

Wielkości gwiazdowe

- Ptolemeusz w Almageście – 6 wielkości gwiazdowych od 1 do 6 mag.
- 1830 r, John Herschel wiąże skalę wielkości gwiazdowych z natężeniem globalnym światła gwiazd, mówiąc, że różnicom w wielkościach gwiazdowych odpowiada określone stosunki natężeń
- Systematyka N.R. Pogsona, który wprowadza zasadę, że różniaca 5 wielkości gwiazdowych to stosunek natężeń równy 100

Wielkości gwiazdowe

Z prawa Steffana-Boltzmannna: $E = \sigma T_{eff}^4$

Moc promieniowania gwiazdy:

$$L = 4\pi R^2 E = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4$$

Oświetlenie:

$$I = \frac{L}{4\pi d^2} = \sigma T_{eff}^4 \cdot \left(\frac{R}{d}\right)^2$$

Prawo Pogsona:

$$m_1 - m_2 = -2.5 \log\left(\frac{I_1}{I_2}\right)$$

m wielkości gwiazdowe:

$$\frac{I_m}{I_{m+5}} = 100 \quad \frac{I_m}{I_{m+1}} = const$$

Wielkości gwiazdowe

Dopiero jednak John Herschel na początku XIX wieku powiązał wielkości gwiazdowe z natężeniem światła gwiazd twierdząc, że różnice jednej wielkości gwiazdowej odpowiadają określonemu stosunkowi natężeń promieniowania gwiazd. Niedługo potem N.R. Pogson wprowadził system, którego używamy do dzisiaj. Według niego gwiazda jaśniejsza od drugiej o 5 wielkości gwiazdowych (z łaciny, czasami zamiast sformułowania wielkość gwiazdowa używamy słowa magnitudo) jest w rzeczywistości 100 razy jaśniejsza. Na przykład gwiazda o jasności 0 mag (skrót mag pochodzi właśnie od łacińskiego magnitudo) jest 100 razy jaśniejsza od gwiazdy o jasności 5 mag. Za pomocą wzoru zapiszemy to w następujący sposób:

$$\frac{I_m}{I_{m+5}} = 100 \quad (7.1)$$

gdzie przez I_m oznaczyliśmy natężenie promieniowania dochodzące do nas od gwiazdy o jasności m wielkości gwiazdowych.

Drugim założeniem jakie poczynił Pogson było stwierdzenie, że stosunek natężeń promieniowania gwiazd różniących się jasnością o jedną wielkość gwiazdową jest stały. Czyli:

$$\frac{I_m}{I_{m+1}} = a \quad (7.2)$$

gdzie przez a oznaczyliśmy nieznaną stałą. Możemy ją jednak poznać w dość łatwy sposób. Zauważmy, że równanie (7.1) możemy przepisać w następujący sposób:

$$100 = \frac{I_m}{I_{m+5}} = \frac{I_m}{I_{m+1}} \cdot \frac{I_{m+1}}{I_{m+2}} \cdot \frac{I_{m+2}}{I_{m+3}} \cdot \frac{I_{m+3}}{I_{m+4}} \cdot \frac{I_{m+4}}{I_{m+5}} \quad (7.3)$$

Zauważmy dodatkowo, że każdy ze stosunków $\frac{I_m}{I_{m+1}}$ jest, na mocy równania (7.2), równy dokładnie a . Wyrażenie (7.3) możemy więc przepisać do postaci:

$$100 = \frac{I_m}{I_{m+5}} = a \cdot a \cdot a \cdot a \cdot a = a^5 \quad (7.4)$$

Stąd już łatwo obliczyć, że $a = 100^{0.2} \approx 2.512$. Dzięki temu możemy powiedzieć, że np. gwiazda o jasności 1 mag jest troszkę więcej niż 2.5 razy jaśniejsza niż gwiazda o jasności 2 mag. Z kolei, gwiazda o jasności -1 mag jest jaśniejsza od gwiazdy o jasności 2 mag około $2.5^{2-(-1)} = 2.5^3 \approx 16$ razy.

Wielkości gwiazdowe

Jasność absolutna M , to jasność jaką miałaby gwiazda, gdyby obserwować ją z odległości 10 pc. Jeśli m to jej obserwowana jasność to:

$$m - M = -2.5 \log I_1/I_2$$

gdzie I_1 i I_2 to odpowiednie oświetlenia. Ale ponieważ oświetlenia są odwrotnie proporcjonalne do kwadratu odległości do gwiazdy:

$$m - M = 5 \log D_1/D_2$$

ale $D_2 = 10$ pc, więc:

$$m - M = 5 \log D_1 - 5$$

Wielkość $m - M$ zależną tylko od odległości do gwiazdy nazywamy modułem odległości.

Wielkości gwiazdowe

$$m - M = 5 \log D - 5$$

Wielkość $m - M$ zależną tylko od odległości do gwiazdy nazywamy modułem odległości.

A tak naprawdę musimy uwzględnić jeszcze pochłanianie światła przez materię międzygwiazdową.

Niech A oznacza więc absorpcję w magnitudach na parsek.

Wtedy:

$$m - M = 5 \log D - 5 + AD$$

Systemy fotometryczne

To co odbiera detektor nie zawsze jest tym co chcemy.

Charakterystyka detektora nie jest identyczna ze źródłem:

$$f_{obs} = \int_0^{\infty} f(\lambda) p_1(\lambda) p_2(\lambda) p_3(\lambda) d\lambda$$

gdzie $f(\lambda)$ strumień poza atmosferą, $p_1(\lambda)$ przepuszczalność atmosfery, $p_2(\lambda)$ charakterystyka teleskopu, $p_3(\lambda)$ charakterystyka detektora

A tak naprawdę do tego wszystkiego dokładamy jeszcze filtry, bo nie zawsze chcemy mierzyć światło w całym zakresie widzialnym

Systemy fotometryczne

Dlatego wprowadzono wiele systemów filtrów (systemów fotometrycznych).

Najbardziej popularny system Johnsona i Morgana wprowadzony w 1953 roku.

System trójkolorowy z filtrami:

- *B* – odpowiadający mniej więcej czułości typowej kliszy
- *V* – odpowiadający obserwacjom wizualnym
- *U* – zbierający światło dla zakresu fioletowego i bliskiego ultrafioletu

Systemy fotometryczne

Precyzyjna definicja (Johnson, 1963, *Basic Astronomical Data*):

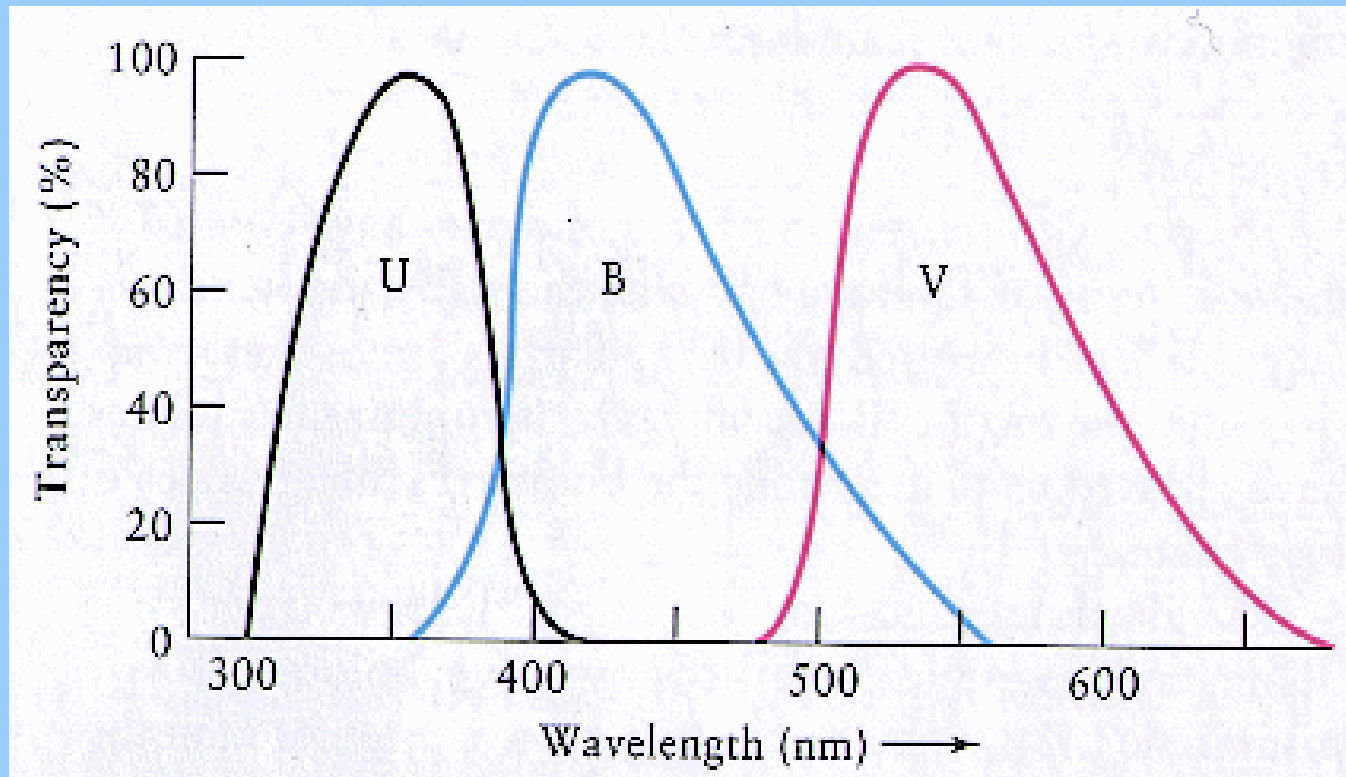
- Teleskop zwierciadlany z aluminiowymi zwierciadłami
- Detektorem jest fotometr RCA 1P21
- Stosuje się szklane filtry:
 - dla V – Corning 3384
 - dla B – Corning 5030 + Schott GG 13
 - dla U – Corning 9863
- Teleskop na wysokości przynajmniej 2000 m.n.p.m. aby zagwarantować poprawną pracę w U

Systemy fotometryczne

U – max: 365 nm – szerokość połówkowa: 70 nm

B – max: 440 nm – szerokość połówkowa: 100 nm

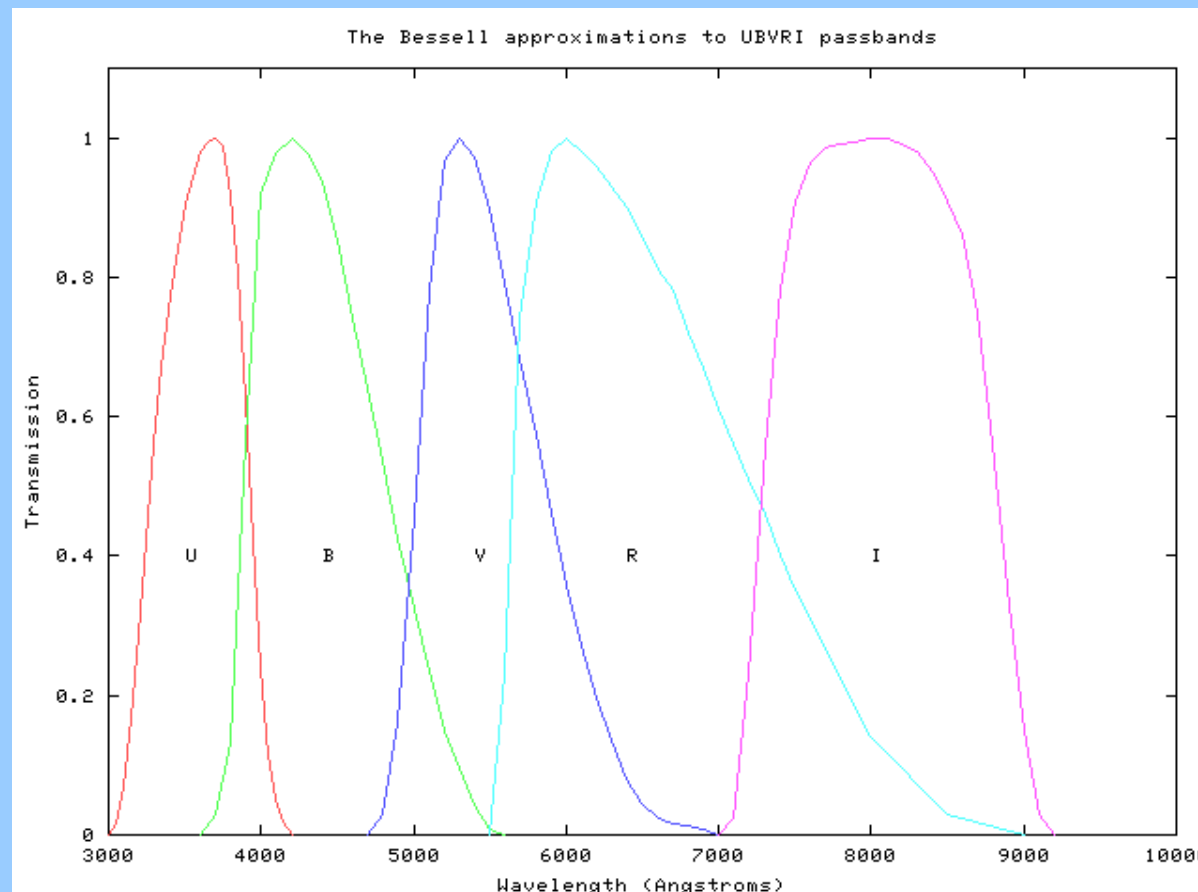
V – max: 550 nm – szerokość połówkowa: 90 nm



Systemy fotometryczne

Johnson i Morgan zaproponowali jeszcze pasma *R* i *I* ale się nie przyjęły ze względu na ich dużą szerokość (220 – 240 nm)

Przyjęły się za to pasma Krona-Cousinsa *R* i *I* z maksimami dla 650 i 800 nm i szerokościami połówkowymi 100 i 150 nm



Systemy fotometryczne

Wprowadza się poprawkę bolometryczną:

$$\begin{aligned} BC &= m_{\text{bol}} - V \\ &= M_{\text{bol}} - M_v \end{aligned}$$

Skala jest tak dobrana aby $BC=0$ było dla gwiazdy ciągu głównego o temperaturze 6500 K (F5 V).

Moc promieniowania gwiazdy:

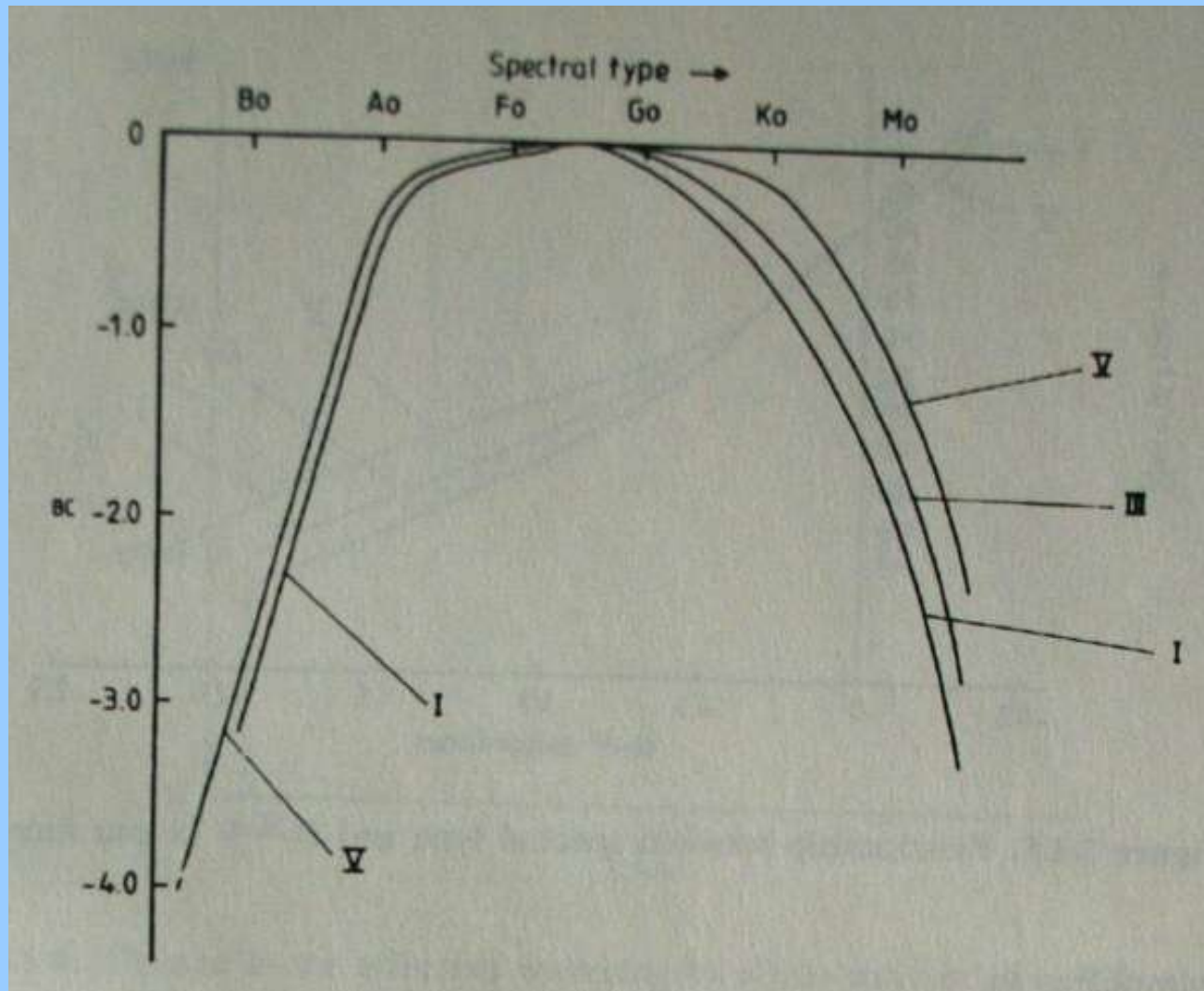
$$L_* = 3 \times 10^{28} \times 10^{-0.4M_{\text{bol}}} \text{ (W)}.$$

Strumień ponadatmosferyczny:

$$f_* = 2.5 \times 10^{-8} \times 10^{-0.4m_{\text{bol}}} \text{ (W m}^{-2}\text{)}$$

Systemy fotometryczne

Poprawka bolometryczna.



Systemy fotometryczne - kolory

Kolor można zdefiniować jako różnicę jasności w dwóch filtrach np. *B-V* lub *U-B*.

Kolor zależy od temperatury, co można łatwo pokazać zakładając dla uproszczenia, że filtry *B* i *V* przepuszczają światło 440 i 550 nm. Korzystając z prawa Plancka:

$$\mathcal{F}_\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 [\exp(hc/\lambda kT) - 1]}$$

$$B - V = -2.5 \log \left(\frac{(5.5 \times 10^{-7})^5 \left[\exp \left(\frac{6.62 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^8}{5.5 \times 10^{-7} \times 1.38 \times 10^{-23} \times T} \right) - 1 \right]}{(4.4 \times 10^{-7})^5 \left[\exp \left(\frac{6.62 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^8}{4.4 \times 10^{-7} \times 1.38 \times 10^{-23} \times T} \right) - 1 \right]} \right)$$

Systemy fotometryczne - kolory

Mamy:

$$B - V = -2.5 \log \left(\frac{(5.5 \times 10^{-7})^5 \left[\exp \left(\frac{6.62 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^8}{5.5 \times 10^{-7} \times 1.38 \times 10^{-23} \times T} \right) - 1 \right]}{(4.4 \times 10^{-7})^5 \left[\exp \left(\frac{6.62 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^8}{4.4 \times 10^{-7} \times 1.38 \times 10^{-23} \times T} \right) - 1 \right]} \right)$$

$$B - V = -2.5 \log \left(3.05 \frac{[\exp(2.617 \times 10^4/T) - 1]}{[\exp(3.27 \times 10^4/T) - 1]} \right)$$

Przybliżając dla $T < 10\,000$ K otrzymujemy:

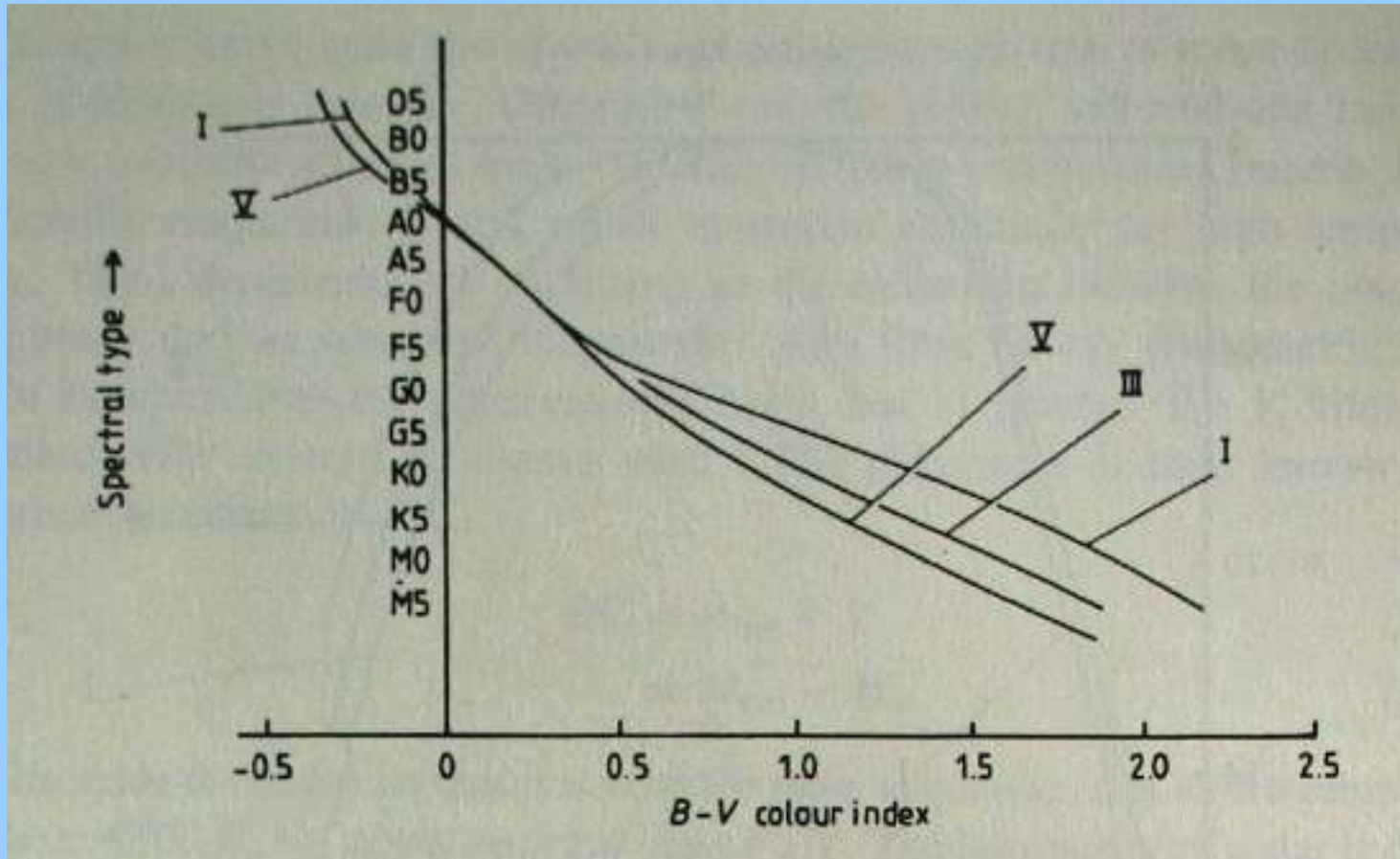
$$\begin{aligned} B - V &\simeq -2.5 \log \left(3.05 \frac{\exp(2.617 \times 10^4/T)}{\exp(3.27 \times 10^4/T)} \right) \\ &= -1.21 + (7090/T). \end{aligned}$$

Punkt zerowy musi być dobrany tak aby $B - V = 0$ dla gwiazd A0

$$\begin{aligned} B - V &= -0.71 + 7090T^{-1} \\ T &= 7090/[(B - V) + 0.71] \text{ (K)}. \end{aligned}$$

Systemy fotometryczne - kolory

W ogólności relacja wygląda następująco:



I dla zakresu temperatur 4000 – 10000 K przybiera postać:

$$B - V = -0.865 + 8540/T$$

$$T = 8540/[(B - V) + 0.865] \text{ (K)}.$$

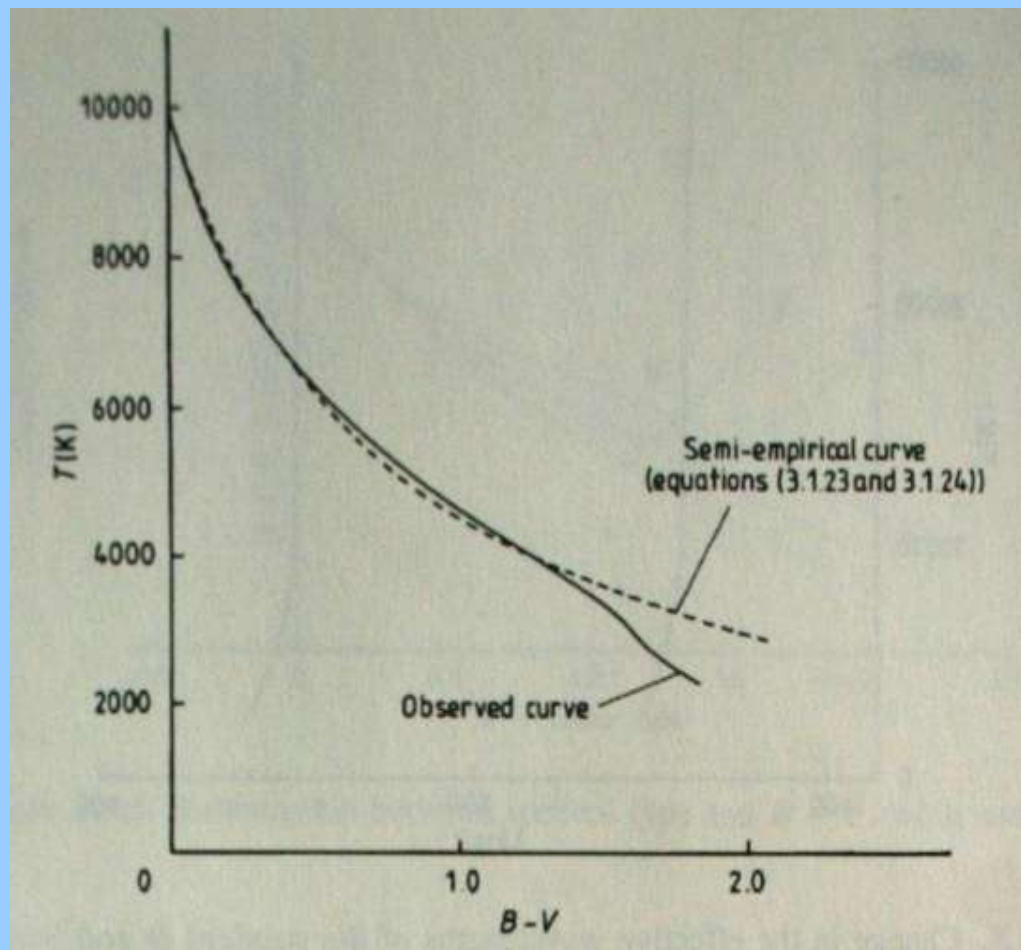
Systemy fotometryczne - kolory

Relacja:

$$B - V = -0.865 + 8540/T$$

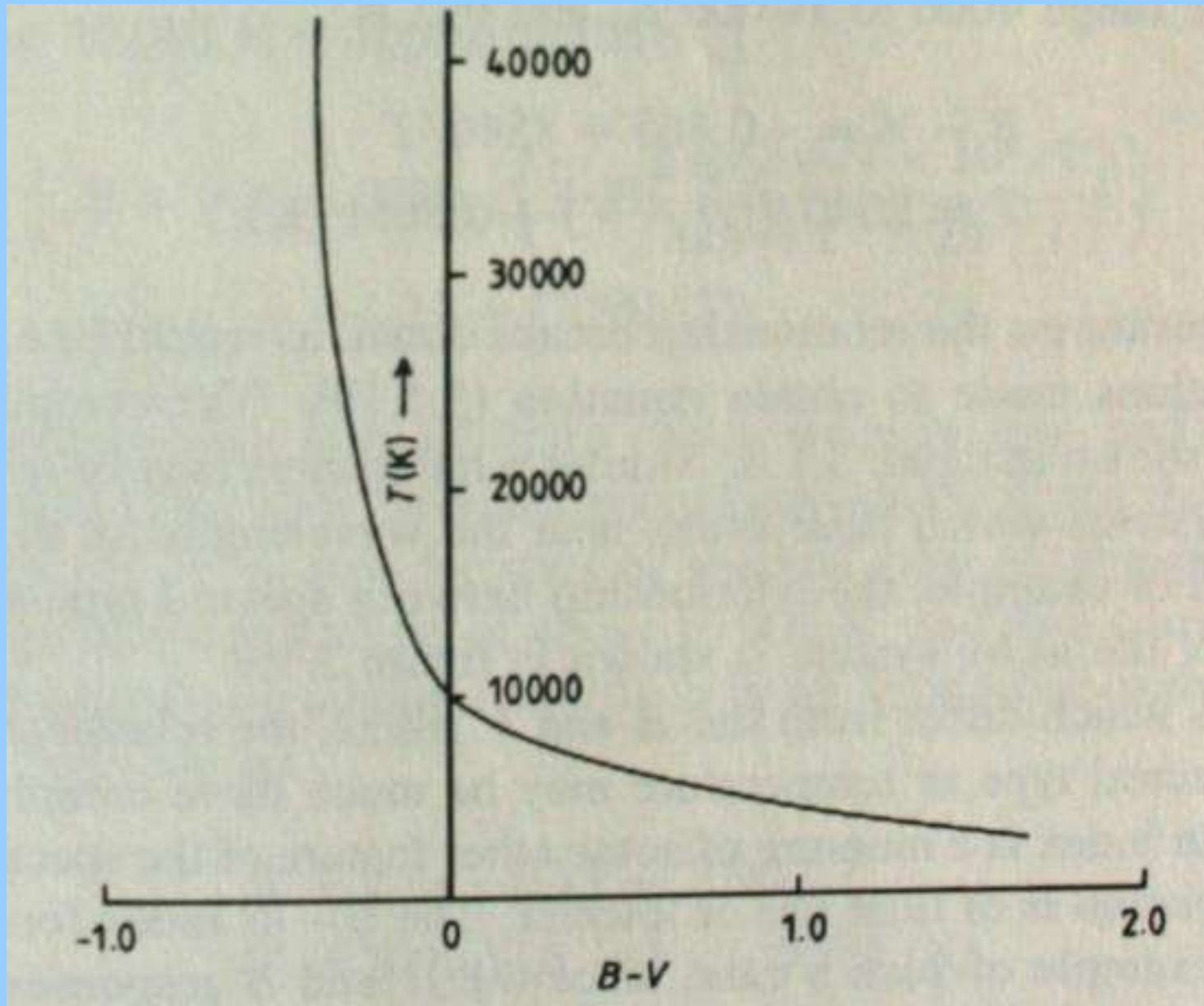
$$T = 8540/[(B - V) + 0.865] \text{ (K).}$$

dość dobrze pracuje dla dolnego ciągu głównego



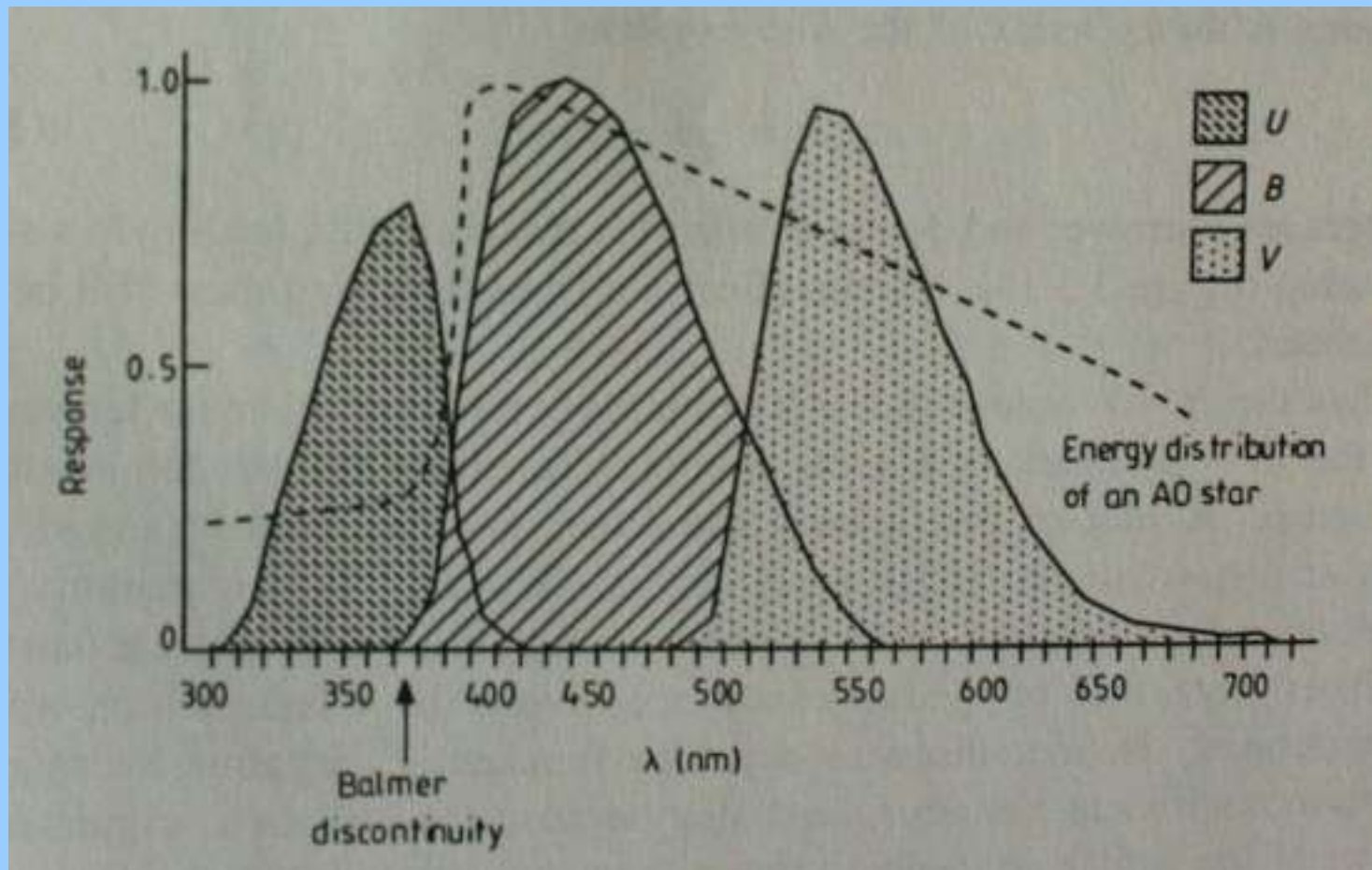
Systemy fotometryczne - kolory

Przy czym obserwowana zależność jest następująca:



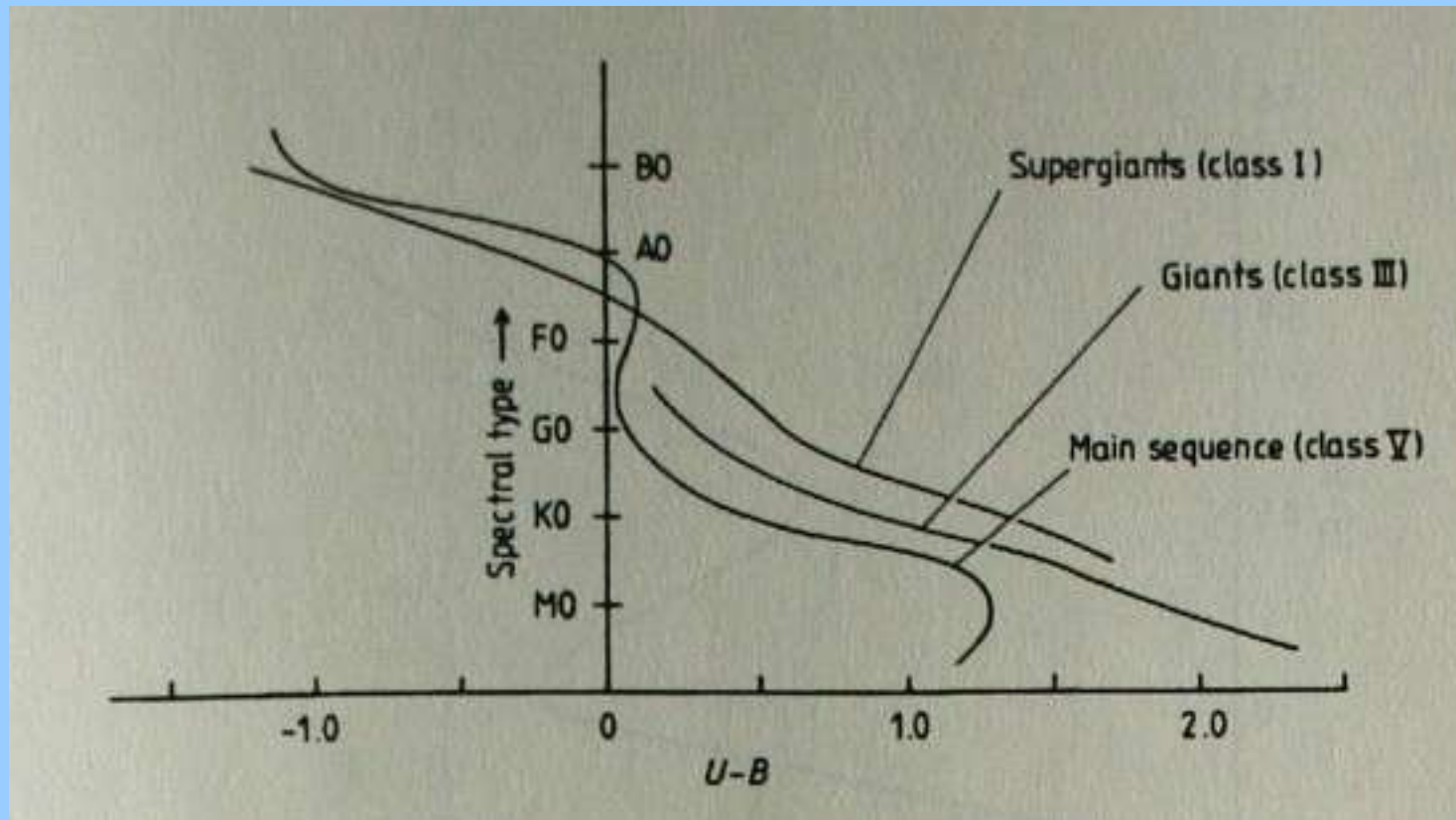
Systemy fotometryczne - kolory

Zadaniem indeksu B-V jest mówienie nam czegoś o temperaturze gwiazdy. Podobnie jest z V-I. Ale już np. U-B ma nam mówić o nieciągłości Balmera.



Systemy fotometryczne - kolory

U-B nie ma prostej zależności od temperatury.



Systemy fotometryczne - kolory

Jeśli zdefiniujemy parametr D w sposób:

$$D = \log (I_{364+} / I_{364-})$$

gdzie I_{364+} to ilość energii emitowana dla długości fal większych od 364 nm, a I_{364-} dla mniejszych to:

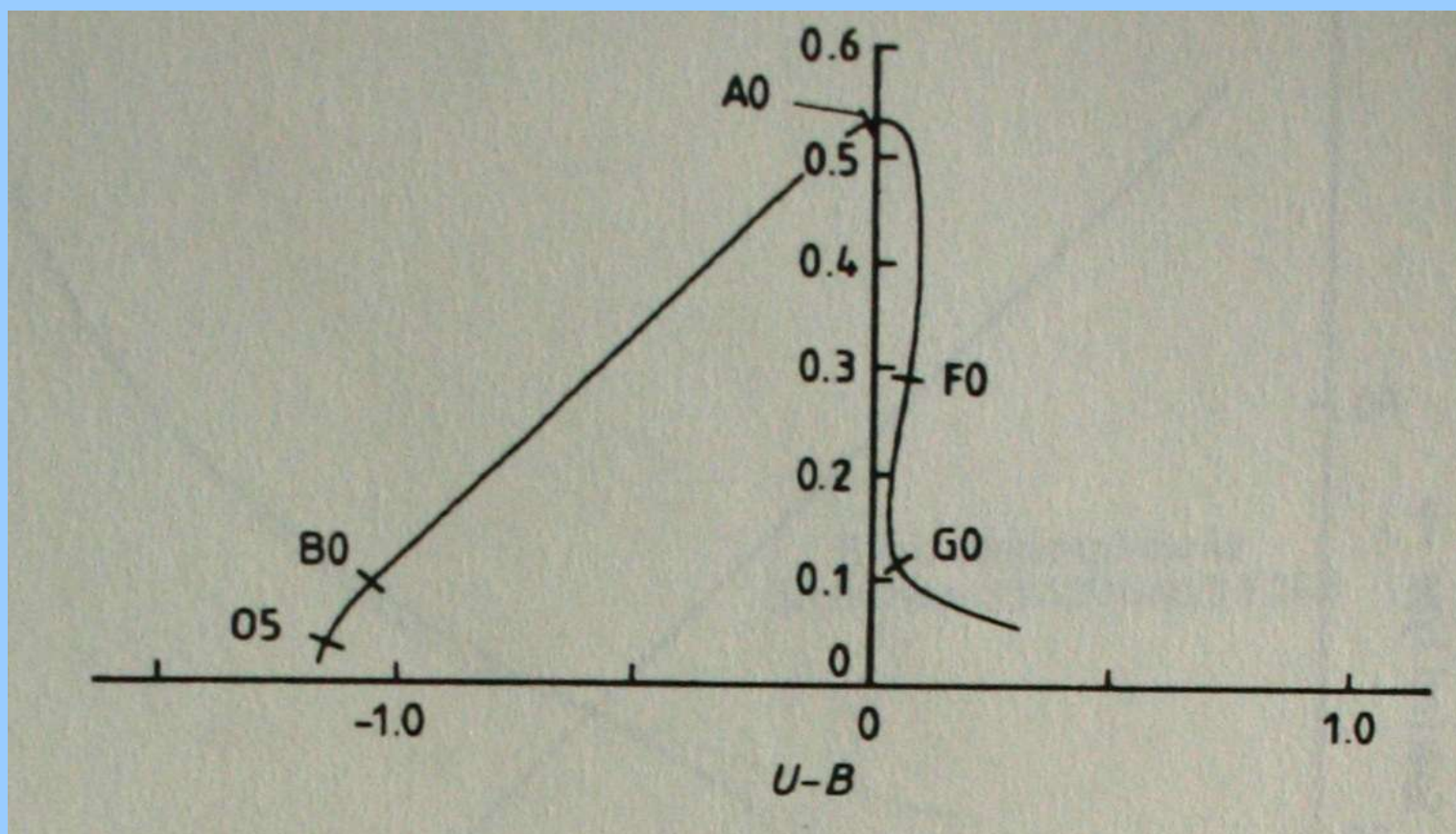


Diagram dwuwskaźnikowy

Kolory $B-V$ i $U-B$ są wykorzystywane do konstrukcji bardzo pożytecznego diagramu dwuwskaźnikowego.

Widać wyraźne odstępstwa od linii dla ciała doskonale czarnego.

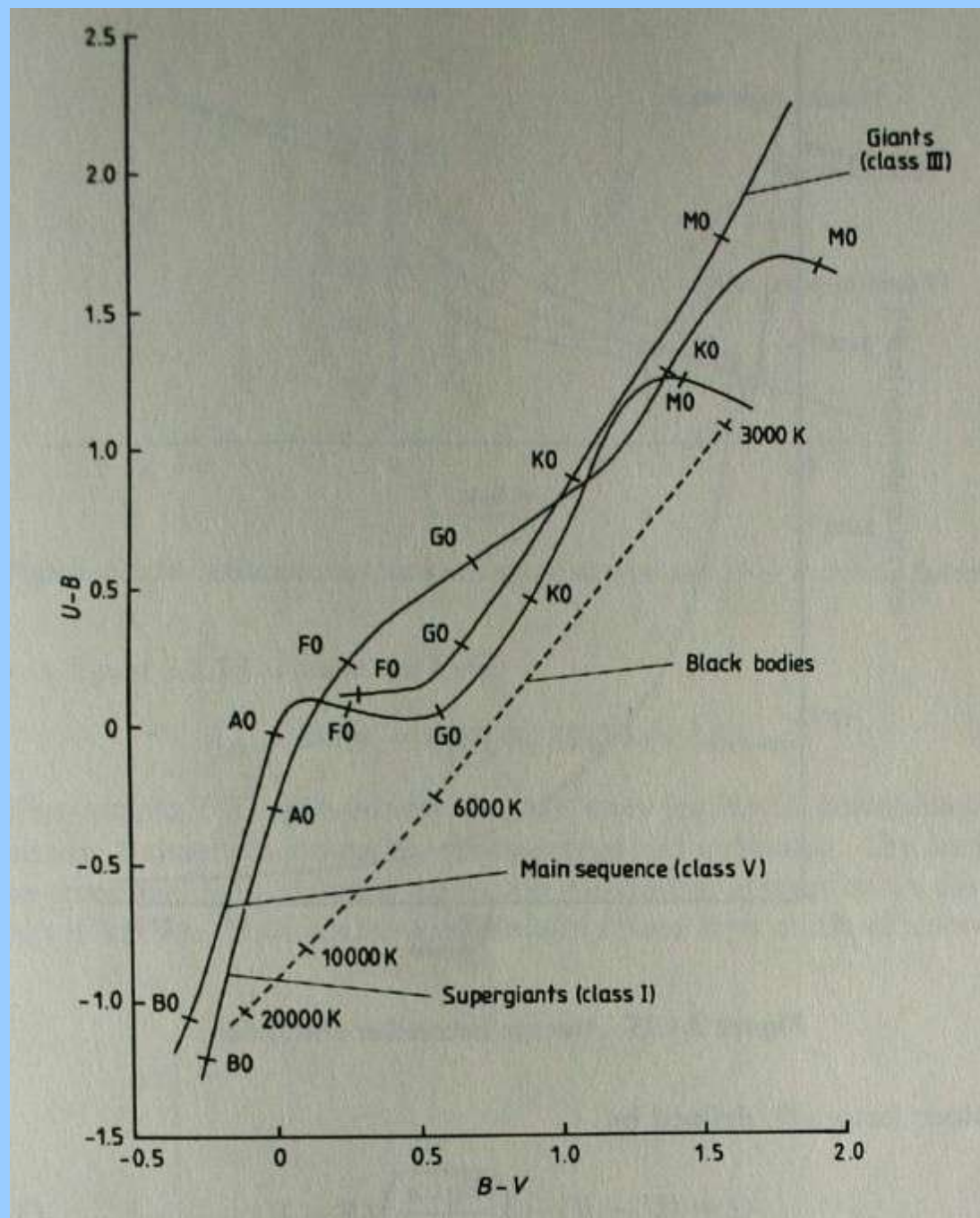


Diagram dwuskaźnikowy

Ostępstwa są spowodowane głównie skokiem Balmera i nieprzeźroczystością związaną z ujemnym jonem wodorowym.

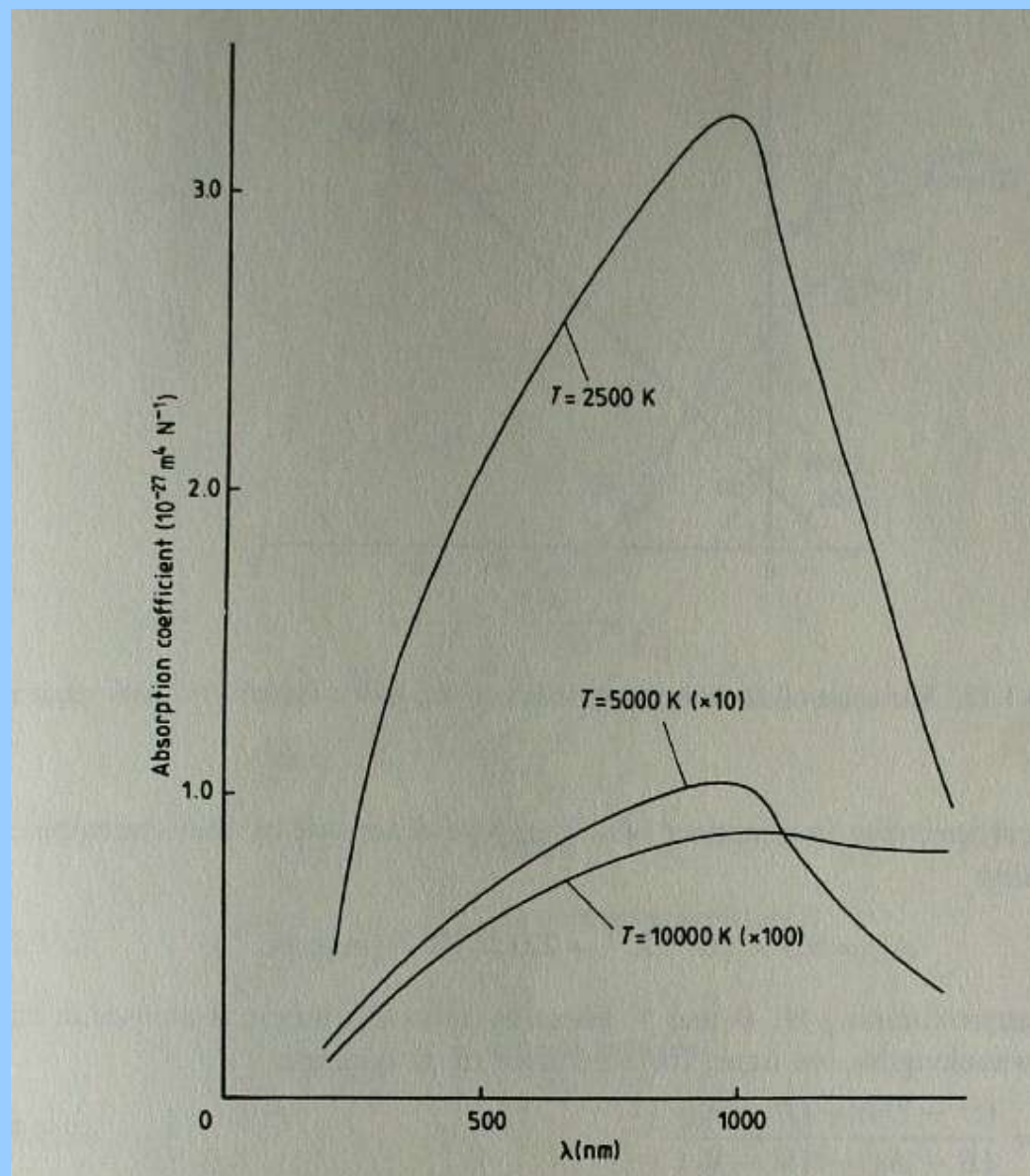
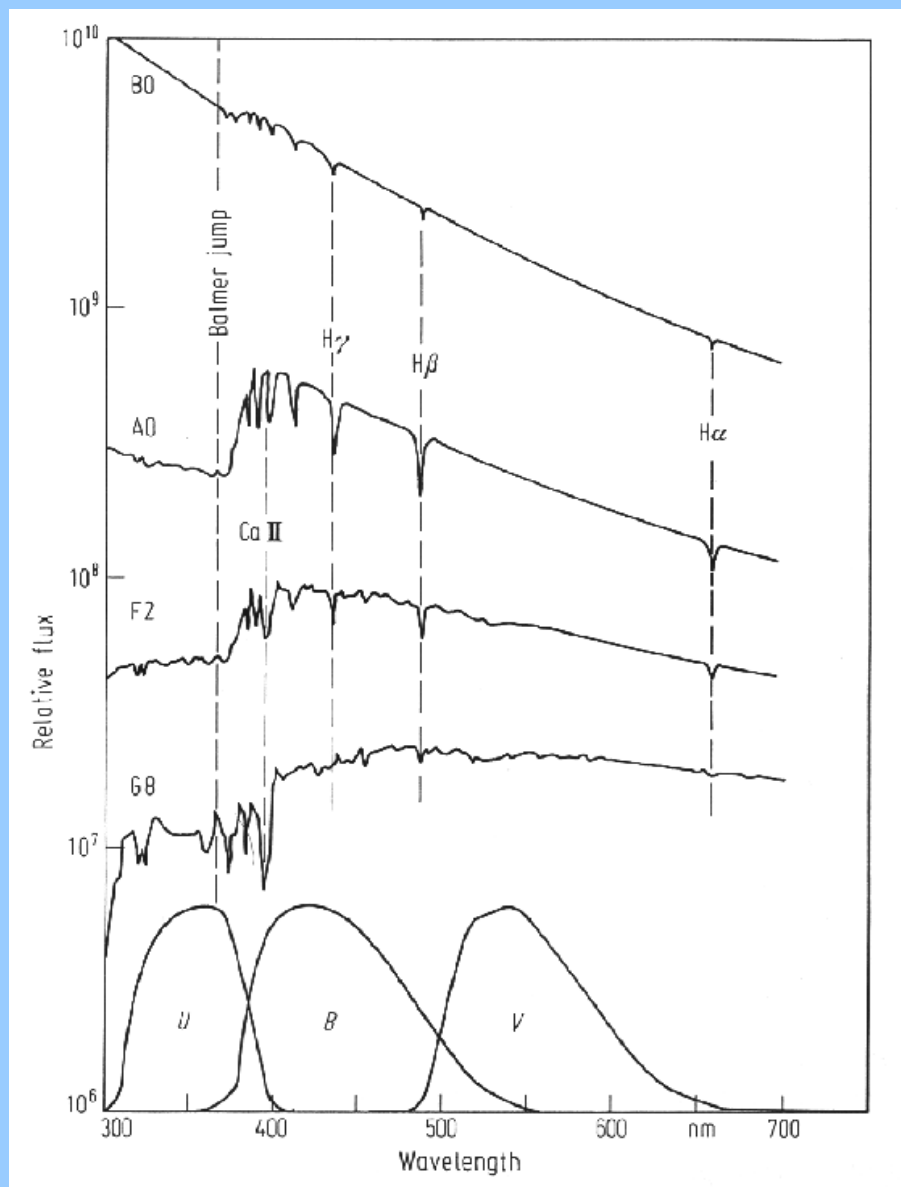
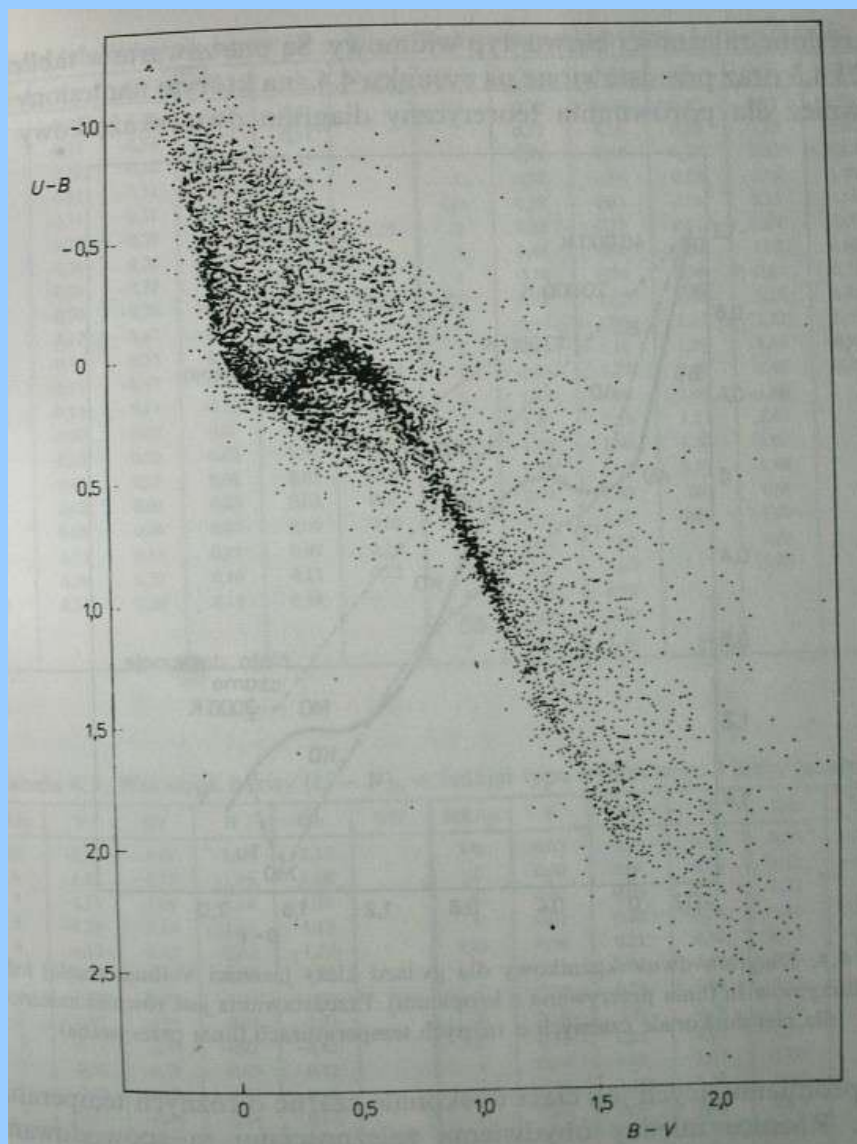


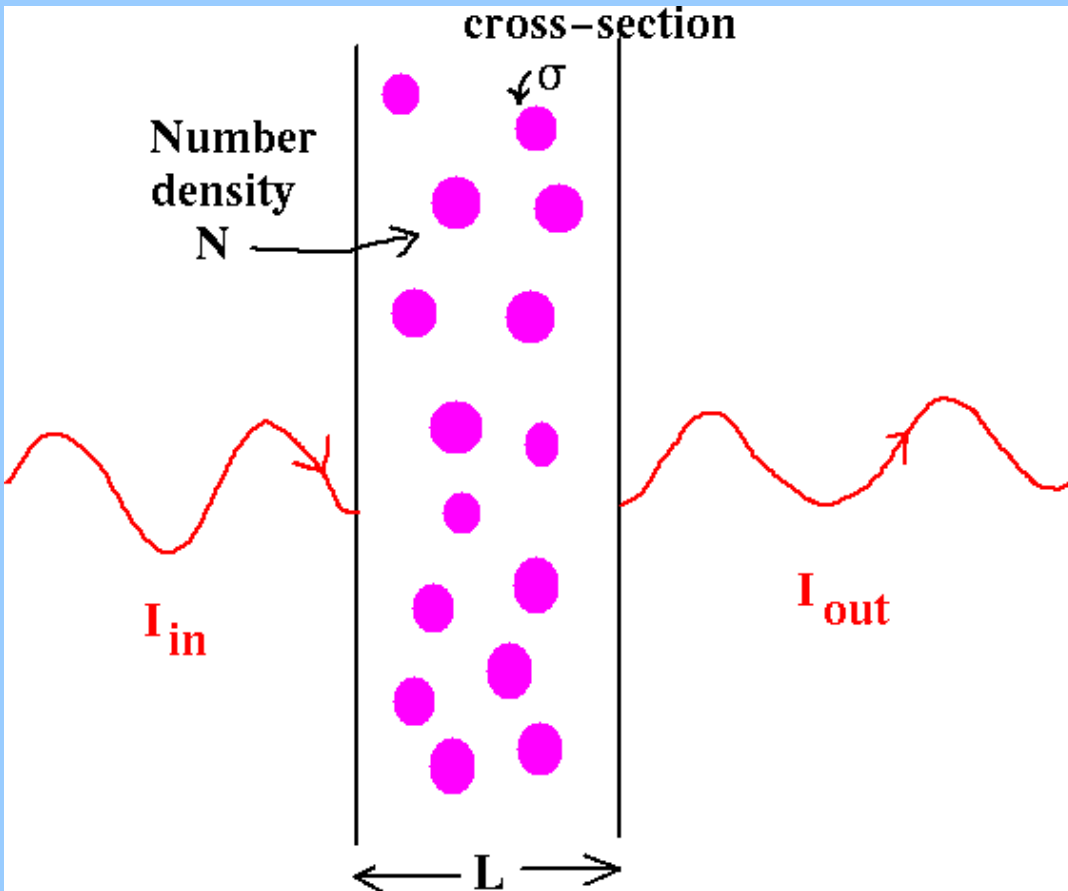
Diagram dwuwskaźnikowy

Obserwacyjny diagram dwuwskaźnikowy - poczerwienienie



Poczerwienie

Światło przechodząc przez materię międzygwiazdową ulega osłabieniu.



$$I_{out} = I_{in}e^{-\tau}$$

where

$$\tau = N\sigma L$$

$$I_{out}/I_{in} = e^{-\tau}$$

or, converting to magnitudes

$$\begin{aligned} m_{out} - m_{in} &= -2.5 \log e^{-\tau} \\ &= -2.5(-\tau) \log e \\ &= 1.086\tau \end{aligned}$$

Poczerwienienie

Absorpcję (ekstynkcję) międzygwiazdową możemy więc zdefiniować:

$$A = 1.086\tau$$

our magnitude equation becomes:

$$m - M = 5 \log d - 5 + A$$

Odpowiednie jasności obserwowane mają się więc do rzeczywistych:

$$U = U_o + A_u$$

$$B = B_o + A_B$$

$$V = V_o + A_v$$

Poczerwienienie

Absorpcję (ekstynkcję) międzygwiazdową możemy więc zdefiniować:

$$A = 1.086\tau$$

our magnitude equation becomes:

$$m - M = 5 \log d - 5 + A$$

Odpowiednie jasności obserwowane mają się więc do rzeczywistych:

$$U = U_0 + A_U$$

$$B = B_0 + A_B$$

$$V = V_0 + A_V$$

Poczerwienie

Nadwyżka barwy:

$$B - V = B_0 + A_B - V_0 - A_V = (B-V)_0 + A_B - A_V = (B-V)_0 + E_{B-V}$$

$$U - B = U_0 + A_U - B_0 - A_B = (U-B)_0 + A_U - A_B = (U-B)_0 + E_{U-B}$$

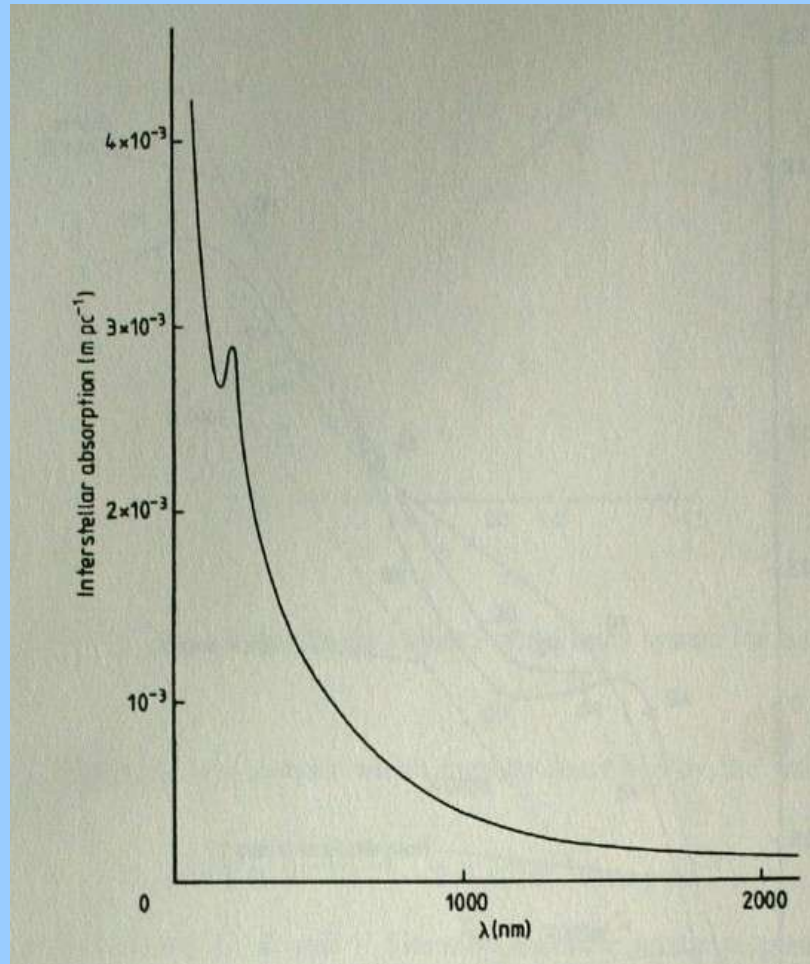
lub inaczej:

$$E_{U-B} = (U - B) - (U - B)_0$$

$$E_{B-V} = (B - V) - (B - V)_0$$

Poczerwienienie

Ekstynkcja wygląda mniej więcej tak:



Dla zakresu widzialnego można ją przybliżyć równaniem:

$$A_{\lambda} = 6.5 \times 10^{-10} \lambda^{-1} - 2.0 \times 10^{-4} \text{ (mag pc}^{-1}\text{)}.$$

Poczerwienienie

Przybliżając fitry monochromatycznym pasmem i wykorzystując:

$$A_\lambda = 6.5 \times 10^{-10} \lambda^{-1} - 2.0 \times 10^{-4} \text{ (mag pc}^{-1}\text{)}.$$

$$\begin{aligned} \frac{E_{U-B}}{E_{B-V}} &= \frac{(U - U_0) - (B - B_0)}{(B - B_0) - (V - V_0)} \\ &= \left[\left\{ \left[\frac{6.5 \times 10^{-10}}{3.65 \times 10^{-7}} \right] - 2.0 \times 10^{-4} \right\} D \right. \\ &\quad \left. - \left\{ \left[\frac{6.5 \times 10^{-10}}{4.4 \times 10^{-7}} \right] - 2.0 \times 10^{-4} \right\} D \right] \\ &\quad \times \left[\left\{ \left[\frac{6.5 \times 10^{-10}}{4.4 \times 10^{-7}} \right] - 2.0 \times 10^{-4} \right\} D \right. \\ &\quad \left. - \left\{ \left[\frac{6.5 \times 10^{-10}}{5.5 \times 10^{-7}} \right] - 2.0 \times 10^{-4} \right\} D \right]^{-1} \\ &= \left(\frac{1}{365} - \frac{1}{440} \right) \left(\frac{1}{440} - \frac{1}{550} \right)^{-1} \\ &= 1.027. \end{aligned}$$

Stosunek nadwyżek barwy jest niezależny od poczerwienienia i temperatury.

Poczerwienie

Tak naprawdę przybliżenie monochromatyczne jest zbyt duże więc:

$$\frac{E_{U-B}}{E_{B-V}} = (0.70 \pm 0.10) + (0.045 \pm 0.015)E_{B-V} \quad \text{at 30 000 K}$$

$$\frac{E_{U-B}}{E_{B-V}} = (0.72 \pm 0.06) + (0.05 \pm 0.01)E_{B-V} \quad \text{at 10 000 K}$$

$$\frac{E_{U-B}}{E_{B-V}} = (0.82 \pm 0.12) + (0.065 \pm 0.015)E_{B-V} \quad \text{at 5 000 K.}$$

zależność od poczerwienia i temperatury jest jednak słaba i większości przypadków można przyjąć:

$$\left(\frac{\overline{E_{U-B}}}{E_{B-V}} \right) = 0.72 \pm 0.03.$$

Poczerwienie

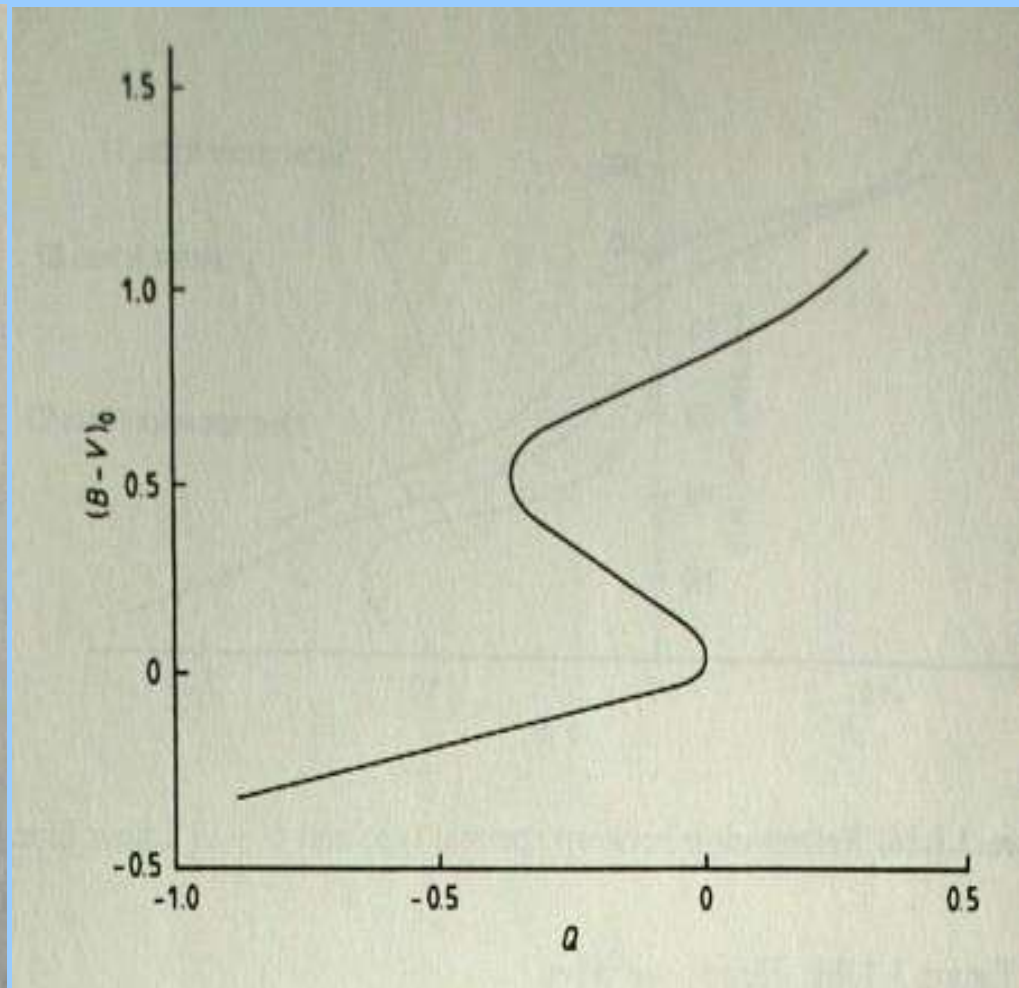
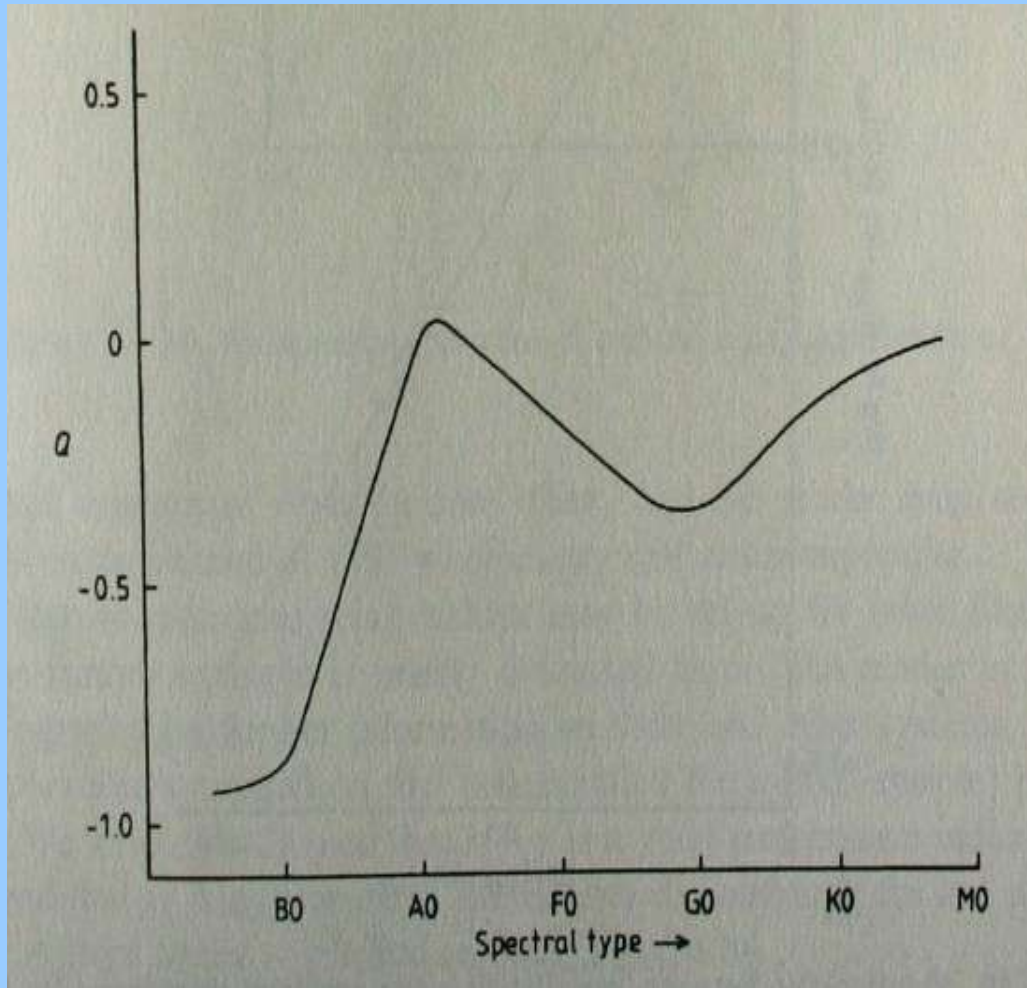
Możemy jeszcze wprowadzić niezależny od poczerwienia współczynnik Q :

$$Q = (U - B) - \left(\frac{\overline{E_{U-B}}}{E_{B-V}} \right) (B - V)$$

$$\begin{aligned} Q &= (U - B)_0 + E_{U-B} - \left(\frac{\overline{E_{U-B}}}{E_{B-V}} \right) [(B - V)_0 + E_{B-V}] \\ &= (U - B)_0 - \left(\frac{\overline{E_{U-B}}}{E_{B-V}} \right) (B - V)_0 \\ &= (U - B)_0 - 0.72(B - V)_0 \end{aligned}$$

Poczerwienienie

Zależność Q od typu widmowego i koloru:



Poczerwienienie

Dla gorących gwiazd mamy więc:

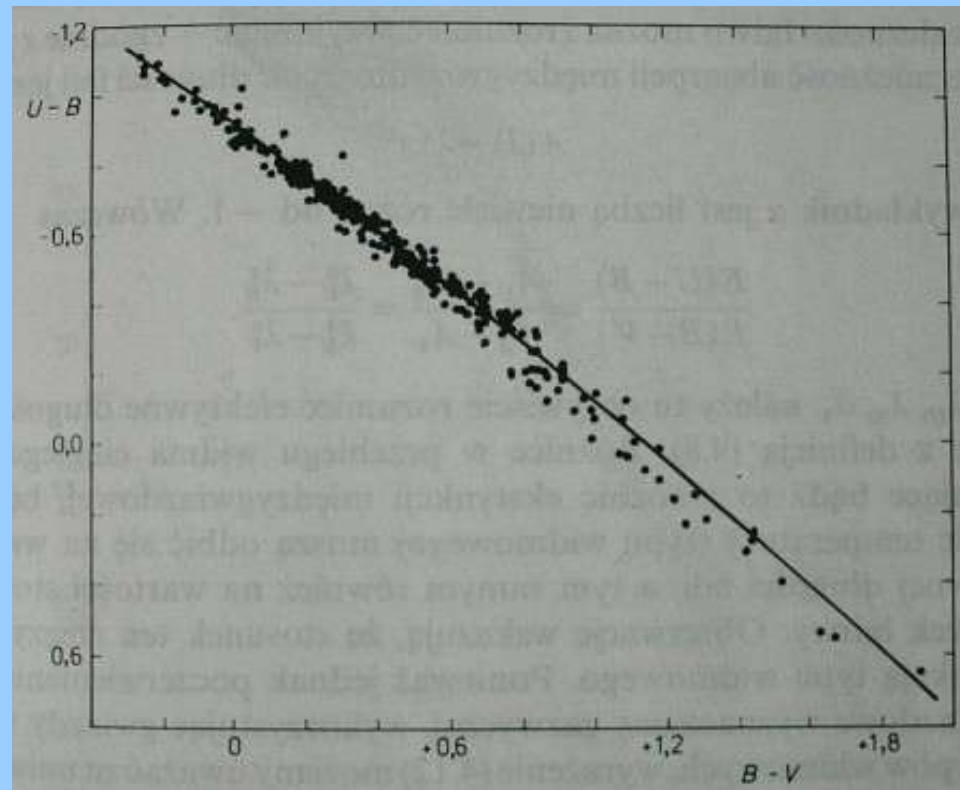
$$(B - V)_0 = 0.332Q$$

$$E_{B-V} = (B - V) - 0.332Q = 1.4E_{U-B}.$$

Tak więc staranna fotometria UBV dla gorących gwiazd pozwala wyznaczyć Q , a dzięki temu otrzymać dokładną informację o $(B-V)_0$ czyli temperaturze gwiazdy, jej typie widmowym, poczerwienieniu i położeniu skoku Balmera.

Poczerwienienie

Przykład: obserwacyjny diagram dwuwskaznikowy dla gwiazd typu widmowego O.

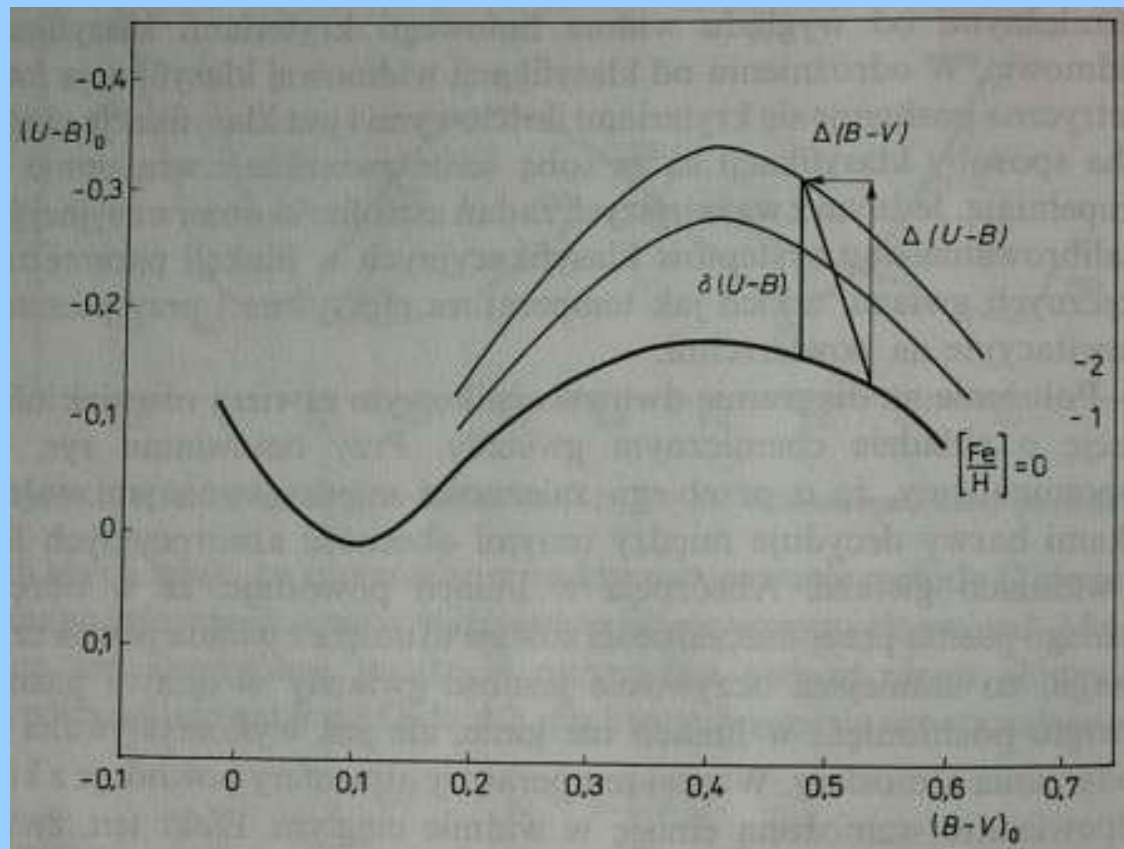


Ten sam typ widmowy daje to samo Q , a więc nachylenie prostej to stosunek $EU-B$ do $EB-V$

Poczerwienienie

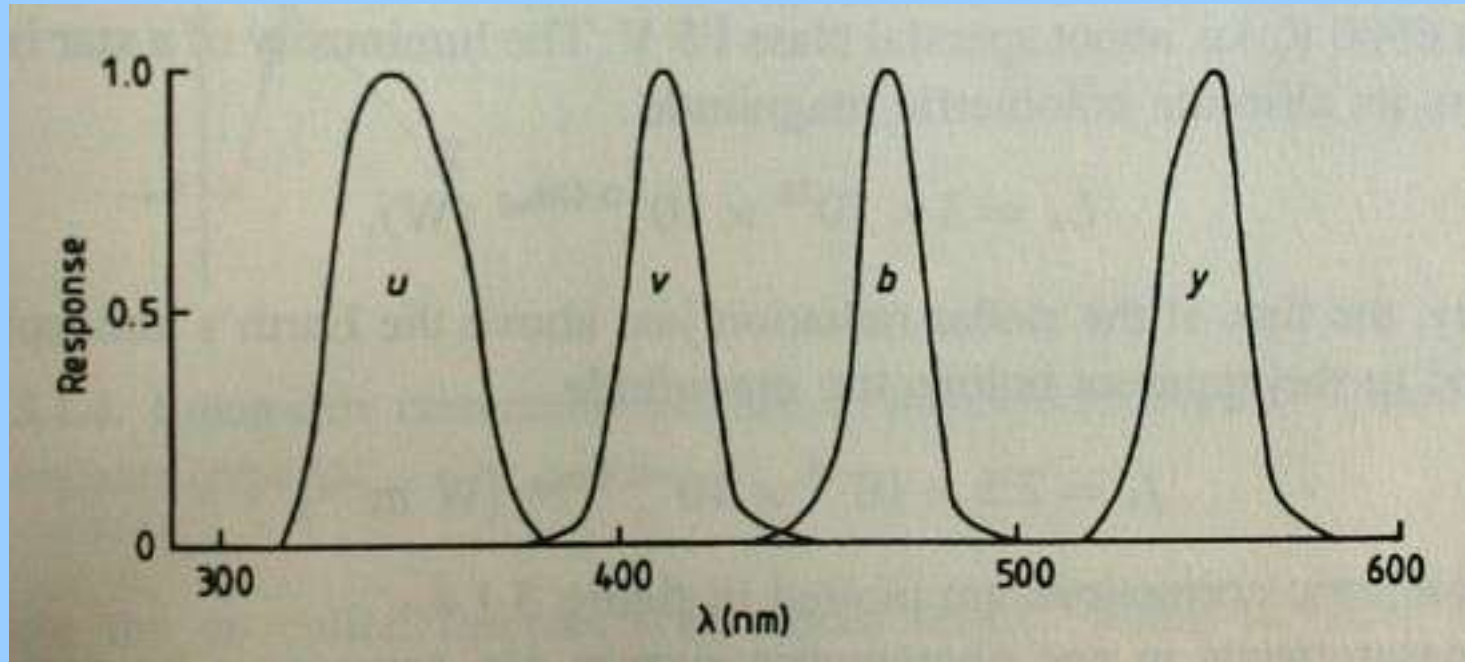
Diagram dwuwskaznikowy można także wykorzystać do pomiaru metaliczności.

$$\left[\frac{\text{Fe}}{\text{H}} \right] = \log \left(\frac{\text{Fe}}{\text{H}} \right)_* - \log \left(\frac{\text{Fe}}{\text{H}} \right)_{\odot}$$



System uvby

Inny popularny system fotometryczny oparty o filtry interferencyjne



u – 350 nm, szerokość połówkowa: 34 nm

v – 411 nm, szerokość połówkowa: 20 nm

b – 467 nm, szerokość połówkowa: 16 nm

y – 550 nm, szerokość połówkowa: 24 nm

β – 486 nm, szerokość połówkowa: 3 nm

System uvby

Definiuje się następujące wskaźniki barwy i ich różnice:

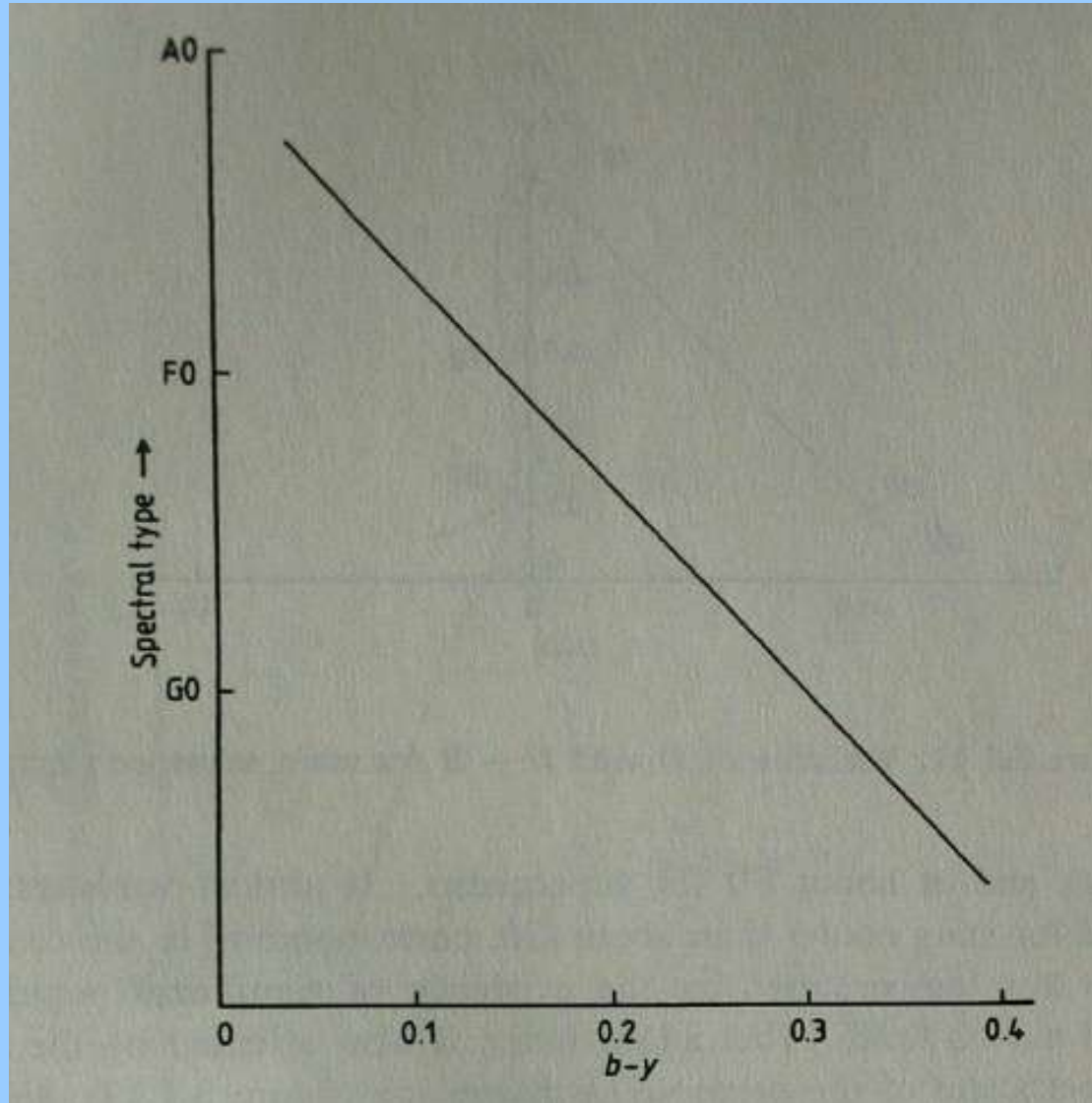
$$b - y,$$
$$c_1 = (u - v) - (v - b),$$
$$m_1 = (v - b) - (b - y).$$

Z obserwacji poczerwienienia dla gwiazdy O mamy:

$$E(c_1) = 0,20 E(b - y),$$
$$E(m_1) = -0,32 E(b - y),$$
$$E(b - y) = 0,74 E(B - V).$$

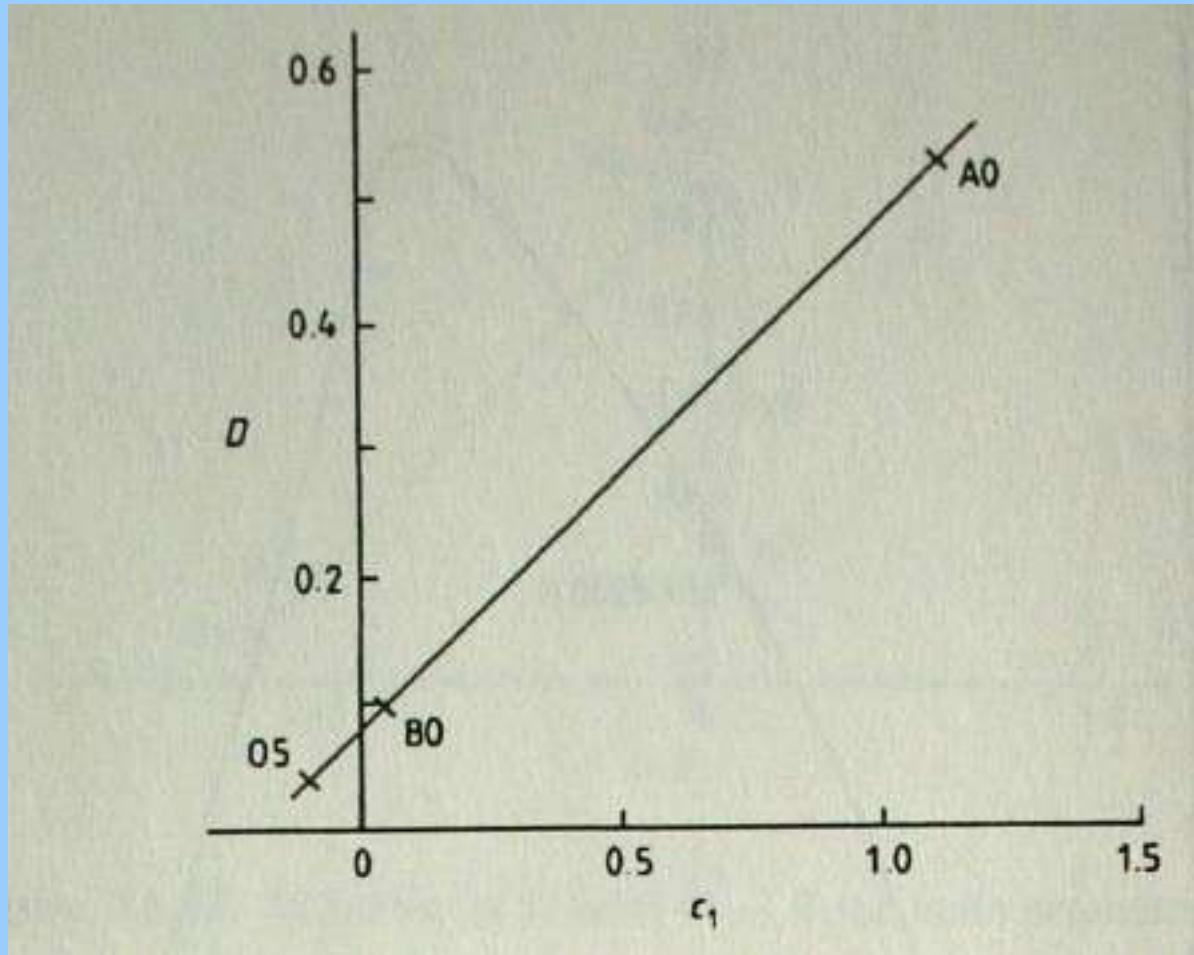
System uvby

Wskaźnik $b-y$ dobrze skaluje się z temperaturą (typem widmowym)

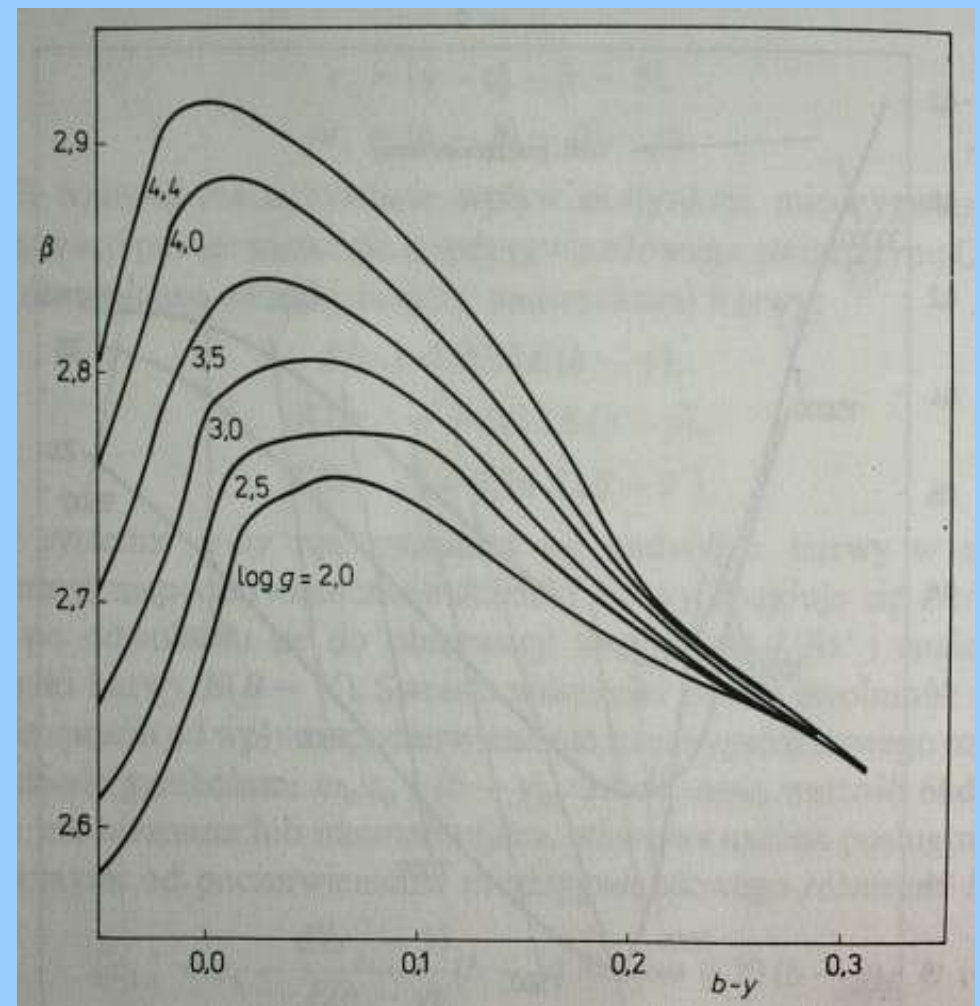
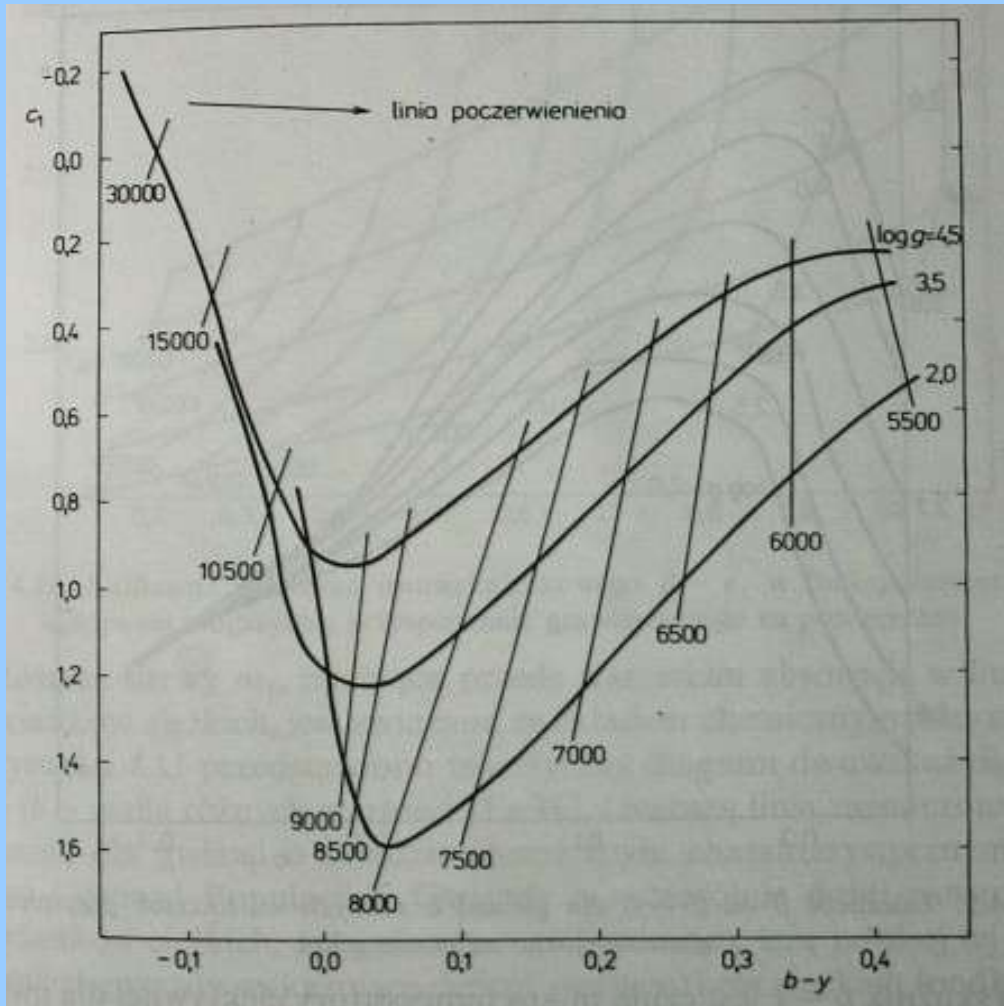


System uvby

Wskaźnik c_1 mierzy wysokość skoku Balmera



System uvby – diagramy dwuwskaznikowe

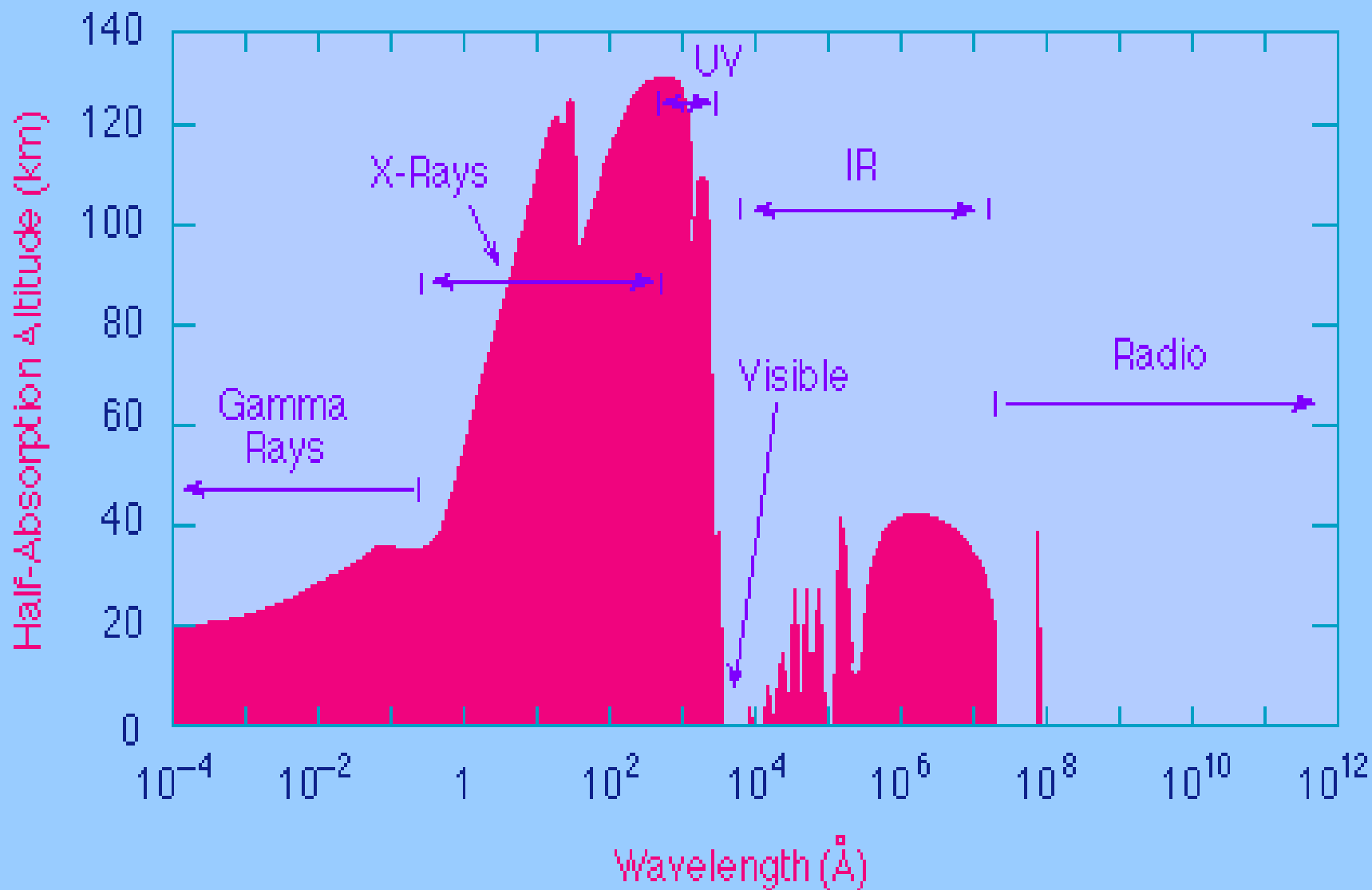


Wskaźnik $b-y$ jest czułą miarą temperatury dla gwiazd chłodniejszych od 9000 K. Dla gwiazd gorętszych lepiej sprawuje się c_1 .

c_1 silnie zależy od przyspieszenia grawitacyjnego na powierzchni gwiazd chłodnych. Dla gorących lepiej używać wskaźnika β

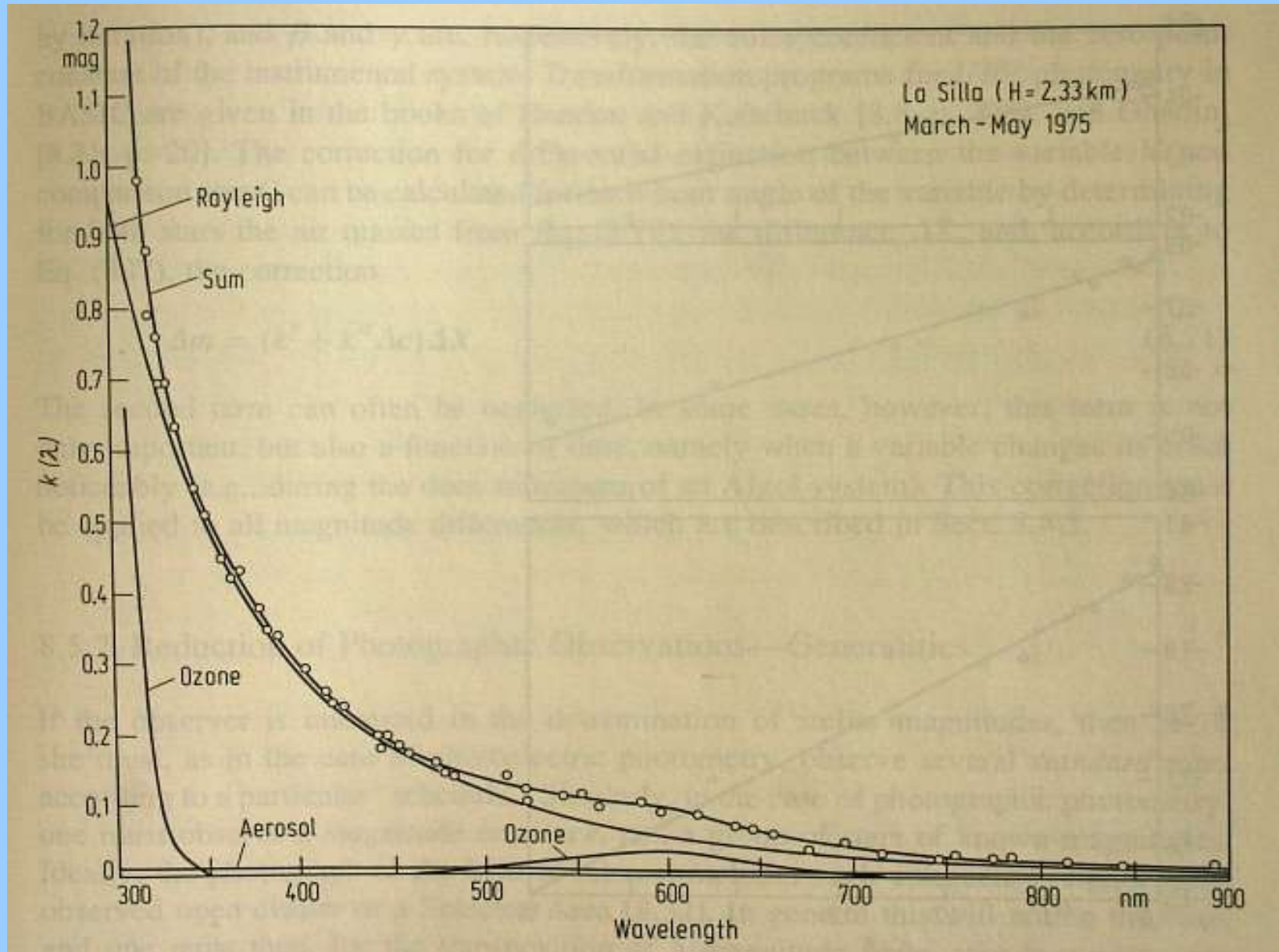
Wpływ atmosfery

W całym zakresie widma.



Wpływ atmosfery

W zakresie widzialnym (La Silla, Chile, H = 2.33 km)



Wpływ atmosfery

Podobnie jak dla ekstynkcji międzygwiazdowej w przypadku ekstynksji atmosferycznej możemy napisać:

$$dE = -E\tau dx'$$

$$E = E_0 \exp\left(-\int_0^x \tau dx'\right)$$

Przyjmując dla uproszczenia
odcałkować:

$$\tau = \tau(x) = \text{const}$$

możemy

$$E = E_0 e^{-\tau x}$$

Logarytmując:

$$\ln E = \ln E_0 - \tau x$$

Wpływ atmosfery

Chcąc przejść do wielkości gwiazdowych:

$$-2.5 \log E = -2.5 \log E_0 + kx$$

gdzie:

$$k = \frac{2.5\tau}{\ln 10} = 1.086\tau$$

Zatem:

$$m_\lambda = m_{\lambda,0} + kx$$

Normalizacja: $z = 0, x = 1$

Dla atmosfery płaskorównoległej:

$$x = \sec z = \frac{1}{\cos z}$$

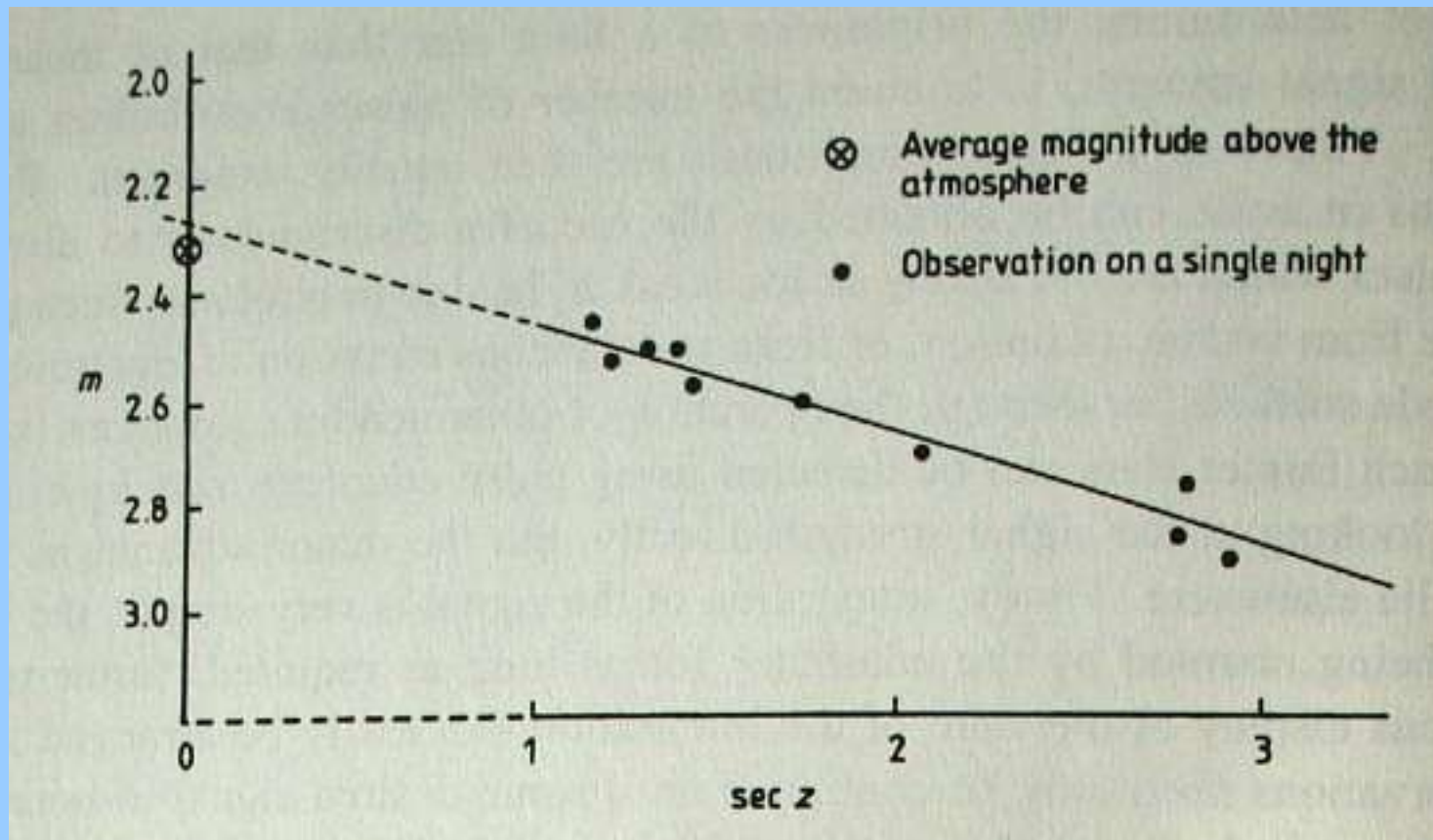
Dla sfery:

$$x = \sec z - 0.0018167(\sec z - 1) - 0.002897(\sec z - 1)^2 - 0.0008083(\sec z - 1)^3$$

$$\sec z = (\sin \phi \cdot \sin \delta + \cos \phi \cdot \cos \delta \cos t)^{-1}$$

Wpływ atmosfery

Pozaaatmosferyczne wielkości gwiazdowe:



Wpływ atmosfery

W rzeczywistości współczynnik k zależy od długości fali.

$$c_0 = m_0^1 - m_0^2 = m^1 - m^2 - (k^1 - k^2)x = c - k_c x$$

Dla systemu Johnsona – Cousinsa można założyć liniowość:

$$k = k' + k'' c$$

$$k_c = k'_c + k''_c c$$

gdzie k' to współczynnik ekstynkcji dla gwiazdy o $c=0$

$$m_0 = m - k' x - k'' c x$$

$$c_0 = c - k'_c x - k''_c c x$$

Wpływ atmosfery

Dla dwóch bliskich na sferze gwiazd:

$$\Delta m_0 = \Delta m - k'' \Delta cx$$

$$\Delta c_0 = \Delta c - k_c'' \Delta cx$$

Nanosimy na wykres wartości Δm i Δcx i z MNK mamy nachylenie oraz punkt zerowy.

Wpływ atmosfery

Procedura postępowania (system *UBV*):

- Dokonujemy pomiarów obiektów badanych
- Dokonujemy pomiarów standardów fotometrycznych (noc fotometryczna)

Z pomiarów instrumentalnych (*ubv*) mamy:

$$v_0 = v - k_V x$$

$$(b - v)_0 = (b - v) J_x - k'_{BV} x$$

$$(u - b)_0 = (u - b) G_x - k'_{UB} x$$

gdzie:

$$J_x = 1 - k''_{BV} x$$

$$G_x = 1 - k''_{UB} x$$

Wpływ atmosfery

Następnie wykonujemy liniową transformację pomiarów instrumentalnych na standardowe:

$$V = v_0 + \varepsilon(B - V) + \xi_V$$

$$B - V = \mu(b - v)_0 + \xi_{BV}$$

$$U - B = v(u - b)_0 + \xi_{UB}$$

Transformację uznaje się za poprawną, gdy:

$$|\varepsilon| < 0.1 \div 0.15$$

$$0.9 < v, \mu < 1.1$$

Wpływ atmosfery

Łącząc poprzednie układy równań otrzymujemy ostatecznie:

$$V = v - k_V x + \varepsilon(B - V) + \xi_V$$

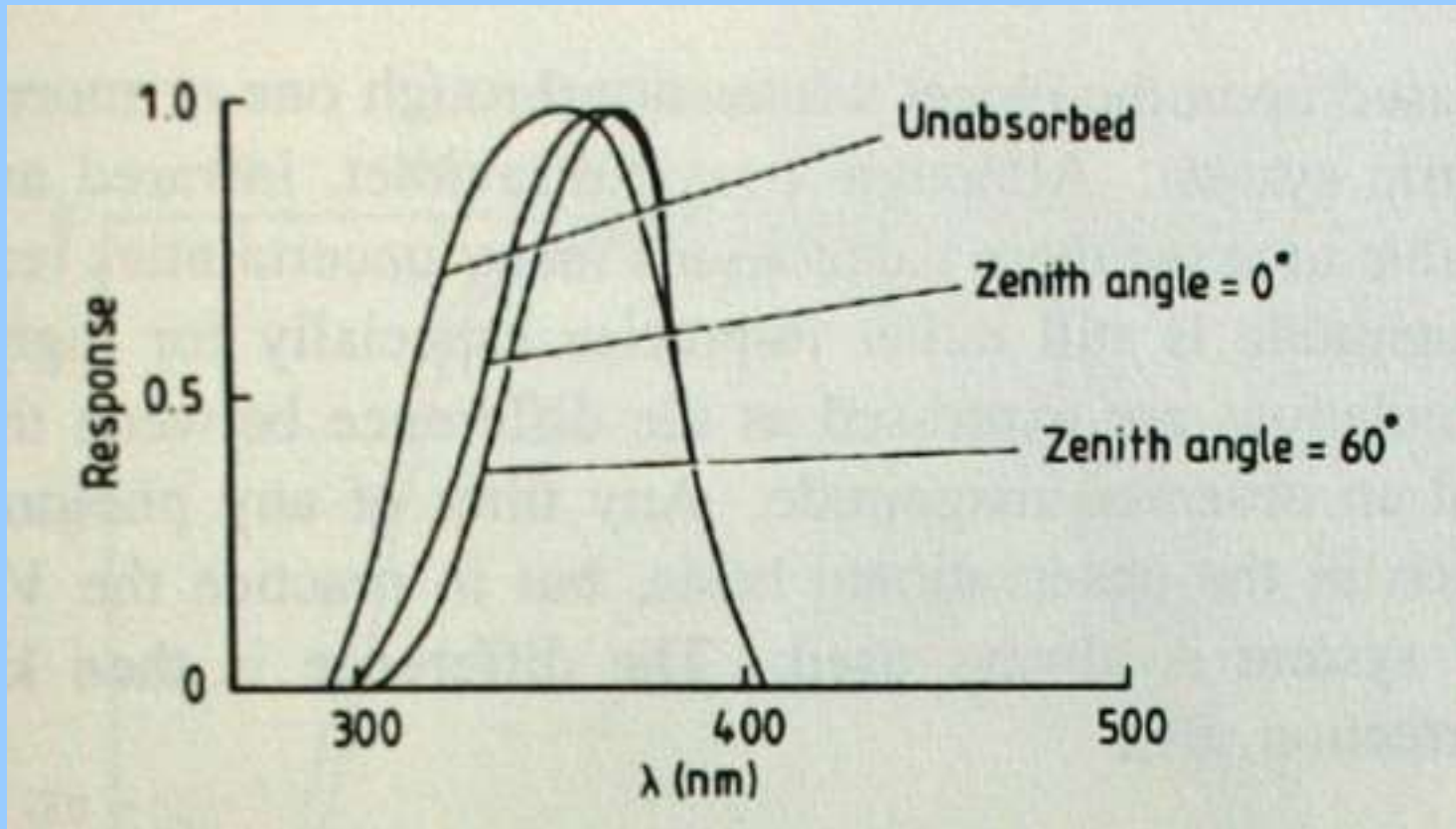
$$B - V = \mu(b - v)J_x - \nu k'_{BV} x + \xi_{BV}$$

$$U - B = \nu(u - b)G_x - \nu k'_{UB} x + \xi_{UB}$$

Dysponując odpowiednio dużą ilością pomiarów ubv dla standardów fotometrycznych na różnych wysokościach czyli różnych x , możemy obliczyć wszystkie potrzebne współczynniki.

Wpływ atmosfery

W obserwatoriach o gorszym klimacie i leżącym nisko może być problem z filtrem *U*.



Dlatego bardzo często obecnie nie używa się *UBV* lecz zestawu *BVRI*, tym bardziej, że kamery CCD są czułe na czerwoną część widma.

Wpływ atmosfery

Znacznie prościej zrobić fotometrię różnicową.

Mierzymy wielkości instrumentalne dla gwiazdy zmiennej i bliskiej jej gwiazdy porównania (znikają problemy z ekstynkcją).

Mierzymy: v_{var}, v_{comp}

Otrzymujemy:

$$\Delta V = \Delta v + \epsilon \Delta(B - V)$$