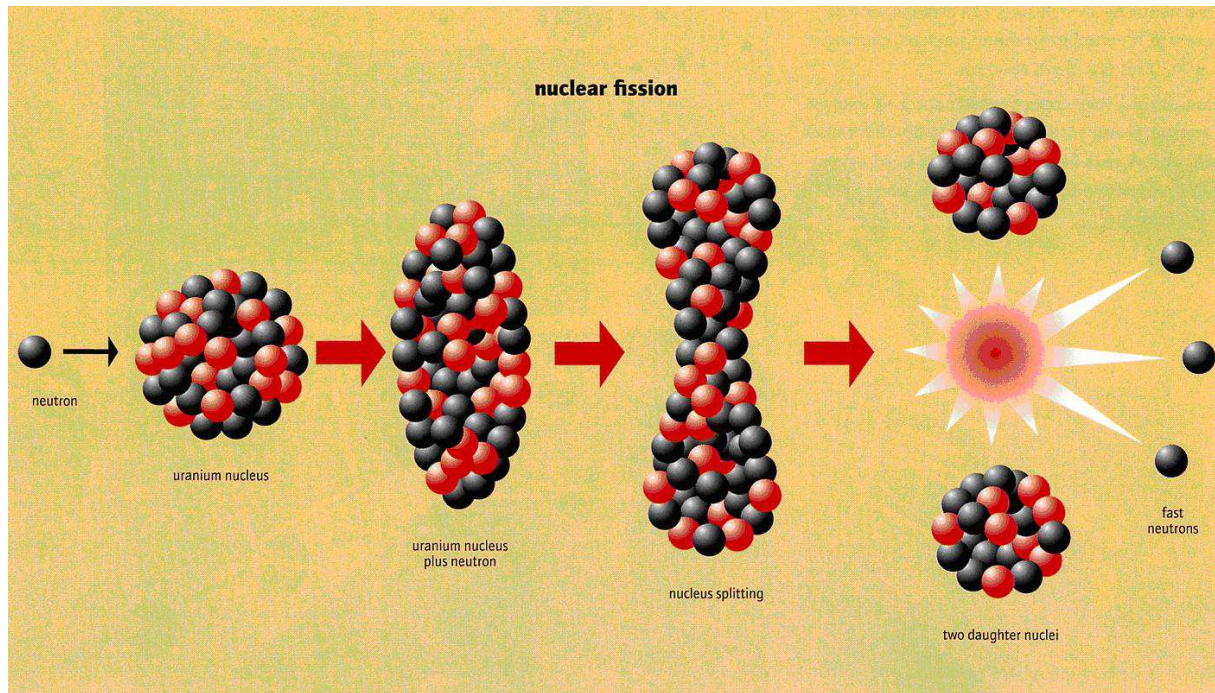


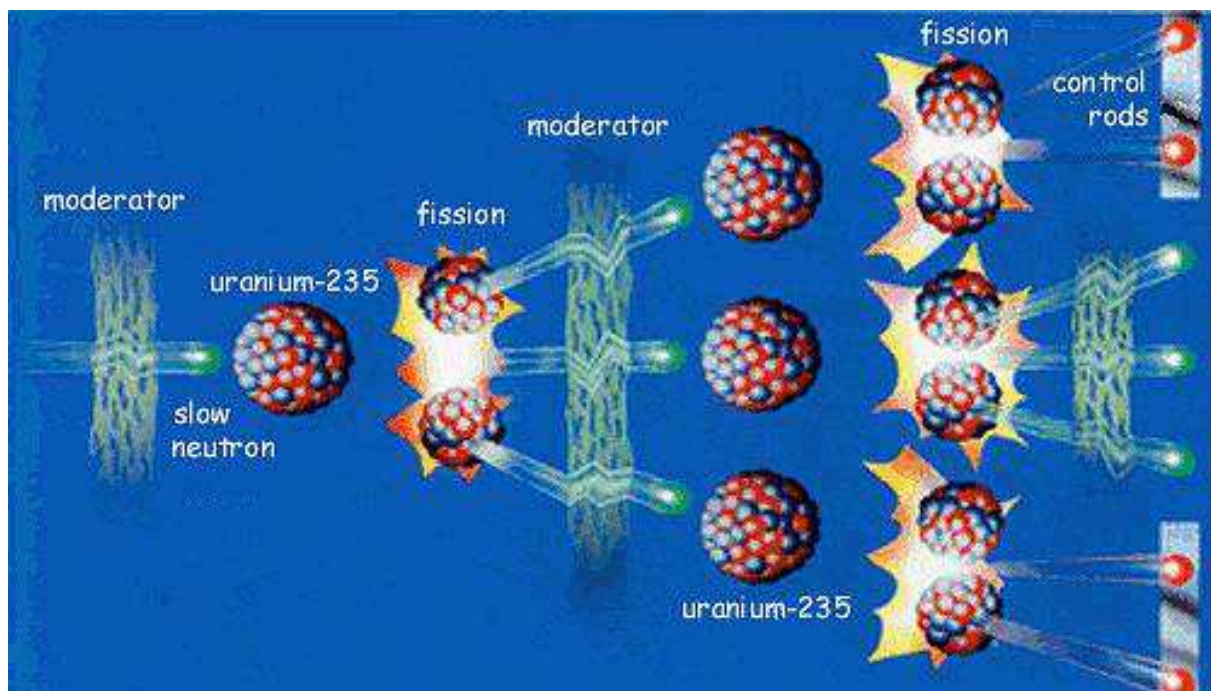
Notater til forelesningene i BIT 390 Energifysikk 19.10 2011

Tillegg og kommentarer til læreboken *Fysikk og energiresurser* av Øyvind Holter, Finn Ingebretsen og Hugo Parr (3. utgave, 2010).

5.1.1



Indusert fisjon.



Kjedereaksjon med moderator.

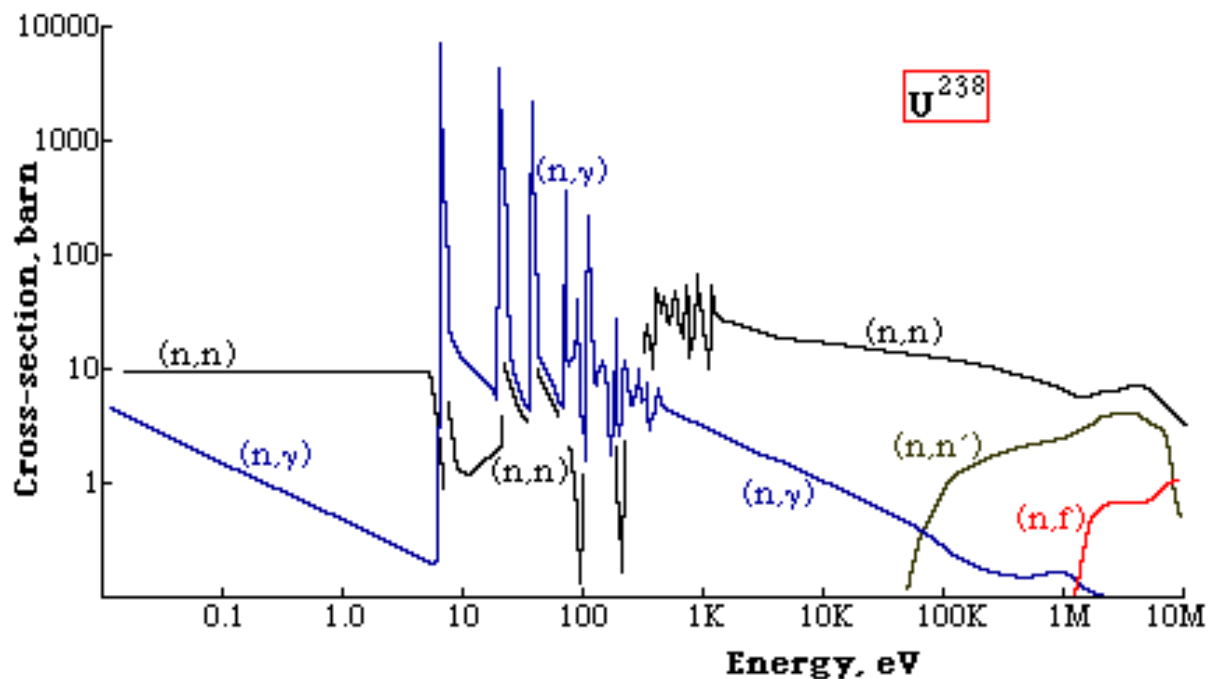
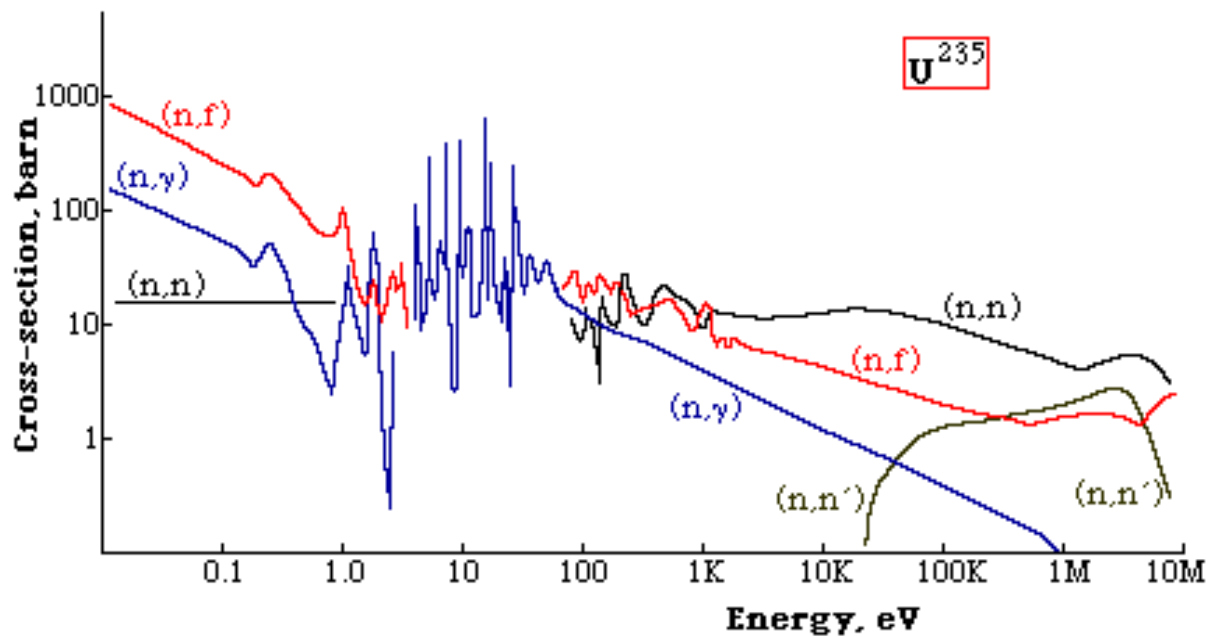
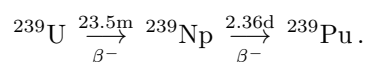


Fig 4.6a. Nøytroninduserte reaksjonstverrsnitt for ^{235}U og ^{238}U . En mer detaljert versjon av fig. 4.6 i læreboken.

Det er verdt å merke seg (n, γ) reaksjonen for ^{238}U , fordi denne prosessen produserer isotopen ^{239}U . Denne isotopen er radioaktiv, og ender etter kort tid opp som den langlevende fissile isotopen ^{239}Pu , hovedmaterialet i moderne atombomber:



Denne prosessen gjør at alle kjernereaktorer som benytter kjernebrensel som inneholder ^{238}U nødvendigvis produserer ^{239}Pu . For ^{235}U produserer derimot (n, γ) reaksjonen isotopen ^{236}U , en temmelig uskyldig isotop som desintegrerer ved utsendelse av alfa-partikler og har en levetid på 23.5 millioner år.

5.2

Ligning (5.3) kommer fra teorien for elastiske støt i mekanikken, og bygger på bevaring av energi og bevegelsesmengde. Her og i de etterfølgende ligningene er det gjort tilnærmelsen at kjernemassen m kan skrives som $m = Am_N$, der m_N er nukleonmassen. Masseforskjellen mellom proton og nøytron, samt kjernenes bindingsenergi, neglisjeres.

I utledningen som følger (5.4) er Σ_s det såkalte «makroskopiske virkningstverrsnittet», se lign. (4,17), dvs. $\Sigma_s = 1/d$, der d er den midlere frie veilengden. Forholdet $\Sigma_s v dt = (v/d)dt$ er altså sannsynligheten for at et nøytron skal kollideres i løpet av tiden dt . Lign. (5.6) for nøytronets gjennomsnittlige levetid kan tilsvarende skrives:

$$T_d = \frac{1}{v_f \Sigma_{\text{abs}}} = \frac{d_{\text{abs}}}{v_f},$$

der d_{abs} er den midlere frie veilengde før nøytronet blir absorbert, og da ser uttrykket rimelig nok ut.

I lign. (5.7) er $\Phi(t)$ den *totale nøytronfluksen* ved tiden t , dvs. det totale antall nøytroner per arealenhet og tid som krysser en flate (se avsnitt 4.4.3). For betraktningene i dette avsnittet kan vi like gjerne bruke det totale antallet (termiske) nøytroner i reaktoren, $n_T = \Phi/vv$.

Generelt har vi at $T_d < T_p$, siden nøytroner kan gå tapt ved andre prosesser enn (prompte) fisjon. For en termisk reaktor vil de fleste av nøytronene gi opphav til nye fisjoner, så for slike reaktorer kan vi regne $T_p \approx T_d$. For *avlreaktorer* («formeringsreaktorer», lærebokens «bridere», fra engelsk *breeder*, egentlig *avlsdyr*), som er hurtige reaktorer, har vi imidlertid en betydelig forskjell på de to tidene, siden mange av nøytronene absorberes av «teppet» av fertilt materiale som skal produsere nytt brennstoff, og derfor ikke gir opphav til prompt fisjon.

I linjen etter lign. (5,8) er det falt bort at nøytronfluksen øker eksponentielt når $T_0 > 0$, dvs. når $k > 1$.