rentgenowskiej. Wśród podwójnych rentge-

nowskich występują w zasadzie wszystkie te same typy układów, co wymienione poprzednio układy kataklizmiczne. Zresztą w dziedzinie optycznej podwójne rentgenowskie są do nich bardzo podobne (choć wiele procesów i zjawisk przebiega znacznie gwałtowniej). I tak np. istnieją *nowe rentgenowskie*, wykrywane na ogół w dziedzinie rentgenowskiej, ale widoczne również w dziedzinie optycznej. Jak na razie, nowymi nazywamy tylko nowe powrotne, ponieważ liczne jednorazowo pojawiające się źródła rentgenowskie, tzw. *przejściowe źródła rentgenowskie*, mogą mieć całkowicie odmienne pochodzenie. W nielicznych przypadkach, w których dysponujemy odpowiednimi obserwacjami, np. dla pierwszej nowej rentgenowskiej wykrytej i obserwowanej jednocześnie w dziedzinie optycznej, V616 Monocerotis, stwierdzono, że w odróżnieniu od klasycznych nowych, wybuchowi nie towarzyszy pojawienie się ekspandującej otoczki. Przypuszcza się, że składnikiem wtórnym w tym układzie jest gwiazda ciągu głównego typu widmowego G lub K. Przyczyną wzrostu jasności rentgenowskiej jest najprawdopodobniej nagły spadek na powierzchnię składnika pierwotnego większej ilości materii np. z dysku, podczas gdy wzrost jasności optycznej jest wynikiem wtórnego podgrzania dysku (i być może składnika wtórnego) przez powstałe promieniowanie rentgenowskie.

Wybuchającymi źródłami są również *berstery rentgenowskie* (ang. *bursters*). W ciągu ok. jednej sekundy ich jasność rentgenowska wzrasta o czynnik 5 – 10, by następnie po kilku sekundach powrócić do poprzedniego poziomu. W niektórych przypadkach wybuchom rentgenowskim towarzyszy wzrost jasności optycznej, przy czym z reguły jest on opóźniony o kilka sekund w stosunku do maksimum rentgenowskiego. Czas powtarzania się wybuchów zmienia się od kilku godzin do kilku dni. W czasie wybuchu widmo ciągłe berstera przypomina widmo ciała doskonale czarnego o temperaturze ok. 30 milionów stopni. Obecnie powszechnie przyjmuje się następujący model bersterów: Berstery są układami złożonymi z chłodnego karła ciągu głównego i gwiazdy neutronowej o stosunkowo słabym jak na gwiazdy neutronowe polu magnetycznym 10^6 T. Bogata w wodor materia płynąca poprzez dysk akrecyjny od drugiego składnika i opadająca na powierzchnię gwiazdy neutronowej tworzy na niej obszerną warstwę, w której temperatura i ciśnienie są na tyle wysokie by mogły zachodzić w niej reakcje jądrowe przemiany wodoru w hel. W miarę pogrubiania się warstwy helowej i wzrostu w niej ciśnienia i temperatury może nastąpić raptowne zapalenie się helu, co jest przyczyną obserwowanego błysku rentgenowskiego.

Pozostałe źródła rentgenowskie, co do których mamy pewność, że są układami podwójnymi, dzielimy na dwie zasadnicze grupy, *masywne podwójne układy rentgenowskie* (angielski skrót *MXRB*) i *małomasywne podwójne źródła rentgenowskie* (skrót *LMXB*).

W masywnych źródłach rentgenowskich, drugim obok gwiazdy neutronowej składnikiem jest masywna gwiazda typu O lub B, której promieniowanie domi-

nuje w dziedzinie optycznej. Bezwzględna jasność rentgenowska L_X jest duża, ale ze względu na dużą jasność składnika optycznego, stosunek L_X/L_{opt} nie jest duży. Źródłem emisji rentgenowskiej jest akrecja na gwiazdę neutronową materii opuszczającej składnik optyczny w postaci wiatru gwiazdowego lub w wyniku przekroczenia krytycznej powierzchni Roche'a. Emisja rentgenowska ma w większości przypadków postać pulsów, co oznacza, że akrecja następuje wzdłuż linii pola magnetycznego do obszarów biegunowych gwiazdy neutronowej, które pojawiają się i nikną z pola widzenia w wyniku obrotu. O podwójności tych układów świadczą między innymi zaćmienia w dziedzinie rentgenowskiej. Rozkład przestrzenny tych obiektów w Galaktyce jest bardzo spłaszczony, co wraz z występowaniem w nich gwiazd wczesnych typów dowodzi ich młodego wieku.

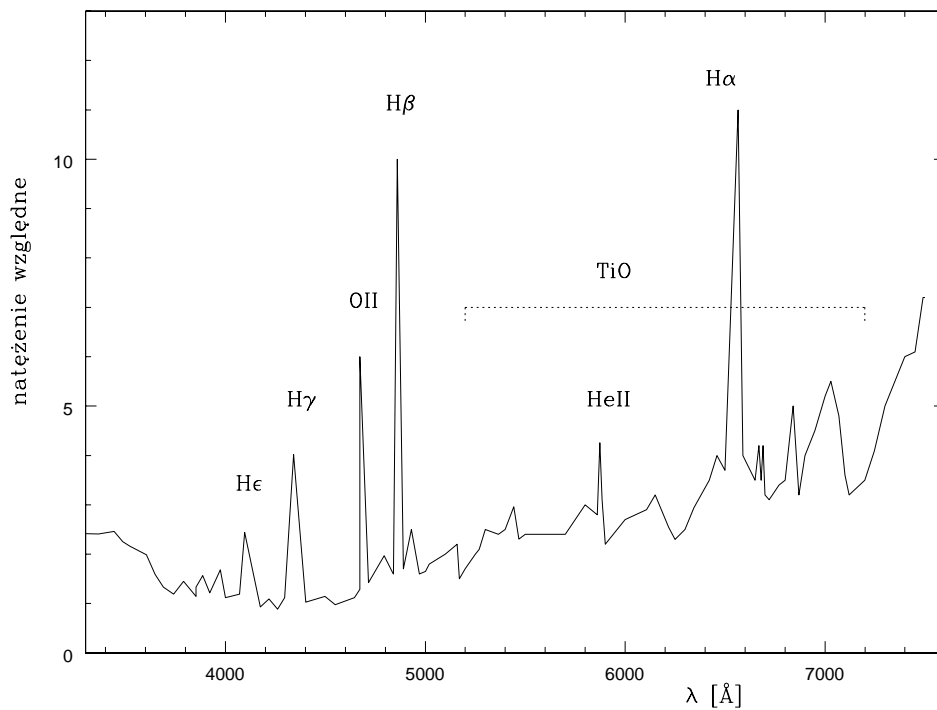
Małomasywne źródła rentgenowskie jako drugi składnik mają gwiazdę późnego typu widmowego o małej masie. Ich jasność w dziedzinie widzialnej pochodzi prawie w całości od dysku akrecyjnego. Stosunek L_X/L_{opt} jest duży, znacznie większy od 1. Do grupy tej zalicza się wszystkie źródła rentgenowskie o niebieskiej barwie w dziedzinie optycznej i słabych liniach emisyjnych (zwłaszcza HeII), niezależnie od tego czy wykazują one oznaki podwójności, czy też nie. Stosunkowo nieliczne spośród LMXB są układami zaćmieniowymi, modulacja jasności jest na ogół niewielka, co utrudnia pomiar okresu, zwłaszcza wobec znacznych nieregularności w wahaniach blasku. Charakterystyczną cechą tych źródeł jest występowanie nieregularnych i silnych rozbłysków rentgenowskich, trwających zwykle kilka sekund. Rozbłyski te wiążemy z możliwością zachodzenia co pewien czas reakcji jądrowych na powierzchni gwiazdy neutronowej. Inną cechą charakterystyczną jest brak pulsów rentgenowskich, występujących tak wyraźnie w MXRB. Rozkład przestrzenny sugeruje, że źródła te należą do starej populacji centralnego zgrubienia Galaktyki. Pochodzenie tych układów nie jest jeszcze wyjaśnione, wydaje się jednak prawdopodobne, że pochodzą one od układów kataklizmicznych, w których transfer materii z wtórnego składnika na białego karła spowodował zwiększenie jego masy ponad granicę Chandrasekhara i przemianę w gwiazdę neutronową. Stosunkowo spokojny proces takiej przemiany jest możliwy dla białych karłów węglowo-tlenowych lub tlenowo-neonowo-magnezowych.

Gwiazdy symbiotyczne. Interesującą grupę gwiazd podwójnych stanowią gwiazdy symbiotyczne, których widma zawierają składową charakterystyczną dla olbrzyma typu M jak i składową charakterystyczną dla białego karła; w rzadszych przypadkach ich widmo jest mieszaniną widm olbrzymów typu G lub K i karłów ciągu głównego. Obraz widma uzupełniają mniej lub bardziej liczne linie emisyjne wodoru i zjonizowanych atomów helu, tlenu, węgla, azotu i żelaza, przypominające widma mgławic planetarnych. Jak pokazuje Rys. 10.14 w widmach gwiazd symbiotycznych współlistnieją ze sobą silne pasma TiO gwiazdy chłodnej z silnymi liniami emisyjnymi o wysokim potencjale wzbudzenia. Te

ostatnie występują szczególnie licznie w nadfiolecie. Obserwacje widmowe w podczerwieni doprowadziły do podziału gwiazd symbiotycznych na dwie grupy: znacznie liczniejszą grupę *typu S* – o widmach podczerwonych wskazujących na istnienie normalnego olbrzyma o temperaturze efektywnej 3000 – 4000 K, oraz mniej liczną grupę *typu D* – posiadającą widmo zmiennej typu Mira oraz ciągłą składową emisyjną przypisywaną składowej pyłowej o temperaturze rzędu 1000 K.

Układ podwójny zdolny pomieścić czerwonego olbrzyma lub nadolbrzyma, a ponadto również dużą ilość gorącego i rozrzedzonego gazu, musi mieć odpowiednio duże rozmiary, rzędu 1 – 20 j.a. a tym samym również długie okresy obiegu składników rzędu 200 – 1000 dni. Szczególnie rozległe, większe od ok. 20 j.a., i długookresowe, o okresach rzędu 50 lat i dłuższych, powinny być układy zawierające oprócz naolbrzyma dodatkowo otoczkę pyłową. Jak dotychczas, najdłuższy znany okres, 44 lat, wyznaczono dla symbiotycznej Miry R Aqr. Pewną osobliwością gwiazd symbiotycznych jest fakt, że pomimo znacznej rozległości tych układów ich orbity są w większości przypadków kołowe; znaczniejsze ekscentryczności mają tylko nieliczne spośród gwiazd symbiotycznych o okresach dłuższych od 1000 d.

Pomimo znacznego oddalenia składników układów symbiotycznych ich wzajemne oddziaływanie jest bardzo silne i różnorodne. Powszechnie sądzi się, że jest to wynikiem jednoczesnego istnienia w układzie dużych ilości materii rozproszonej wypływającej z chłodnego czerwonego olbrzyma w postaci intensywnego wiatru gwiazdowego, oraz silnego ($L \sim 10^3 L_{\odot}$) strumienia wysokoenergetycznego promieniowania emitowanego przez gorącego ($T \sim 10^5$ K) białego karła. Choć szczegóły możliwych w takiej sytuacji precesów nie zostały jeszcze wyjaśnione, to jako hipotezę przyjmuje się następujący uproszczony obraz układu symbiotycznego: strumień chłodnej materii wypływający z czerwonego olbrzyma bądź to w wyniku wiatru bądź to w wyniku przelania się materii przez punkt L_1 Lagrange'a, w naturalny sposób gromadzi się w postaci gorącego dysku akrecyjnego wokół białego karła opadając ostatecznie na jego powierzchnię. Wzbogacenie materii białego karła w materię bogatą w wodór może doprowadzić w wyniku mechanizmu podobnego jak w gwiazdach nowych do zainicjowania powierzchniowych reakcji termojądrowych. Ich skutkiem może być zarówno znaczne podgrzanie powierzchni białego karła jak i dostarczenie do otoczenia promieniowania krótkofalowego, podgrzewającego i jonizującego otaczającą układ materię rozproszoną. Taki model wyjaśnia co najmniej w sposób jakościowy wiele osobliwości gwiazd symbiotycznych takich jak: jednoczesna obecność w widmie składnika chłodnego (czerwony olbrzym) i gorącego (zjonizowane atomy materii rozproszonej); obecność cieplej materii pyłowej (występującej wokół pojedynczych czerwonych olbrzymów z utratą masy); szybkie wzrosty jasności przypominające wybuchy



Rys 10.14 Przykładowe widmo gwiazdy symbiotycznej: wyraźnie widoczne są pasma tlenku tytanu oraz składowe czerwona i niebieska w widmie ciągłym.

gwiazd nowych (reakcje termojądrowe na powierzchni białego karła) czy wreszcie nieregularne wahania jasności w mniejszej skali (wynik ewentualnych niestabilności w dysku akrecyjnym).

11. Gwiazdy pulsujące

Każdy układ dynamiczny pozostawiony sam sobie stara się przyjąć stan równowagi, a następnie pozostaje w nim przez czas dowolnie długi. W poprzednich rozdziałach, w rozważaniach dotyczących zarówno atmosfer jak i wnętrza, przyjmowaliśmy dlatego założenie, że gwiazdy spełniają równanie równowagi hydrostatycznej (8.4). Z drugiej strony wiemy również, że dowolny układ dynamiczny wytrącony ze stanu równowagi stara się do tego stanu powrócić wykonując wokół niego oscylacje. Doskonale znanym z życia codziennego przykładem takiego zjawiska są drgania wahadła. Z prostej teorii ruchu wahadła matematycznego wiemy, że częstość drgań wokół położenia równowagi zależy od jego długości i od wielkości przyspieszenia grawitacyjnego, które charakteryzuje siłę starającą się przywrócić poprzedni stan równowagi. Ponadto wiemy, że ruch każdego rzeczywistego wahadła trwa tak długo, dopóki nie zostanie mu w jakiś sposób odebrana energia doprowadzona w momencie pierwotnego zaburzenia. Gwiazdy są co prawda układami znacznie bardziej skomplikowanymi, ale ich zachowanie powinno być w zasadzie takie samo. Starając się więc wyjaśnić zmienność niektórych gwiazd jako wynik zmienności ich parametrów fizycznych, musimy odpowiedzieć na dwa pytania: po pierwsze, jak zachowuje się gwiazda wytrącona ze stanu równowagi hydrostatycznej i po drugie, jaki może być mechanizm podtrzymujący oscylacje wokół położenia równowagi przez czas dostatecznie długi, by zmienność danej gwiazdy można było uważać za jej trwałą cechę, przynajmniej w ewolucyjnej skali czasu. Odpowiedzi na te pytania oczekujemy od teorii pulsacji gwiazd.

Równanie pulsacyjne. Podobnie jak zawsze do tej pory przyjmijmy, że gwiazda jest obiektem o symetrii sferycznej. W stanie równowagi hydrostatycznej spełnia ona równanie (8.4) stwierdzające, że siła grawitacji działająca na element masy w gwieździe jest równoważona przez skierowany przeciwnie gradient ciśnienia. Jeżeli rozważany element masy wytrącimy z położenia równowagi, to zgodnie z prawami dynamiki Newtona równanie ruchu będzie miało postać

$$\frac{d^2R}{dt^2} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr}. \quad (11.1)$$

Założmy też, że zmiany wynikające z zakłócenia stanu równowagi hydrostatycznej są niewielkie. Oznaczając wielkości niezaburzone, wynikające z rozwiązania równania równowagi hydrostatycznej, wskaźnikiem zero i przyjmując, że parametr rozwinięcia a jest wielkością małą, możemy dokonać następujących przybliżeń:

$$\begin{aligned} R &= R_0(1 + a), \\ g &\sim R^{-2} = g_0(1 + a)^{-2} \approx g_0(1 - 2a), \\ \rho &\sim R^{-3} = \rho_0(1 + a)^{-3} \approx \rho_0(1 - 3a). \end{aligned}$$

Założmy ponadto, że zaburzenie ma charakter procesu adiabatycznego, tzn. $P \sim \rho^\gamma$, co w naszym przybliżeniu daje rozwinięcie

$$P = P_0(1 - 3a)^\gamma = P_0(1 - 3\gamma a).$$

Zmiany parametrów fizycznych wynikające z przesunięcia się w zaburzonej gwiazdzie o odcinek dR znajdziemy ze zróżniczkowania powyższych rozwinięć przy stałym a :

$$dR = dR_0(1 + a),$$

$$dP = dP_0(1 - 3\gamma a).$$

Zgodnie z definicją, wielkości ze wskaźnikiem zero spełniają równanie równowagi hydrostatycznej

$$\frac{dP_0}{dR_0} = -g_0\rho_0,$$

skąd $dP_0 = -g_0\rho_0 dR_0$. Wstawiając uzyskane rozwinięcia do równania (11.1) i pozostawiając tylko wyrazy liniowe względem a mamy

$$\begin{aligned} \frac{d^2R}{dt^2} &= -g_0(1 - 2a) - \frac{1}{\rho_0(1 - 3a)} \frac{dP_0(1 - 3\gamma a)}{dR_0(1 + a)} \\ &= -g_0(1 - 2a) + g_0 \frac{(1 - 3\gamma a)}{(1 - 2a)} \\ &= -g_0(3\gamma - 4)a. \end{aligned}$$

Ponieważ $R = R_0(1 + a)$, więc $d^2R/dt^2 = R_0(d^2a/dt^2)$. Możemy zatem równanie ruchu zapisać w postaci

$$\frac{d^2a}{dt^2} + \frac{g_0}{R_0}(3\gamma - 4)a = 0. \quad (11.2)$$

Sprawdźmy, czy ma ono rozwiązania periodyczne typu $a = \sin \omega t$. Podstawiając do 11.2 mamy

$$\omega^2 \sin \omega t = \frac{g_0}{R_0}(3\gamma - 4) \sin \omega t.$$

Biorąc pod uwagę, że częstość kołowa ω jest związana z okresem P zależnością $\omega = (2\pi)/P$, możemy ostatni związek zapisać jako

$$\frac{4\pi^2}{P^2} = \frac{g_0}{R_0}(3\gamma - 4). \quad (11.3)$$

Ponieważ $g_0 = GM/R_0^2$ i $\rho_0 = 3M/(4\pi R_0^3)$, więc

$$\frac{g_0}{R_0} = \frac{GM}{R_0^3} = \frac{4\pi}{3}G\rho_0.$$

Równanie (11.3) przybiera zatem postać

$$\frac{4\pi^2}{P^2} = \frac{4}{3}\pi G\rho_0(3\gamma - 4),$$

albo

$$P\sqrt{\rho_0} = \sqrt{\frac{3\pi}{G(3\gamma - 4)}} = Q. \quad (11.4)$$

Prawa strona tej równości, którą oznaczyliśmy Q , jest wielkością stałą dla konfiguracji gazowej o danym wykładniku politropy γ i nosi nazwę *stałej pulsacji*. Uzyskane równanie pulsacyjne (11.4) ma prostą interpretację fizyczną: sferycznie symetryczna konfiguracja gazowa posiada w przybliżeniu liniowym okresie własny drgań odwrotnie proporcjonalny do pierwiastka ze średniej gęstości.

Założmy, że pulsacje mają charakter adiabatyczny i że gwiazda jest zbudowana z jednoatomowego gazu doskonałego, tzn. że $\gamma = 5/3$. Wyrażając średnią gęstość gwiazdy w średnich gęstościach Słońca $\rho_\odot = 1,411 \text{ g/cm}^3$ i okresy w dobach, otrzymujemy z (11.4)

$$P\sqrt{\frac{\rho}{\rho_\odot}} = 0,12.$$

Jeżeli ze względu na obecność w materii gwiazdowej częściowo zjonizowanych pierwiastków ciężkich przyjmiemy $\gamma \approx 13/9$, to dostaniemy

$$P\sqrt{\frac{\rho}{\rho_\odot}} = 0,20.$$

Równanie pulsacyjne możemy również odnieść do parametrów globalnych gwiazdy. Wyrażając wszystkie wielkości fizyczne w jednostkach słonecznych (eliminując tym samym wielkości stałe) mamy

$$g = \frac{\mathcal{M}}{R^2} \quad \text{czyli} \quad \log R = \frac{1}{2}\log \mathcal{M} - \frac{1}{2}\log g,$$

$$\rho = \frac{\mathcal{M}}{R^3} \quad \text{czyli} \quad \log \rho = \log \mathcal{M} - 3\log R = -\frac{1}{2}\log \mathcal{M} + \frac{3}{2}\log g.$$

Po zlogarytmowaniu równania (11.4) dostajemy

$$\log P - \frac{1}{4}\log \mathcal{M} + \frac{3}{4}\log g = \log Q. \quad (11.5)$$

Biorąc zaś pod uwagę, że moc promieniowana przez gwiazdę $L = T_{ef}^4 R^2$ i $g = \mathcal{M}/R^2$, możemy wyznaczyć masę \mathcal{M} w funkcji parametrów atmosferycznych

$$\mathcal{M} = \frac{Lg}{T_{ef}^4}$$

i wstawiając do równania (11.5) otrzymać

$$\log P + 0,5 \log g + \log T_{ef} - 0,25 \log L = \log Q.$$

Ponieważ L jest wyrażone w jednostkach słonecznych, więc

$$-2,5 \log L = M_{bol} - M_{bol\odot}$$

i ostatecznie dostajemy

$$\log P + 0,5 \log g + \log T_{ef} + 0,1(M_{bol} - M_{bol\odot}) = \log Q. \quad (11.6)$$

Równanie to przedstawia związek między okresem, przyspieszeniem grawitacyjnym na powierzchni, temperaturą efektywną i bolometryczną jasnością absolutną, który muszą spełniać wszystkie gwiazdy pulsujące zbudowane z takiej samej materii. Odwrotnie, jeżeli potrafimy wyznaczyć temperaturę efektywną, przyspieszenie na powierzchni i bolometryczną jasność absolutną gwiazdy, to możemy wyznaczyć stałą pulsacji i uzyskać w ten sposób informacje o poprawności naszych założeń co do własności materii tworzącej gwiazdę.

Ponieważ g i T_{ef} decydują o rozkładzie widma ciągłego gwiazdy, któremu można na ogół jednoznacznie przypisać barwę, np. wskaźnik $(B - V)_0$, obie te wielkości można zastąpić jednym wyrazem $C(B - V)_0$ zawierającym zależność od barwy:

$$\log P + C(B - V)_0 + 0,1(M_{bol} - M_{bol\odot}) = \log Q \quad (11.7)$$

Zależność (11.7) nazywamy w takim przypadku *zależnością okres-barwa-jasność*. Zależność ta może być wyznaczona metodami statystycznymi dla każdej grupy gwiazd pulsujących o zbliżonych cechach fizycznych i znanych okresach, jasnościach i barwach.

Równanie ruchu (11.1) jest oczywiście nadmiernym uproszczeniem problemu pulsacji. W rzeczywistości są one opisane przez układ równań wyrażający zasady zachowania masy (równanie ciągłości), pędu (równanie ruchu) i energii (np. I zasada termodynamiki, przybliżenie dyfuzyjne itp). Dopiero rozwiązanie tego układu równań dla konkretnego modelu gwiazdy dostarcza nam wystarczających informacji o jego własnościach pulsacyjnych. Problem ten jest niezwykle skomplikowany pod względem matematycznym i jego bliższe omówienie przekraczałoby znacznie zakres niniejszych rozważań. Należy jednak zwrócić uwagę na kilka zasadniczych wyników teorii, które pozwalają zrozumieć charakter pulsacji większości znanych gwiazd zmiennych fizycznych.

Po pierwsze, gwiazda, podobnie jak np. struna, może drgać nie tylko w jeden sposób, jak w naszych poprzednich uproszczonych rozważaniach, ale oprócz

częstości podstawowej mogą być w niej wzbudzone również częstości harmoniczne (zwane też z angielska *overtunami*). Każdy *overtone* jest związany z innym przebiegiem zmian parametrów fizycznych w gwiazdzie. W modzie podstawowym (zwanym też *fundamentalnym*) cała gwiazda pulsuje w jednej fazie, tzn. wszędzie w niej materia albo rozszerza się albo kurczy. W pierwszym *overtone*, gdy część gwiazdy się kurczy, to pozostała część się rozszerza i na odwrót; oba obszary są od siebie oddzielone warstwą, która w ogóle nie bierze udziału w pulsacji (tak jak węzeł fali nie uczestniczy w jej drganiach). W drganiu drugim harmonicznym węzły są dwa, co znaczy, że gwiazda jest podzielona na trzy części drgające w przeciwnych fazach itd. Częstości odpowiadające poszczególnym harmonikom zależą od parametrów fizycznych gwiazdy.

Po drugie, klasyczne pulsacje wyobrażaliśmy sobie w postaci kolejnych zmian promienia gwiazdy, która we wszystkich fazach zachowuje jednak symetrię sferyczną. Pulsacje takie nazywamy *radialnymi*. W przypadku ogólnym rozwiązaniem równań pulsacyjnych są również *pulsacje (oscylacje) nieradialne*, tzn. taki ruch materii, w którym wektor przesunięcia może mieć oprócz składowej radialnej również składowa horyzontalną:

$$\delta \mathbf{r} = \xi_r \mathbf{a}_r + \xi_h \mathbf{a}_h$$

Wspomniane wyżej równania ruchu mają w przybliżeniu liniowym (małe amplitudy) rozwiązanie typu

$$\frac{\delta \mathbf{r}}{R} = \left[A_r Y_l^m \mathbf{a}_r + A_h \left(\frac{\partial Y_l^m}{\partial \vartheta} \mathbf{a}_\vartheta + \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial Y_l^m}{\partial \varphi} \mathbf{a}_\varphi \right) \right] \exp(-i\omega t) \quad (11.8)$$

gdzie A_r i A_h są (dowolnymi, ale małymi) amplitudami drgań w kierunkach radialnym i horyzontalnym, \mathbf{a}_r , \mathbf{a}_ϑ i \mathbf{a}_φ są jednostkowymi wektorami kierunkowymi, ω jest częstością drgań, zaś

$$Y_l^m(\vartheta, \varphi) = (-1)^m \left[\frac{(2l+1)(l-m)!}{4\pi(l+m)!} \right]^{1/2} P_{l,m}(\cos \vartheta) \exp(im\varphi) \quad (11.9)$$

jest określone przez dołączone funkcje Legendre'a $P_{l,m}$

Funkcje $P_{l,m}$ są różne od zera tylko dla $|m| \leq l$ i w przedziale zmiennej niezależnej od -1 do $+1$ są zdefiniowane jako

$$P_{l,m}(\cos \vartheta) = (-1)^m (1 - \cos^2 \vartheta)^{m/2} \frac{1}{2^l l!} \frac{d^{l+m}}{d(\cos \vartheta)^{l+m}} (\cos^2 \vartheta - 1)^l$$

skąd łatwo można znaleźć kilka pierwszych funkcji:

$$\begin{aligned}
P_{0,0} &= 1 \\
P_{1,0} &= \cos \vartheta \\
P_{1,1} &= \sin \vartheta \\
P_{2,0} &= \frac{3}{2} \cos^2 \vartheta - \frac{1}{2} \\
P_{2,1} &= 3 \cos \vartheta \sin \vartheta \\
P_{2,2} &= 3 \sin^2 \vartheta
\end{aligned}$$

i odtworzyć odkształcenie gwiazdy. Para liczb l i m określa *mod* oscylacji. Oczywiście mod $P_{0,0}$ odpowiada pulsacjom radialnym.

Dla ilustracji, na Rys. 11.1 przedstawione są odkształcenia gwiazdy drgającej w modach $l = 3, m = 0, 1, 2, 3$. Efektem takich oscylacji obserwowanych z zewnątrz jest podział powierzchni gwiazdy na wiele sektorów drgających w przeciwnej fazie niż sektory sąsiednie i przesuwających się po powierzchni gwiazdy.

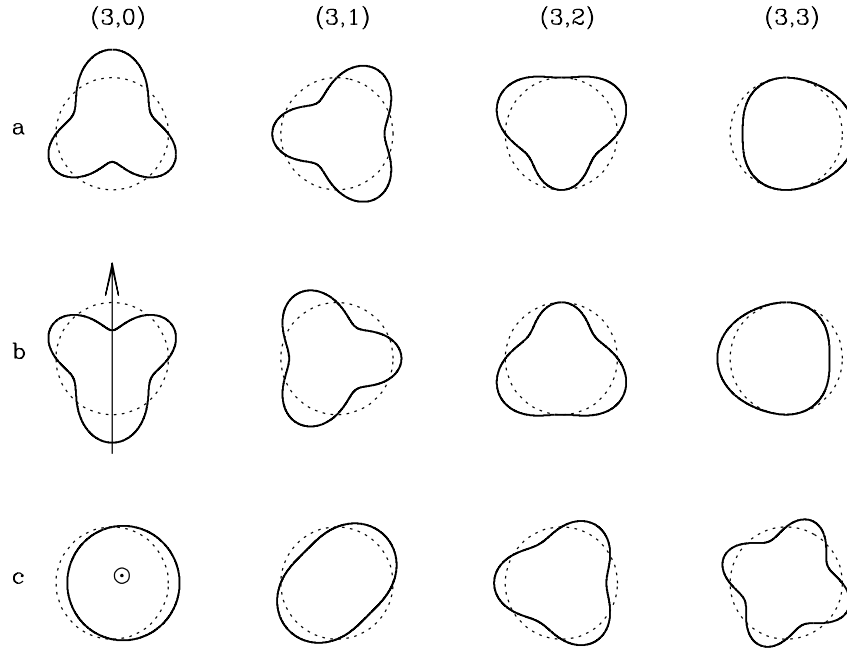
Przesunięciu materii w trzech kierunkach odpowiadają trzy składowe prędkości

$$v_r = \frac{\partial \xi}{\partial t}; \quad v_\vartheta = \alpha \frac{\partial v_r}{\partial \vartheta}; \quad v_\varphi = \frac{\alpha}{\sin \vartheta} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi},$$

gdzie $\alpha = GM/(\omega^2 R^3)$ jest dla pulsacji gwiazd ciągu głównego w modzie podstawowym rzędu 0,1.

Liczba sektorów jest tym większa im większe są liczby l i m . Ponieważ zarówno obserwowana jasność jak i prędkość radialna gwiazdy jest wynikiem uśrednienia obserwowanej wielkości po całej widocznej powierzchni gwiazdy, więc łatwo zrozumieć, że wysokie mody l są znacznie trudniejsze do zaobserwowania niż mody o małych l , a i w tym ostatnim przypadku obserwowane amplitudy zmian zależą wyraźnie od tzw. *kąta aspektu*, czyli kąta między kierunkiem widzenia i osią obrotu.

Po trzecie, równania pulsacyjne można rozważać w dwóch zasadniczych przybliżeniach. Najprostszym jest założenie, że zaburzenie dotyczy materii przestrzennie jednorodnej, tzn. że wszelkie gradienty, w tym gradient pola grawitacyjnego, znikają lub są do pominięcia. Jak wynika z równań problemu, jedyną siłą przywracającą wówczas niezaburzony stan stacjonarny może być tylko ciśnienie gazu. Oscylacje takie nazywamy więc modami *akustycznymi* lub modami p (od angielskiego słowa *pressure* – ciśnienie). Nieco bardziej skomplikowany jest przypadek oscylacji materii, w której zgodnie z równaniem równowagi hydrostatycznej (3.82) istnienie przyspieszenia grawitacyjnego pociąga za sobą istnienie gradientu ciśnienia. Jeżeli gradienty parametrów fizycznych materii nie są zbyt duże, wówczas obok opisanych wyżej oscylacji akustycznych, możliwe są rozwiązania w postaci powolnych oscylacji perturbacji gęstości wokół położenia równowagi pod wpływem siły wyporu: jeżeli przypadkowa fluktuacja gęstości spowoduje wzniesienie się elementu materii i w wyniku przemiany adiabatycznej jego gęstość

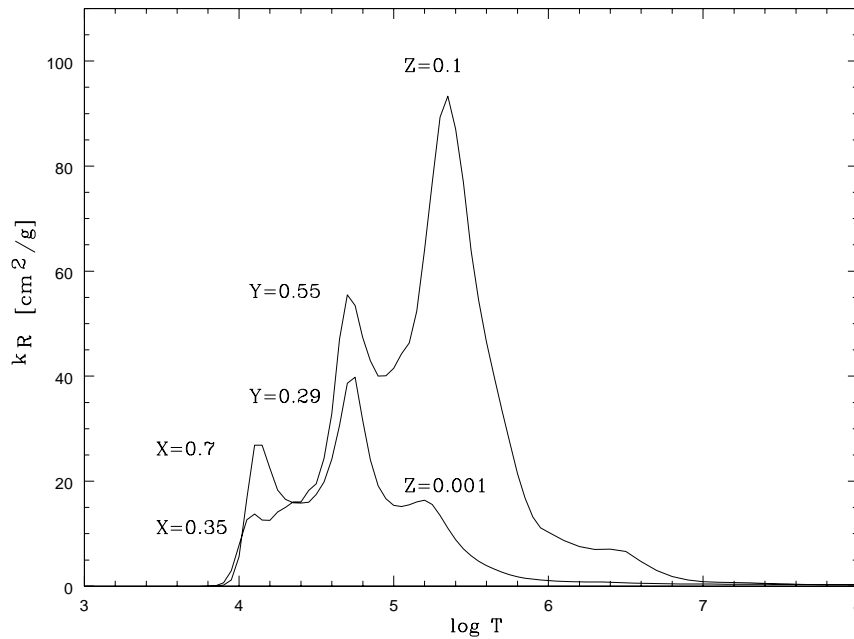


Rys. 11.1 Odształcenia gwiazdy drgającej w modach $l = 3, m = 0, 1, 2, 3$. (a) Przekrój gwiazdy w płaszczyźnie osi obrotu w umownej fazie początkowej; (b) ten sam przekrój pół okresu później. Strzałka przedstawia oś obrotu. (c) Odształcenie gwiazdy na równiku widziane wzdłuż osi obrotu. W ciągu jednego okresu odształcenie to przesuwa się po równiku zgodnie z wyrażeniem $\sin(\omega t + m\varphi)$.

okaże się większa od gęstości nowego otoczenia, wówczas siła ciężkości spowoduje jego ruch w dół, aż do poziomu, gdy różnica gęstości spowoduje ponownie pojawienie się skierowanej ku górze siły wyporu, która ponownie odwróci kierunek ruchu. Przypadkowa fluktuacja gęstości będzie zatem oscylować wokół położenia równowagi. Warunki sprzyjające powstaniu takiego ruchu panują na ogół w wewnętrznych obszarach gwiazd, dlatego opisane oscylacje noszą nazwę *wewnętrznych modów grawitacyjnych* albo w skrócie – modów g . Oczywiście w obszarach niestabilnych konwektywnie, gdzie nie jest spełnione kryterium stabilności Schwarzschilda (8.63), mody g nie mogą istnieć.

W najbardziej zewnętrznych warstwach gwiazd, gdzie gradient temperatury staje się mniejszy od gradientu adiabatycznego, możliwe jest wzbudzenie powierzchniowych modów grawitacyjnych f .

Przedstawione tu (radialne i nieradialne) mody pulsacyjne oferują bardzo bogaty zbiór możliwych częstości, co pozwala wyjaśnić praktycznie wszystkie rodzaje obserwowanej zmienności gwiazd.



Rys. 11.2 Przebieg współczynnika nieprzezroczystości Rosselanda w funkcji temperatury dla dwóch obfitości pierwiastków ciężkich $(X,Y,Z)=(0.35,0.55,0.1)$ i $(0.70,0.29,0.001)$. Widoczna jest zależność wysokości wszystkich trzech maksimów od zawartości wodoru, helu i pierwiastków ciężkich.

Mechanizm nieprzezroczystości. Pulsacje gwiazd polegają na kolejnym zagęszczaniu i rozrzedzaniu materii tworzącej gwiazdę. Mechanizm, który byłby zdolny do podtrzymania takiego ruchu powinien tak jak każda maszyna cieplna doprowadzać energię do materii w fazie zagęszczenia tak by mogła być zamieniona na pracę w fazie rozprężania. W gwiazdzie źródłem energii stojącym do dyspozycji jest strumień przepływającego przez nią promieniowania. Materia może z niego czerpać tylko za pośrednictwem procesów związanych z nieprzezroczystością. Nieprzezroczystość materii gwiazdowej najwygodniej jest scharakteryzować za pomocą współczynnika nieprzezroczystości Rosselanda (8.53). Zależność współczynnika Rosselanda od temperatury dla dwóch składów chemicznych różniących się zawartością pierwiastków ciężkich jest przedstawiona na Rys. 11.2.

Tak jak należało oczekiwać na podstawie rozważań z rozdz. 3, współczynnik nieprzezroczystości generalnie maleje ze wzrostem temperatury do wartości odpowiadającej rozpraszaniu na swobodnych elektronach. Na uwagę zasługują jednak trzy lokalne maksima, występujące w przybliżeniu przy temperaturach ok. $1,1 \cdot 10^4$, $5 \cdot 10^4$ i $2 \cdot 10^5$ K, co oznacza, że w obszarach tych nieprzezroczystość materii wzrasta ze wzrostem temperatury. Pierwsze maksimum odpowiada temperaturze, w której następuje jonizacja wodoru i pierwsza jonizacja helu, drugie mak-

simum jest związane z drugą jonizacją helu, zaś trzecie maksimum maksimum nie ma tak prostej interpretacji i jest związane z nieprzezroczystością wywołaną przez sumaryczny efekt wielu linii absorpcyjnych pochodzących od zjonizowanych atomów pierwiastków ciężkich.

żeby zrozumieć konsekwencje, jakie dla zjawiska pulsacji gwiazdy może mieć taki przebieg współczynnika nieprzezroczystości wyobraźmy sobie trzy warstwy we wnętrzu gwiazdy: warstwę (1), w której materia jest całkowicie zjonizowana, warstwę (2), w której materia jest częściowo zjonizowana i warstwę (3) całkowicie neutralną. Z wnętrza gwiazdy płynie strumień energii promienistej F :

$$F \rightarrow \left| \begin{array}{c} (1) \\ \hline (2) \\ \hline (3) \end{array} \right|$$

Przypuśćmy, że wszystkie trzy warstwy znajdują się w fazie kontrakcji i ich temperatura wzrasta. Wzrost temperatury w warstwach (1) i (3) spowoduje zmniejszenie się współczynnika nieprzezroczystości, co zgodnie z równaniem dyfuzyjnym (8.54) zwiększy przepływ przez nie promieniowania. Inaczej będzie w warstwie (2). Jeżeli jest to warstwa częściowej jonizacji, w której γ ma znacznie zredukowaną wartość, to zgodnie z (2.95) wzrost gęstości wskutek kontrakcji wywoła odpowiednio mniejszy wzrost temperatury niż w warstwach (1) i (3) i odpowiednio niewielką zmianę współczynnika nieprzezroczystości. Strumień, który swobodniej przepływał przez warstwę (1) zostanie uwięziony w warstwie (2). Efekt ten będzie jeszcze wyraźniejszy, jeżeli w warstwie (2) następuje odwrócenie gradientu współczynnika nieprzezroczystości, takie jak na Rys. 11.2: wzrost temperatury spowoduje nie tylko względny, ale również bezwzględny wzrost nieprzezroczystości i odpowiednio większą absorpcję strumienia promieniowania. Odwrotnie będzie w fazie ekspansji i związanego z tym rozrzedzenia materii. Nieprzezroczystość w warstwach (1) i (3) wzrośnie, podczas gdy oba wymienione wyżej efekty spowodują zmniejszenie nieprzezroczystości w warstwie (2) i wzmożony wpływ strumienia promieniowania.

Efekt związany z obniżeniem wartości γ nazywamy mechanizmem γ , zaś efekt związany ze zmianą pochodnej współczynnika nieprzezroczystości - mechanizmem κ . Oba mechanizmy obejmujemy też wspólną nazwą *mechanizmu nieprzezroczystości*. Mechanizm γ działa tylko w warstwach częściowej jonizacji, natomiast mechanizm κ działa wszędzie tam, gdzie współczynnik nieprzezroczystości rośnie z temperaturą. Oba sprawiają, że nasza przykładowa warstwa (2) działa jak "silnik", gromadząc energię w fazie kontrakcji i oddając ją w fazie ekspansji. Praca wykonywana przez tę warstwę kompensuje straty dyssypatywne zachodzące podczas ruchów pulsacyjnych. O tym, czy kompensacja ta jest całkowita decydują szczegóły budowy wewnętrznej gwiazdy, a mówiąc dokładniej - położenie warstwy warstwy napędzającej pulsacje, utożsamianej w praktyce z

warstwą częściowej jonizacji.

Strefy częściowej jonizacji istnieją we wszystkich gwiazdach, jednak nie u wszystkich obserwowane są pulsacje. Dlaczego tak się dzieje łatwo można zrozumieć w sposób jakościowy (ale potwierdzony obliczeniami modelowymi) biorąc pod uwagę warunki panujące we wnętrzach gwiazd o różnej budowie. W gwiazdach gorących temperatury odpowiadające warstwom częściowej jonizacji są osiągnięte stosunkowo płytko pod powierzchnią, gdzie gęstość materii jest niewielka. Intuicyjnie wydaje się oczywiste, że amplituda zmian wielkości fizycznych podczas pulsacji zależy od odległości od środka gwiazdy: jest równa zeru w pobliżu centrum (ze względu na symetrię kulistą) i największa w warstwach zewnętrznych. Z drugiej strony, jak wiemy, gęstość materii rośnie ku środkowi. Możemy oczekiwać, że ilość energii deponowana w warstwach częściowej jonizacji i wykorzystywana następnie do napędzania pulsacji jest proporcjonalna do gęstości materii jak i do amplitudy zmian. Jeżeli zatem warstwa częściowej jonizacji leży płytko pod powierzchnią, to pomimo dużej nawet amplitudy drgań ilość energii absorbowanej przez rzadką materię może okazać się niewystarczająca dla podtrzymania pulsacji pozostałych warstw, w których energia ruchu ulega dyssypacji. Podobnie, warstwa częściowej jonizacji położona bardzo głęboko pod powierzchnią, w obszarze gdzie amplituda zmian temperatury jest bardzo mała, pochłania stosunkowo mało energii i jest równie niewydajna. Warstwy częściowej jonizacji wodoru i pierwszej jonizacji helu leżą stosunkowo płytko pod powierzchnią i z punktu widzenia podtrzymania pulsacji odgrywają zazwyczaj niewielką rolę. Wyjątek stanowią pulsacje chłodnych olbrzymów i nadolbrzymów typu widmowego M o rzadkich i rozległych otoczkach. W ich przypadku warstwa częściowej jonizacji leży dość głęboko pod powierzchnią i dzięki temu może zrównoważyć dyssypację w rzadkich obszarach otoczki.

Znacznie większe znaczenie ma warstwa drugiej jonizacji helu. Dla wielu modeli gwiazd z przedziału typów widmowych A – G leży ona w takiej głębokości, że może powodować pulsacyjną destabilizację. Z warstwą tą jest związane istnienie na diagramie H-R *głównego pasa niestabilności pulsacyjnej* rozciągającego się w przedziale widmowym A – G od olbrzymów poprzez ciąg główny do białych karłów. Do głównego pasa niestabilności po stronie niskich temperatur przylega obszar niestabilności czerwonych olbrzymów i nadolbrzymów. Poza głównym pasem niestabilności, w obszarze gorących olbrzymów typów widmowych B1 – B2, leży wąski pas niestabilności związany z drugim maksimum nieprzezroczystości, leżącym na Rys. 11.2 w pobliżu temperatury ok. $2 \cdot 10^5$ K.

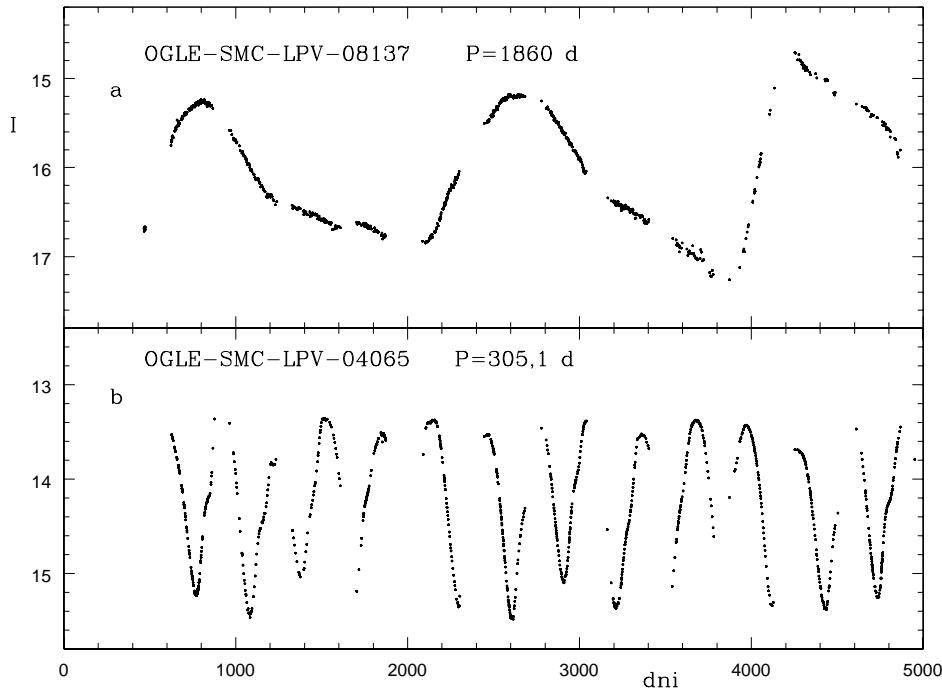
Oprócz opisanego tu mechanizmu nieprzezroczystości oscylacje mogą być wzbudzone i podtrzymywane również w następstwie oddziaływania powierzchniowych warstw gwiazdy z zewnętrzną warstwą konwektywną. Jak wyjaśniane było w rozdziale 8, w zewnętrznych obszarach gwiazd chłodnych istnieją war-

stwy konwektywne, w których energia przenoszona jest na zewnątrz razem ze wznoszącą się materią, która po ochłodzeniu się opada ponownie do obszarów gorętszych. Ruchy te mają charakter chaotyczny – *turbulentny*. Pomimo braku dobrej teorii turbulencji, dotychczasowe rozważania teoretyczne wskazują, że ruchy turbulentne mogą być w sensie statystycznym źródłem energii koniecznej do wzbudzenia i podtrzymywania modów akustycznych w zewnętrznych obszarach warstw konwektywnych gwiazd. Proces ten został najdokładniej opisany w przypadku pięciominutowych oscylacji słonecznych i dlatego oscylacje tego rodzaju nazywa się często *oscylacjami typu słonecznego*.

Obserwacje gwiazd pulsujących. Przedstawiony wyżej uproszczony opis zjawiska pulsacji gwiazd jest w stanie wyjaśnić zasadnicze prawidłowości występujące wśród gwiazd zmiennych fizycznych, takie jak ich rozkład na diagramie H-R, czy zależność między okresem pulsacji i jasnością absolutną, wymaga jednak istotnego uzupełnienia przy próbach interpretacji obserwacji odnoszących się do poszczególnych typów zmiennych.

Historycznymi kryteriami podziału gwiazd pulsujących na poszczególne typy są okres zmienności, amplituda oraz kształt krzywych blasku i prędkości radialnych, a także położenie na diagramie H-R informujące w przybliżeniu o fizycznych cechach gwiazd. Z teoretycznego punktu widzenia podział gwiazd pulsujących na oddzielne grupy ma znaczenie drugorzędne, ponieważ dobra teoria pulsacji powinna przewidzieć wszystkie własności pulsacyjne dla każdej gwiazdy indywidualnie tylko na podstawie jej struktury wewnętrznej. Nie mniej jednak tradycyjne rozróżnienie poszczególnych grup gwiazd pulsujących zawiera wciąż jeszcze wystarczająco dużo zalet i niesie wystarczająco dużo informacji by warto je było zachować.

Zmienne długookresowe. Nazwą tą obejmujemy obecnie wszystkie zmienne pulsujące o okresach dłuższych od kilkudziesięciu dni, zajmujące na diagramie H-R gałąź czerwonych olbrzymów i gałąź asymptotyczną. Obiekty te różnią się własnościami pulsacyjnymi i można wśród nich wyróżnić kilka wyraźnych grup. Historycznie najwcześniej zostały wyróżnione *miry*, których prototypem jest najstarsza znana regularnie zmienna gwiazda *o Ceti*, czyli Mira. Są to czerwone olbrzymy i nadolbrzymy typów widmowych M, C i S, zajmujące na diagramie H-R prawy kraniec gałęzi olbrzymów. Odznaczają się one bardzo dużą, rzędu kilku magnitudo, amplitudą zmian jasności wizualnej, co jest cechą w pewnym sensie przypadkową, zależną od położenia pasma wizualnego na skali długości fali ponieważ amplitudy bolometryczne są znacznie mniejsze. Okresy zmienności są bardzo długie, co jest w zgodzie z małą średnią gęstością tych gwiazd. Najkrótszy znany okres wynosi 90,65 d (T Cen), a najdłuższy – 1860 d (OGLE-SMC-LPV-08137), najczęściej występują okresy między 200 i 400 dni, z maksimum ok. 280 dni. Gwiazdy te pulsują radialnie w modzie podstawowym. Kolejne cykle zmienno-

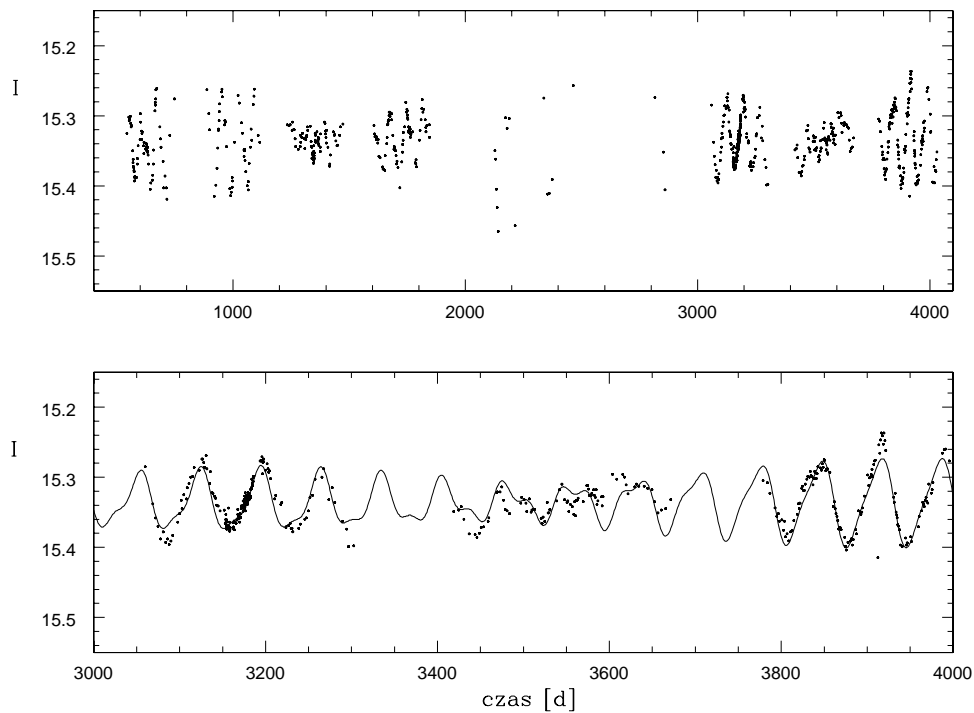


Rys. 11.3. (a) Krzywa blasku miry o najdłuższym znanym okresie, (b) zmiany jasności gwiazdy sklasyfikowanej jako zmienna półregularna. W obu przypadkach krzywe zmian blasku wykazują mniejsze lub większe nieregularności.

ści wykazują z reguły niewielkie, choć zauważalne różnice. Pulsacje są radialne i zachodzą w modzie podstawowym.

Bardzo blisko związane z mirami są występujące w tym samym obszarze diagramu H-R zmienne *półregularne* (SRV, od ang. *Semi-Regular Variables*). Występują one w nieco szerszym zakresie typów widmowych, od F do M, choć wszystkie są olbrzymami lub nadolbrzymami. Zmienność gwiazd SRV przypomina pod wieloma względami zmienność mir, z tą jednak różnicą, że kolejne cykle różnią się wyraźnie amplitudą i kształtem zmian jasności. Przykładowe krzywe zmian blasku mir i gwiazd półregularnych są pokazane na Rys.11.3.

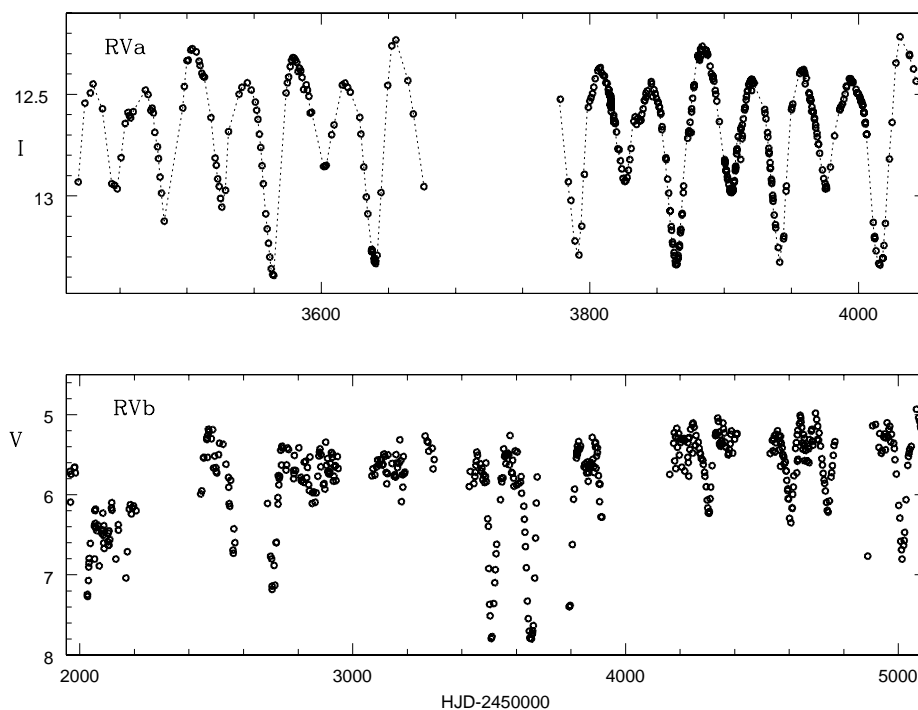
Trzecią grupę gwiazd zmiennych długookresowych stanowią zidentyfikowane dopiero niedawno w przeglądzie OGLE, w bardzo dużej liczbie tzw. *zmienne OSARG* (skrót od angielskiej nazwy *OGLE Small Amplitude Red Giants*). Są to czerwone olbrzymy o bardzo małej amplitudzie zmian jasności, rzędu co najwyżej dziesiątych części magnitudo, i na pierwszy rzut oka – o bardzo nieregularnym charakterze. Analiza fourierowska zmienności ujawnia jednak zazwyczaj istnienie wielu okresów o długości od kilkunastu do kilkuset dni. Na Rys. 11.4 przedstawiona jest typowa obserwowana krzywa blasku oraz krzywa oczekiwana, będąca



Rys11.4. Typowa krzywa blasku zmiennej typu OSARG. Górna część przedstawia dziesięcioletni ciąg obserwacji. W części dolnej przedstawiony jest fragment porównania punktów obserwacyjnych ze zmianami jasności oczekiwanymi ze złożenia okresów 72,098, 65,976, 34,662, 68,823 i 102,041 dni, wynikających z analizy fourierowskiej.

sumą wykrytych składowych fourierowskich. Mody pulsacyjne tych gwiazd identyfikuje się z modami akustycznymi typu słonecznego.

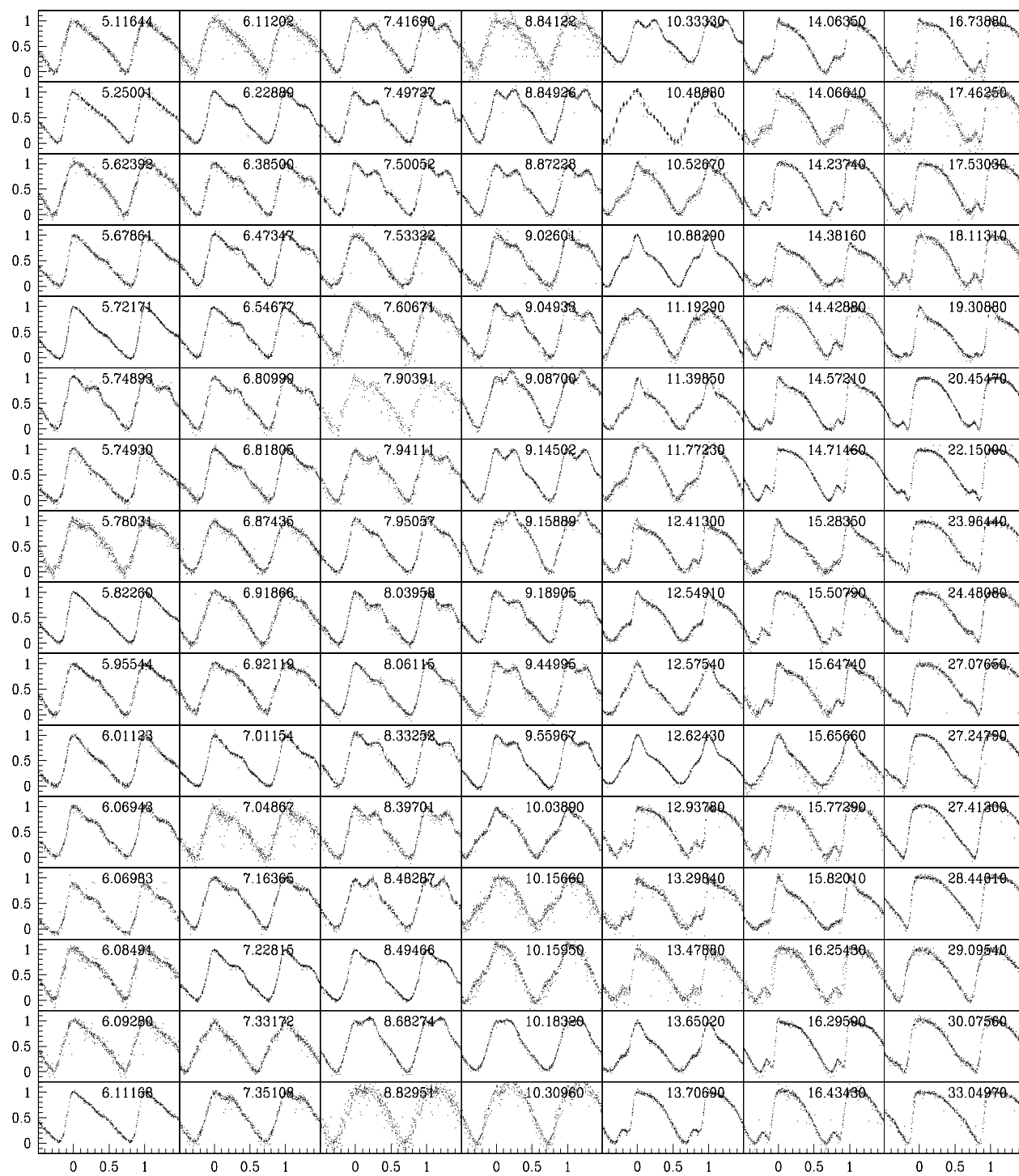
Grupę zbliżoną właściwościami do mir i zmiennych półregularnych (zaliczanych też niekiedy do typu zmiennych długookresowych) stanowią zmienne typu *RV Tau*. Są to olbrzymy i nadolbrzymy z przedziału typów widmowych F – K, o okresach zawierających się w przedziale od 30 do 200 d. Charakterystyczną cechą ich krzywych blasku jest występowanie po sobie na przemian głębszych i płytszych minimów (Rys 11.5), choć z czasem minima płytsze mogą stawać się głębszymi i na odwrót. Zmienne tego typu dzielimy na dwa podtypy: *RVa*, w których mimo zmian głębokości minimów jasność maksymalna pozostaje praktycznie stała oraz *RVb*, w których normalne dla gwiazd *RV Tau* wahania jasności są nałożone na zmiany blasku w znacznie dłuższej skali czasowej, rzędu co najmniej kilkuset dni. Masy tych gwiazd są najprawdopodobniej zbliżone do masy Słońca.



Rys. 11.5. Typowe zmiany jasności obu podgrup gwiazd zmiennych typu RV Tauri

Na ogół ich skład chemiczny odznacza się stosunkowo małą zawartością pierwiastków ciężkich, taką jak w obiektach populacji II, choć niektóre z nich mogą należeć również do populacji I. Gwiazdy RV Tau są silnymi źródłami promieniowania podczerwonego emitowanego z rozległych otoczek pyłowych. Najprawdopodobniej są to obiekty w fazie ewolucyjnej po opuszczeniu gałęzi asymptotycznej, ale jeszcze przed utratą zewnętrznych warstw materii i przejściem w fazę mgławicy planetarnej.

Cefeidy. Nadolbrzmy o regularnie zmiennym blasku, zwane też od prototypu całej grupy zmiennymi typu δ Cephei, lub jeszcze inaczej *cefeidami klasycznymi* albo *długookresowymi*. Występują w przedziale typów widmowych F5 - K0, najczęściej w klasie jasności Ib, w zakresie jasności absolutnych M_V od -2 do -6 mag. Odznaczają się stosunkowo dużymi amplitudami zmian blasku, rzędu 1 - 2 mag., choć zdarzają się również amplitudy znacznie mniejsze, ok. 0,1 mag. Najkrótszy znany okres cefeidy wynosi 1,49 d (V473 Lyr), a najdłuższy 83,1 d (BP Her), najczęściej spotykane okresy zawierają się w przedziale od ok. 3 do ok. 30 d. Typowe kształty krzywych blasku cefeid klasycznych są przedstawione na Rys. 11.6. Widać, że zależą one od długości okresu; w szczególności, systematyczne przesuwanie się garbu z części opadającej do części wznoszącej krzywej blasku, w miarę jak okres wydłuża się od ok. 5 do 20 dni, nosi nazwę *progresji Hertzsprunga*.



Rys. 11.6. Typowe krzywe blasku cefeid klasycznych o różnych okresach.

Cefeidy spełniają dobrze określoną zależność okres – jasność absolutna

$$M_V = -2,80 \log P - 1,43 \quad (11.10)$$

oraz zależność okres – jasność – kolor

$$M_V = -3,53 \log P + 2,13(B - V)_0 - 2,13 \quad (11.11)$$

gdzie okres P jest wyrażony w dniach. Dzięki dużej jasności absolutnej, stosunkowo dużej amplitudzie zmian blasku, umożliwiającą odkrycie cefeidy nawet z bardzo dużej odległości, zmienne te odgrywają kluczową rolę w wyznaczaniu odległości do galaktyk, w których jesteśmy jeszcze w stanie zidentyfikować poszczególne cefeidy, czyli w praktyce do ok. 100 Mps. Wystarcza dokonać łatwego pomiaru jasności obserwowanej oraz okresu zmienności by uzyskać z równania (11.10) lub (11.11) jasność absolutną, a tym samym również moduł odległości.

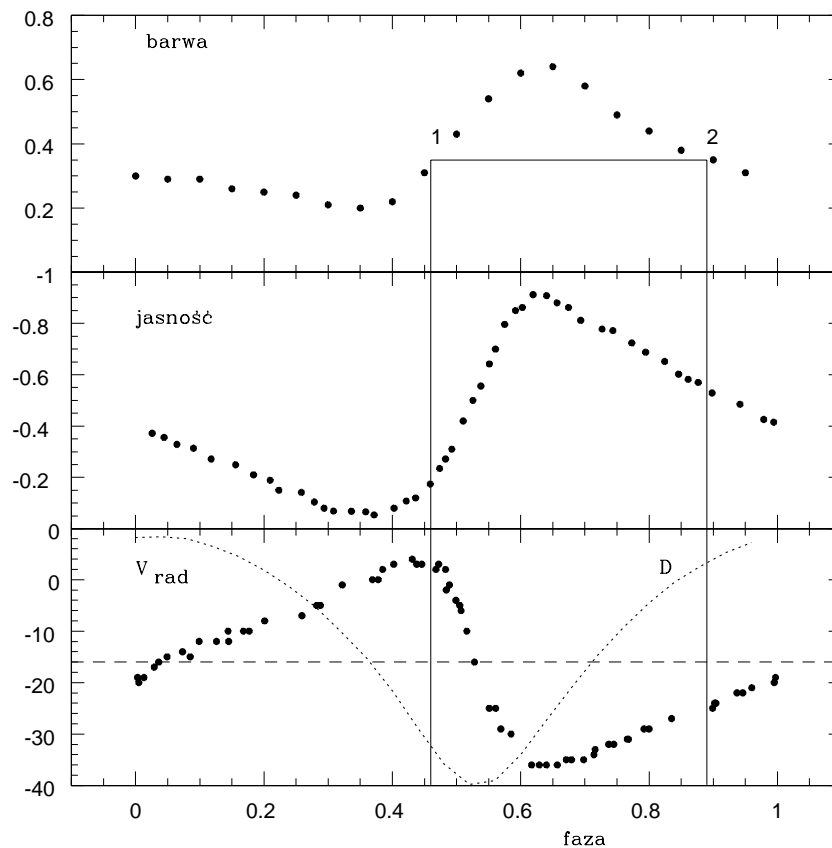
Test pulsacyjny Baadego–Wesselinka. Cefeidy wykazują wyraźne zmiany typu widmowego, barwy i prędkości radialnych podczas cyklu zmienności, co można wykorzystać do wyznaczenia bezwzględnej wartości ich promieni. W klasycznej metodzie Baadego–Wesselinka przyjmuje się skądinąd bliskie prawdy założenie, że w dwóch różnych fazach, w których wskaźnik barwy ma taką samą wartość, również temperatury efektywne są takie same, a ewentualne różnice mocy promienionych w tych fazach są tylko wynikiem różnicy rozmiarów. W takim przypadku jasności są dane równaniem

$$m = -2.5 \log L = -2.5 \log R^2$$

co po zróżniczkowaniu daje

$$\Delta m = -5 \log e \frac{\Delta R}{R} \quad (11.12)$$

Praktyczną realizację metody ilustruje Rys11.7 zaczerpnięty z oryginalnej pracy A. J. Wesselinka odnoszącej się do samej δ Cephei. Dla dwóch faz 1 i 2, dla których barwa jest taka sama, odczytujemy z krzywej zmian jasności dwie wartości: m_1 i m_2 . Zmianę rozmiarów znajdujemy ze scałkowania krzywej prędkości radialnej między fazą 1 i 2: $\int p v dt = p \cdot D_{1,2} = \Delta R$, gdzie D jest tzw. *przesunięciem* powierzchni gwiazdy. Współczynnik p uwzględnia fakt, że obserwowany profil pulsacyjny, na którego podstawie wyznaczamy prędkości radialne, jest wynikiem uśrednienia prędkości wszystkich punktów na tarczy gwiazdy, co sprawia, że efektywnie mierzona prędkość radialna jest mniejsza od rzeczywistej prędkości z jaką w stosunku do obserwatora porusza się środek tarczy gwiazdy pulsującej radialnie. Powszechnie przyjmuje się teoretyczną wartość $p = 1,34$. Wartości D



Rys11.7. Metoda Wesselinka wyznaczania promienia gwiazdy pulsującej radialnie. Kropki oznaczają obserwacje barwy, jasności i prędkości radialnej. Krzywa kropkowana w dolnej części rysunku oznaczona symbolem D przedstawia zmianę przesunięcia powierzchni gwiazdy wynikającą ze scałkowania krzywej prędkości radialnej. Przesunięcie jest równe zero w fazie 0,5, gdy gwiazda ma najmniejsze rozmiary.

odpowiadające obu fazom można również odczytać bezpośrednio z zaznaczonej na Rys. 11.7 krzywej kropkowanej będącej wynikiem całkowania krzywej prędkości radialnej w całym okresie zmienności. W fazie 0,5, gdy gwiazda ma najmniejsze rozmiary, przesunięcie jest równe zero. Zwróćmy też uwagę, że przesunięcie D , a zatem i ΔR , są wyrażone w bezwzględnych jednostkach długości

Każde dwie fazy odpowiadające takiej samej wartości wskaźnika barwy dostarczają jednego równania obserwacyjnego

$$\Delta m = -5 \log e \frac{\Delta D}{\langle R \rangle / p},$$

w którym niewiadomą jest średnia wartość promienia $\langle R \rangle$. Powtarzając opisaną

procedurę dla wielu par punktów uzyskujemy wiele równań, które rozwiązane np. metodą najmniejszych kwadratów dostarczają wielkość średniego promienia $\langle R \rangle$ (a także jego maksymalnej zmiany) w jednostkach bezwzględnych. W przytoczonej oryginalnej pracy Wesselinka uzyskano $\langle R \rangle / p = (18.8 \pm 1.6) \times 10^6$ km. Na podstawie wielu innych prac na ten temat stwierdzono również, że zmiany promienia cefeid dochodzą do ok. 10%.

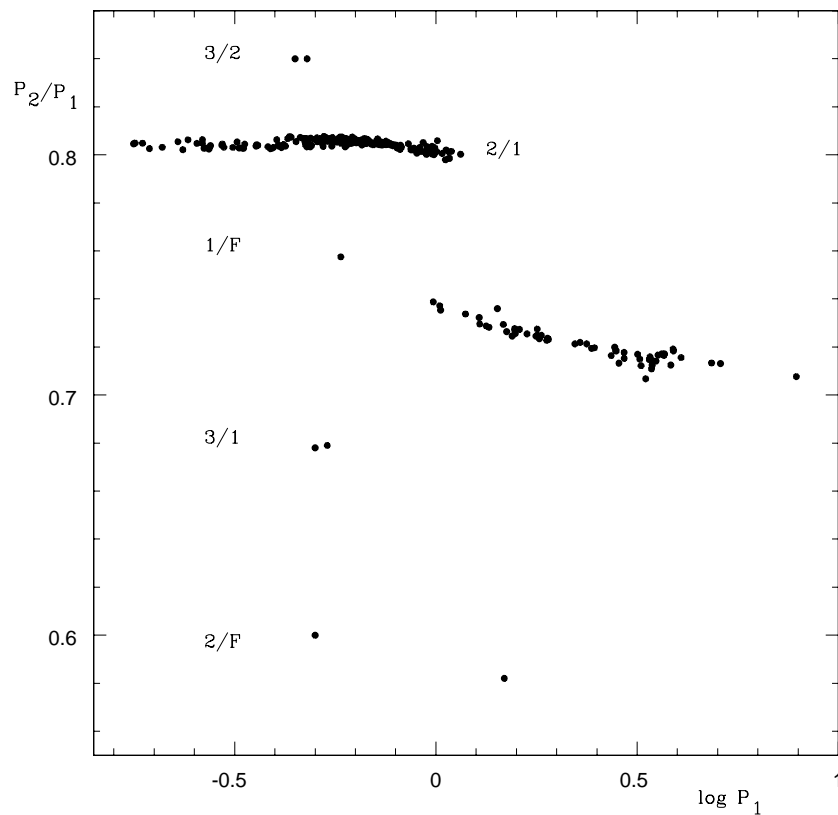
Metodę Wesselinka nazywa się również *testem pulsacyjnym Wesselinka*. Jeżeli prowadzi ona do równań obserwacyjnych, z których wynika dobrze określona wartość promienia, to jest niemal pewne, że gwiazda pulsuje radialnie. W przeciwnym wypadku, na przykład gdy pulsacje są nieradialne, metoda Wesselinka zawodzi. Należy jednak pamiętać, że test Wesselinka ma pewne ograniczenie, bowiem jego powodzenie wymaga odpowiednio dużego przesunięcia fazowego między krzywymi zmian barwy i prędkości radialnych, tak by można było wyraźnie rozdzielić zmiany jasności pochodzące od zmian temperatury i promienia.

Cefeidy wielomodalne. Przytoczona wyżej zależność okres – jasność absolutna odnosi się do modu podstawowego, w którym oscyluje przeważająca większość cefeid. Znane są jednak również znacznie mniej liczne przypadki cefeid dwu- i wielomodalnych, w których zmienności można wyróżnić dwa lub trzy okresy interpretowane jako oscylacje w pierwszej, drugiej lub trzeciej harmonice. Rząd harmonik najłatwiej jest zidentyfikować posługując się *diagramem Petersena*. Na diagramie tym, przedstawiającym stosunek krótszego okresu do okresu dłuższego w funkcji okresu dłuższego, zależności odpowiadające różnym drganiom harmonicznym są wyraźnie odseparowane (Rys. 11.8).

Najdłuższy okres interpretujemy jako okres odpowiadający radialnemu drganiu podstawowemu, a okresy coraz to krótsze – coraz to wyższym drganiom harmonicznym. Zgodnie z teorią pulsacji stosunki okresów zawierają informację o masach i promieniach gwiazd pulsujących. Ocenione w ten sposób masy cefeid (tzw. *masy pulsacyjne*) zawierają się w przedziale od 4 do $14 M_{\odot}$.

Rozkład przestrzenny cefeid w Galaktyce świadczy o ich przynależności do podsystemu płaskiego, a skład chemiczny odpowiada młodej populacji I. Występują w gromadach otwartych i asocjacjach. Są to więc obiekty młode i masywne, które zdążyły przeewoluować od ciągu głównego do obszaru nadolbrzymów. W ich wnętrzach wodór uległ już całkowitej przemianie w hel i obecnie gwiazdy te świecą kosztem przemiany helu w węgiel.

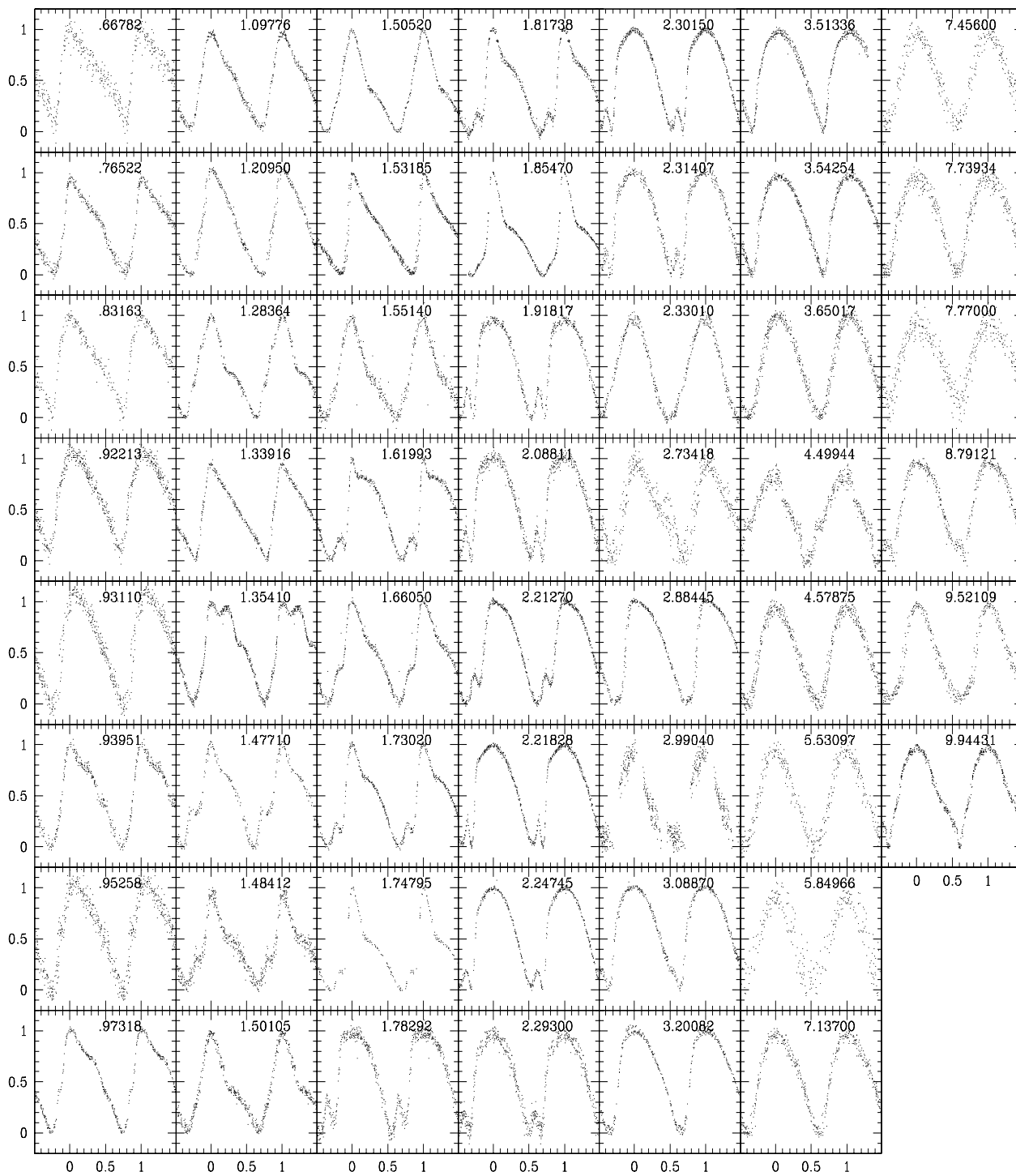
Cefeidy II rodzaju. W tym samym obszarze pasa niestabilności pulsacyjnej co opisane wyżej cefeidy klasyczne znajdują się również obiekty należące do populacji II i charakteryzujące się podobnymi własnościami pulsacyjnymi. Obejmujemy je ogólną nazwą cefeid II rodzaju (lub niekiedy cefeidami populacji II). Ze względów merytorycznych, a częściowo historycznych, wyróżnia się wśród nich następujące podgrupy: *zmienne typu BL Herculis* – o okresach z przedziału $0,0 < \log P < 0,7$,



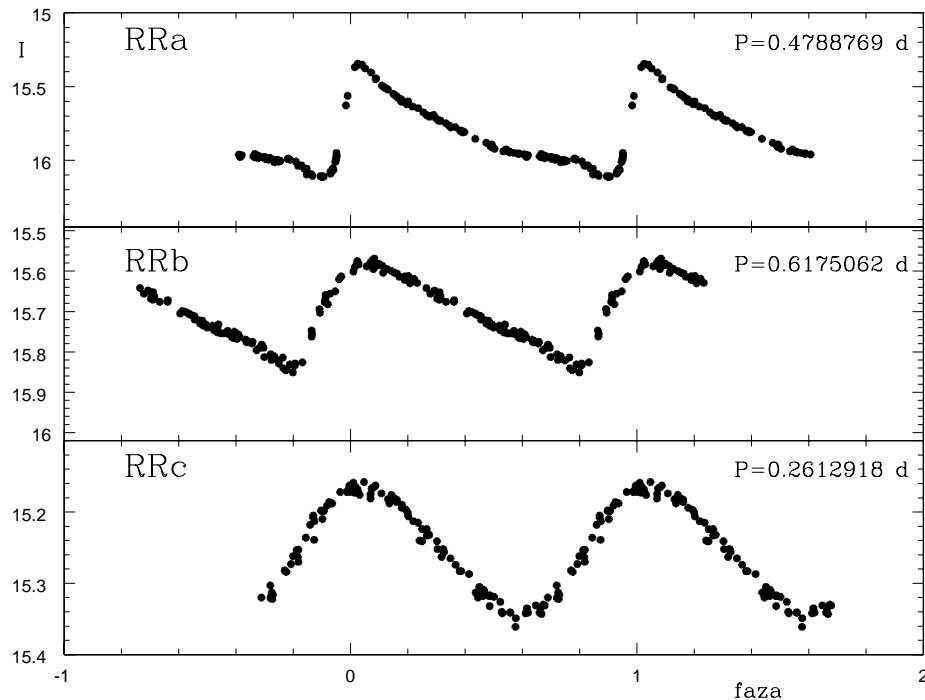
Rys. 11.8. Diagram Petersena dla Cefeid wielomodalnych w Wielkim Obłoku Magellana, przedstawiający zależność stosunku krótszego okresu P_2 do okresu dłuższego P_1 od logarytmu okresu dłuższego. Cyfry oznaczają rząd harmoniki, F oznacza mod podstawowy (fundamentalny). Większość cefeid wielomodalnych pulsuje w modzie podstawowym oraz w modach pierwszym i drugim.

ewoluujące od gałęzi horyzontalnej do gałęzi asymptotycznej; *zmienne typu W Virginis* – o okresach $0,6 < \log P < 1,3$, gwiazdy II populacji, o masach ocenianych na $0,5$ do $1 M_{\odot}$, przecinające pas niestabilności pulsacyjnej w trakcie ewolucji wzdłuż gałęzi horyzontalnej; *cefeidy anomalne* (zwane też *zmiennymi typu BL Bootis*) – o okresach z przedziału $-0,5 < \log P < 0,5$ i jaśniejsze od gwiazd BL Her o około $0,5$ do 1 mag. Na diagramie okres – jasność gwiazdy BL Her i W Vir tworzą jeden ciąg, co świadczy o zbliżonym charakterze ich pulsacji. Ciąg krzywych blasku cefeid II rodzaju, analogiczny do ciągu krzywych blasku cefeid klasycznych, jest przedstawiony na Rys. 11.9.

W obszarze olbrzymów głównego pasa niestabilności znajdują się ponadto gwiazdy *typu RR Lyrae*, zwane też w starszej literaturze *cefeidami krótkookresowymi*, lub *zmiennymi typu gromad*. Nazwy te są związane z niektórymi cechami



Rys. 11.9. Typowe krzywe blasku cefeid typu II o różnych okresach.

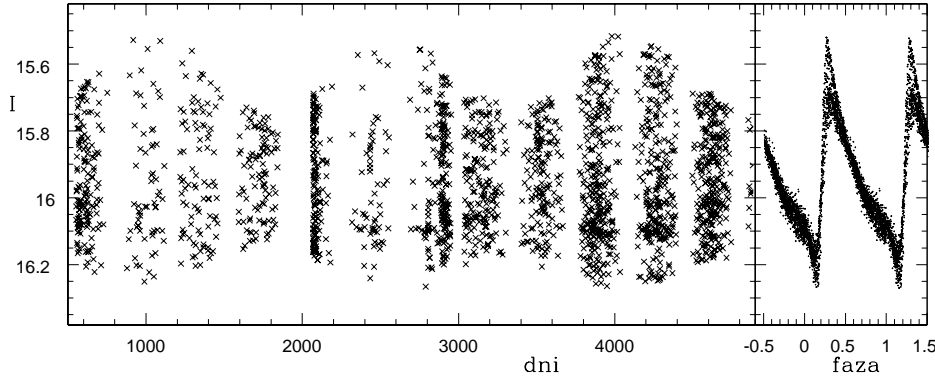


Rys. 11.10. Rodzaje krzywych blasku gwiazd RR Lyr

tych zmiennych. Ich rozkład przestrzenny oraz częsta obecność w gromadach kulistych dowodzą przynależności do populacji II. Krzywe blasku i prędkości radialnych przypominają swym kształtem odpowiednie krzywe dla cefeid, jednak różnią się od nich większą różnorodnością jak i znacznie krótszymi okresami. Okresy gwiazd RR Lyr są krótkie i zawierają się w przedziale 0,2 – 1 d; najdłuższy obserwowany okres wynosi 2,4 d (UX Nor). Typ widmowy zmienia się od ok. A7 w maksimum do F5 w minimum blasku. Podstawowe typy morfologiczne krzywych blasku, zwane RRa, RRb i RRc, są przedstawione na Rys. 11.10.

Symbolem RRd oznacza się zmiennie, w których wzbudzone są dwa lub więcej modów; są to oprócz radialnego modu podstawowego jego pierwsza, a czasem również druga harmonika. Nie do końca wyjaśnioną osobliwością gwiazd RR Lyr jest *efekt Błażki*, przejawiający się w postaci długookresowej, periodycznej modulacji amplitudy i fazy kolejnych maksimum jasności. Okresy tych zmian wynoszą typowo od 20 do 40 d. Przykład modulacji amplitudy w znacznie dłuższej skali czasowej jest przedstawiony na Rys. 11.11.

Gwiazdy δ Scuti zajmują dolną część pasa niestabilności przylegającą do ciągu głównego; ich typy widmowe zawierają się w przedziale A – F, a klasy jasności – w przedziale V – III. Są to więc gwiazdy populacji I o masach rzędu 1 – 1,5 M_{\odot} , w fazie palenia wodoru na ciągu głównym lub w fazie odchodzenia od ciągu głów-

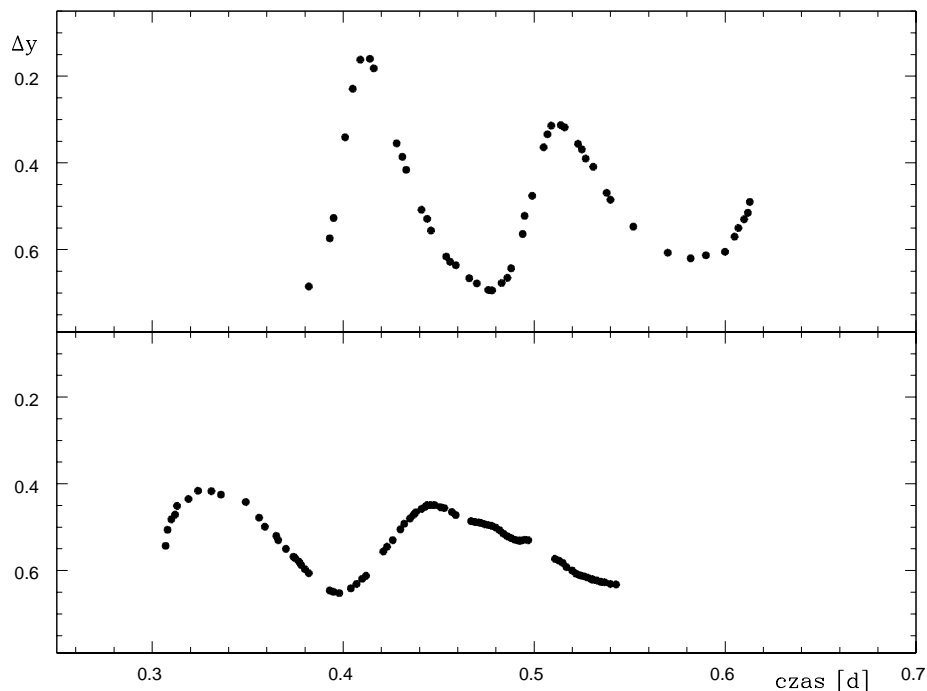


Rys. 11.11. Zmiany jasności gwiazdy typu RR Lyr z efektem Błażko. Z prawej strony pokazana jest krzywa blasku sfazowana z okresem 0.52499 dnia.

nego ku gałęzi olbrzymów. Okresy zmian są bardzo krótkie, od kilkudziesięciu minut do kilku godzin. Rozkład amplitud zawiera dwa maksima: jedno przy wartościach mniejszych od 0.3 mag i drugie dla amplitud większych. Dlatego też w starszej literaturze gwiazdy δ Sct o amplitudach większych od 0.3 mag traktowano jako oddzielną podgrupę gwiazd, której nadawano rozmaite nazwy: *zmienne typu AI Velorum*, *cefeidy karłowate*, gwiazdy *RRs* lub ostatnio – *HADS* (od angielskiego *High Amplitude Delta Scuti*). Gwiazdy *HADS* są powolnymi rotatorami, w których dominuje jeden lub kilka modów radialnych. W pozostałych gwiazdach δ Sct długoletnie kampanie obserwacyjne za pomocą sieci teleskopów rozłożonych wokół kuli ziemskiej, a ostatnio obserwacje satelitarne, gwarantujące okresy nieprzerwanych obserwacji rzędu miesięcy, doprowadziły do wykrycia w zmianach jasności kilkudziesięciu, a nawet ponad stu modów pulsacji radialnych i nieradialnych o amplitudach rzędu milimagnitudo. Potwierdziły się w ten sposób teoretyczne przewidywania co do bogactwa modów radialnych i nieradialnych wzbudzanych w tych gwiazdach, a zarazem okazało się, że wielkość amplitudy zmian jasności jest okolicznością przypadkową, zależną od tego jakie mody i z jakimi amplitudami są wzbudzone w konkretnej gwiazdzie. Przykładowe krzywe blasku gwiazdy typu δ Sct w ciągu dwu kolejnych nocy są przedstawione na Rys. 11.12.

Bardzo podobny charakter zmienności jak gwiazdy δ Sct wykazują leżące w tym samym obszarze diagramu H-R gwiazdy o składzie chemicznym właściwym dla populacji II, takie jak *zmienne typu SX Phoenicis* czy gwiazdy λ Bootis, względnie gwiazdy o innych osobliwościach widmowych, jak gwiazdy Am lub δ Del.

Na ciągu głównym, w sąsiedztwie gwiazd δ Sct i γ Dor, znajdują się również

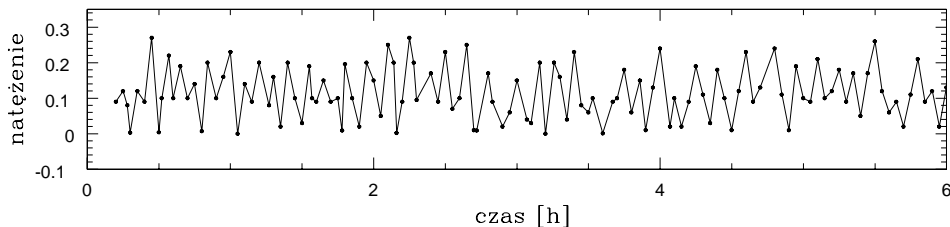


Rys. 11.12. Zmiany jasności gwiazdy typu δ Scuti w ciągu dwu kolejnych nocy.

szybko zmienne (o okresach od kilku do kilkunastu minut) magnetyczne gwiazdy osobliwe chemicznie roAp, o których była już mowa w rozdziale 7. Mechanizm wzbudzenia ich pulsacji nie został jeszcze wystarczająco poznany, choć na ogół wiąże się go ze strefą jonizacji wodoru. Istotną komplikacją modeli teoretycznych jest konieczność uwzględnienia wpływu silnego pola magnetycznego na charakter pulsacji. Wyjaśnienia wymaga również fakt istnienia niepulsujących gwiazd Ap, czyli tak zwanych *noAp* (z ang. *not pulsating Ap*).

Stosunkowo niedawno zidentyfikowaną grupą zmiennych w tym obszarze diagramu H-R są zmienne typu γ *Daradus*. Są to młode (jak o tym mogą świadczyć otoczki pyłowe wokół niektórych spośród nich) gwiazdy typu widmowego F, zmieniające się z jednym lub wieloma okresami o długości około jednego dnia, a więc zbyt długimi by można je było zaliczyć do typu δ Scuti. Najprawdopodobniejszym wyjaśnieniem ich zmienności są nieradialne pulsacje modów grawitacyjnych g o niskich harmonikach l . Charakterystyczną i nie do końca wyjaśnioną cechą tych zmiennych jest wąski przedział typów widmowych (temperatur), w których mogą one występować.

W obszarze małych jasności absolutnych diagramu H-R, na ciągu stygnięcia białych karłów, znajdują się gwiazdy zmienne typu *ZZ Ceti*. Są to białe karły typu



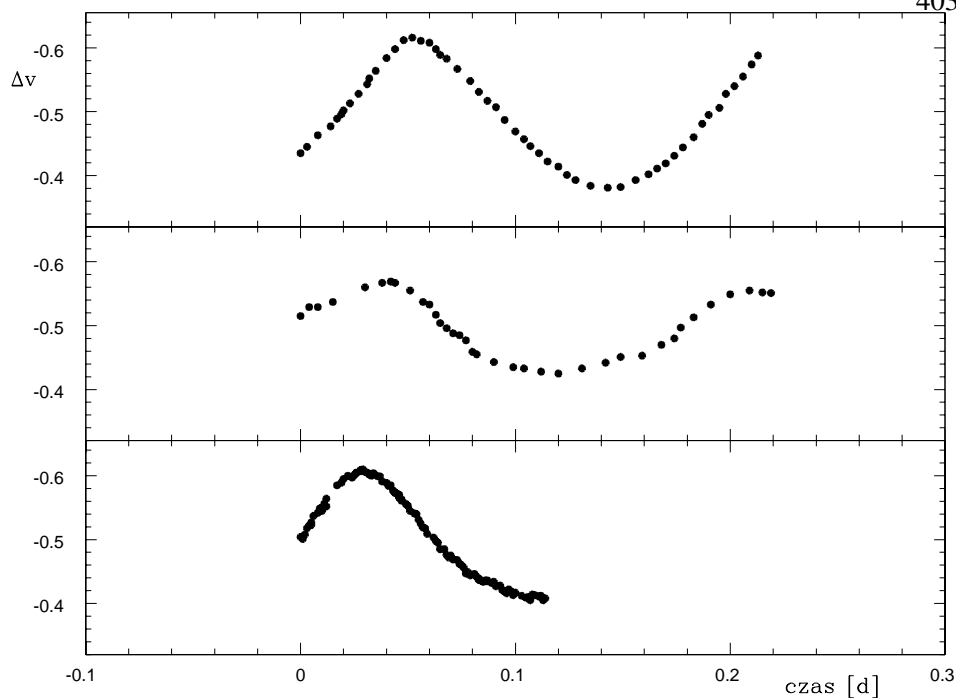
Rys. 11.13. Typowe zmiany jasności gwiazdy typu ZZ Cet

DA, z liniami wodoru w widmie, dlatego też używa się w stosunku do nich również nazwy *DAV* (ang. *Dwarfs A Variables*) Amplitudy zmian jasności są bardzo małe, mniejsze od 0,3 mag, a okresy bardzo krótkie – od 100 do 1000 sekund, tak że już po stosunkowo krótkich seriach obserwacji można dokonać ich analizy furierowskiej. Podobnie jak w przypadku gwiazd δ Sct, większość modów jest wzbudzana z bardzo małymi amplitudami, rzędu milimagnitudo, i do ich jednoznacznej identyfikacji wymagane są kilkudniowe nieprzerwane ciągi obserwacyjne. Zmienne ZZ Cet były w tego powodu jednymi z pierwszych obiektów obserwowanych przez teleskop globalny WET (ang. *Whole Earth Telescope*) – czyli konsorcjum ponad dwudziestu teleskopów optycznych rozłożonych na całej kuli ziemskiej i prowadzących co pewien czas skoordynowane obserwacje wybranych obiektów. Dość szybko okazało się, że w krzywych blasku gwiazd ZZ Cet daje się wyróżnić kilkadziesiąt, a w krańcowym przypadku nawet ponad sto okresów. Taki charakter zmienności można zrozumieć tylko przy założeniu, że wzbudzone oscylacje są nieradialne. Typowy ciąg obserwacji gwiazdy typu ZZ Cet jest przedstawiony na Rys. 11.13. Choć gwiazdy typu ZZ Cet leżą w dolnym krańcu głównego pasa niestabilności, to jednak standardowy mechanizm κ wydaje się w ich przypadku mało wydajny, ponieważ w warstwach zewnętrznych tych gwiazd energia jest przenoszona przede wszystkim na drodze konwektywnej, a nie promienistej.

Oddzielną grupę stanowią pulsujące w podobny sposób helowe białe karły, czyli gwiazdy zmienne *DBV*.

Z przedstawionym na Rys. 11.2 maksimum współczynnika nieprzezroczystości Rosselanda przy temperaturze ok. $2 \cdot 10^5$ K związany jest na diagramie H-R obszar niestabilności pulsacyjnej gwiazd gorących, w którym wyróżnia się kilka mniej lub bardziej różniących się między sobą typów gwiazd pulsujących.

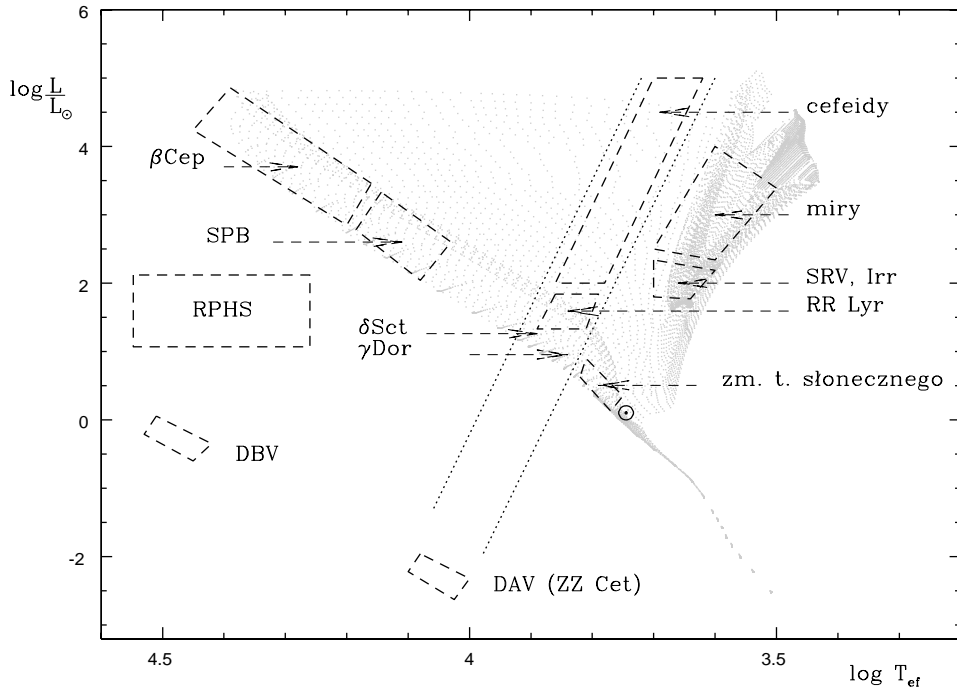
Najdawniej znane są zmienne typu β *Cephei*, zwane też niekiedy zmiennymi typu β *Canis Majoris*. Są to gwiazdy z wąskiego przedziału typów widmowych B0.5 - B2 i klas jasności V–II czyli leżące na diagramie H-R w obszarze między ZAMS i TAMS. Okresy zmienności są krótkie, zawierają się w przedziale 3 – 8 godzin. Niewielkim zmianom jasności o amplitudach rzędu 0.1 mag towarzyszą



Rys. 11.14. Krzywe blasku wielomodalnej gwiazdy typu β Cep w różnych nocach. Obserwacje w filtrze w systemie czterobarwnego, który szczególnie dobrze nadaje się do obserwacji gwiazd typu B.

zmiany prędkości radialnych i wyraźne na ogół zmiany kształtu linii widmowych, charakterystyczne dla oscylacji nieradialnych. W zmianach jasności daje się na ogół wyróżnić kilka częstości, co w przypadku gdy są one bliskie sobie prowadzi do charakterystycznych modulacji amplitudy w postaci dudnień. Stosunkowo duża różnorodność wzbudzonych modów pulsacyjnych oraz bogaty materiał obserwacyjny dotyczący zmienności gwiazd typu β Cep sprawiają, że są one wygodnymi obiektami dla badań asteroseismologicznych. W widmach niektórych zmiennych tego typu obserwuje się przejściowo linie emisyjne, co oznacza ich jednoczesną przynależność do grupy gwiazd Be. Przykładowe krzywe blasku w różne noce dla gwiazdy ν Eri pulsującej w kilku bliskich sobie okresach są przedstawione na Rys. 11.14.

Nieco niższy obszar ciągu głównego, w przedziale typów widmowych od B2 do B9, zajmują *zienne SPB* (z ang. *Slowly Pulsating B-stars*). Ich okresy zawierają się w przedziale od ok. 0.5 d do 3 dni, co odróżnia je od gwiazd β Cep i usprawiedliwia nazwę. Większość z nich jest wielookresowa, co niekiedy pociąga za sobą występowanie w krzywej blasku dudnień w skali wielu miesięcy. Obserwacje spektroskopowe ujawniają zmiany kształtu profili interpretowane jako przejaw oscylacji nieradialnych. Gwiazdy SPB "wchłonęły" praktycznie całą wydzielaną



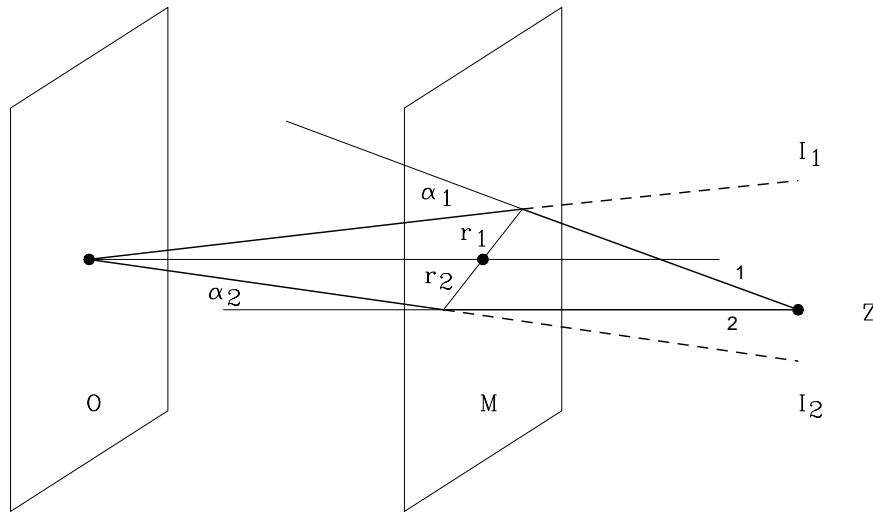
Rys. 11.15. Położenie głównych typów gwiazd pulsujących na diagramie H-R.

dawniej nieliczną grupę gwiazd *typu 53 Persei*, identyfikowanych jako gwiazdy o wyraźnych zmianach kształtu linii widmowych i jednocześnie fotometrycznie niezmiennie.

Stosunkowo niedawno wydzieloną grupą gwiazd zmiennych w tym obszarze diagramu H-R są gwiazdy zmienne *typu sdBV* (zmienne podkarły typu B, z ang. *sub-dwarf B variables*, zwane też gwiazdami *typu RPHS* (ang. skrót od *Rapidly Pulsating Hot Subdwarfs* – szybko pulsujące gorące podkarły), gwiazdami *typu EC14026* (od pierwszego poznanego obiektu) lub gwiazdami *typu V361 Hya* (od najjaśniejszego obiektu). Wzbudzenie oscylacji radialnych i nieradialnych z okresami od ok. 100 sekund do kilku minut w podkarłach ($\log g \approx 5 - 6$) o temperaturach z przedziału 29000 K – 36000 K i masach ok. $0.5 M_{\odot}$ zostało najpierw przewidziane teoretycznie a następnie potwierdzone obserwacyjnie. Amplitudy zmienności są niewielkie i z reguły nie przekraczają 0,01 mag w jasnościach i 2 km/s w prędkościach radialnych. Oscylacje są podtrzymywane przez mechanizm κ związany przede wszystkim z absorpcją w liniach żelaza. Przypuszcza się, że w gwiazdach tych obfitość żelaza w warstwie odwróconego gradientu współczynnika nieprzezroczystości jest podwyższona w wyniku wynoszenia jego atomów do warstw zewnętrznych pod wpływem ciśnienia promieniowania.

Przybliżone obszary występowania omówionych rodzajów gwiazd pulsujących na diagramie H-R przedstawia Rys. 11.15.

12. Mikrosoczewkowanie grawitacyjne



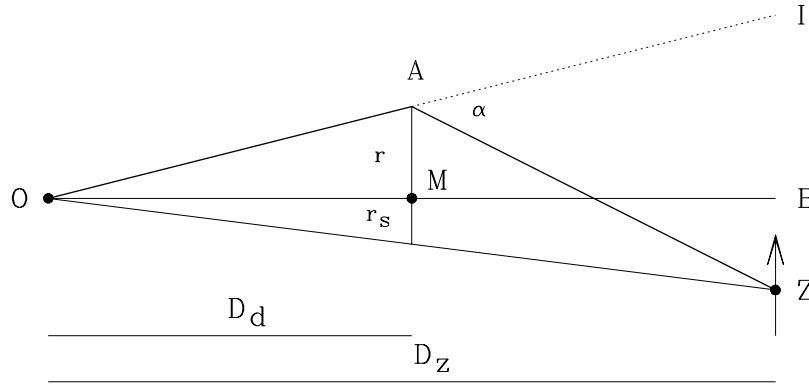
Rys. 12.1. Soczewka punktowa o masie \mathcal{M} tworzy dla obserwatora O dwa obrazy pozorne, I_1 i I_2 , źródła Z. Drogi promieni 1 i 2 leżą w jednej płaszczyźnie.

Zupełnie nowe i dość nieoczekiwane możliwości astrofizycznych badań obiektów gwiazdowych otworzyły obserwacje zjawisk soczewkowania grawitacyjnego. Zgodnie z Ogólną Teorią Względności (w przybliżeniu liniowym małych kątów) promień świetlny (foton) przebiegający w pobliżu masy \mathcal{M} , ulega ugięciu o kąt

$$\alpha = \frac{4G\mathcal{M}}{c^2} \cdot \frac{1}{r} \quad (12.1)$$

gdzie G jest stałą grawitacji, c – prędkością światła, a r – *parametrem zderzenia*, czyli najmniejszą odległością między masą i drogą promienia świetlnego. Kąt ugięcia jest zawsze dodatni, tzn. ugięcie następuje w kierunku ciała masywnego, które działa zatem jak soczewka skupiająca. Dlatego też zjawisko nazywamy *soczewkowaniem grawitacyjnym*, a w przypadku gdy masy soczewkujące są rzędu mas gwiazdowych, które w skali mas kosmicznych (np. galaktyk) są masami znikomymi, zjawisko nazywamy *mikrosoczewkowaniem grawitacyjnym*.

Soczewki pojedyncze. Na wstępie rozważmy najprostszy przypadek, gdy ciałem soczewkującym jest pojedyncza masa punktowa. Geometrię zjawiska przedstawia schematycznie Rys. 12.1. Promień 1 wysłany przez źródło Z mija masę \mathcal{M} w odległości r_1 i po ugięciu o kąt α_1 trafia do obserwatora O, który źródło dostrzega



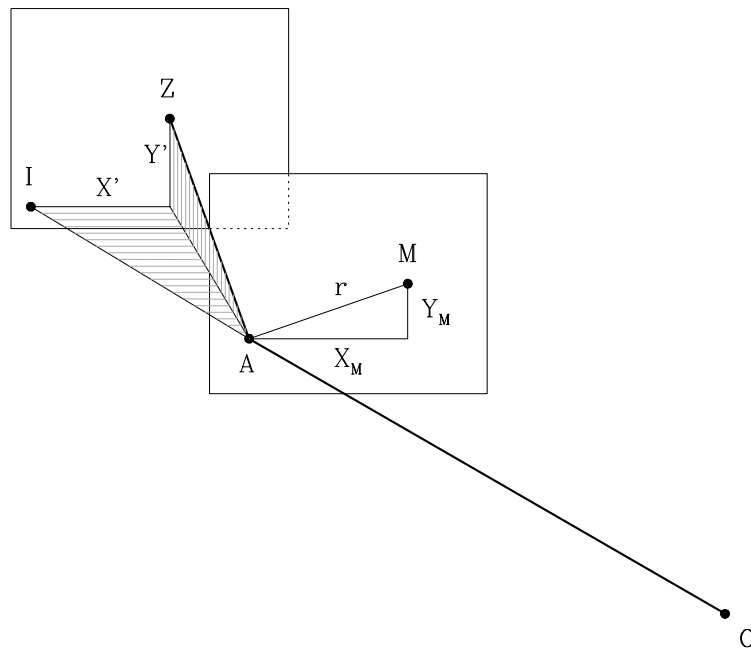
Rys. 12.2. Geometria mikrosoczewkowania. Wszystkie elementy rysunku leżą na jednej płaszczyźnie. Strzałka wskazuje kierunek ruchu źródła Z względem soczewki M .

w kierunku I_1 . Po przeciwnej stronie masy \mathcal{M} w płaszczyźnie przechodzącej przez źródło, soczewkę i obserwatora istnieje promień 2, który przebiega w takiej odległości r_2 i doznaje takiego ugięcia α_2 , że również trafia do obserwatora O i tworzy dla niego obraz źródła w kierunku I_2 . Innymi słowy, soczewka M tworzy na sferze niebieskiej obserwatora O dwa pozorne obrazy źródła, które oznaczyliśmy I_1 i I_2 . Pozostałe promienienie źródła Z nie dobiegają do obserwatora O .

W celu uzyskania ilościowych informacji o zjawisku, dokonajmy prostych rozważań geometrycznych w ujęciu zaproponowanym przez Bohdana Paczyńskiego. Rys. 12.2 przedstawia sytuację, w której promień światła wysłany przez źródło Z , położone w odległości D_z od obserwatora O , ulega ugięciu o kąt α przez soczewkę o masie \mathcal{M} położoną w odległości D_d i dobiega do obserwatora O . Ta sama sytuacja widziana od strony obserwatora O jest przedstawiona na Rys. 12.3. Zaznaczone są na nim dwie płaszczyzny prostopadłe do linii $O - B$: jedna w odległości soczewki M i druga w odległości źródła Z . W punkcie A płaszczyzny M promień o parametrze zderzenia r i współrzędnych X_M i Y_M , ulega ugięciu o kąt $\vec{\alpha}$. W ogólnym przypadku kąt ugięcia ma dwie składowe: α_x , czyli kąt pod jakim ugiąłby się promień o parametrze zderzenia mającym tylko składową X_M , oraz α_y , czyli kąt ugięcia przy parametrze zderzenia równym Y_M . Oba kąty składowe są zacieniowane na Rys. 12.3. Zgodnie w równaniem (12.1) kąty te mają następujące wielkości:

$$\alpha_x = \alpha \frac{X_M}{r} \quad \text{i} \quad \alpha_y = \alpha \frac{Y_M}{r} \quad (12.2)$$

i w płaszczyźnie źródła Z określają liniowe składowe przesunięcia obrazu I w sto-



Rys. 12.3. Zjawisko mikrosoczewkowania z punktu widzenia obserwatora O. Współrzędne X' i Y' na płaszczyźnie źródła Z są odwzorowaniem odpowiednio współrzędnych X_M i Y_M .

sunku do źródła Z

$$X' = \alpha_x(D_z - D_d) \quad \text{i} \quad Y' = \alpha_y(D_z - D_d) \quad (12.3)$$

Ponieważ wszystkie elementy na Rys. 12.2 leżą w jednej płaszczyźnie, zachodzi prosty związek między długościami odcinków IZ i $r + r_s$:

$$\frac{r + r_s}{D_d} = \frac{IZ}{D_z}. \quad (12.4)$$

Uwzględniając równanie (1) oraz fakt, że

$$IZ = \alpha(D_z - D_d) \quad (12.5)$$

dostajemy *równanie soczewki grawitacyjnej*

$$r + r_s = \frac{4GM}{rc^2} \frac{(D_z - D_d)D_d}{D_z} \quad (12.6)$$

Wprowadzając powszechnie stosowane definicje:

$$\text{promień grawitacyjny masy: } r_g \equiv \frac{2GM}{c^2}; \quad (12.7)$$

$$\text{efektywna odległość soczewki: } D \equiv \frac{(D_z - D_d)D_d}{D_z}; \quad (12.8)$$

$$\text{liniowy promień Einsteina: } r_E \equiv \sqrt{2r_g D}, \quad (12.9)$$

możemy równanie (12.6) przepisać w prostej postaci

$$r^2 + r_s r - r_E^2 = 0. \quad (12.10)$$

Równanie to ma dwa rozwiązania:

$$r_{\pm} = \frac{1}{2}[r_s \pm (r_s^2 + 4r_E^2)^{1/2}], \quad (12.11)$$

odpowiadające dwóm obrazom, o których była mowa na wstępie. W szczególnym przypadku, gdy źródło Z znajduje się w punkcie B , zaznaczonym na Rys. 12.2, czyli gdy $r_s = 0$, co oznacza, że obserwator, soczewka i źródło znajdują się dokładnie na jednej linii, wówczas z równania (12.11) wynika

$$r_{\pm} = r_E \quad (12.12)$$

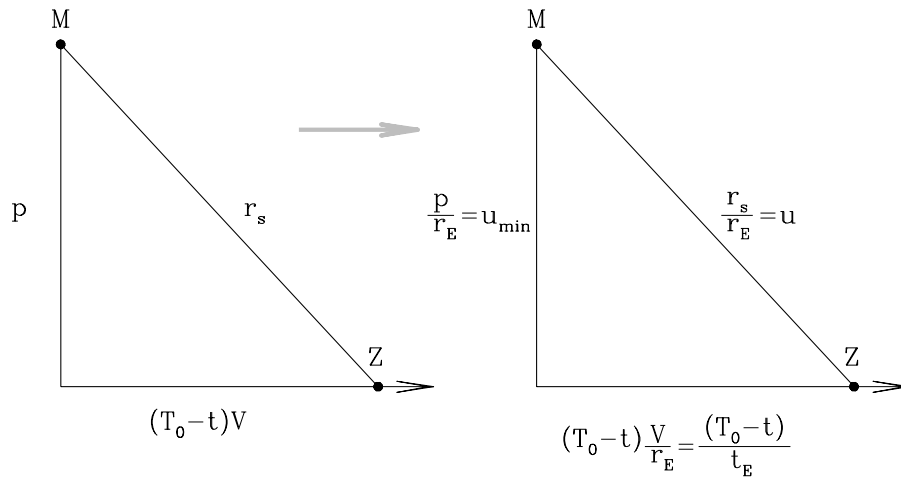
Ponieważ w tym przypadku konfiguracja jest osiowo symetryczna, obrazem źródła jest okrąg, który w płaszczyźnie soczewki ma rozmiar liniowy równy promieniowi Einsteina i na sferze niebieskiej obserwatora ma promień kątowy

$$\theta_E = r_E / D_d \quad (12.13)$$

. Z równania (12.11) wynika, również, że w miarę oddalania się źródła od linii OB , gdy r_s staje się dużo większe od promienia Einsteina, $r_- \rightarrow 0$, co oznacza zanik jednego obrazu pozornego, natomiast $r_+ \rightarrow r_s$, czyli obraz pozorny pokrywa się z rzeczywistym źródłem. Wynika stąd, że efekty soczewkowania ujawniają się praktycznie tylko w obrębie promienia Einsteina. Jak łatwo sprawdzić posługując się definicją (12.8), efektywna odległość soczewki, a zatem i promień Einsteina przy ustalonej masie soczewki, są największe gdy $D_z = 2 \cdot D_d$. Przyjmując jako typową odległość w naszej Galaktyce $D_d \approx 8 \text{ kpc}$ ($\approx 2,5 \cdot 10^{20} \text{ m}$) z definicji (12.9) dostajemy w najkorzystniejszym przypadku rozmiar kątowy promienia Einsteina dla soczewki o masie $1 \mathcal{M}_{\odot}$:

$$\theta_E = \frac{1}{cD_d} \cdot (4GM_{\odot}D)^{1/2} \approx 0.001'' \quad (12.14)$$

Jest więc oczywiste, że zjawisko mikrosoczewkowania, wymagające zbliżenia się na niebie dwóch ciał o wyraźnie różnych odległościach od obserwatora na odległość kątową rzędu jednej tysięcznej sekundy łuku, musi zachodzić z bardzo małym prawdopodobieństwem. Ocenia się, że w naszej Galaktyce w danym momencie mikrosoczewkowaniu ulega nie więcej niż jedna gwiazda na milion. Co więcej,



Rys. 12.4. Przebieg zjawiska mikrosoczewkowania na płaszczyźnie soczewki M.

ponieważ typowa odległość kątowna obu obrazów tworzonych przez soczewkę jest tego samego rzędu, czyli jest znacznie mniejsza od zdolności rozdzielczej dzisiejszych teleskopów, oba obrazy zawsze pozostają nierozdzielone i jednorazowa obserwacja gwiazdy nie pozwala stwierdzić czy ulega ona w tej chwili mikrosoczewkowaniu, czy nie. Jedyną możliwością wykrycia omawianego zjawiska jest związana ze zmianą jasności obrazów w wyniku wzajemnego ruchu źródła i soczewki.

Jasność obrazów znajdujemy odwołując się do ogólnej zasady zachowania liczby fotonów podczas ogniskowania. Znaczący to, że stosunek jasności obrazu do jasności źródła, który nazywamy *wzmocnieniem mikrosoczewki*, jest określony przez stosunek powierzchni obrazu w płaszczyźnie obserwatora, np. $r_{\pm} dr_{\pm}$, do tej samej powierzchni odwzorowanej w płaszczyźnie soczewki, $r_s dr_s$. Wykonując proste różniczkowanie równania (12.11) i dokonując podstawienia $u = r_s / r_E$, dostajemy

$$A_{\pm} = \left| \frac{r_{\pm} dr_{\pm}}{r_s dr_s} \right| = \frac{u^2 + 2}{2u(u^2 + 4)^{1/2}} \pm 0,5 \quad (12.15)$$

Ponieważ oba obrazy widzimy jednocześnie, łączne wzmocnienie jest równe

$$A = A_+ + A_- = \frac{u^2 + 2}{u(u^2 + 4)^{1/2}} \quad (12.16)$$

Łatwo sprawdzić, że A nigdy nie jest mniejsze od jedności i dla źródła punktowego ma wartość nieskończoną przy $u = 0$.

W wyniku wzajemnego ruchu źródła i soczewki wartość u ulega zmianie, a tym samym zmienia się również sumaryczna jasność obu obrazów. Zależność tych zmian od czasu znajdziemy posługując się Rys. 12.4. Przyjmijmy, że w płaszczyźnie soczewki M źródło Z (a ściślej – jego rzut na płaszczyznę M) porusza się

wzdłuż linii oznaczonej strzałką i w chwili T_0 znajdowało się w najmniejszej odległości (parametrze zderzenia) p od soczewki. Od tego momentu do obecnej chwili t przebyło drogę $(t - T_0) \cdot V$, gdzie V jest wyrażoną w jednostkach bezwzględnych składową poprzeczną prędkości źródła względem soczewki. Jego odległość od soczewki jest w tej samej chwili równa r_s . Dzielimy wszystkie wielkości przez r_E i wprowadzając oznaczenia na minimalną wartość zmiennej u , odpowiadającej parametrowi zderzenia p

$$u_{min} = p/r_E \quad (12.17)$$

oraz czas *Einsteina*

$$t_E = r_E/V, \quad (12.18)$$

czyli czas pokonania promienia Einsteina ze stałą prędkością V , dostajemy z trójkąta prostokątnego

$$u(t) = \sqrt{u_{min}^2 + (t - T_0)^2/t_E^2} \quad (12.19)$$

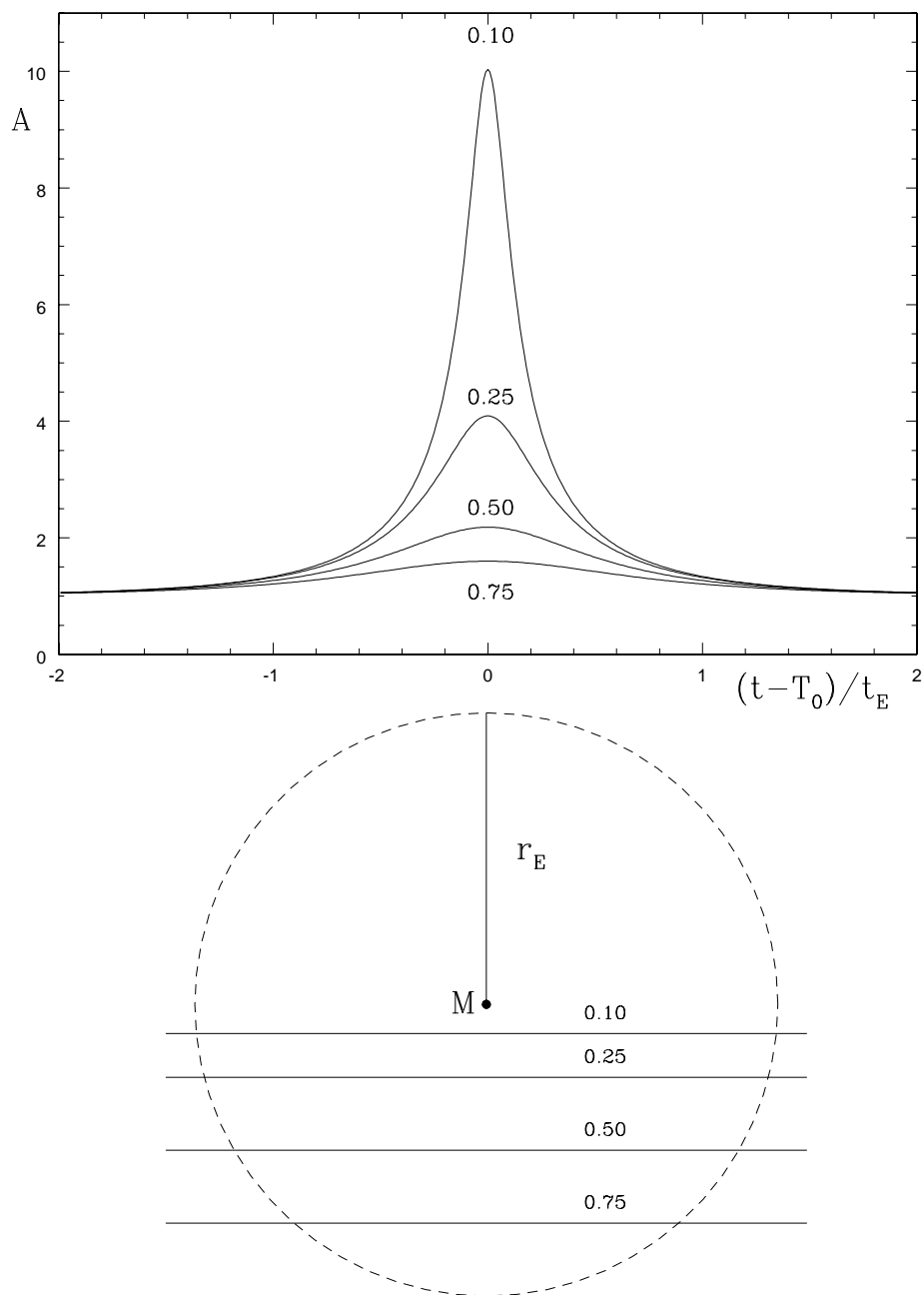
Przyjmując czas Einsteina za jednostkę czasu i promień Einsteina za jednostkę odległości możemy obliczyć z równania (12.16) przebieg zmian wzmocnienia w funkcji czasu dla ustalonej wielkości parametru zderzenia p . Przykładowe przebiegi dla kilku wartości bezwymiarowego parametru zderzenia u_{min} są przedstawione na Rys. 12.5.

Dopasowanie teoretycznej funkcji (12.16) do obserwacji pojedynczego zjawiska mikrosoczewkowania (Rys. 12.6) dostarcza trzech wielkości: momentu największego wzmocnienia T_0 , minimalnej wartości u_{min} oraz czasu Einsteina t_E . Niestety, nie pozwalają one na jednoznaczne określenie parametrów bezwzględnych zjawiska. Jak widać z podanych wyżej definicji, przyjęty za jednostkę czas Einsteina jest funkcją masy soczewki, jej efektywnej odległości oraz poprzecznej składowej względnej prędkości soczewki i źródła:

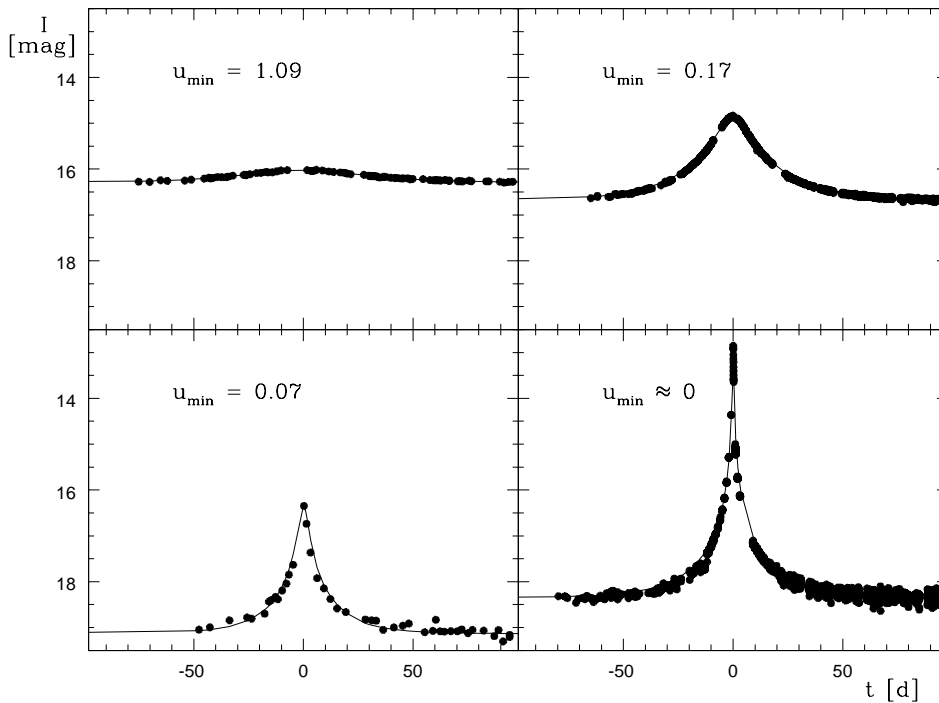
$$t_E = \frac{2\sqrt{G}}{c} \frac{\sqrt{\mathcal{M} \cdot D}}{V}, \quad (12.20)$$

co oznacza, że dla pojedynczej mikrosoczewki wyznaczenie którejkolwiek z wielkości \mathcal{M}, D, V jest niemożliwe bez znajomości dwóch pozostałych.

Obserwacje mikrosoczewkowania grawitacyjnego podjęto pierwotnie w celu stwierdzenia, czy tzw. "brakująca materia" w Galaktyce może występować w postaci słabo świecących klasycznych obiektów astronomicznych, na tyle jednak masywnych, by móc działać jako mikrosoczewki grawitacyjne. Celem obserwacji nie było jednak wyznaczanie mas czy odległości poszczególnych soczewek, ale zebranie informacji o rozkładzie np. długości czasów Einsteina wśród możliwie dużej liczby zarejestrowanych zjawisk. W 1992 r. pierwsza mikrosoczewka w kierunku

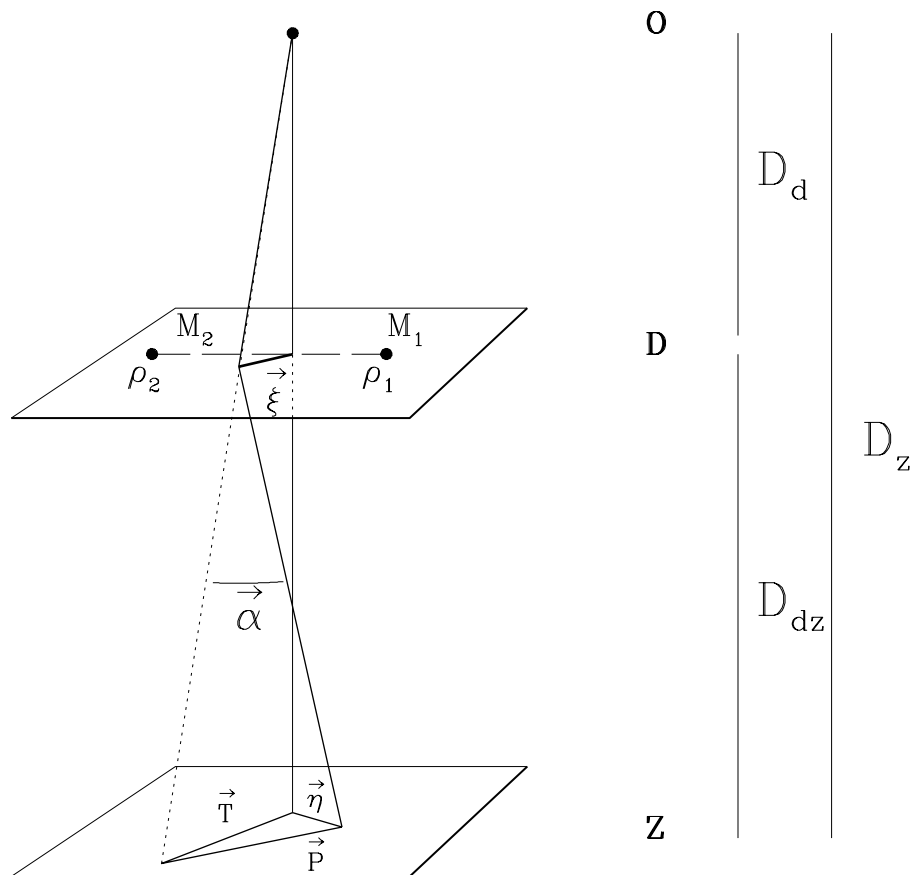


Rys 12.5. Górny rysunek przedstawia zmiany jasności źródła w wyniku mikrosoczewkowania przy różnych wartościach parametru zderzenia. Względne drogi soczewki i źródła są zaznaczone na dolnym rysunku w postaci linii prostych przecinających okrąg Einsteina.



Rys. 12.6. Przykłady soczewek obserwowanych w projekcie OGLE. Podane wartości parametru zderzenia u_{min} wynikają z dopasowania krzywych teoretycznych (12.16), przedstawionych linią ciągłą, do punktów obserwacyjnych.)

centrum naszej Galaktyki została zaobserwowana przez polski zespół OGLE, a w kierunku Wielkiego Obłoku Magellana – przez australijsko-amerykański zespół MACHO. Ze względu na bardzo małe prawdopodobieństwo wystąpienia zjawiska obserwacje podjęto w kierunkach dużej gęstości gwiazd. W ciągu ponad 20 lat obserwacji obszarów centralnego zgrubienia Galaktyki zespół OGLE zarejestrował blisko 10 000 tysięcy zjawisk. Ich analiza statystyczna wykluczyła istnienie w Galaktyce znaczącej populacji "niewidocznych" obiektów o astrofizycznych masach, natomiast fakt uzyskania precyzyjnych krzywych zmian jasności został wykorzystany z powodzeniem w kilku obszarach astrofizyki gwiazd. Na przykład, samo zjawisko znacznego wzmocnienia jasności źródeł okazało się korzystne: w naszej Galaktyce źródłami dla mikrosoczewek bywają obiekty bardzo odległe, o bardzo małej jasności absolutnej, które normalnie pozostają poza zasięgiem współczesnych, nawet największych teleskopów i ujawniają swoje istnienie tylko w wyniku zjawisk mikrosoczewkowania o bardzo dużym wzmocnieniu. W maxi-



Rys. 12.7. Geometria podwójnej soczewki grawitacyjnej.

mum wzmocnienia mogą być na tyle jasne, że możliwe jest uzyskanie ich widm w dyspersji wystarczającej do dokonania analizy składu chemicznego. W ten sposób udało się stwierdzić znacznie większą, niż wyznaczana dotychczas, metaliczność gwiazd centralnego zgrubienia Galaktyki.

Soczewki podwójne. Nieco bardziej skomplikowany jest przypadek soczewki podwójnej, tzn. sytuacja gdy, tak jak to przedstawia Rys. 12.7, droga fotonu przebiega w pobliżu układu dwóch mas. W przybliżeniu liniowym każda z mas działa na foton niezależnie i wypadkowy kąt ugięcia jest wektorową sumą dwóch kątów opisanych zależnością (12.1):

$$\vec{\alpha}(\vec{\xi}) = \frac{4G\mathcal{M}_1}{c^2} \frac{\vec{\xi} - \vec{\rho}_1}{|\vec{\xi} - \vec{\rho}_1|^2} + \frac{4G\mathcal{M}_2}{c^2} \frac{\vec{\xi} - \vec{\rho}_2}{|\vec{\xi} - \vec{\rho}_2|^2} \quad (12.21)$$

Spełnione są również następujące związki:

$$\vec{T} = \frac{D_z}{D_d} \cdot \vec{\xi}, \quad \vec{P} = D_{dz} \cdot \vec{\alpha}(\vec{\xi}) \quad (12.22)$$

Warunkiem, by zaznaczony na rysunku promień dobiegł do obserwatora jest spełnienie równania soczewki

$$\vec{\eta}(\vec{\xi}) = \vec{T} - \vec{P} = \frac{D_z \vec{\xi}}{D_d} - D_{dz} \vec{\alpha}(\vec{\xi}). \quad (12.23)$$

Oznaczając całkowitą masę soczewki przez $\mathcal{M} = \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2$, możemy zdefiniować długość

$$\rho_o = \left(\frac{4G\mathcal{M}}{c^2} \cdot \frac{D_d D_{dz}}{D_z} \right)^{1/2} \quad (12.24)$$

która jest równa promieniowi Einsteina pojedynczej soczewki o masie \mathcal{M} . Definiując wektor położenia na płaszczyźnie soczewki:

$$\vec{r} = \vec{\xi} / \rho_o, \quad (12.25a)$$

i wektor położenia na płaszczyźnie źródła:

$$\vec{x} = (D_d / D_z) \cdot \vec{\eta} / \rho_o, \quad (12.25b)$$

oraz oznaczając

$$\mu_1 = \mathcal{M}_1 / \mathcal{M}, \quad \mu_2 = \mathcal{M}_2 / \mathcal{M}, \quad (12.25c)$$

nadajemy równaniu soczewki (12.23) prostszą postać

$$\vec{x} = \vec{r} - \vec{\alpha}(\vec{r}), \quad (12.26)$$

gdzie

$$\vec{\alpha}(\vec{r}) = \mu_1 \cdot \frac{\vec{r} - \vec{r}_o}{|\vec{r} - \vec{r}_o|^2} + \mu_2 \cdot \frac{\vec{r} + \vec{r}_o}{|\vec{r} + \vec{r}_o|^2} \quad (12.27)$$

Na płaszczyźnie soczewki został przy tym wybrany układ współrzędnych prostokątnych (r_1, r_2) , którego początek znajduje się w równej odległości od obu mas i obie masy leżą na osi odciętych. Ich współrzędne wynoszą $\pm r_o$,

$$r_o = \frac{1}{2} \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_o} = X,$$

gdzie $2X$ jest odległością między masami, wyrażoną w jednostkach ρ_o , a wektor \vec{r}_o , ma składowe $(X, 0)$. Bezwymiarowe równanie soczewki (12.26) zależy więc tylko od dwóch parametrów, od stosunku mas μ_1 / μ_2 oraz ich wzajemnej odległości.

Podobnie jak w przypadku soczewki pojedynczej spodziewamy się, że efekty soczewkowania będą istotne tylko w niewielkim obszarze o rozmiarach rzędu ρ_o/D_z , a więc poniżej zdolności rozdzielczej dzisiejszych teleskopów, i będą się manifestować wyłącznie poprzez zmiany jasności wynikające z względnego ruchu soczewki i źródła.

Biorąc pod uwagę, że liczba fotonów podczas soczewkowania zostaje zachowana, wzmocnienie jasności źródła jest związane ze zmianą przekroju wiązki światła wywołaną działaniem soczewki. W naszym przypadku jest ono opisane równaniem soczewki (12.26), czyli transformacją współrzędnych x do współrzędnych r . Wzmocnienie jasności źródła jest dane przez stosunek elementu powierzchni na płaszczyźnie źródła do odpowiadającego mu elementu powierzchni na płaszczyźnie soczewki. Jeżeli przez J oznaczymy macierz jacobianu zamiany współrzędnych (12.26), $J = \partial \vec{x} / \partial \vec{r}$, to wzmocnienie będzie równe odwrotności wyznacznika macierzy jacobianu, $A = |J|^{-1}$.

Nie wdając się w szczegółowe i dość żmudne rozważania analityczne³ wystarczy w tym miejscu przytoczyć tylko ich najważniejsze wyniki. Zróżniczkowanie wyrażenia (12.26) i (12.27) daje wyznacznik jacobianu

$$|J| = 1 - \left(\frac{\mu_1}{|\vec{r} - \vec{r}_o|^2} + \frac{\mu_2}{|\vec{r} + \vec{r}_o|^2} \right)^2 + \frac{16\mu_1\mu_2 X^2 r_2^2}{|\vec{r} - \vec{r}_o|^4 |\vec{r} + \vec{r}_o|^4} \quad (12.28)$$

Ponieważ wzmocnienie soczewki jest odwrotnością tego wyrażenia, to z naszego punktu widzenia interesujące jest znalezienie wszystkich punktów osobliwych, w których wyznacznik ma wartość zerową, a wzmocnienie jest nieskończenie duże. Dla uproszczenia ograniczmy się do przypadku jednakowych mas, czyli $\mu_1 = \mu_2 = 1/2$. We współrzędnych biegunowych, $r_1 = r \cos \phi$, $r_2 = r \sin \phi$, znikanie wyznacznika jest równoważne równaniu

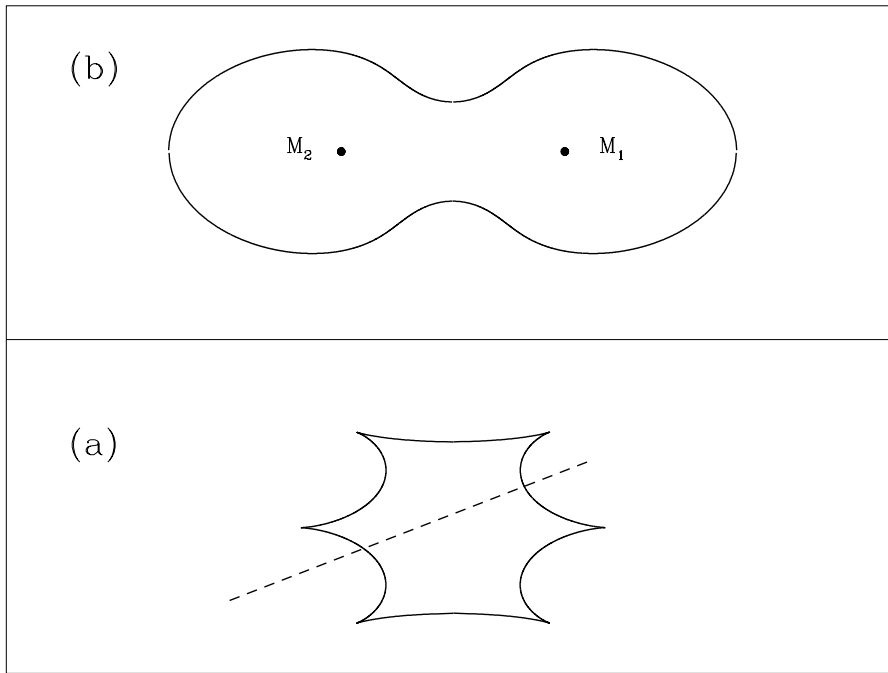
$$[(r^2 + X^2)^2 - 4r^2 X^2 \cos^2 \phi]^2 + 4X^2 r^2 \sin^2 \phi - (r^2 + X^2)^2 = 0 \quad (12.29)$$

Równanie to jest kwadratowe względem $\cos^2 \phi$ i ma proste rozwiązanie

$$\cos^2 \phi = \frac{1}{4r^2 X^2} \left[\frac{1}{2} + (r^2 + X^2)^2 - \sqrt{\frac{1}{4} + 2(r^4 + X^4)} \right] \quad (12.30)$$

Rozwiązanie z "+" przed pierwiastkiem należy pominąć ze względu na warunek $\cos^2 \phi \leq 1$. Równanie (12.30) opisuje linię nieskończonego wzmocnienia, zwaną *kaustyką*, na płaszczyźnie źródła. Jest ona przedstawiona na Rys. 12.8(a). Równanie kaustyki na płaszczyźnie soczewki (Rys. 12.8(b)) wynika bezpośrednio z

³Można je znaleźć np. w artykule P. Schneider i A. Weiss (1986) *Astronomy and Astrophysics*, tom 164, str. 237)

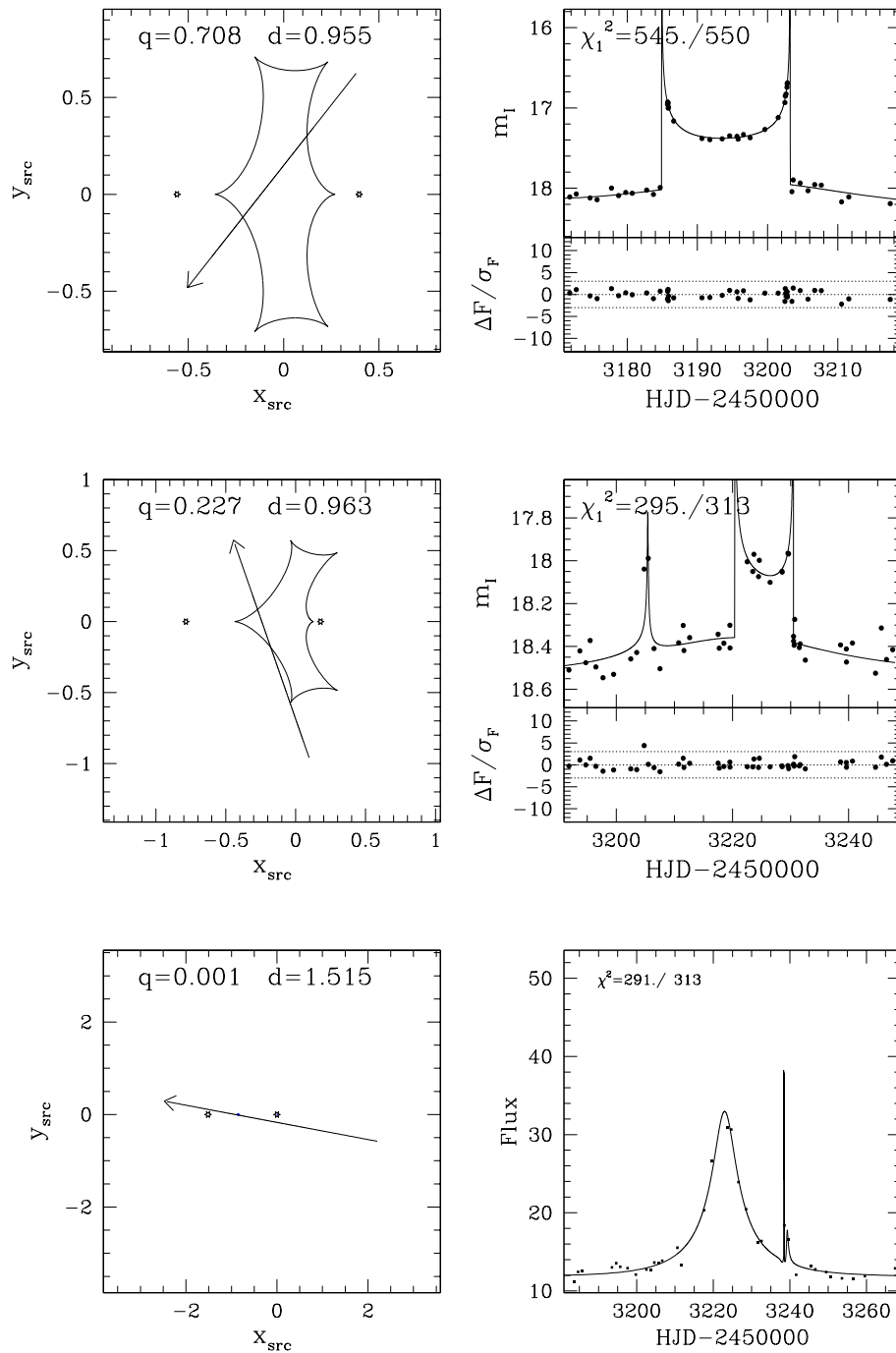


Rys. 12.8. Kaustyki podwójnej mikrosoczewki grawitacyjnej.

równania soczewki (12.26):

$$\begin{aligned}
 x_1 &= r \cos \phi - \frac{1}{2} \frac{r \cos \phi}{r^2 + X^2 - 2rX \cos \phi} - \frac{1}{2} \frac{r \cos \phi + X}{r^2 + X^2 + 2rX \cos \phi} \\
 x_2 &= r \sin \phi - \frac{1}{2} \frac{r \sin \phi}{r^2 + X^2 - 2rX \cos \phi} - \frac{1}{2} \frac{r \sin \phi}{r^2 + X^2 + 2rX \cos \phi}
 \end{aligned}
 \tag{12.31}$$

Linią przerywaną na Rys. 12.8(b) zaznaczona jest przykładowa względna droga soczewki i źródła. Wzmocnienie światła w każdym punkcie drogi następuje zgodnie z wartością odwrotności jakobianu (12.28). Ponieważ w omawianym przypadku droga przecina kaustykę w dwóch punktach, zmiana jasności podczas soczewkowania będzie zawierać dwa maxima. Patrząc na rysunek łatwo jest sobie wyobrazić ogromną różnorodność innych dróg i związanych z nimi obserwowanych zmian jasności. Rysunek 12.9 przedstawia kilka typowych przykładów podwójnych mikrosoczewek zaczerpniętych z bazy danych projektu OGLE. W lewej kolumnie pokazane są przyjęte modele dróg źródeł względem kaustyk. Podane są



Rys. 12.9. Przykłady soczewek podwójnych obserwowanych w projekcie OGLE.

stosunki mas q i wyrażone w jednostkach ρ_0 odległości obu mas d . Prawa kolumna przedstawia porównanie obserwacji ze zmianami jasności wynikającymi z przyjętych modeli (linia ciągła).

Warto przy tym zwrócić uwagę na przypadek soczewki o małej wartości stosunku mas, $q = 0.001$, przedstawiony na samym dole Rys. 12.9. Typowa zmiana jasności źródła ma ogólny kształt taki jak soczewka pojedyncza, z wyraźnie widocznym, krótkotrwałym zaburzeniem w postaci dodatkowego maksimum. Dzisiejsze obserwacje mikrosoczewkowania potencjalnie pozwalają na wykrycie i wyznaczenie bardzo małych stosunków mas, rzędu 10^{-6} , bo jak łatwo zrozumieć nawet bardzo mała masa jest zdolna wywołać zauważalny efekt podwójności, o ile tylko przejdzie odpowiednio blisko kaustyki. Stwarza to wyjątkowe warunki do wykrywania planet pozaziemskich niemożliwych do wykrycia innymi powszechnie stosowanymi metodami. W szczególności: możliwe jest wykrywanie planet na odległych orbitach, wywołujących praktycznie niemierzalne zmiany prędkości radialnych; możliwe jest wykrywanie planet o bardzo małych masach; możliwe jest wykrywanie układów wielu planet; planety można wykrywać w dowolnej odległości od nas, jeśli tylko jesteśmy w stanie zaobserwować zjawisko mikrosoczewkowania. W ciągu około 20 lat działalności projektu OGLE udało się zidentyfikować kilkanaście planet pozaziemskich.

Indeks

- adiabaticzny gradient temperatury, 283
- asocjacje gwiazd, 171, 172, 396
- atmosfera gwiazdy, 107, 110, 111
 - płaskorównoległa, 108
 - w równowadze promienistej, 112

- berstery rentgenowskie, 375
- bolometr, 160
- brązowe karły, 298
- błysk
 - helowy, 273, 308, 313
 - węglowy, 313
- błękitni maruderzy, 178

- całka ciśnienia, 32, 46, 47
- cefeidy
 - anomalne (BL Boo), 397
 - długookresowe, 392
 - II rodzaju (II populacji), 396
 - karłowate, 400
 - klasyczne, 392, 396
 - krótkookresowe (RR LYR), 397
 - wielomodalne, 396
- centrum Galaktyki, 182, 183, 191
- ciasne układy podwójne, 356
- ciało doskonale czarne, 16
- ciepło właściwe, 24
- ciśnienie promieniowania, 8, 49
- ciśnieniowa skala wysokości, 286, 287
- ciąg główny wieku zerowego, 174, 293, 300, 301
- ciężar cząsteczkowy, 40
- czas
 - Einsteina, 410
 - reakcji, 264
- czerwone zgrupowania, 312
- częstość
 - harmoniczna, 383
 - Larmora, 97

- defekt masy, 259
- dekrement balmerowski, 192
- diagram
 - barwa–jasność, 170, 178
 - dwuwskaznikowy, 132, 133
 - Hertzsprunga–Russella, 168
 - Petersena, 396
- droga
 - ewolucyjna Hayashiego, 293
 - mieszania, 285–287
 - optyczna, 13, 84
- dysk galaktyczny, 183

- efekt
 - Błażki, 399
 - fotolektryczny, 2
 - tunelowy, 264
 - Wilsona–Bappu, 221
- efektywna odległość, 408
- ekstynkcja (absorpcja)
 - atmosferyczna, 121, 140
 - międzygwiazdowa, 118–120, 123, 126, 127, 129, 130, 135, 140, 141, 152, 159, 197
- energia wiązania, 259

- formuła
 - Boltzmann, 67, 87, 93
 - Kleina–Nishiny, 102
 - Kramersa, 68, 87
 - Rydberga, 86
 - Sahy, 33, 36, 91, 93, 111, 272
- funkcja
 - Hjertinga, 76
 - Legendre’a, 383

- Plancka, 60, 278, 279
 rozkładu, 29
 źródłowa, 14, 109, 278
- granica
 Chandrasekhara, 318
 Hayashiego, 292, 293, 305, 308, 309
 Schönberga–Chandrasekhara, 305, 308
- gromady gwiazd
 kuliste, 176
 otwarte, 172
- gwiazdy
 α^2 CVn, 211
 β Cep, 207, 402
 β CMa, 207, 402
 δ Cep, 392
 δ Del, 215, 400
 δ Sct, 215, 399, 400
 γ Cas, 203
 γ Dor, 400, 401
 λ Boo, 214, 400
 "shellowe", 201
 53 Per, 208, 404
 AI Vel, 400
 aktywne chromosferycznie, 341
 Am, 400
 AM CVn, 374
 AM Her, 373
 barowe, 230
 Be, 200
 BL Boo, 397
 BL Her, 396
 bogate w hel, 206
 BY Dra, 225, 226
 chemicznie osobliwe (CP), 206
 cyrkonowe, 227
 DAV (ZZ Cet), 401
 DBV (ZZ Cet), 402
 DQ Her, 374
 DY Per, 231, 232
 EC14026, 404
 FK Com, 225
 FU Ori, 235
 HADS, 400
 helowe, 206, 232
 jasne niebieskie zmienne (LPV), 237
 magnetyczne Ap, 210, 211
 manganowe (HgMn), 207, 210, 214
 metaliczne Am, 214
 noAp, 401
 P Cyg, 204, 234, 237
 półregularne, 231, 390
 R CrB, 231, 232
 roAp, 213, 400
 RPHS, 404
 RR Lyr, 397
 RRs, 400
 RS CVn, 223
 RW Aur, 233
 S Dor, 237
 sdBV, 404
 SPB, 403
 SRV, 390
 SS Cyg, 372
 SU UMa, 372
 SX Phe, 400
 symbiotyczne, 231
 T Ori, 233
 T Tau, 204, 233, 234
 tlenowe, 227, 230
 U Gem, 371
 ubogie w hel, 206
 ubogie w metale, 184
 UV Cet, 236
 UV Ceti, 235
 UX UMa, 372
 V361 Hya, 404

- VY Scl, 373
 W Vir, 397
 Wolfa–Rayeta, 239
 węglowe, 228–232
 Z Cam, 372
 zmienne długookresowe, 233
 zmienne Hubble’a–Sandage’a, 237, 238
 zmienne jasne olbrzymy, 238
 zmienne OSARG, 390
 ZZ Cet, 401
 gęstość promieniowania, 9
 halo galaktyczne, 181, 184
 interferencja
 fazowa, 155
 natężeń, 155
 interferometria plamkowa, 156
 izochrony, 314
 izotopy, 259
 jasność, 117
 absolutna, 118, 152, 222
 bolometryczna, 160
 Eddingtona, 240
 wizualna, 120
 kaustyka, 415
 klasyfikacja widmowa MKSp, 147
 konwekcja, 112, 282, 284–287, 299, 305, 308
 kryterium stabilności konwektywnej, 282, 284
 krytyczna powierzchnia Roche’a, 353
 krzywa wzrostu, 77, 79, 81, 82, 84, 85
 magnitudo, 117
 makroturbulencja, 84
 masa Jeansa, 290
 mechanizm γ , 387
 mechanizm κ , 387, 402
 mikrosoczewkowanie grawitacyjne, 405
 mikroturbulencja, 83, 84
 miry, 389
 model skośnego rotatora, 211, 212
 moduł odległości, 118
 mody pulsacji
 akustyczne (p), 384
 powierzchniowe grawitacyjne (f), 385
 wewnętrzne grawitacyjne (g), 385
 nadwyżka barwy, 126, 127, 131, 132, 140
 natężenie promieniowania, 2, 17, 279
 neutronizacja materii, 51
 niestabilność grawitacyjna Jeansa, 290
 nowe rentgenowskie, 375
 odległość efektywna soczewki grawitacyjnej, 408
 okultacja, 357
 oscylacje nieradialne, 383
 paradoks Kuipera, 366
 paralaksa roczna, 152, 153
 parametr zderzenia, 405
 parsek, 152
 pas niestabilności pulsacyjnej, 388
 pasmo fotometryczne, 119
 pociemnienie
 brzegowe, 110
 grawitacyjne, 365
 poczerwienienie międzygwiazdowe, 126, 128, 131, 132, 140
 podkarły, 179
 podsystem
 płaski, 180, 182, 191
 sferyczny, 180
 pojaśnienie brzegowe, 110
 polary, 373

- pośrednie, 374
- poprawka bolometryczna, 159, 160, 162–164
- populacje gwiazd, 206, 301, 392, 396
- poszerzenie linii
 - dopplerowskie, 70
 - przybliżenie statystyczne, 71, 73
 - przybliżenie zderzeniowe, 71, 72
- prawo
 - Avogadro, 33
 - Kirchhoffa, 17, 97
 - Plancka, 20, 36, 93, 111, 124
 - przesunięć Wiena, 22
 - Stefana–Boltzmann, 23
- procesy
 - swobodno–swobodne, 94
 - związano–swobodne, 85
 - związano–związane, 58
- promień
 - Einsteina, 408
 - gravitacyjny, 408
- profil
 - Dopplera, 71, 75, 76
 - Lorentza, 62, 66, 72, 75, 76
 - naturalny, 70, 75
 - P Cygni, 204, 238, 241
 - Voigta, 74, 76, 77
- progresja Hertzsprunga, 394
- promień
 - Einsteina, 408
 - gravitacyjny, 408
 - Schwarzschilda, 339
- protogwiazda, 291, 293
- przejściowe źródła rentgenowskie, 375
- przekrój czynny, 11, 62, 72, 74, 87
 - jonizacji, 90, 93
- przemiana politropowa, 25
- przybliżenie
 - dyfuzyjne, 280, 281
 - Rayleigha–Jeansa, 20
- Wiena, 21
- pulsacje nieradialne, 383
- pulsacje radialne, 383
- punkty Lagrange’a, 354
- pęd Fermiego, 46, 47
- płaszczyzna Galaktyki, 182, 183, 206
- ramiona spiralne, 182
- rozkład
 - Boltzmann, 28, 60, 111
 - Maxwella, 30, 36, 38, 45, 70, 72, 111
- rozpraszanie
 - Comptona, 102, 103
 - Rayleigha, 104
 - Thompsona, 101
- równanie
 - barometryczne, 182
 - pulsacyjne, 379, 381
 - równowagi hydrostatycznej, 284, 315
 - soczewki gravitacyjnej, 407, 414
 - stanu, 24, 44, 47–50, 52, 286, 288, 315
 - transportu promieniowania, 10, 62, 69, 77, 108, 109, 279
- równowaga
 - hydrostatyczna, 252, 294, 302, 305
 - promienista, 306
 - termiczna, 257
 - termodynamiczna, 36, 38, 58, 60, 77, 87, 93, 111, 112
 - lokalna, 111
- różnica barwy, 131, 141
- siła oscylatora, 67, 68, 70, 82, 87
- skala
 - dynamiczna, 291, 301
 - jądrowa, 294, 301, 304
 - Kelvina–Helmholtza, 257

- termiczna, 257, 291, 293, 294, 301
- stała
 - pulsacji, 381
 - słoneczna, 162
- stopień jonizacji, 53, 55
- strumień promieniowania, 5, 112
 - integralny, 117
 - monochromatyczny, 117
- superjonizacja, 200
- system fotometryczny
 - międzynarodowy, 121
 - sześcibarwny, 121
 - UBV Johnsona, 123, 131
 - uvby Strømgrena, 128, 139, 140, 142
 - wielobarwny, 123, 127, 160
- szerokość linii
 - naturalna, 63, 65, 71
 - równoważna, 68, 79, 81, 82
- średni ciężar cząsteczkowy, 42
- średnice kątowe gwiazd, 154–156, 159
- świeca standardowa, 312
- temperatura
 - barwna, 38
 - efektywna, 37, 112, 123, 136, 140, 159, 160, 163, 292
 - jasnościowa, 38
 - jonizacji, 38, 195
 - kinetyczna, 38, 82, 112
 - wzbudzenia, 38, 80, 82
- test pulsacyjny Baadego–Wesselinka, 394
- tranzyt, 356
- turbulencja atmosferyczna (seeing), 154, 156
- twierdzenie Vogta–Russella, 296
- ujemny jon wodorowy, 90–92
- układy
 - bliskie kontaktu, 356
 - kontaktowe, 356
 - kontaktowe niskotemperaturowe, 356
 - półrozdzielone, 356
 - rozdzielone, 355
- warstwa częściowej jonizacji, 57, 388
 - wodoru, 113
- Wesenheit index, 131
- wiatr
 - gwiazdowy, 190, 192, 200, 241, 246–248, 250
 - słoneczny, 250
- widma otoczkowe, 201
- wielkość gwiazdowa, 117
- wiriał Clausiusa, 253, 290, 304
- wskaźnik barwy, 120, 131, 133, 160
 - β Crawforda, 139, 142
- wskaźnik istotności, 131
- współczynnik
 - absorpcji, 16, 58, 59, 62, 66, 68, 74, 75, 77, 81, 87, 89, 91, 92, 296
 - ekstynkcji, 11, 12, 14, 16, 112, 241, 278, 279, 288
 - emisji, 12, 16, 58, 94, 96, 112
 - jonizacji, 35
 - nieprzezroczystości, 281, 284, 295, 296
 - Rosselanda, 281, 386, 402
- współczynniki Einsteina, 58, 63, 66
- wykładnik politropy, 25
- wzmocnienie mikrosoczewki grawitacyjnej, 409
- zakaz Pauliego, 44, 45
- zależność okres-barwa-jasność, 382
- zasada szczegółowego zrównoważenia, 91, 93
- zgrubienie centralne, 181, 183