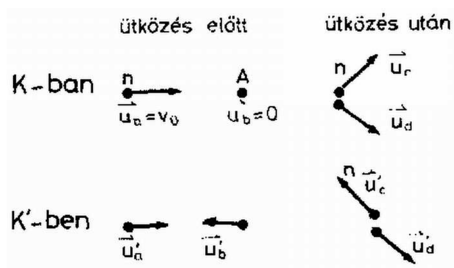
Magreakciókban a rugalmas ütközés kis energiákon következik be. Neutron bombázó részecske esetén annak energiája általában elegendően kicsi ahhoz, hogy relativisztikus hatásoktól eltekinthessünk. Ez esetben használhatjuk az energia és impulzus klasszikus kifejezését, és ha különböző koordinátarendszerekben írjuk le a mozgást, akkor a sebességeket a megszokott Galilei transzformációval köthetjük össze.

Célszerű két koordinátarendszert használni. Legyen a K rendszerben az atommag kezdetben nyugalomban. Ebben a rendszerben a neutron v_0 sebességgel mozog az ütközés előtt. Legyen a neutron tömege m, az atommagé M. A másik K' koordinátarendszer pedig legyen az ún. tömegközépponti rendszer. Ebben a részecskék impulzusának összege zérus az ütközés előtt, és az impulzusmegmaradás törvénye miatt zérus marad az ütközés lefolyása után is. A K' rendszer a K-hoz képest mozogjon $\mathbf{v}_{TKP}$ sebességgel. A sebességek a két rendszerben a

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_{TKP} - \mathbf{v}' \tag{1}$$

összefüggéssel köthetők össze. Az ütközés sebességviszonyai a két rendszerben az *1. ábrán* láthatók.



1. ábra

K'-ben az összimpulzus zérus az ütközés előtt. Így

$$0 = m\mathbf{u}'_a + M\mathbf{u}'_b = m(\mathbf{v}_0 - \mathbf{v}_{TKP}) - M\mathbf{v}_{TKP}.$$

Innen

$$\mathbf{v}_{TKP} = \frac{m\mathbf{v}_0}{m+M}. \tag{2}$$

Így a bejövő neutron K'-beli sebessége

$$\mathbf{u}'_a = \mathbf{v}_0 - \mathbf{v}_{TKP} = \frac{M\mathbf{v}_0}{m+M}. \tag{3}$$

Az ütközés rugalmas, így K'-ben érvényes az energia és impulzus megmaradása:

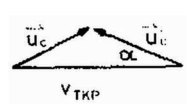
$$\frac{1}{2}m\mathbf{u}'^2_a + \frac{1}{2}M\mathbf{u}'^2_b = \frac{1}{2}m\mathbf{u}'^2_c + \frac{1}{2}M\mathbf{u}'^2_d \tag{4}$$

$$0 = m\mathbf{u}'_a + M\mathbf{u}'_b = m\mathbf{u}'_c + M\mathbf{u}'_d. \tag{5}$$

(5)-ből jól látszik, hogy K'-ben a kimenő részecskék ellentétes irányban hagyják el egymást. (5)-ből kifejezve $\mathbf{u}'_b$ és $\mathbf{u}'_d$ értékét és (4)-be írva nyerjük, hogy $\mathbf{u}'^2_c = \mathbf{u}'^2_a$, vagyis (3) alapján

$$\mathbf{u}'_c = \mathbf{u}'_a = \frac{M\mathbf{v}_0}{m+M}. \tag{6}$$

Térüljön el K'-ben a neutron α szöggel. Ez egyben a $\mathbf{v}_{TKP}$-val is bezárt szög. Az (1) transzformációs szabálynak megfelelő vektorábra a *2. ábrán* látható.



2. ábra

A koszinusz-tételből nyerjük:

$$\mathbf{u}^2_c = \mathbf{u}'^2_c + \mathbf{v}^2_{TKP} - 2|\mathbf{u}'_c| \cdot |\mathbf{v}_{TKP}| \cos\alpha.$$

Beírva $\mathbf{u}_c'$ és $\mathbf{v}_{TKP}$ (6) illetve (2) szerinti értékét, kapjuk, hogy:

$$\mathbf{u}_c' = \frac{M^2}{m+M}\mathbf{v}_0^2 + \frac{m^2}{m+M}\cdot\mathbf{v}_0^2 - 2\frac{Mm}{(m+M)^2}\mathbf{v}_0^2\cos\alpha = \tag{7}$$

$$= \frac{M^2 - 2mM\cos\alpha + m^2}{(m+M)^2}\mathbf{v}_0^2.$$

A neutron energiavesztesége

$$E_n = \frac{1}{2}m\mathbf{u}_a^2 - \frac{1}{2}m\mathbf{u}_c^2,\ E_n = \frac{1}{2}m\mathbf{v}_0^2 = \frac{1}{2}m\mathbf{u}_a^2 \tag{8}$$

maximális, ha $\mathbf{u}_c^2$ minimális. Ez (7) alapján $\cos\alpha = 1$-nél következik be. Ez $\alpha = 0$-nak, vagyis tökéletes visszaszórásnak felel meg. Ekkor (7) és (8) alapján

$$E_n^{max} = \frac{1}{2}m\mathbf{v}_0^2 - \frac{1}{2}\left(\frac{M-m}{M+m}\right)^2 m\mathbf{v}_0^2 = E_n\left[1 - \left(\frac{M-m}{M+m}\right)^2\right].$$

Mivel $M = Am$, így a neutron maximális energiavesztesége:

$$E_n^{max} = E_n\left[1 - \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2\right] = E_n\frac{4A}{(1+A)^2}.$$

Megjegyzés. Ha az A végigfut az 1-nél nagyobb számokon, az $f(A) = 4A/(1+A)^2$ függvény monoton csökken. Így a neutron maximális energiavesztesége annál nagyobb, minél kisebb az A tömegszám. Ezért jó lassító anyagok egy termikus reaktorban a kis tömegszámú atomokból álló lassító közegek, feltéve, hogy azok a neutront nem nyelik el. Ilyenek a szén (grafit), a víz a benne levő ${}^1_1$H, a nehézvíz a benne levő ${}^2_1$H miatt.