

## IX.2. Poruszające się źródło drgań.

Przyjmujemy, dokładnie zgodnie z doświadczeniem, że częstotliwość  $\nu = \text{constant}$  jest cechą charakterystyczną źródła drgań **VS**, która to częstotliwość nie zależy od jego prędkości  $v_S$ , i ma charakter izotropowy, czyli niezależny od kierunku generacji drgań.

Ponadto, także dokładnie zgodnie z doświadczeniem przyjmujemy, że prędkość  $c$  ruchu falowego jest cechą charakterystyczną danego ośrodka, czyli danego układu absolutnego **W-space**.

Jeżeli źródło **VS** jest nieruchome w **W-space**, to generuje impulsy z częstotliwością  $\nu$  w kierunkach  $\gamma_S$ . Impulsy te przenoszone są w **W-space** z prędkością  $c$  też w kierunkach  $\gamma_S$ , co z kolei wyznacza długość fali  $\lambda$  w **W-space**:  $c = \lambda \cdot \nu = \text{constant}$ .

Natomiast, jeżeli źródło **VS** porusza się w **W-space** z prędkością  $v_S$ , to ze względu na ruch źródła **VS**, impulsy te generowane są kolejno w układzie **W-space** w kierunkach  $\delta_S$  względem źródła drgań **VS** poruszającego się z prędkością  $v_S$ .

Ponadto, prędkość impulsu względem poruszającego się źródła **VS** nie wynosi  $c$ , lecz  $u_S$ .

Tym samym, w **W-space** odległość między kolejnymi impulsami nie wynosi  $\lambda$ , lecz  $\lambda_S$ .

Z powyższego wynika, że:

$$\left. \begin{array}{l} \text{a stąd} \\ \nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{u_S}{\lambda_S} = \text{constant} \\ \mathbf{K}_S = \frac{u_S}{c} = \frac{\lambda_S}{\lambda} \neq \text{constant} \end{array} \right\}$$

gdzie częstotliwość  $\nu$  jest własnością źródła drgań niezależnie od jego ruchu.

Jednak, ponieważ prędkość impulsu w **W-space** jest stała i izotropowa, to odległości  $\lambda_S$  kolejnych impulsów wyznaczają inne częstotliwość  $\nu_S$  dochodzenia impulsów do danego miejsca w **W-space**.

Mówimy więc, że częstotliwość tego ruchu falowego w **W-space** wynosi  $\nu_S$ .

Możemy więc napisać:

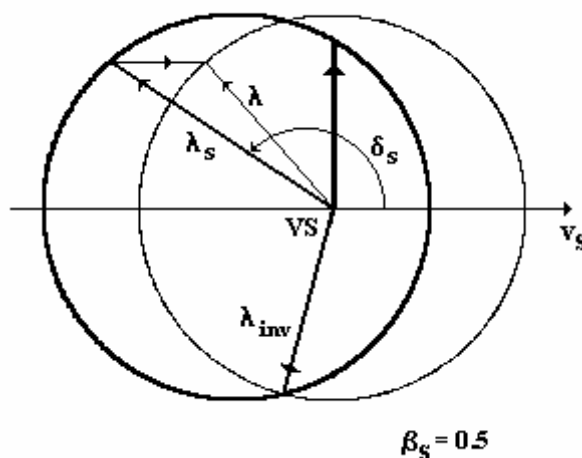
$$\left. \begin{array}{l} \text{a stąd} \\ c = \lambda \nu = \lambda_S \nu_S = \text{constant} \\ \mathbf{K}_S = \frac{\lambda_S}{\lambda} = \frac{\nu}{\nu_S} \neq \text{constant} \end{array} \right\}$$

Uwzględniając powyższe, i według **K-transformacji** (VIII.1.2.), znajdujemy:

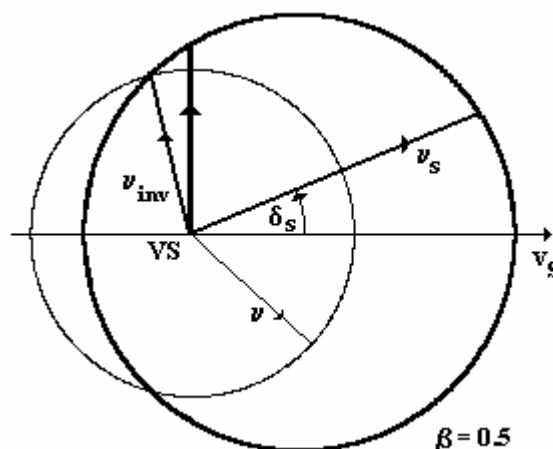
$$\left. \begin{array}{l} \lambda_S = \lambda \cdot \mathbf{K}_S = \lambda \left[ -\beta_S \cdot \cos \delta_S + \sqrt{1 - \beta_S^2 \sin^2 \delta_S} \right] \\ \nu_S = \frac{\nu}{\mathbf{K}_S} = \frac{\nu}{-\beta_S \cdot \cos \delta_S + \sqrt{1 - \beta_S^2 \sin^2 \delta_S}} \end{array} \right\} \quad \text{(IX.2.1.)}$$

Powyższe zależności, zwane dalej w skrócie **V-transformacją**, w sposób ogólny opisują znany efekt Dopplera w **W-space** dla poruszającego się źródła drgań **VS**, a którego szczególnymi przypadkami są źródła akustyczne, czy źródła światła.

**Fig. IX.2.1.** Efekt Dopplera według V – transformacji (IX.2.1.). Rozkład kątowy długości  $\lambda_s$  fal propagowanych w układzie absolutnym **W-space** (ekscentryczny okrąg).



**Fig. IX.2.2.** Efekt Dopplera według V – transformacji (IX.2.1.). Rozkład kątowy częstotliwości  $\nu_s$  fal propagowanych w układzie absolutnym **W-space** (ekscentryczny okrąg).



W przypadku poruszającego się źródła drgań występuje częstotliwość niezmiennicza  $\nu_{inv}$  oraz długość niezmiennicza  $\lambda_{inv}$  (Figs IX.2.1. oraz IX.2.2.).

### Prędkość krytyczna

Jeżeli źródło **VS** porusza się z prędkością krytyczną  $\beta_s = 1$ , to ściśle przed źródłem, czyli dla  $\delta_s = 0$ , z transformacji (IX.2.1.) znajdujemy, że  $\lambda_s = 0$ .

Oznacza to, że przed źródło **VS** nie są generowane fale w **W-space** (Fig. IX.2.3.). Z przodu, źródło takie widziane jest jako „czarna dziura”, która nie tylko że nie promieniuje, ale także nie odbija fal.

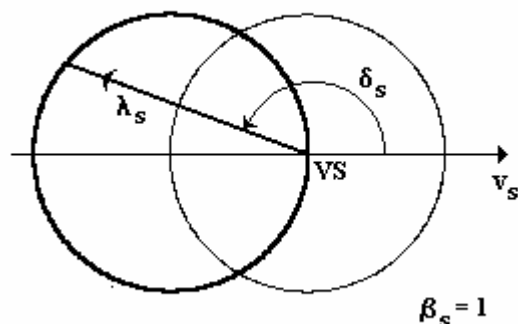


Fig. IX.2.3. Dla prędkości krytycznej  $\beta_s = 1$  fale nie są generowane przed źródłem w **W-space**.

### Prędkości nadkrytyczne

Po przekroczeniu prędkości krytycznej, fale pozostają za źródłem (Fig. IX.2.4). Tak więc, z przodu źródło widziane jest jako „czarna dziura”.

Natomiast z tyłu źródło widziane jest jako obiekt, którego widmo jest silnie przesunięte w kierunku podczerwieni. Obiekty tego rodzaju zwane są *kwazarami*. Z bezpośrednich pomiarów wynika, że niektóre kwazary mają prędkość nawet kilkakrotnie przekraczającą prędkość światła.

Fale są „widziane” za źródłem w stożku o kącie rozwarcia  $(\pi - \delta_{\max})$ .

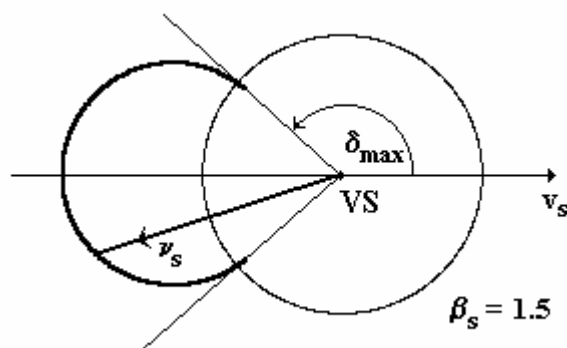


Fig. IX.2.4. Rozkład kątowy częstotliwości  $\nu_w$  generowanego ruchu falowego w **W-space**, dla prędkości nadkrytycznej źródła.

Jednak obraz widmowy takiego *kwazara* jest dosyć skomplikowany.

Otóż, ze względu na prędkość nadkrytyczną, za źródłem występuje **podwójny** ruch falowy, wynikający z drgań własnych źródła **przed** to źródło, czyli w kierunku ruchu źródła, ale pozostających **za** źródłem, oraz drgań generowanych w kierunkach **za** tym źródłem.

Ten podwójny ruch falowy nie został zaznaczony na rysunku IX.2.4.

### Kwazary.

Widmo *kwazarów* (z angielskiego skrótu: QSS – Quasi Stellar radio-Source) jest znacznie bardziej przesunięte ku czerwieni, niż „zwykłych” galaktyk. Prędkości kwazarów można ocenić jako porównywalne, a nawet kilkakrotnie przekraczające prędkość światła!

Z V-transformacji (IX.2.1.) znajdujemy, że względne zmiany długości fali oraz częstotliwości, w przypadku poruszającego się źródła drgań  $\mathbf{VS}$ , są takie, że:

$$\left. \begin{aligned} z &= \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda - \lambda_s}{\lambda} = (1 - K_S) \\ \varepsilon &= \frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\nu - \nu_s}{\nu} = \frac{K_S - 1}{K_S} \end{aligned} \right\} \quad (\text{IX.2.2.})$$

Jeżeli kwazar obserwowany jest „od tyłu”, czyli oddala się od nas, to  $\delta = \pi$ , i z zależności (IX.2.2.) znajdujemy:

$$\left. \begin{aligned} z &= \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -\beta_s \\ \varepsilon &= \frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\beta_s}{1 + \beta_s} \end{aligned} \right\}$$

Tak więc, wartość  $z$  określa ile razy prędkość kwazara jest większa od prędkości światła.

### „Czarne dziury”

Natomiast, jeżeli dany obiekt („kwazar”) zbliża się do nas, to  $\delta = 0$ , i mamy:

$$\left. \begin{aligned} z &= \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \beta_s \\ \varepsilon &= \frac{\Delta\nu}{\nu} = -\frac{\beta_s}{1 - \beta_s} \end{aligned} \right\}$$

Dla  $\beta_s > 1$  jest jednocześnie:  $z > 1$  oraz  $\varepsilon > 1$ , *i.e.* fale pozostają za źródłem i występuje efekt „czarnej dziury” (patrz także: promieniowanie Czerenkowa).

W takim przypadku „kwazar” jest... „czarną dziurą”.

Z powyższego wprost wynika, że niezwykle duże prędkości tak kwazarów jak i „czarnych dziur” są *prędkościami unoszenia w* według H-transformacji (VIII.2.13.).

Z tego też względu, „rozkład gęstości” występowania kwazarów oraz „czarnych dziur” jest niesymetryczny, jak to wprost widać z rysunku VIII.2.6.

Jest to zgodne z teorią Wielkiego Wybuchu („Big Bang”).