VIII.2.3. *H –transformacja.*

Rozważajmy przestrzeń, zwaną dalej **H**-space, która tworzona jest przez cząstki materialne poruszające się ze stałą i izotropową prędkością **c** względem źródła cząstek **PS**. Stałe wartości prędkości **c** oraz czas τ definiują odległość $\mathbf{r} = \mathbf{c} \cdot \tau$ przebytą przez cząstki w tej przestrzeni. Zakładamy tu, że źródło cząstek **PS** jest nieruchome w **H**-space

Załóżmy teraz, że źródło cząstek **PS,** a tym samym **H**-space porusza się z prędkością **v** w nieruchomym układzie obserwatora przestrzennego **StO-space**.
Na przykład, takim nieruchomym układem może być (i jest!) przestrzeń kosmiczna.
Emitowane cząstki oddalają się od źródła **PS (Fig. VIII.2.5).**

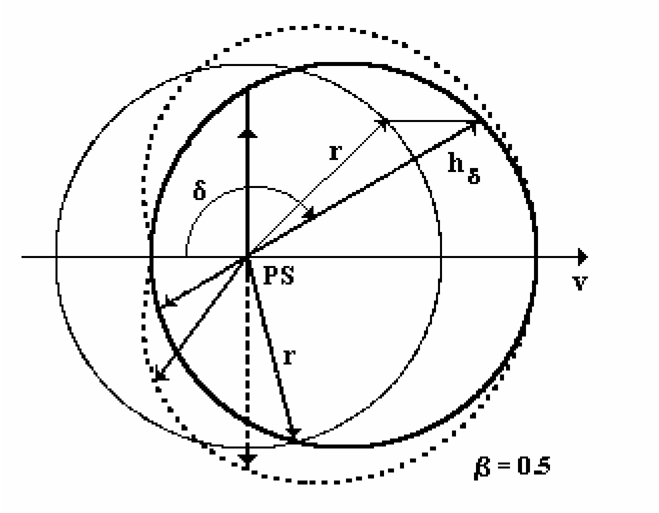

Fig. VIII.2.5. Rozkład kątowy odległości **h** w nieruchomym układzie obserwatora według **H-transformacji** (układ prawoskrętny).

W układzie nieruchomego obserwatora **StO-space** prędkość **w** jest złożeniem prędkości **v** układu absolutnego **H-space** oraz prędkości **c** cząstek w przestrzeni **H-space**.
Prędkość **w** zwana jest też *prędkością unoszenia* w **StO-space.**

Jeżeli w **H-space** w kierunku γ dana cząstka przebędzie odległość **r** w czasie τ i z prędkością **c:**

$$\mathbf{r} = \mathbf{c} \cdot \tau$$

to w tym samym czasie τ = ***invariant*** cząstka ta przebędzie w **StO-space** odległość $\mathbf{h}_\delta$ w kierunku δ, i z prędkością unoszenia **w**: $\mathbf{h}_\delta = \mathbf{w} \cdot \tau$
Mamy więc:

$$\frac{\mathbf{r}}{\mathbf{c}} = \frac{\mathbf{h}_\delta}{\mathbf{w}} = \tau = \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{H}} = \textbf{\textit{invariant}}$$

gdzie **H** zwana jest stałą Hubble'a.
Z powyższego, znajdujemy:

$$\mathbf{K}_\delta = \frac{\mathbf{w}}{\mathbf{c}} = \frac{\mathbf{h}_\delta}{\mathbf{r}}$$

Uwzględniając **K-transformacje (VIII.1.6.)** powyższe możemy zapisać w lewoskrętnym układzie współrzędnych, i mamy:

$$\left.\begin{aligned} &\mathbf{h}_\delta^{\mathbf{A}} = \mathbf{r}\cdot\mathbf{K}_\delta^{\mathbf{A}} = \mathbf{r}\frac{\mathbf{w}}{\mathbf{c}} = \mathbf{r}\left[\beta_{\mathbf{A}}\cos\delta_{\mathbf{A}} + \sqrt{1-\beta_{\mathbf{A}}^2\sin^2\delta_{\mathbf{A}}}\right] \\ &\mathbf{h}_\gamma^{\mathbf{A}} = \mathbf{r}\cdot\mathbf{K}_\gamma^{\mathbf{A}} = \mathbf{r}\sqrt{1+2\beta_{\mathbf{A}}\cos\gamma_{\mathbf{A}} + \beta_{\mathbf{A}}^2} \\ &\tau = \textit{invariant} \end{aligned}\right\} \quad \textbf{(VIII.2.13.)}$$

gdzie:

$\mathbf{h}_\delta^{\mathbf{A}} = \mathbf{w}\cdot\tau$ – odległość w układzie nieruchomego obserwatora **StO** przebywana przez cząstkę ze względnie absolutną prędkością **w** (*„prędkość unoszenia”*) w kierunku δ, gdy cząstka ta ma prędkość absolutną **c** w **H**-space;

$\mathbf{h}_\gamma^{\mathbf{A}} = \mathbf{c}\cdot\tau$ – odległość w poruszającym się z prędkością $\mathbf{v}_{\mathbf{A}}$ układzie absolutnym **H-space**.

Powyższa transformacja, zwana dalej **H-transformacją**, opisuje ruch cząstek materialnych według teorii „rozszerzającego się Wszechświata” („Expanding Cosmos”, „Big Bang”).
Należy tu ponownie zaznaczyć, że **H-transformacja (VIII.2.13.)** spełniona jest w prawoskrętnym układzie współrzędnych, natomiast zapis jest w układzie lewoskrętnym.
Tym samym, **G-transformacja (Eq. VIII.2.2.)** oraz **H-transformacja (Eqs VIII.2.13.),** mimo podobnego zapisu, odnoszą się do dwu różnych sytuacji: ruch układu obserwatora względem układu absolutnego (**G-transformacja)** oraz ruch układu absolutnego względem układu obserwatora **(H-transformacja)**.

Transformacje Galileusza.

Podobnie jak w przypadku **G**-transformacji **(VIII.2.1.)**, tak i w przypadku **H**-transformacji **(VIII.2.13.)** możemy rozpatrywać ruch cząstek materialnych wzdłuż osi ruchu układu **H**-space.

Jeżeli w **H**-space cząstki mają kierunek zgodny z kierunkiem ruchu układu **H**-space, to spełniony jest warunek: $\gamma_{\mathbf{A}} = \delta_{\mathbf{A}} = \mathbf{0}$. Wobec tego, z **H**- transformacji **(VIII.2.13.),** mamy:

$$\left.\begin{aligned} &\mathbf{h}^+ = \mathbf{r}\left(1+\beta_{\mathbf{A}}\right) = \mathbf{r} + \mathbf{v}\tau \\ &\tau = \textit{invariant} \end{aligned}\right\} \quad \textbf{(VIII.2.14.)}$$

Natomiast, jeżeli cząstki mają kierunek przeciwny do kierunku ruchu tego układu, to spełniony jest warunek: $\gamma_{\mathbf{A}} = \delta_{\mathbf{A}} = \pi$ i mamy:

$$\left.\begin{aligned} &\mathbf{h}^- = \mathbf{r}\left(1-\beta_{\mathbf{A}}\right) = \mathbf{r} - \mathbf{v}\tau \\ &\tau = \textit{invariant} \end{aligned}\right\} \quad \textbf{(VIII.2.15.)}$$

Zależności **(VIII.2.14.)** oraz **(VIII.2.15.)** mają postać znanych transformacji Galileusza.
Także i w tym przypadku występuje „efekt poprzeczny” dla $\delta = \pi/2$ w układzie obserwatora, i mamy:

$$\left.\begin{aligned} &\hat{\mathbf{h}}_\delta = \sqrt{\mathbf{h}^-\cdot\mathbf{h}^+} = \mathbf{r}\sqrt{1-\beta_{\mathbf{A}}^2} \\ &\tau = \textit{invariant} \end{aligned}\right\}$$

Natomiast „efekt poprzeczny” w poruszającym się układzie absolutnym, można zapisać w postaci ($\gamma = \pi/2$):

$$\left.\begin{aligned} &\hat{\mathbf{h}}_\gamma = \mathbf{r}\sqrt{1+\beta^2} \\ &\tau = \textit{constant} \end{aligned}\right\}$$