<u>Geen enkele methode is direct en alle zijn feitelijk geijkt via geometrische methoden voor de dichtstbijzijnde sterren.</u> (onderstreping van dictaatschrijver)
Aangezien bij al deze methoden de absorptie ook nog een rol speelt is het duidelijk hoe moeilijk en onbetrouwbaar deze metingen zijn.

<u>Secundaire methoden</u> (afgeleid uit waarneming van dichtbije stelsels):

- totale <u>helderheid van een stelsel</u> : zeer grote spreiding, beperking tot één bepaald type is betrouwbaarder (100 Mpc)
- het op n na <u>helderste lid van een groep</u>. Het helderste lid wil nogal eens afwijken, maar de daaropvolgende geven een vrij goede indicatie. Reikwijdte ca 500 Mpc. (Volgens andere bronnen : minder dan 10.000 Mpc)
- <u>diameter van stelsel</u> : zeer grote spreiding, zeer onnauwkeurig.
- <u>Roodverschuiving</u> van spectraallijnen ten gevolge van de uitdijing van het heelal.

$$d_H = \frac{v_{radieel}}{H_o} \quad ; \quad H_o \approx 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \qquad \text{(A7)}$$

Tot op zeer grote afstand bruikbaar. Fout in H_o geeft fout in <u>alle</u> afstanden. H_o moet aan dichtbijzijnde stelsels worden bepaald.

. Voor het omrekenen van een roodverschuiving naar een afstand moet men eigenlijk het kosmologisch model kennen. De formule v = Hr is alleen een eerste orde benadering en geldt beslist niet voor grote afstanden. Vaak geeft men daarom tegenwoordig alleen de roodverschuiving op, geen afstand.

Appendix B <u>het Metrische Substratum van het Heelal</u> [35]

Kosmologen veronderstellen in het algemeen dat de kosmische ruimte-tijd in elk geval in eerste orde benadering geïdentificeerd kan worden met een Riemann-ruimte V_4, waarvan de metriek als volgt kan worden voorgesteld :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R(t)\, d\sigma^2 \qquad \text{(B1)}$$

Hierin is $R(t)$ een positieve numerieke funktie van de variabele t en is $d\sigma^2 > 0$. $d\sigma^2$ is de metriek van een Riemann-ruimte V_3 met konstante kromming. We kunnen ds^2 met behulp van geschikte coördinaten als volgt schrijven :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - \frac{R^2(t)}{\left(1+\frac{kr^2}{4}\right)^2}\left(dr^2 + r^2 d\vartheta^2 + r^2 \sin^2\vartheta\, d\varphi^2\right) \qquad \text{(B2)}$$

waarin $k = \begin{cases} -1 \\ 0 \\ +1 \end{cases}$ $0 \le r$, $0 \le \vartheta \le \pi$, $0 \le \varphi \le 2\pi$

ds^2 heeft de dimensie van een lengte-kwadraat, $R(t)$ die van een lengte, terwijl r, ϑ en φ dimensieloos zijn. Er bestaan oneindig veel coördinatentransformaties die de gedaante (B1) van uitdrukking (B2) onverlet laten. De meest gebruikte is :

$$\bar{r} = \frac{r}{1 + \frac{kr^2}{4}}$$

Men krijgt dan in plaats van (B2)

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t)\left(\frac{d\bar{r}^2}{1-k\bar{r}^2} + \bar{r}^2 d\vartheta^2 + \bar{r}^2 \sin^2\vartheta\, d\varphi^2\right) \qquad \text{(B3)}$$

Het heelalmodel vam E.A. Milne correspondeert met (B3) als men daarin k = -1 en de kosmische schaalfaktor $R(t) = ct$ neemt. De metriek (B3) is van toepassing op al die modellen die aan het kosmologisch beginsel *) voldoen, ook die modellen die buiten de algemene relativiteitstheorie liggen (Rindler)[32].

*) Het <u>kosmologisch beginsel</u> : het heelal is exact ruimtelijk homogeen en isotroop. Anders geformuleerd : op elk ogenblik ziet elke waarnemer in natuurlijke beweging **) het heelal in zijn geheel op precies dezelfde manier als een willekeurige andere waarnemer in natuurlijke beweging op hetzelfde kosmische tijdstip [27].

**) Een waarnemer in <u>natuurlijke beweging</u> (fundamental observer) is een waarnemer aan wie ruimtecoördinaten r, ϑ, φ toegekend kunnen worden die niet veranderen in de loop van de tijd (meebewegende coördinaten).