

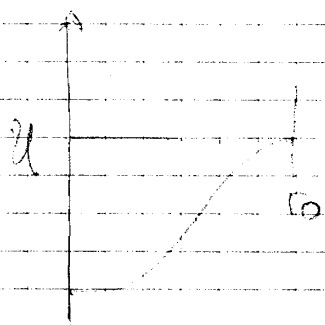
La sezione d'urto differenziale è:

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{k^2} \left| \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) e^{i\delta_L} \sin \delta_L P_L(\cos \theta) \right|^2 \quad 13$$

e quella totale è;

$$\sigma \equiv \int d\hat{r} \sigma(\hat{r}) = 2\pi \int d(\cos \theta) \sigma(\theta) = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) \sin^2 \delta_L \quad 14$$

Nel caso delle forze nucleari il potenziale
va a zero per $r > r_0$.



Nelle funzioni di Bessel sferiche $j_0(kr)$
il primo massimo si trova più o meno
a $kr \approx \frac{b}{k}$. Per piccoli valori di r la
funzione di Bessel si comporta più o meno
come kr . Quindi se $r \ll \frac{b}{k}$ j_0 sarà
molto piccola dove il potenziale è appresso
a b , quindi σ_0 sarà molto piccolo.

Questo significa che, per un valore fisso di k , solo le onde
parziali in cui il massimo cade più o meno attorno a $\frac{b}{k}$
contribuiscono alla diffusione.

Significa anche che aumentando k più onde parziali
contribuiscono.